



HAL
open science

Comportement d'un absorbant actif en écoulement : étude théorique et expérimentale

Benjamin Betgen

► **To cite this version:**

Benjamin Betgen. Comportement d'un absorbant actif en écoulement : étude théorique et expérimentale. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Centrale de Lyon, 2010. Français. NNT : 2010ECDL0019 . tel-00566404

HAL Id: tel-00566404

<https://theses.hal.science/tel-00566404>

Submitted on 16 Feb 2011

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

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée devant
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Benjamin BETGEN

COMPORTEMENT D'UN ABSORBANT ACTIF EN ÉCOULEMENT:
ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

soutenue le 15 Septembre 2010 devant la commission d'examen

Président :	M.	Michel	ROGER	
Examineurs :	Mme.	Marie-Annick	GALLAND	(Directeur de thèse)
	M.	Frank	SIMON	(Codirecteur)
	M.	Alain	BERRY	(Rapporteur)
	M.	Emmanuel	FRIOT	(Rapporteur)
	M.	Yann	DOUTRELEAU	
	M.	Gérard	SCORLETTI	

Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) en collaboration avec l'Office National d'Études et Recherches Aérospatiales (ONERA). Il a été co-financé par le Centre National de la Recherche Scientifique et la Délégation Générale pour l'armement. Je remercie d'abord ces deux organismes pour leur soutien mais également Gilles Robert, directeur du Département Mécanique des Fluides, Acoustique et Énergétique, et Daniel Juvé, directeur du Centre Acoustique, pour m'avoir accueilli au sein de leur groupe de recherche.

J'adresse ma plus sincère reconnaissance à ma directrice de thèse, Madame Marie-Annick Galland, professeur à l'École Centrale de Lyon, pour la pleine confiance dont elle m'a honoré le long de ces trois dernières années. J'exprime également ma plus profonde gratitude à mon codirecteur Monsieur Frank Simon (ONERA) pour son soutien et ses conseils qui ont assurément contribué au bon déroulement de la thèse.

Je tiens à remercier tous les membres du jury pour avoir accepté de juger mon travail. Tout d'abord, je voudrais exprimer ma gratitude à Michel Roger qui m'a fait l'honneur de présider le jury. Mes remerciements s'adressent également à Alain Berry et à Emmanuel Friot pour l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude, en acceptant d'en être les rapporteurs. Enfin, je remercie Yann Doutreleau et Gérard Scorletti pour leur présence dans le jury.

L'aboutissement de cette thèse doit beaucoup à toutes les personnes qui ont contribué à la réalisation des différentes campagnes d'essais. J'exprime ma plus profonde gratitude à Estelle Piot pour son aide précieuse tout le long des essais à l'ONERA et lors du post-traitement des données expérimentales. Aussi, je remercie chaleureusement Jean-Michel Perrin pour son soutien dans la conception des prototypes d'absorbants hybrides et Emmanuel Jondeau pour son aide pendant les essais effectués au LMFA. Je tiens également à remercier Evelyne Roche pour son soutien administratif et à Oliver Marsden pour son aide scientifique et informatique. J'associe à ces remerciements toute l'équipe du LMFA, et en particulier deux anciens membres, Aroune Duclos et Alexios Korakas, pour les échanges fructueux et l'ambiance agréable qui m'a accompagnée le long de ces trois années.

Enfin, ces remerciements ne seraient pas complets sans mentionner mes parents qui m'ont soutenus et encouragés tout le long de mes études et de mon doctorat. J'exprime mon infinie reconnaissance à mon épouse Stéphanie pour sa patience et son éternel confiance. Et pour finir, je passe une dédicace spéciale à mon fils Ferdinand qui m'a distrait de la science lors de nombreux entretiens nocturnes.

Résumé

La présente thèse s'inscrit dans la suite des travaux sur les absorbants acoustiques hybrides actifs/passifs menés au Centre Acoustique du LMFA depuis une quinzaine d'années. Ces absorbants sont constitués de cellules couvertes par une mince couche de matériau poreux et équipées d'un système de contrôle actif permettant d'annuler la pression acoustique en face arrière du poreux. L'impédance de surface ainsi obtenue est purement réelle et donnée par la résistance du poreux utilisé. Le concept d'absorbant hybride renvoie au fonctionnement double des cellules puisque le contrôle actif est utilisé en basses fréquences uniquement, le système passif cavité-poreux assurant une absorption suffisante en plus hautes fréquences. Une application distincte a fait l'objet d'un grand nombre d'études, à savoir l'utilisation des cellules hybrides comme revêtement pour les parois de conduits, et plus particulièrement des entrées et des sorties d'air de nacelles de turboréacteurs. En effet, les absorbants passifs classiquement utilisés manquent de performance dans le domaine des basses fréquences. Or, le taux de dilution des nouveaux moteurs d'avions ne cesse de s'accroître, ce qui implique des soufflantes de plus en plus grandes, générant des émissions harmoniques en basses fréquences.

Les objectifs de ce travail résultent de différents enjeux qui se présentent dans le cadre d'une telle application. Premièrement, l'impédance optimale en termes de réduction de bruit à réaliser en paroi d'un conduit est complexe et dépend de la fréquence. Un nouvel absorbant, dit absorbant hybride *complexe*, a été développé dans le but de produire de telles impédances. Un microphone supplémentaire en face avant du poreux permet alors d'estimer la vitesse à partir du gradient de pression et par conséquent l'impédance de surface de l'absorbant. Une couche protégeant le microphone en face avant de l'écoulement rasant est devenue nécessaire, et son effet sur l'impédance doit être prise en compte. Les mesures en Tube de Kundt montrent toutefois que des impédances optimales typiques (telle que l'impédance de Cremer) peuvent être obtenues. La bonne performance du nouvel absorbant est confirmée par mesure de la perte par transmission en absence d'écoulement ; elle est triplée par rapport à l'ancien absorbant hybride. Le champ complexe des impédances a ensuite été balayé expérimentalement à l'aide du nouvel absorbant, et ceci sans, ainsi qu'avec écoulement. La performance maximale est trouvée considérablement réduite en présence d'un écoulement, en contraste avec les calculs qui prédisent avant tout un décalage de l'optimum. L'étude des effets menant à la dégradation des performances constitue le deuxième axe de ce travail. Elle est menée à travers de mesures de Vélocimétrie Laser Doppler qui permettent de visualiser le champ acoustique en voisinage des différents absorbants hybrides. En effet, l'influence de l'absorbant hybride sur la veine est étendue sans écoulement et sa surface apparaît comme impédance uniforme. La présence de l'écoulement fait rétrécir cette zone au voisinage direct de chaque cellule.

A ce jour, il n'est pas certain que la performance des absorbants hybrides puisse être considérablement améliorée en présence d'un écoulement rapide. Cependant, il y a des applications possibles à court terme du contrôle actif d'impédance, par exemple comme moyen expérimental. En effet, un contrôle plus flexible des conditions aux limites peut être utile pour une multitude d'expérimentations en acoustique.

Abstract

The background of the present study is the research at the “Centre Acoustique du LMFA” in hybrid active/passive absorbers in the past 15 years. These absorbers are made of thin resistive layers backed by cells that each contain an active control system permitting to cancel acoustic pressure on the rear side of the resistive layer. The surface impedance that is realised in active mode is purely real and given by the resistance of the layer. The concept of hybrid absorption implies the use of active control in the low frequency region only. Passive absorption of the resonator-like system is indeed sufficient at higher frequencies. One application has been studied in particular, namely the use of hybrid absorbers as liners in flow ducts like turboengine intakes and outlets. In fact, the passive absorbers classically used suffer from a lack of performance in the low frequency region. At the same time, the bypass-ratio of modern turboengines continues to increase, which implies larger and larger fans emitting low frequency noise.

The objectives of this study originate from different challenges that arise in such a context. First of it all, the optimal impedance for a liner in terms of noise reduction is complex and frequency dependent. A new absorber, the *complex* hybrid absorber, has been developed in the aim of realising such kind of impedances. A second microphone at the front face of the absorber permits to measure the pressure gradient through the resistive layer and therefore to estimate velocity and impedance. Another layer protecting the front face microphone from grazing flow has to be introduced and its effect on surface impedance has to be taken into account. Measurements in a standing wave tube show that typical optimal impedance functions (such as the Cremer impedance) can be obtained. The good performance of the new liner has been confirmed by transmission loss (TL) measurements without flow, it is virtually tripled in respect to the former absorber. The complex impedance plane has finally been scanned experimentally using the new absorber and TL has been recorded without and with grazing flow. Maximum TL is significantly decreased in presence of flow, which is in contrast to the performed modal calculation that predicts rather a shift of optimal impedance than a decrease of TL. The investigation of the effects leading to this decrease of performance constitutes the second axis of our work. Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements are performed in order to visualise the acoustic field in vicinity of different hybrid absorber setups. The influence of the liner on the duct is quite global in active mode without flow and its surface appears virtually as a constant impedance. The presence of flow shrinks the zone of influence to the immediate vicinity of each cell.

At this stage of the study, it is not sure if the performance of hybrid liners can be significantly increased in presence of flow. However, there are possible applications of this technology even for the short term, for example as an experimental tool. In fact, a more flexible control of impedance boundary conditions can be useful for a multitude of acoustic experiments.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Introduction	1
1 La propagation acoustique dans un conduit aux parois traitées	5
1.1 Mis en place du problème	6
1.2 L'absorbant semi-infini	7
1.2.1 Théorie : Le calcul modal	7
1.2.2 Résultats : Observations générales	9
1.2.2.1 Le cas sans écoulement	9
1.2.2.2 Le cas avec écoulement	15
1.3 L'absorbant de longueur finie	18
1.3.1 Théorie : Le raccordement entre conduit rigide et conduit traité	19
1.3.2 Résultats : L'impédance optimale d'un absorbant pour MATISSE	21
1.4 Conclusions	24
2 L'absorbant hybride actif/passif à impédance complexe ajustable	27
2.1 Historique et applications du contrôle actif acoustique	28
2.2 La recherche dans le domaine du contrôle actif d'impédance	29
2.2.1 Le contexte de l'acoustique sous-marine	29
2.2.2 Le contexte de l'acoustique des salles et de l'aéronautique	30
2.3 La recherche en contrôle actif au LMFA	34
2.4 Le contrôle actif acoustique : Bases théoriques	35
2.4.1 Filtres numériques	35
2.4.2 L'algorithme LMS	37
2.4.3 Le contrôle feedforward avec l'algorithme FXLMS	38
2.4.4 Le contrôle feedback avec l'algorithme IMC-FXLMS	39
2.5 Le fonctionnement du contrôle hybride actif/passif	40
2.5.1 Principe de base de la cellule hybride : Stratégies du "contrôle d'impédance par contrôle de pression" et du "contrôle d'impédance complexe"	40
2.5.2 Quelques réflexions sur les impédances cibles	42
2.6 Développement d'un algorithme de contrôle d'impédance	44
2.6.1 Représentation de l'impédance cible dans le domaine temporel	44
2.6.2 Un système feedforward	46

2.6.3	Un système feedback	48
2.7	Simulations de contrôle	49
2.7.1	Contrôle feedforward FXLMS	49
2.7.2	Contrôle feedback IMC-FXLMS	50
2.8	Conclusion	50
3	Validation expérimentale de l'absorbant hybride actif/passif complexe	53
3.1	Les montages expérimentaux	53
3.1.1	La nouvelle cellule hybride	53
3.1.2	Le Tube de Kundt "CAMELIA"	57
3.1.3	La veine à incidence normale "MATISSE"	58
3.2	Mesure préliminaire : Analyse des signaux temporels des microphones de contrôle	60
3.3	Validation en Tube de Kundt	61
3.3.1	Mesure de l'impédance de surface	62
3.3.2	Résultats des mesures dans "CAMELIA"	62
3.4	Validation en veine à incidence rasante	67
3.4.1	Mesure de la perte par transmission	67
3.4.2	Résultats des mesures dans "MATISSE"	68
3.5	Conclusion	71
4	La méthode de mesure acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)	75
4.1	Quelques bases théoriques et pratiques de la technique LDV	76
4.2	Le système de mesure LDV de l'ONERA de Toulouse	79
4.2.1	Le conduit B2A	79
4.2.2	Le traitement du signal issu de la mesure LDV	80
4.2.3	L'exploitation des champs de vitesses	81
4.3	Conclusion	82
5	Caractérisation de l'absorbant hybride par Vélocimétrie Laser Doppler	83
5.1	Les cellules hybrides adaptées au banc B2A	83
5.1.1	L'absorbant hybride	83
5.1.2	L'absorbant hybride complexe	84
5.2	L'impédance optimale prédite pour un absorbant dans B2A	85
5.3	La caractérisation de l'absorbant hybride	89
5.3.1	Le signal d'excitation	89
5.3.2	Résultats des mesures LDV	89
5.4	La caractérisation de l'absorbant hybride complexe	99
5.4.1	Le signal d'excitation	99
5.4.2	Mesures microphoniques	100
5.4.3	Résultats des mesures LDV	100
5.4.4	Comparaison entre mesures microphoniques et mesures par LDV	102
5.5	Conclusion	107
	Conclusion	109
	Table des figures	115

Notations	119
Annexes	123
A Détails du calcul modal	123
A.1 Dérivation de l'équation (1.10)	123
A.2 Dérivation de l'équation (1.30)	123
B Éléments de la propagation acoustique dans les poreux	125
B.1 Développement limité à l'ordre 1	126
B.2 Développement limité à l'ordre 0	128
C Mesure de l'impédance de surface en Tube de Kundt	129
C.1 La "Méthode du taux d'ondes stationnaires"	129
C.2 La "Méthode de la fonction de transfert"	129
Bibliographie	131

Introduction

Nos modes de vie en général et nos habitudes de consommation en particulier provoquent des effets importants sur l'environnement. Une grande partie de la pollution émise peut être attribuée aux secteurs de l'industrie et du transport. À partir des années 1970, de nombreux pays industrialisés élaborent alors des normes environnementales visant d'abord la pollution industrielle et dans un deuxième temps les émissions des véhicules. Ces réglementations ont contribué à réduire significativement l'exposition des populations à la pollution environnementale. Parallèlement, une nouvelle forme de pollution est devenue de plus en plus visible, ou mieux, audible : la pollution sonore. D'après l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME), "Les nuisances sonores sont dénoncées par une large majorité de Français comme la première gêne à laquelle ils sont confrontés dans leur vie quotidienne." En effet, la réglementation concernant cette pollution a été mise en place assez tard. La première loi globale sur le bruit en droit français date du 31 décembre 1992 (Loi no 92-1444 du 31 décembre 1992 relative à la lutte contre le bruit). Au niveau européen on peut citer la directive 2002/49/CE relative à l'évaluation et à la gestion du bruit dans l'environnement. Elle impose notamment l'élaboration de cartes de bruit des agglomérations ainsi que des voisinages des aéroports, principales routes et voies ferrées. La plus grande partie des nuisances sonores vient effectivement du trafic routier et aérien dont l'essor compense ou surcompense le progrès technologique en termes de réduction du bruit. La réduction nette des émissions sonores reste alors un défi pour la recherche en acoustique.

Le contexte du présent travail est avant tout le transport aérien, même si des applications dans d'autres domaines sont tout à fait envisageables. Les sources de bruit d'un avion moderne se décomposent en deux contributions majeures : le bruit aérodynamique et le bruit des turboréacteurs. Pendant les phases de décollage et d'atterrissage, ces derniers constituent une source de bruit importante. Au niveau du turboréacteur, trois sources de bruit se distinguent : le jet, les parties tournantes telles que la soufflante, les compresseurs et la turbine, et enfin la combustion. L'introduction du turboréacteur à double flux a permis une réduction significative du bruit de jet. On peut considérer ceci comme un effet secondaire puisque l'inérêt primaire de cette technologie était de réduire la consommation en carburant¹. Le moteur Rolls-Royce Trent 1000 par exemple atteint un taux de dilution de 11 : 1 avec une soufflante de 2,85 m de diamètre comportant 20 pales. Ces soufflantes tournent à des vitesses relativement basses, ce qui implique des fréquences de passage des pales plus basses (de l'ordre de 1 kHz) que dans le cas de moteurs à plus faible taux de dilution. En somme, la partie tournante du moteur est devenue une source de bruit importante, notamment lors des phases de décollage et d'atterrissage. La recherche en acoustique concerne à la fois la réduction de la génération du bruit même, notamment par le biais de nouvelles géométries, et son contrôle plus ou moins proche de la

1. D'autres avancées technologiques qui permettent d'améliorer le rendement ne vont pas forcément de pair avec une réduction des émissions acoustiques. Ceci est notamment le cas des hélices contrarotatives qui représentent un grand défi en ce qui concerne les émissions sonores.

source. De nombreux projets européens tels que RESOUND², RANNTAC³ (1998-2000) et SILENCE(R)⁴ (2001-2005) ont permis de promouvoir les activités de recherche dans ce domaine.

La présente étude se concentre sur le contrôle du bruit émis par la soufflante d'un moteur d'avion à fort taux de dilution. Le moyen de contrôle le moins coûteux semble l'application de revêtements absorbants qui empêchent la propagation du bruit dans la nacelle du réacteur. Typiquement, on utilise des absorbants du type résonateur SDOF (Single Degree Of Freedom), composés d'une couche résistive (souvent une plaque perforée) devant une cavité qui contient une structure en nid d'abeille. Ces absorbants sont en effet bien adaptés à l'environnement hostile que représente l'entrée d'air d'un turboréacteur. Cependant, l'absorption est concentrée sur une bande de fréquences relativement étroite et une cavité de profondeur considérable est nécessaire pour une bonne performance en basses fréquences. Une étude récente [112] compare prédictions et mesures de la perte par insertion obtenue avec un traitement acoustique de la nacelle d'un turboréacteur réel. Dans le domaine des basses fréquences, l'efficacité du traitement est en effet relativement faible, à savoir de l'ordre de 1 dB à 500 Hz et de 3 dB à 1000 Hz. Le contrôle actif peut répondre au besoin de réduction des émissions basses fréquentes tout en respectant les contraintes en encombrement et poids. Le principe de base de cette technologie consiste en la génération d'un champ secondaire à faire interagir avec le champ primaire à contrôler. Il semble évident que le contrôle actif est d'autant plus difficile à mettre en œuvre que le champ primaire est complexe. Ceci est notamment le cas en hautes fréquences ou plus précisément, quand la longueur d'onde est petite devant les dimensions du champ à contrôler. Par conséquent, seul l'utilisation combinée de moyens passifs et actifs permet de couvrir un domaine fréquentiel suffisant. Ces technologies complémentaires peuvent être mis en place séparément, par exemple avec un système de stators actifs associé à des absorbants passifs aux parois de la nacelle. Une autre approche consiste à combiner les deux techniques dans un seul élément ; c'est le cas des absorbants hybrides passifs-actifs.

Cette thèse s'inscrit dans la suite d'un grand nombre de travaux effectués au Centre Acoustique du LMFA dans le domaine des absorbants hybrides depuis le milieu des années 1990. Partant d'un résonateur SDOF passif, l'idée est d'imposer par le biais du contrôle actif la condition de résonance dans le domaine des basses fréquences. Cette condition correspond à une vitesse acoustique maximale à travers la couche résistive ou à une pression acoustique minimale à l'arrière de celle-ci. Il s'agit alors de minimiser la pression acoustique en arrière de la couche résistive. L'absorbant hybride est composé de cellules dont les dimensions restent petites devant la demi-longueur d'onde de la perturbation acoustique à contrôler. Elles sont équipées chacune d'un microphone d'erreur et d'une source acoustique secondaire. En hautes fréquences, le contrôle actif est arrêté et l'absorbant agit comme absorbant passif. L'intérêt de cette approche est double : d'une part, le domaine fréquentiel est étendu par rapport à des techniques purement passives ou actives ; d'autre part, le système de contrôle est protégé de l'environnement par la couche résistive.

Dans le cadre de SILENCE(R), un prototype d'absorbant hybride composé de deux panneaux à 27 cellules a été construit et testé dans des conditions relativement proches de l'application visée [52, 51]. La plupart des études expérimentales cependant ont été réalisées en utilisant des installations de plus petite taille. Ainsi, la veine MATISSE, réservée à l'évaluation des performances des traitements acoustiques, a été mis en place au Centre Acoustique du LMFA. Elle permet en particulier la mesure de la perte par transmission produite par une ou plusieurs cellules hybrides en présence ou non d'un écoulement rasant.

2. Reduction of Engine Source noise through Understanding and Novel Design
3. Reduction of Aircraft Noise by nacelle Treatment and Active Control
4. Significantly Lower Community Exposure to aircraft noise

Objectifs de la thèse

Les résultats expérimentaux obtenus lors de précédentes études, et notamment ceux présentés dans le mémoire de thèse de Nadine Sellen [113] sont très encourageants. Dans le domaine des basses fréquences, la performance de l'absorbant est considérablement augmentée par l'utilisation du contrôle actif. On repère cependant deux aspects qui méritent une étude plus approfondie : d'un côté, la bande fréquentielle de haute performance est relativement étroite, de l'autre côté la performance baisse nettement en présence d'un écoulement rasant rapide.

En contraste avec le contrôle actif classique, les absorbants hybrides constituent une approche de contrôle des conditions aux limites ou de contrôle d'impédance. En effet, le but est de s'approcher de l'impédance dite optimale qui produit la réduction de bruit la plus élevée. Dans le cas d'une incidence rasante, cette impédance est complexe et dépend de la fréquence. Or, l'impédance réalisée avec l'absorbant hybride en mode actif est égale à la résistance de la couche passive, donc constante avec la fréquence et purement réelle. Cela signifie que l'impédance optimale ne peut jamais être réalisée précisément et que le choix d'une couche résistive représente toujours un compromis entre bonnes performances en basses et en hautes fréquences. Une variante d'absorbant hybride, qui permet la réalisation d'impédances complexes, a récemment été proposée par Dupont [36]. Elle se base sur l'estimation de l'impédance de surface à l'aide de microphones de part et d'autre de la couche résistive. Cet absorbant sera appelé absorbant hybride *complexe*. Un objectif de la thèse est alors l'adaptation de l'absorbant hybride complexe au contexte des traitements acoustiques dans les conduits. En effet, si l'application finale envisagée est destinée à l'atténuation du bruit des turboréacteurs, il s'agit d'abord de démontrer la faisabilité d'une telle approche dans un cadre plus académique. La modification du nouveau type d'absorbant hybride concerne non seulement la partie physique (adaptation au cas avec écoulement rasant, etc.) mais aussi les algorithmes de contrôle (par exemple la représentation de l'impédance cible dans le domaine temporel). Nous nous intéressons avant tout au fonctionnement actif de cet absorbant, le fonctionnement passif étant identique à celui de la version d'origine.

Le deuxième axe principal de cette thèse concerne une série de mesures effectuée en partenariat avec l'ONERA Centre de Toulouse. Leur équipe⁵ a mis en place un banc d'essais équipé d'un système de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) destiné aux mesures acoustiques. Ce dispositif permet une caractérisation complète du champ acoustique au dessus d'un absorbant placé dans une veine en présence d'un écoulement, et ceci de façon non intrusive. L'objectif est, par l'analyse des champs acoustiques mesurés, de mieux appréhender le fonctionnement des absorbants hybrides et les mécanismes qui sont en jeu. Cette étude vise aussi bien l'absorbant hybride existant que l'absorbant hybride *complexe*, développé lors des présents travaux.

Organisation du mémoire

La première partie de ce mémoire concerne la détermination de l'impédance optimale à réaliser avec un absorbant qui est placé en paroi de la veine MATISSE. La description mathématique présentée est bien entendu valable pour un conduit rectangulaire quelconque qui contient une section dont une paroi est traitée acoustiquement. Cependant, les calculs sont uniquement effectués pour la configuration rencontrée lors des expériences, à savoir une cellule hybride carrée dont la surface est égale à la section du conduit.

5. Unité Couplage Aérothermique et Acoustique (C2A) du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique (DMAE) avec Frank Simon, codirecteur de cette thèse

Le développement du nouvel absorbant hybride complexe est détaillé dans le deuxième chapitre. Les différentes approches de contrôle d'impédance décrites dans la littérature sont tout d'abord présentées, ainsi que les bases théoriques du contrôle actif en général et de l'algorithme FXLMS en particulier. Un algorithme de contrôle permettant de piloter le nouvel absorbant est ensuite élaboré. Un certain nombre de simulations de contrôle est finalement conduit afin de valider théoriquement cette approche.

Le troisième chapitre considère la validation expérimentale du nouvel absorbant hybride. Dans un premier temps, des mesures d'impédance sont effectuées dans un Tube de Kundt, permettant de comparer à la fois différents réglages de contrôle et différents matériaux résistifs. On place ensuite la cellule hybride en paroi de la veine MATISSE afin de conduire des mesures de la perte par transmission produite par les différentes conditions d'impédance. Sont d'abord réalisés les cas du fonctionnement passif et du fonctionnement actif simple, c'est à dire avec annulation de la pression en face arrière de la couche résistive. Différents réglages du contrôle d'impédance complexe sont ensuite comparés, en particulier celui déterminé par le calcul comme étant optimal. Afin de compléter des mesures de la perte par transmission en fonction de la fréquence, un balayage des impédances est effectué de façon à produire des cartographies de la perte par transmission en fonction de l'impédance complexe.

Les deux derniers chapitres de ce mémoire sont consacrés aux mesures LDV, effectuées lors de deux campagnes de mesures à l'ONERA de Toulouse en avril 2009 et en février 2010. La technique LDV et le banc d'essais B2A en particulier sont d'abord discutés brièvement dans le chapitre 4. En effet, le développement de ce banc d'essais et du système LDV associé ne fait pas partie de cette thèse mais il est présenté afin de faciliter la compréhension des résultats des mesures LDV. Ces derniers sont regroupés dans le dernier et cinquième chapitre. Tout d'abord, nous présentons les assemblages des cellules hybrides destinés aux différents essais. Ensuite, les résultats obtenus avec l'absorbant hybride lors de la première campagne de mesures sont discutés. Finalement, les résultats de la deuxième campagne, qui avait pour but de caractériser le nouvel absorbant hybride complexe, sont abordés.

Chapitre 1

La propagation acoustique dans un conduit aux parois traitées

La propagation dans des guides d'ondes est une thématique classique de l'acoustique. Les guides d'ondes peuvent adopter des formes diverses. La propagation acoustique sous-marine par exemple peut être considérée guidée, ainsi que la propagation atmosphérique entre couches d'air de différentes propriétés. Nous nous intéressons ici aux guides d'ondes sous la forme de tubes en présence d'un écoulement. Le but est la caractérisation du meilleur absorbant possible pour les parois d'un conduit. Il y a de multiples applications techniques qui se distinguent par la taille, la géométrie et la vitesse de l'écoulement, comme par exemple les conduits d'aération ou les nacelles de turboréacteurs.

Souvent, ces problématiques sont traitées par une approche modale. Le principe de base de tout calcul modal est de définir un jeu de fonctions (la base modale) qui satisfait l'équation des ondes (qui est elle-même issue des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'entropie). Chaque mode ou bien combinaison de modes est une solution au problème de propagation. Le calcul même consiste en la détermination des coefficients présents dans ce jeu de fonctions de façon à ce que les conditions aux limites soient satisfaites. Lors de l'étude précédente cette thèse, les modes avaient été déterminés par la méthode des différences finies [113]. Dans le cas avec écoulement, une simplification de la relation de dispersion limitait ces calculs au domaine des ondes planes. Dans ce manuscrit, nous déterminons les modes directement à partir des équations de propagation. Une alternative est de projeter systématiquement sur la base modale du conduit rigide [18, 19]. Un mode isolé ne suffit alors pas aux conditions aux limites et il faut toujours utiliser une combinaison de plusieurs modes, même en basses fréquences. Cependant, la convergence (en termes du nombre de modes nécessaires) est suffisante et la méthode a récemment encore été améliorée dans ce sens [17]. L'avantage de la dite "méthode multimodale (MMM)" est que le calcul est considérablement simplifié et accéléré. Un inconvénient est que les étapes intermédiaires du calcul sont moins faciles à interpréter puisque un mode isolé n'est pas une solution au problème de propagation.

Nous choisissons ici la méthode modale classique, ce qui permet notamment d'analyser le comportement du nombre d'onde axial en fonction de l'impédance du traitement. Dans le futur, la méthode utilisant la base modale du conduit rigide pourra cependant être bénéfique. Elle permettra probablement un calcul plus fin, tenant compte par exemple des séparateurs rigides entre deux cellules hybrides (splices) et de profils d'écoulement plus réalistes.

Une technique de calcul assez différente est finalement évoquée ; la méthode des éléments finis ou celle des éléments de frontières. A la base de ces calculs est la discrétisation du domaine par le biais d'un maillage. Les équations de conservation sont résolues à l'aide de routines numériques en tout point du maillage. Gourmandes en temps de calcul, ces méthodes permettent cependant la prise en compte de géométries et d'écoulements complexes.

Il est important de noter que beaucoup de travaux qui traitent du calcul de la propagation guidée en présence d'absorbants n'ont pas pour but la détermination de l'impédance optimale. Ceci est le cas de la technique de déduction de l'impédance qui vise à déterminer l'impédance d'un traitement acoustique à partir de mesures en veine à incidence rasante. Cette méthode inverse nécessite en effet un modèle de propagation dont les paramètres (et notamment l'impédance) sont ajustés jusqu'à ce qu'un certain nombre de critères (souvent les pressions acoustiques relevées sur la face opposée à l'absorbant) coïncident avec les mesures. Son intérêt consiste en premier lieu en la possibilité de déterminer l'impédance en présence d'un écoulement rasant. Cette méthode est développée en particulier au NASA Langley Research Center [72, 132].

1.1 Mis en place du problème

La géométrie qui nous sert de référence est celle de la veine expérimentale MATISSE (voir section 3.1.3). Avec sa section constante et rectangulaire (66 mm x 66 mm) et la terminaison anéchoïque, elle constitue une configuration relativement "académique" (c'est justement pour cette raison qu'elle permet la simple mesure de la perte par transmission). Les calculs, présentés dans ce chapitre, se limitent essentiellement à la configuration expérimentale : une seule cellule hybride est montée en paroi du conduit MATISSE ; elle est de la même taille que la section du conduit¹. Nous choisissons comme indice de performance la perte par transmission (TL). En ce qui concerne les expérimentations, la plus haute fréquence rencontrée reste en dessous de la fréquence de coupure du conduit. Quelques calculs sont néanmoins effectués au delà de la fréquence de coupure.

La considération d'un traitement de longueur infinie (section 1.2) est un passage obligé. Elle permettra de faire quelques observations générales sur la propagation guidée en présence d'un traitement acoustique.

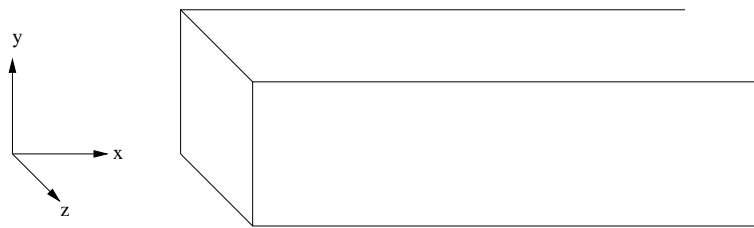


FIGURE 1.1 – Définition des coordonnées

Les définitions et hypothèses qui suivent sont communes à tous les calculs présentés dans ce chapitre. La figure (1.1) représente le système de coordonnées. Le conduit est considéré comme infiniment long dans le sens des x positifs. La section du conduit est donnée par $L_y = 66$ mm et $L_z = 66$ mm, les calculs sont cependant développés pour un conduit rectangulaire (et non forcément de section carrée). Le traitement acoustique se trouve sur la face donnée par $y = L_y$. Il est considéré comme "à réaction locale", c'est à dire qu'il n'y a pas de propagation dans le traitement parallèle à la veine. Par conséquent, le traitement est pris

1. Dans le chapitre 5 sont également présentés quelques résultats de calcul qui correspondent à des configurations différentes (rencontrées lors des expériences avec le banc d'essais B2A).

en compte par une simple impédance constante. Dans le cas d'un traitement acoustique de longueur finie, le conduit est divisé en trois sections, dont une contenant le traitement. Le tronçon en aval du traitement est toujours considéré comme infiniment long ou bien comme portant une terminaison anéchoïque (ce qui est le cas de la veine MATISSE). L'écoulement est considéré comme uniforme, c'est à dire $\frac{dM}{dy} = \frac{dM}{dz} = 0$. Enfin il n'y a pas de frottement. Évidemment, une couche limite s'établit en réalité, grâce à la viscosité de l'air et la rugosité des parois. Cette couche limite peut considérablement influencer la propagation acoustique. Cependant, Tack et Lambert [122] trouvaient que l'hypothèse d'un écoulement uniforme est adéquate pour la propagation acoustique dans le domaine des basses fréquences. Eversman [42] constate que l'atténuation est plus influencée par la couche limite pour une propagation dans le sens inverse à l'écoulement. En effet, nous nous limitons au cas d'une propagation dans le sens de l'écoulement, pour la simple raison que les bancs d'essais utilisés ne sont pas conçus pour une propagation en sens inverse.

Afin de simplifier l'écriture des développements mathématiques, les variables seront adimensionnées : La pression est normalisée par rapport à ρc_0^2 , où ρ est la densité statique de l'air et c_0 la vitesse de propagation du son. La vitesse acoustique est rapportée à c_0 , et les longueurs à la hauteur du conduit L_y (notées l_y et l_z en adimensionnel). Il en résulte par exemple que la fréquence angulaire (adimensionnelle) ω est égale au nombre d'onde (adimensionnel) k .

1.2 L'absorbant semi-infini

1.2.1 Théorie : Le calcul modal

En variables adimensionnelles l'équation des ondes devient

$$\frac{D^2 p}{Dt^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0, \quad (1.1)$$

avec la dérivée convective

$$\frac{D^2}{Dt^2} = (j\omega + M \frac{\partial}{\partial x})^2. \quad (1.2)$$

Le nombre de Mach M est la vitesse de l'écoulement en direction $+x$, rapportée à la vitesse du son c_0 . Il s'agit maintenant de trouver une solution à cette équation qui satisfait les conditions aux limites. Pour cela, il convient d'exprimer la pression comme somme modale

$$p(x, y, z) = \sum_{m, \mu} A_{m, \mu} \phi_{m, \mu}(x) \psi_{m, \mu}(y, z). \quad (1.3)$$

L'amplitude modale $A_{m, \mu}$ est imposée par la source. La composante $\psi_{m, \mu}$ décrit la déformée modale selon la section du conduit, et $\phi_{m, \mu}$ sa propagation dans la direction axiale. Elle peut alors être exprimée par $\phi_{m, \mu}(x) = \exp(-jk_{m, \mu}x)$. Le nombre d'onde $k_{m, \mu}$, et plus précisément sa partie imaginaire est la grandeur qui contrôle la propagation et donc l'inconnue que les calculs présents cherchent à déterminer. Comme la section est rectangulaire, la déformée est exprimée en utilisant un indice par direction. Ainsi, m est l'indice en direction y et μ l'indice en direction z . Les fonctions qui décrivent les déformées sont choisies de façon à satisfaire les conditions aux limites du conduit rigide, c'est à dire une vitesse nulle normale aux parois, soit

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \Big|_{y=0} \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \Big|_{y=l_y} \quad (1.4)$$

pour la direction en y , et

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \Big|_{z=0} \quad \text{et} \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \Big|_{z=l_z} \quad (1.5)$$

pour la direction en z .

Ces conditions sont satisfaites par des fonctions cosinus de la forme

$$\cos(m\pi y/l_y) \quad \text{et} \quad \cos(\mu\pi z/l_z), \quad (1.6)$$

avec $m, \mu = 0, 1, 2, \dots$

Dans le cas d'un traitement acoustique en $y = l_y = 1$ (parois rigides en $y = 0$), des modes de forme cosinus suffisent toujours aux conditions aux limites. Cependant, les arguments sont à priori inconnus, et on écrit de façon plus générale

$$\psi_{m,\mu}(y, z) = \Lambda_{m,\mu} \cos(\gamma_m y) \cos(\sigma_\mu z), \quad (1.7)$$

avec γ et σ les nombres d'onde en direction y et z respectivement. Quand les parois dans la direction z sont rigides, ce qui est le cas dans notre exemple, le nombre d'onde $\sigma_\mu = \mu\pi/l_z$ est bien entendu connu. L'amplitude $\Lambda_{m,\mu}$ est convenablement choisie de façon à obtenir une base orthonormée. Ce facteur est défini dans la section 1.3. La condition aux limites d'impédance qui permet de déterminer les nombres d'onde γ est la condition dite de Ingard/Meyers, car proposée pour la première fois par Ingard [67] et de façon plus généralisée par Meyers [93], soit

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{D^2}{Dt^2} \left(\frac{p}{j\omega Z} \right) \Big|_{y=l_y}. \quad (1.8)$$

À la base de cette équation est l'idée suivante : En absence de frottement visqueux, la couche limite devient infiniment mince. La pression à travers cette couche est continue, ce qui n'est pas le cas de la vitesse. En supposant cependant le déplacement continu, on rend compte de l'effet cinématique de la couche limite sur la vitesse. La condition d'impédance à la paroi (index p = paroi) est alors écrite $Z = p/v_p = p/j\omega\xi$, avec $\xi = \xi_p = \xi_f$ (index f = fluide). La vitesse acoustique dans le fluide s'écrit maintenant

$$v_f = \frac{D\xi}{Dt} = \frac{D}{Dt} \left(\frac{p}{j\omega Z} \right). \quad (1.9)$$

L'équation (1.9) peut être réécrite à l'aide de l'équation d'Euler $\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{dv}{dt}$, ce qui mène à l'équation (1.8).

La condition aux limites d'Ingard/Meyers est très largement utilisée, mais elle est peu exacte dans le cas d'une propagation en sens inverse à l'écoulement. Une modification a récemment été proposée [109] afin de tenir compte de la couche limite qui s'établit grâce à la viscosité de l'air. Nous utilisons la version classique, ce qui semble justifié pour une propagation dans le sens de l'écoulement.

Dans notre cas, l'équation(1.8) concerne uniquement la direction y , il est alors avantageux de l'écrire à l'aide de la définition de la somme modale (1.3), ce qui mène à

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\omega}{jZ} \left(1 - \frac{Mk}{\omega} \right)^2 \psi \Big|_{y=l_y}. \quad (1.10)$$

L'équation 1.10 est déduite en détail dans l'annexe A.1.

En remplaçant $\psi_{m,\mu}$ selon l'équation (1.7) et en omettant les indices, l'équation (1.10) peut être écrite

$$\gamma \Lambda(-\sin(\gamma y)) = \frac{\omega}{jZ} \left(1 - \frac{Mk}{\omega}\right)^2 \Lambda \cos(\gamma y) \Big|_{y=l_y}, \quad (1.11)$$

donc

$$-\gamma \sin(\gamma) = \frac{\omega}{jZ} \left(1 - \frac{Mk}{\omega}\right)^2 \cos(\gamma) \quad (1.12)$$

$$= \frac{1}{j\omega Z} (\omega^2 - 2\omega Mk + M^2 k^2) \cos(\gamma) \quad (1.13)$$

$$= \frac{1}{j\omega Z} (\omega - Mk)^2 \cos(\gamma), \quad (1.14)$$

ou

$$j\omega Z \gamma \sin(\gamma) + (\omega - Mk)^2 \cos(\gamma) = 0. \quad (1.15)$$

La fonction cosinus peut prendre une valeur nulle, nous évitons donc de diviser par ce terme. Les nombres d'onde transversaux γ et σ sont reliés au nombre d'onde axial k par la relation de dispersion

$$k^2 + \gamma^2 + \sigma^2 = (\omega - Mk)^2. \quad (1.16)$$

Résolue selon le nombre d'onde γ , l'équation (1.16) devient

$$\gamma = \sqrt{(\omega - Mk)^2 - k^2 - \sigma^2}. \quad (1.17)$$

En remplaçant dans l'équation (1.15), on obtient une équation avec comme seule inconnue le nombre d'onde k . Pour rappel : Le nombre d'onde σ est connu comme il n'y a pas de traitement dans la direction z . L'équation (1.15) sera résolue numériquement pour différents impédances Z , en suivant la procédure décrite ci-dessous. Elle s'inspire d'un article de S.W. Rienstra [110] qui traite de la propagation dans un conduit cylindrique. La transformation du type *Lorentz* ou *Prantl-Glauert* utilisée dans ce papier n'est pas indispensable à la solution des équations, c'est pourquoi elle ne sera pas employée ici. Dans le cas du conduit rigide, l'équation (1.16) permet directement de déterminer k . Comme les nombres d'onde γ et σ sont connus dans ce cas, on a

$$k^\pm = \frac{-M\omega \pm \sqrt{\omega^2 - (1 - M^2)(\gamma^2 + \sigma^2)}}{1 - M^2}, \quad (1.18)$$

où k^+ et k^- sont les nombres d'onde axiaux dans les directions suivant et contre l'écoulement respectivement. Ces nombres d'onde sont utilisés comme solution initiale. Par conséquent, il faut commencer le balayage avec une impédance proche du cas rigide. En effet, une impédance d'une partie réelle (résistance) quelconque peut être utilisée seulement si la partie imaginaire (réactance) est grande. $Im(Z) \rightarrow +\infty$ ainsi que $Im(Z) \rightarrow -\infty$ correspondent effectivement à des conditions de rigidité. La solution sert comme estimation initiale pour la prochaine itération, cette fois-ci avec une réactance légèrement modifiée. Le balayage se fait alors sur la réactance en gardant la résistance constante. La procédure doit être répétée pour chaque résistance.

1.2.2 Résultats : Observations générales

1.2.2.1 Le cas sans écoulement

La figure (1.2) trace des trajectoires de nombres d'onde axiaux k dans le plan complexe. La fréquence angulaire adimensionnée de $\omega = 1,21$ correspond au conduit MATISSE ($L_y = L_z = 66\text{mm}$) et une fréquence de 1 kHz. Seul le mode plan est donc propagatif dans le conduit rigide. Pour une meilleure lisibilité,

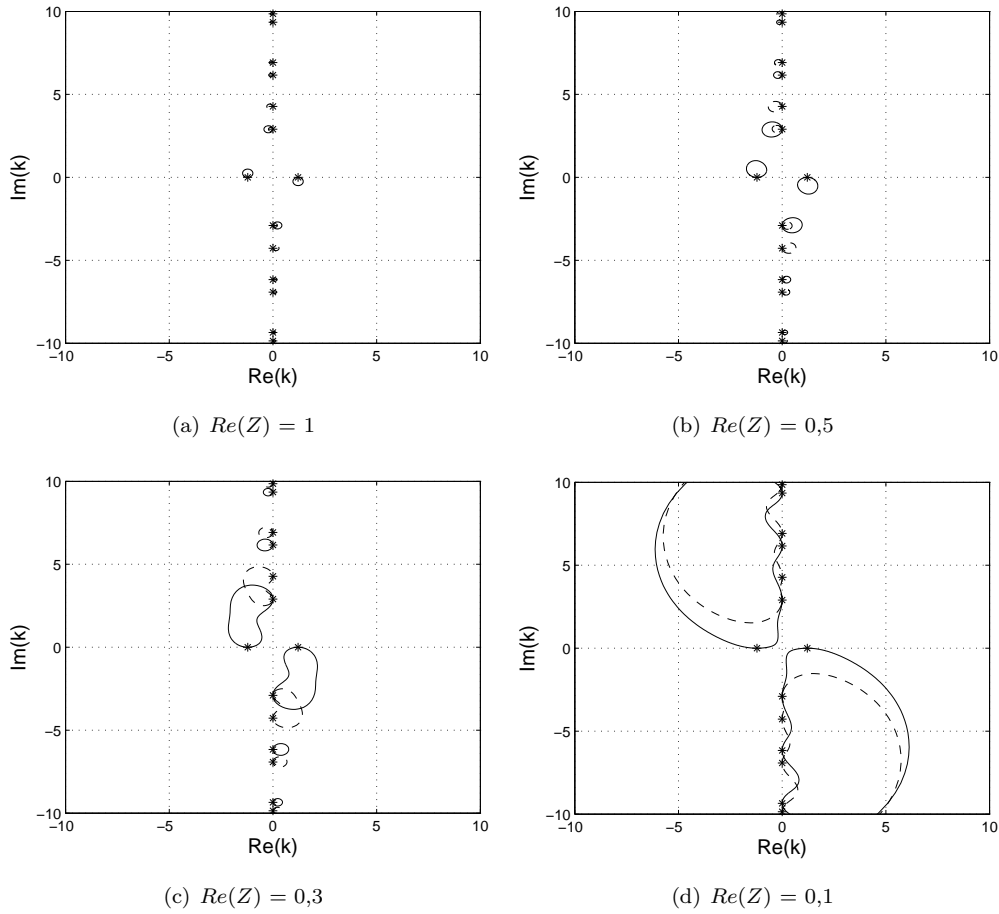


FIGURE 1.2 – Trajectoires des nombres d’onde axiaux k pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0$.

seulement les ordres $\mu = 0$ et $\mu = 1$ sont tracés (rappel : l’ordre μ correspond à la direction z). De cette façon, l’interaction entre les modes de différents ordres m devient claire. La réactance varie entre $Im(Z) = -10$ et $Im(Z) = 10$; ceci s’avère suffisant afin d’approcher les valeurs de k du conduit rigide. Ces valeurs sont marquées dans les figures avec des étoiles. Sans écoulement, les nombres d’onde aller et retour sont naturellement symétriques. Quand la résistance est grande (voir les figures 1.2(a) et 1.2(b)), les nombres d’onde forment des cercles fermés. Chaque nombre d’onde retourne à sa valeur rigide. Quand la résistance est suffisamment faible (voir les figures 1.2(c) et 1.2(d)), il y a des nombres d’onde qui ne retournent pas à leurs valeurs rigides mais aux valeurs rigides du prochain mode d’ordre inférieur. Le mode $\gamma = 0$ finalement fait une grande boucle afin de rejoindre une valeur rigide d’ordre plus élevée (un ordre comme dans la figure (1.2c) ou plusieurs ordres comme dans la figure (1.2d)). Pour une résistance qui tend vers zéro, la taille de cette boucle tend vers l’infini. Le cas décrit correspond à un balayage qui commence à une réactance négative. Quand le balayage commence à une réactance positive, la direction avec laquelle les trajectoires sont parcourues est inversée. Les figures restent en principe inchangées. Aux faibles résistances cependant, beaucoup de modes doivent être pris en compte car la grande boucle part d’un ordre m très élevé.

Les nombres d’onde k qui se situent sur la grande boucle qui relie les valeurs rigides de $m = 0$ et $m \geq 1$ correspondent à ce qui est qualifié d’ondes de surface. Rienstra [110] les analyse mathématiquement et donne des solutions analytiques approchées pour le cas d’un conduit cylindrique. Cremer évoque déjà l’existence d’ondes de surface dans un article paru en 1953 [27] et relie les notions de l’onde de surface et de l’absorption.

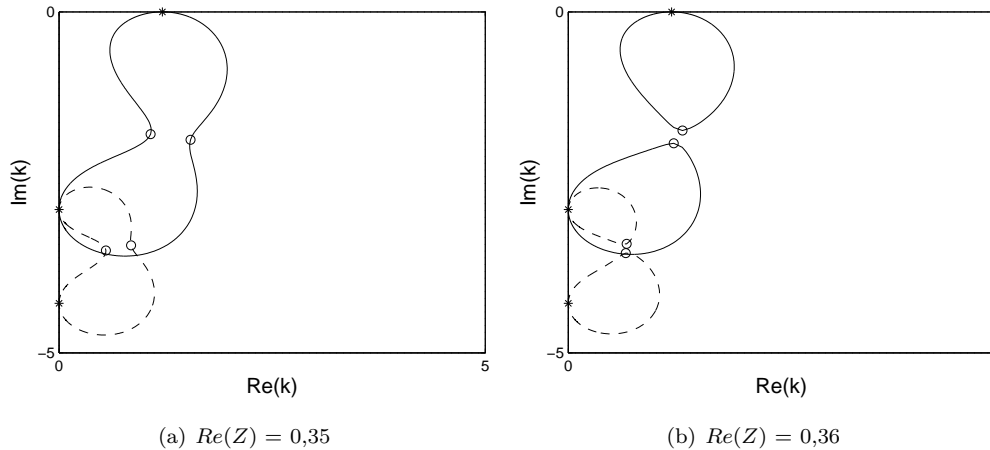


FIGURE 1.3 – Trajectoires des nombres d’onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1,21$; $M = 0$.

Il s’intéresse à l’impédance optimale menant à une absorption maximale à travers un conduit rectangulaire mince. Le problème est donc réduit à une géométrie 2D. Le conduit est considéré comme infiniment long, c’est à dire que les ondes se propagent dans une direction uniquement. Cremer observe qu’à l’impédance optimale, deux solutions (modes) identiques peuvent être trouvées. L’une des deux devient un mode de surface quand la résistance de l’absorbant baisse. La formule pour l’impédance optimale donnée par Cremer est (en variables adimensionnelles)

$$Z_{Cremer} = (0,91 - 0,76i) \frac{\omega}{\pi}. \quad (1.19)$$

(Pour rappel : La fréquence angulaire adimensionnelle est définie comme $\omega = 2\pi f L_y / c_0$.) Résistance et réactance optimales dépendent donc linéairement de la fréquence et de la dimension du conduit perpendiculaire au traitement acoustique. Pour le conduit MATISSE ($L_y = 66$ mm) et une fréquence de $f = 1$ kHz, c’est à dire $\omega = 1,21$, on obtient une impédance optimale de $Z_{Cremer} = 0,35 - 0,29i$. Le cas où deux solutions identiques sont trouvées est forcément le cas où les trajectoires d’un mode $m = 0$ et $m = 1$ se touchent. Autrement dit, l’impédance optimale correspond à la fusion des trajectoires.

La figure (1.3) représente les trajectoires des nombres d’onde aux résistances de 0,35 et 0,36. Nous constatons que la résistance de 0,35 correspond bien à la fusion des trajectoires. Les valeurs correspondant à la réactance optimale sont marquées avec des cercles. Quand les boucles sont fermées, il semble évident que cette valeur correspond au point le plus “bas” de la trajectoire du mode (0,0). Quand les trajectoires des modes (0,0) et (1,0) fusionnent, la situation prête plus à confusion. Au cours de la variation de la réactance, les deux branches sont parcourues simultanément, l’une de haut en bas, l’autre de bas en haut. La réactance optimale correspond forcément au point où les deux nombres d’onde possèdent la même partie imaginaire. Dans notre exemple, on obtient une réactance optimale de -0,29, ce qui est en accord avec la valeur que donne la formule de Cremer. On peut objecter que la figure (1.3) ne prouve pas qu’il s’agit là bien de la résistance optimale. Il semble cependant clair qu’une plus grande résistance (voir par exemple la figure (1.2a) ou (1.2b)), ne permet pas d’obtenir d’aussi grandes parties imaginaires de k , quelle que soit la réactance. Il est moins évident que la grande boucle que représente l’onde de surface ne mène pas à des parties imaginaires de k supérieures. En effet, la valeur maximale ne chute pas toujours rapidement avec une résistance décroissante. La figure (1.4) confronte les cas de $Re(Z)=0,35$ et $Re(Z)=0,25$; les coordonnées du point correspondant à la réactance optimale sont indiquées. On remarque que le module de la valeur “Y”, correspondant à la partie imaginaire, est inférieur dans le cas de la figure (1.4b).

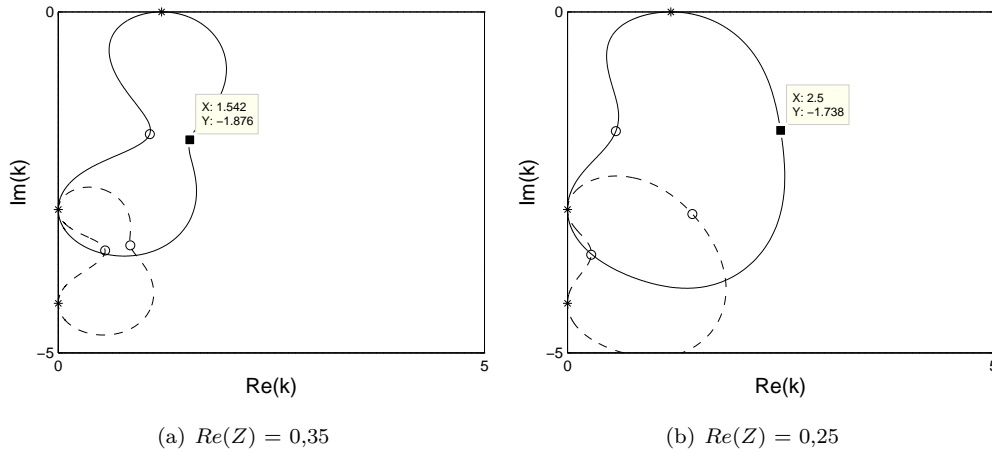


FIGURE 1.4 – Trajectoires des nombres d’onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0$.

On constate par ailleurs que la fusion des boucles a lieu à la même résistance pour les deux "familles" $\mu = 0$ et $\mu = 1$. La même observation serait faite pour un conduit rectangulaire quelconque (et non à section carrée). Ceci vient du fait que les directions y et z sont complètement découplées².

Il reste maintenant à montrer que le phénomène des boucles persiste quand des modes supérieurs deviennent propagatifs. Comme le conduit est de section carrée, les modes $(1,0)$ et $(0,1)$ deviennent propagatifs à la même fréquence qui est de 2590 Hz ou $\omega = 3,14$. La figure (1.5) représente des trajectoires à 3 kHz ($\omega = 3,63$) et 4 kHz ($\omega = 4,85$) et à deux résistances correspondant à la fusion des boucles. La situation reste visiblement inchangée par rapport au cas des basses fréquences. Les nombres d’onde marqués par un cercle correspondent aux réactances de $-0,86$ et $-1,15$ pour les deux fréquences respectivement. Les impédances optimales obtenues avec la formule de Cremer sont de $1,05 - 0,88i$ et $1,40 - 1,17i$. Nous constatons que le calcul modal donne de nouveau des résultats très proches de l’impédance de Cremer.

En résumé, les trajectoires des nombres d’onde des premiers modes de $\mu = 0$ et $\mu = 1$ fusionnent à la même résistance. Il semble logique que cela reste vrai pour des ordres μ plus élevés. À une réactance précise, les solutions des deux premiers modes $m = 0$ et $m = 1$ deviennent identiques. L’impédance définie par cette résistance et cette réactance est l’impédance optimale de Cremer. La détermination de l’optimum par une coïncidence de deux solutions est en effet parlant : Si l’impédance peut être réglée de façon à "pousser" l’un des modes vers une solution plus proche d’un mode coupé, cela aura comme conséquence de rapprocher l’autre solution de l’axe réelle et donc d’un mode propagatif. L’impédance de Cremer suppose que les modes d’ordre m supérieur sont plus fortement atténués que les ordres $m = 0$ et $m = 1$, ce qui implique que l’impédance optimale est celle qui mène à une atténuation maximale de ces premiers modes. La figure (1.6), qui donne la situation à une fréquence de 8 kHz ($\omega = 9,67$) conforte la validité de cette hypothèse : Les modes d’ordres m supérieurs sont plus fortement atténués. L’impédance optimale déterminée par le calcul modal est de $2,87 - 2,29i$, l’impédance donnée par la formule de Cremer est de $2,80 - 2,34i$.

Toutefois, afin de montrer qu’il y a un seul optimum, on fait varier l’impédance dans l’espace complexe. Il devient alors plus compliqué de prendre comme critère la partie imaginaire de certains nombres d’ondes.

2. Dans un conduit cylindrique, traité sur toute sa surface, par exemple, les groupes de modes de différents ordres circumférentiels voient fusionner leurs trajectoires à des résistances différentes.

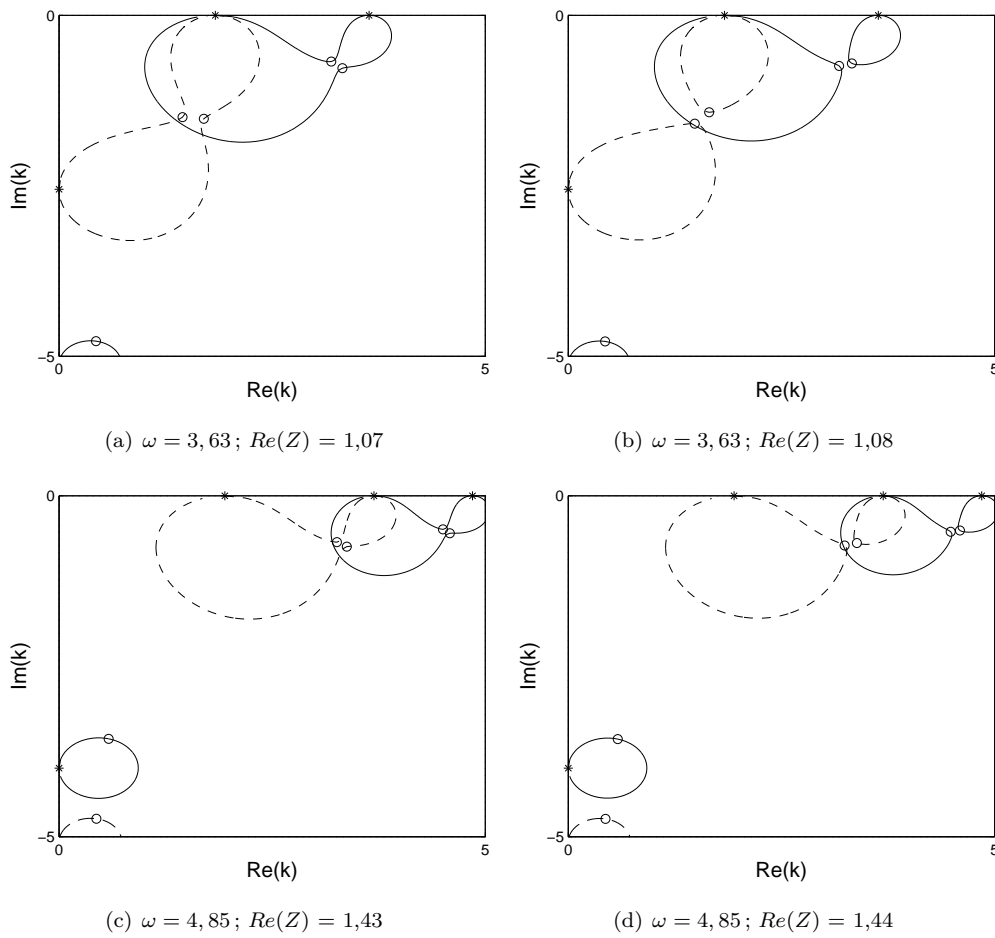


FIGURE 1.5 – Trajectoires des nombres d'onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $M = 0$.

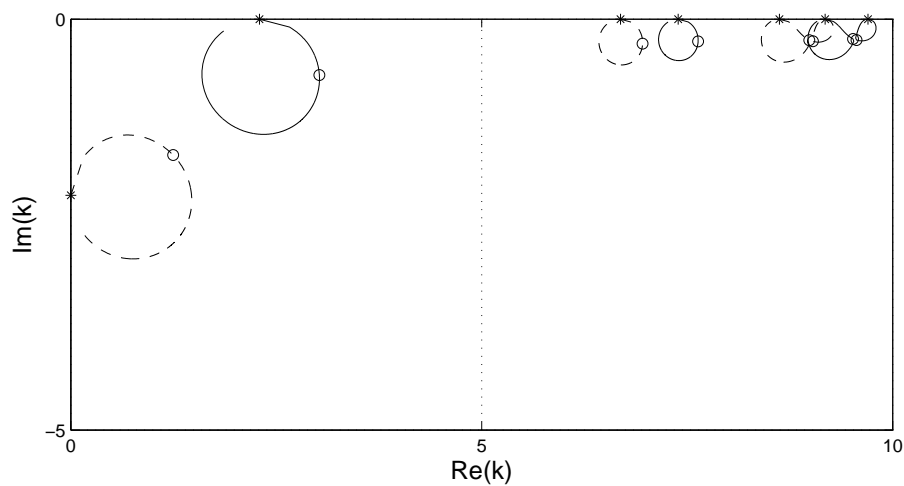


FIGURE 1.6 – Trajectoires des nombres d'onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $M = 0$; $\omega = 9,67$; $Re(Z) = 2,87$.

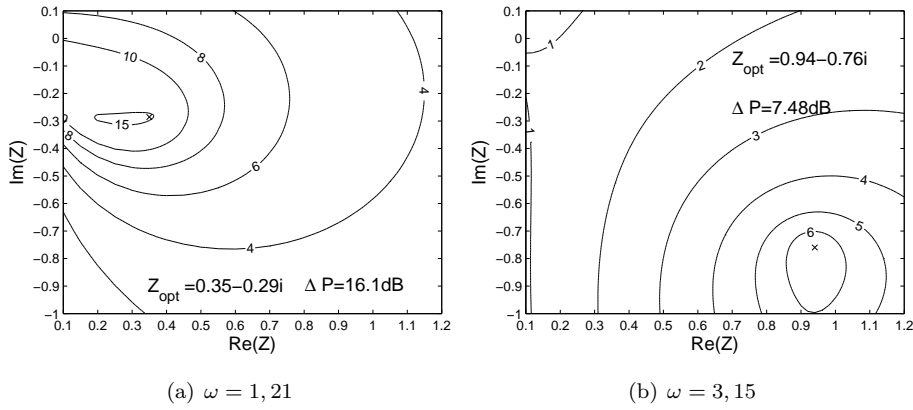


FIGURE 1.7 – Atténuation par longueur L_y en fonction de l'impédance complexe.

Alternativement, on peut reconstituer le champ acoustique sur deux sections, $x = 0$ et $x = x_1$ et déterminer l'atténuation entre ces deux plans. Nous choisissons une longueur de 1 m, ce qui se révèle suffisamment proche du cas "infini". Ensuite, les valeurs obtenues sont rapportées à la largeur L_y du conduit.

L'équation (1.3) permet d'écrire la pression en $x = 0$ et $x = x_1$ comme suit :

$$p(0, y, z) = \sum_{m,\mu} A_{m,\mu} \psi_{m,\mu}(y, z) \quad \text{et} \quad p(x_1, y, z) = \sum_{m,\mu} A_{m,\mu} \psi_{m,\mu}(y, z) \exp(-jk_{m,\mu} x_1) \quad (1.20)$$

Les modes du même ordre μ sont couplés, au cours du balayage ils peuvent échanger leurs positions. Les amplitudes attribuées à ces modes doivent donc impérativement être identiques. La vitesse est exprimée à l'aide de l'équation d'Euler

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{Dv}{Dt} = -(j\omega + M \frac{\partial}{\partial x}) v. \quad (1.21)$$

En utilisant $\frac{\partial p}{\partial x} = -jkp$ et $\frac{\partial v}{\partial x} = -jkv$ il vient

$$v = \frac{k}{\omega - Mk} p. \quad (1.22)$$

L'intensité incidente, c'est à dire dans le plan $x = 0$ s'écrit $I_I(y, z) = 0,5 \operatorname{Re}(p_I(y, z)v_I(y, z)^*)$. La puissance est obtenue en intégrant l'intensité selon la section $P_I = \iint I_I dy dz$. La puissance transmise P_T est calculée de la même façon, ce qui permet de déterminer l'atténuation entre les deux sections. Nous définissons l'atténuation logarithmée $\Delta P = 10 \log(P_I/P_T)$, similaire à une perte par transmission (TL). Le terme "TL" est cependant évité car celui implique en général la contribution d'une réflexion à l'entrée de l'absorbant. Nous nous intéressons surtout à la position du maximum d'atténuation et non à sa valeur absolue. Toutefois l'atténuation sera rapportée à la hauteur du conduit.

La figure (1.7) donne des isolignes d'atténuation dans le plan complexe de l'impédance à $\omega = 1,21$ (1 kHz) et $\omega = 3,15$ (2,6 kHz). Sont pris en compte les ordres $\mu = 0$ pour le calcul à $\omega = 1,21$ ainsi que $\mu = 0$ et $\mu = 1$ à $\omega = 3,15$. En direction y , les ordres $m = 0, \dots, 8$ sont pris en compte. Les amplitudes modales $A_{m,\mu}$ sont uniformes. L'impédance optimale et l'atténuation correspondante sont indiquées dans les figures. Il n'y a en effet qu'un seul optimum, même quand plusieurs modes sont propagatifs dans le conduit rigide.

Il convient finalement de rappeler que les mesures qui seront présentées ultérieurement sont effectuées uniquement dans le domaine des basses fréquences. Aucune hypothèse sur la distribution modale est alors nécessaire. En plus hautes fréquences, la situation est plus complexe. L'hypothèse de Cremer dit que les premiers modes $m = 0$ et $m = 1$ sont les moins atténués et que l'identité de ces deux solutions définit par conséquence l'impédance optimale qui est par ailleurs la même pour tous les ordres μ . Quoique sans preuve

mathématique, nos calculs confirment ces hypothèses. Par contre, l'impédance de Cremer n'est pas nécessairement l'impédance optimale quand plusieurs modes sont propagatifs, même si les hypothèses évoquées sont valables. Quand l'énergie acoustique est concentrée sur un mode particulier il convient bien évidemment de cibler ce mode. Si les premiers modes ne sont pas excités, ils ne contribueront pas à la propagation, même s'il s'agit des modes "les moins atténués".

1.2.2.2 Le cas avec écoulement

Les trajectoires des nombres d'onde axiaux en présence d'un écoulement de $M = 0,3$ sont données en figure (1.8). Les solutions aller et retour correspondent aux solutions avec et contre l'écoulement et ne sont par conséquent plus identiques. Aussi, les ondes de surface des différents ordres μ ne se forment plus à la même résistance, comme la figure (1.8c) le montre. Cependant, un autre phénomène est plus frappant : Quelques nombres d'onde s'éloignent par des trajectoires approximativement parallèles à l'axe réel et ne rejoignent pas les valeurs de la paroi rigide. Ces solutions sont appelées modes hydrodynamiques car elles existent uniquement en présence d'un écoulement. Seul un balayage qui commence à une réactance positive convient car il n'y a pas de solution initiale des deux cotés des trajectoires. Vu leurs tracés dans le premier et troisième quadrant, ces solutions prennent la forme d'instabilités. Cependant, il n'est pas évident qu'il s'agit là vraiment d'une instabilité physique et non d'un artefact mathématique. Une preuve expérimentale de l'instabilité hydrodynamique a été donnée par Aurégan [9].

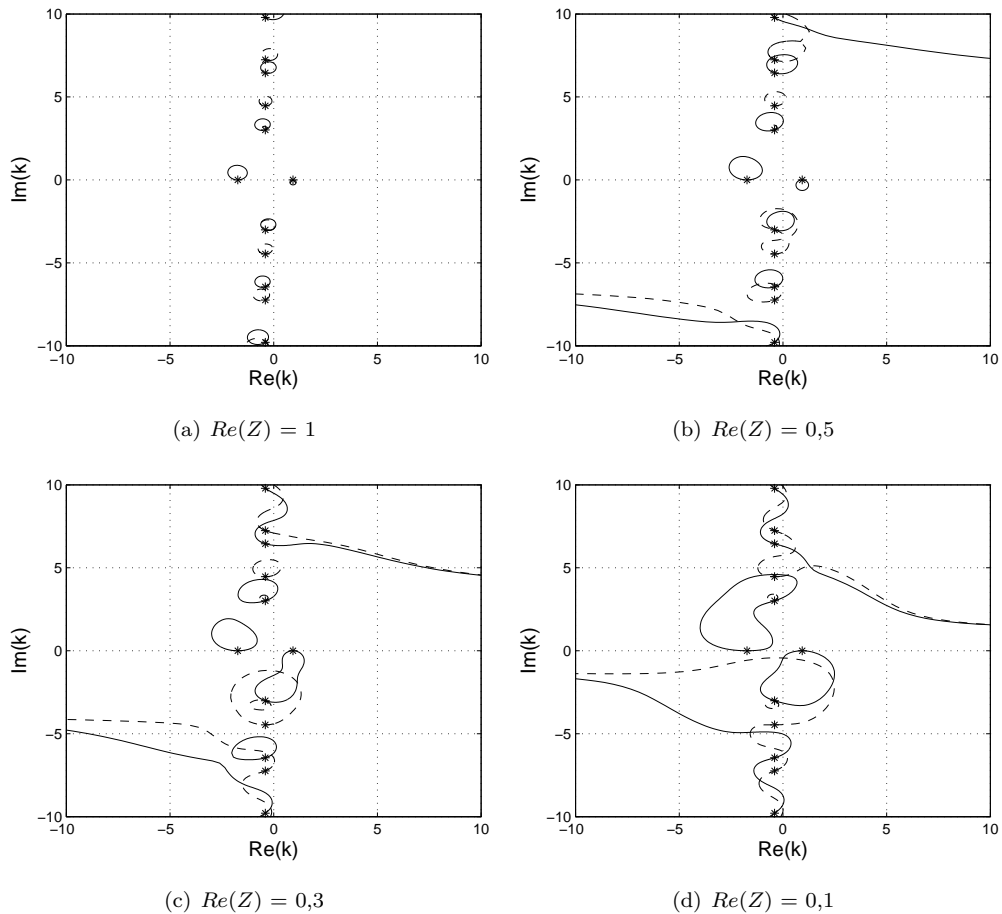


FIGURE 1.8 – Trajectoires des nombres d'onde axiaux k pour un balayage de $10 > Im(Z) > -10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1,21$; $M = 0,3$.

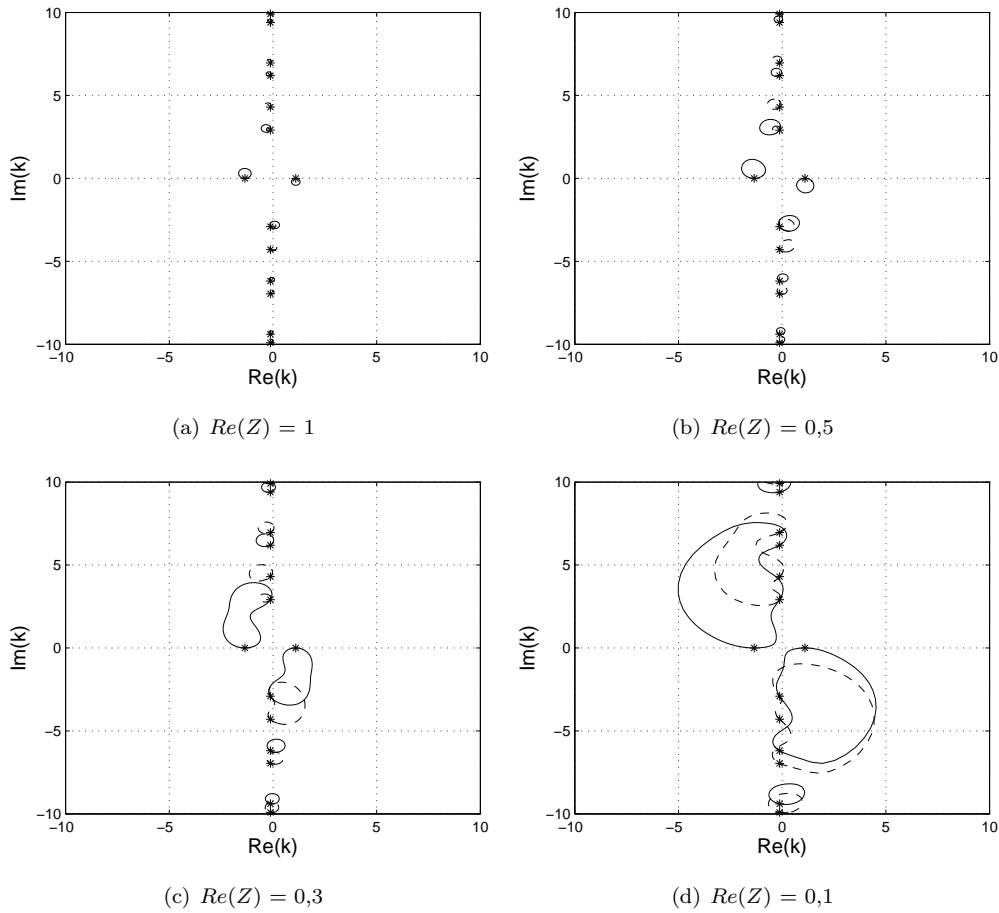


FIGURE 1.9 – Trajectoires des nombres d’onde axiaux k pour un balayage de $10 > Im(Z) > -10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1,21$; $M = 0,1$.

En résumé, en présence d’un écoulement, les trajectoires des nombres d’onde axiaux changent de comportement par rapport au cas sans écoulement. Maintenant, seul un nombre fini de modes (voire aucun) retourne à sa valeur initiale. C’est le cas de tous les modes situés entre le mode de surface et le mode hydrodynamique. En effet, tous les modes d’ordre supérieur au mode hydrodynamique baissent d’un ordre au cours du balayage. Le mode de surface même se trouve maintenant limité dans son extension et ne tend plus vers l’infini dans le cas de la résistance nulle. Plus l’écoulement est fort, plus la boucle du mode de surface est petite. À l’envers, plus l’écoulement est faible, plus le mode hydrodynamique se retire vers des ordres élevés. Les essais dans la veine MATISSE seront conduits à une vitesse maximale qui correspond à un nombre de Mach moyen de 0,1. La figure (1.9) reproduit la situation pour cette vitesse d’écoulement ; les autres paramètres correspondent à ceux de la figure (1.2). En effet, les modes hydrodynamiques ne sont plus visibles sur la partie concernée du plan complexe. Ainsi, la figure (1.9) ressemble beaucoup à la figure sans écoulement, avec toutefois la taille des boucles des ondes de surface réduite.

Globalement, les remarques qui ont été faites concernant l’impédance optimale dans le cas sans écoulement semblent rester valables en présence d’un écoulement uniforme. Prenons comme exemple les cas des résistances de $Re(Z) = 0,36$, et $Re(Z) = 0,37$ qui sont donnés en figure (1.10). Il s’agit de la résistance qui correspond à la fusion des trajectoires des deux premiers modes d’ordre $\mu = 0$.

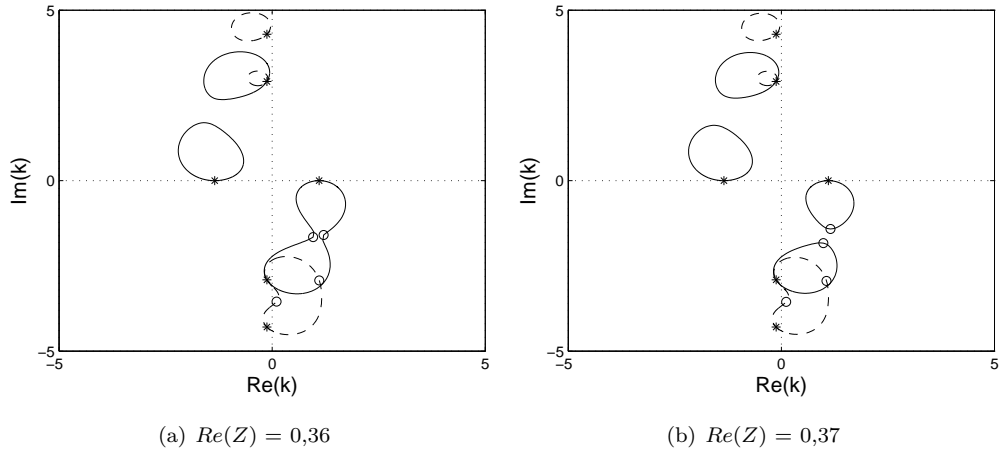


FIGURE 1.10 – Trajectoires des nombres d'onde axiaux k pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0, 1$.

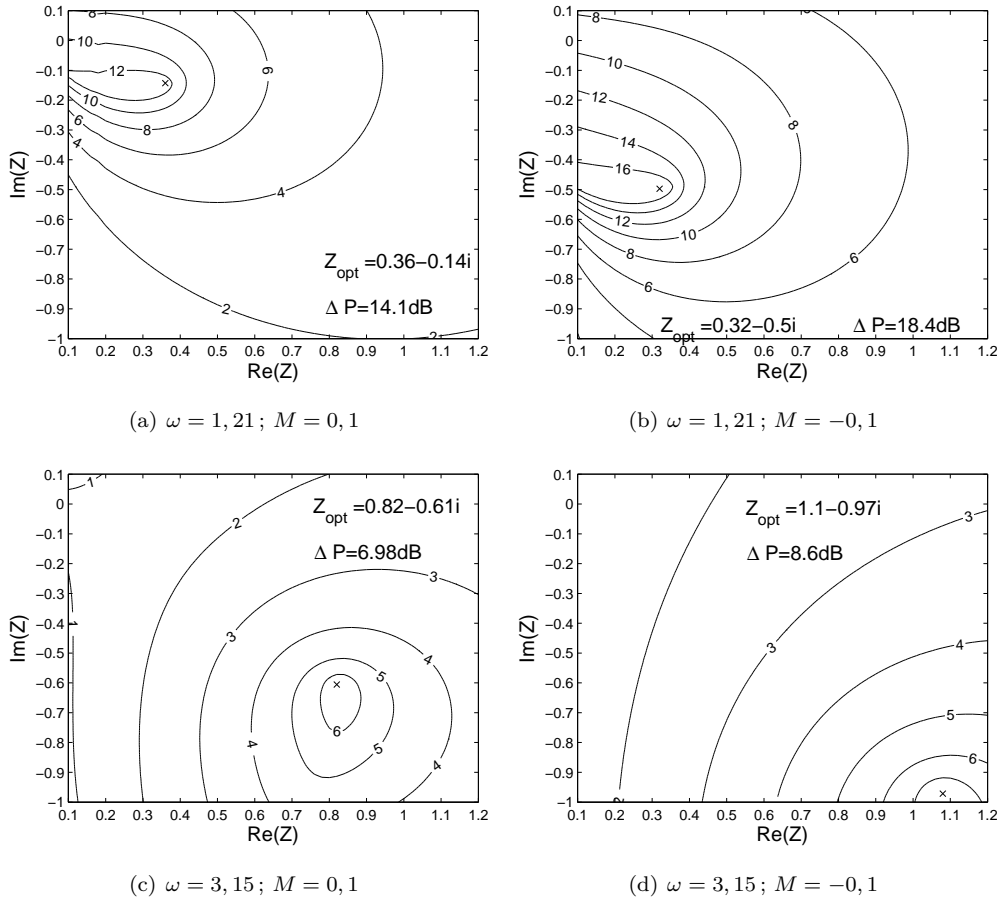


FIGURE 1.11 – Atténuation par longueur L_y en fonction de l'impédance complexe. Propagation avec ($M = 0, 1$) et contre ($M = -0, 1$) l'écoulement.

A nouveau, l'atténuation par longueur L_y , introduite dans la section 1.2.2.1, est utile pour visualiser les résultats dans le plan complexe de l'impédance. Dans le cas avec écoulement, l'intensité est définie (cf. [43]) comme

$$I = \frac{1}{2} \left[(1 + M^2) Re(pv^*) + M Re(pp^*) + M Re(vv^*) \right]. \quad (1.23)$$

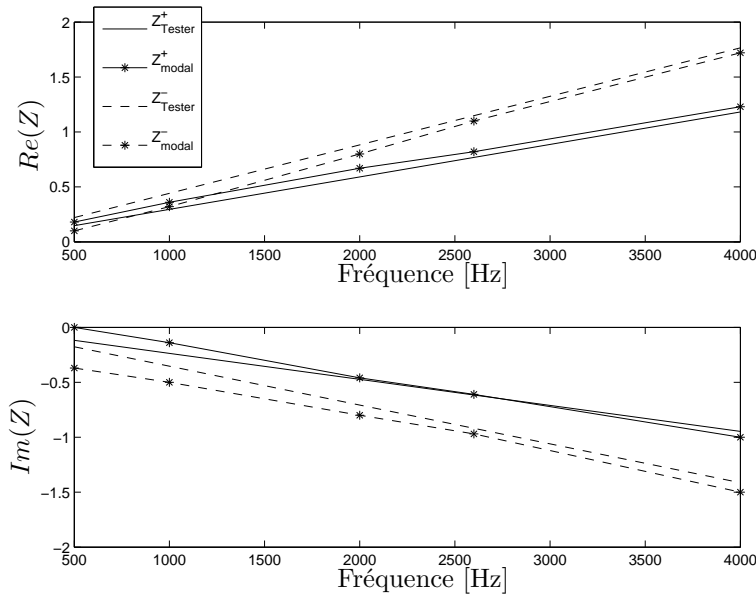


FIGURE 1.12 – Comparaison entre l’impédance optimale donnée par la formule de Tester et les résultats du calcul modal. Propagation avec l’écoulement en traits continus, propagation contre l’écoulement en traits pontillés.

La figure (1.11) donne les cartographies de l’atténuation, rapportée à la largeur L_y du conduit, pour les fréquences de 1 kHz ($\omega = 1, 21$) et 2,6 Hz ($\omega = 3, 15$); la vitesse de l’écoulement est de $M = 0,1$. À nouveau, il n’y a qu’un seul maximum, mais il est différent du cas sans écoulement et varie selon le sens de propagation. $M = 0,1$ signifie ici une propagation dans le sens de l’écoulement et $M = -0,1$ une propagation dans le sens contraire. On observe aussi que l’atténuation maximale est plus élevée pour une propagation contre l’écoulement.

Tester [124] donne une formule de l’impédance optimale pour une configuration identique à celle de Cremer mais avec un écoulement uniforme. Le nombre de Mach M peut prendre des valeurs positives ou négatives selon le sens de la propagation.

$$Z_{Tester} = \frac{(0,929 - 0,744i)\frac{\omega}{\pi}}{(1 + M)^2}. \quad (1.24)$$

Selon cette formule, l’écoulement a donc pour conséquence de diminuer l’impédance optimale pour une absorption lors d’une propagation dans le sens de l’écoulement et de l’augmenter pour le cas inverse. La formulation de Tester est comparée aux résultats du calcul modal dans la figure (1.12). Globalement, l’accord est satisfaisant, mais dans le domaine des basses fréquences l’écart entre les deux résultats est significatif. En ce qui concerne la partie imaginaire, la différence entre les deux directions de propagation indiquée par le calcul modal est en effet plus importante que prédite par la formule de Tester.

1.3 L’absorbant de longueur finie

Dans cette section on considère la propagation à travers un tube dont une paroi est acoustiquement traitée sur une longueur finie. Il est utile de définir comme impédance optimale celle qui produit la plus grande perte par transmission à travers cette section. Celle-ci est due non seulement à l’absorption mais aussi à la réflexion, c’est pourquoi l’impédance optimale n’est plus celle qui mène à la plus grande absorption.

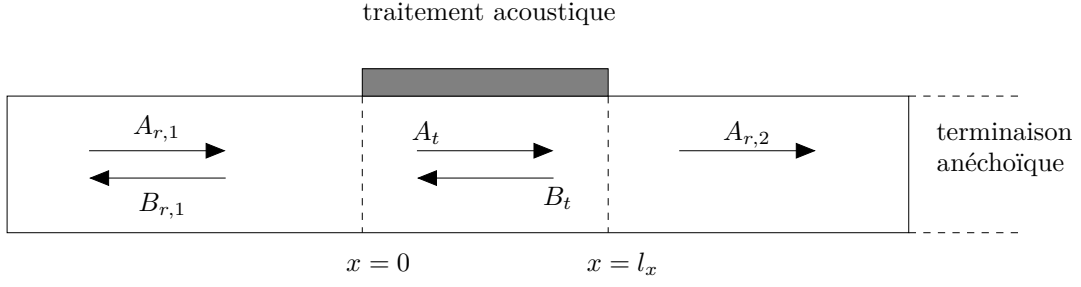


FIGURE 1.13 – Configuration du calcul de la propagation dans un conduit partiellement traité.

1.3.1 Théorie : Le raccordement entre conduit rigide et conduit traité

Le banc d'essais MATISSE est un tube équipé d'une terminaison anéchoïque. Le tube même est donc acoustiquement "semi-infini". Il est composé de plusieurs tronçons dont un qui peut accueillir des échantillons d'absorbants. L'indice r porte sur les variables concernant le conduit rigide, l'indice t sur celles du tronçon traité. Les interfaces entre tronçons rigides et tronçon traité donnent lieu à des réflexions. Le champ acoustique dans la veine est donc caractérisé par des ondes aller et retour, comme indiqué dans le schéma (1.13). Dans le dernier tronçon, les ondes retour n'existent pas grâce à la terminaison anéchoïque. Afin de déterminer la propagation dans ce conduit, les champs acoustiques aux interfaces $x = 0$ et $x = l_x$ doivent être couplés. Ici, nous supposons pressions et vitesses continues à travers les interfaces. En présence d'un écoulement, ces conditions sont toutefois contestées. Une alternative est la continuité du potentiel de déplacement [8].

Les amplitudes modales de l'onde aller en amont du traitement $A_{r,1}$ doivent être imposées. Les continuités de pression et de vitesse aux deux interfaces peuvent être formulées par 4 équations. Les inconnues sont les amplitudes modales notées dans la figure (1.13), leur nombre est également de 4.

L'amplitude de l'onde réfléchiée dans la section traitée (B_t) sera "comptée" à partir de l'interface aval, c'est à dire dans le sens des x négatifs. Par conséquent, elle diminue sur son chemin jusqu'à l'interface amont d'un facteur $\exp(jk_x^- l_x)$. Ceci a pour avantage pratique que les termes exponentiels tendent vers zéro pour des modes fortement amortis (plutôt que vers l'infini).

Les équations de raccordement peuvent être écrites

$$A_{r,1}\psi_r^+ + B_{r,1}\psi_r^- = A_t\psi_t^+ + B_t e^{jk_x^- l_x} \psi_t^- \quad (1.25)$$

et

$$A_t e^{-jk_x^+ l_x} \psi_t^+ + B_t \psi_t^- = A_{r,2} \psi_r^+ \quad (1.26)$$

en ce qui concerne les continuités de pression en $x = 0$ et $x = l_x$. La vitesse est exprimée en utilisant l'équation (1.22). Le raccordement des vitesses s'écrit donc

$$A_{r,1} \frac{k_r^+}{\omega - Mk_r^+} \psi_r^+ + B_{r,1} \frac{k_r^-}{\omega - Mk_r^-} \psi_r^- = A_t \frac{k_t^+}{\omega - Mk_t^+} \psi_t^+ + B_t e^{jk_x^- l_x} \frac{k_t^-}{\omega - Mk_t^-} \psi_t^- \quad (1.27)$$

et

$$A_t e^{-jk_x^+ l_x} \frac{k_t^+}{\omega - Mk_t^+} \psi_t^+ + B_t \frac{k_t^-}{\omega - Mk_t^-} \psi_t^- = A_{r,2} \frac{k_r^+}{\omega - Mk_r^+} \psi_r^+ \quad (1.28)$$

La procédure de raccordement est démontrée à l'exemple de la continuité de la pression en $x = 0$ (équation 1.25). On projette sur la base modale du conduit rigide, c'est à dire on multiplie par un mode (rigide) ψ_r' d'ordre n fixe et intègre selon la section du conduit :

$$\int_0^{l_z} \int_0^{l_y} (A_{r,1}\psi_r^+ + B_{r,1}\psi_r^-) \psi_r' dy dz = \int_0^{l_z} \int_0^{l_y} (A_t\psi_t^+ + B_t E^- \psi_t^-) \psi_r' dy dz \quad (1.29)$$

Le terme exponentiel est ici abrégé par $E^- = e^{jk_x^- l_x}$. Les amplitudes Λ , contenues dans les termes modaux ψ (équation (1.7)), sont définies de façon que les modes forment une base orthonormée :

$$\Lambda_{m,\mu} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{l_y l_z}}, & m = \mu = 0 \\ \sqrt{\frac{2}{l_y l_z}}, & m = 0 \oplus \mu = 0 \\ \frac{2}{\sqrt{l_y l_z}}, & m \neq 0 \wedge \mu \neq 0 \end{cases} \quad (1.30)$$

Le facteur $\Lambda_{m,\mu}$ est déduit dans l'annexe A.2.

En utilisant l'identité dans l'équation (1.29)

$$\int_0^{l_y} \cos\left(\frac{m\pi}{l_y} y\right) \cos\left(\frac{m'\pi}{l_y} y\right) dy = 0 \quad \forall m \neq m', \quad (1.31)$$

(que l'on pourrait aussi bien écrire en z)

on obtient

$$A_{r,1} + B_{r,1} = \int_0^{l_z} \int_0^{l_y} (A_t \psi_t^+ + B_t E^- \psi_t^-) \psi_r' dy dz. \quad (1.32)$$

La partie droite de l'équation (1.32) est écrite en séparant les amplitudes (et le facteur dû à la propagation dans le tronçon traité E^-) des expressions qui décrivent le couplage entre la section rigide et la section traitée. Ces matrices de couplage sont nommées X^+ et X^- .

$$A_{r,1} + B_{r,1} = A_t \underbrace{\int_0^{l_z} \int_0^{l_y} \psi_t^+ \psi_r' dy dz}_{X^+} + B_t E^- \underbrace{\int_0^{l_z} \int_0^{l_y} \psi_t^- \psi_r' dy dz}_{X^-}, \quad (1.33)$$

avec

$$X^+ = \int_0^{l_z} \int_0^{l_y} \Lambda_{m,\mu} \cos(\gamma_m^+ y) \cos(\sigma_\mu z) \Lambda_{m,\mu} \cos\left(\frac{m'\pi}{l_y} y\right) \cos\left(\frac{\mu'\pi}{l_z} z\right) dy dz. \quad (1.34)$$

L'intégrale selon z peut être résolue analytiquement et nous obtenons

$$X^+ = \begin{cases} 0 & \mu \neq \mu' \\ \Lambda_{m,\mu}^2 \frac{l_z}{2} \int_0^{l_y} \cos(\gamma_m^+ y) \cos\left(\frac{m'\pi}{l_y} y\right) dy & \mu = \mu' \end{cases} \quad (1.35)$$

L'intégrale restante doit être calculée numériquement (elle dépend du nombre d'onde γ et donc de l'impédance en paroi). Une distribution modale incidente induit alors une certaine distribution modale dans le conduit traité, en fonction de l'impédance du traitement. Si deux conduits rigides identiques sont couplés (c'est à dire $\gamma_m = m\pi/l_y$), il résulte $X^+ = 1$ et la distribution modale reste inchangée.

Maintenant, les équations (1.26) - (1.28) peuvent être réécrites de la même façon que l'équation (1.25). Afin d'obtenir des expressions plus compactes on définit

$$K_r^+ = \frac{k_r^+}{\omega - M k_r^+}, \quad K_r^- = \frac{k_r^-}{\omega - M k_r^-}, \quad K_t^+ = \frac{k_t^+}{\omega - M k_t^+} \quad \text{et} \quad K_t^- = \frac{k_t^-}{\omega - M k_t^-} \quad (1.36)$$

ainsi que

$$E^+ = e^{-jk_x^+ x}. \quad (1.37)$$

Les quatre équations s'écrivent alors

$$\begin{aligned}
 A_{r,1} + B_{r,1} &= X^+ A_t + E^- X^- B_t \\
 A_{r,2} &= E^+ X^+ A_t + X^- B_t \\
 K_r^+ A_{r,1} + K_r^- B_{r,1} &= K_t^+ X^+ A_t + K_t^- E^- X^- B_t \\
 K_r^+ A_{r,2} &= K_t^+ E^+ X^+ A_t + K_t^- X^- B_t.
 \end{aligned}$$

Sous forme matricielle, le système d'équations devient

$$\begin{bmatrix} 0 & 1 & -X^+ & -X^- E^- \\ 1 & 0 & -X^+ E^+ & -X^- \\ 0 & K_r^- & -X^+ K_t^+ & -X^- K_t^- E^- \\ K_r^+ & 0 & -X^+ K_t^+ E^+ & -X^- K_t^- \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_{r,2} \\ B_{r,1} \\ A_t \\ B_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -A_{r,1} \\ 0 \\ -K_r^+ A_{r,1} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.38)$$

Les amplitudes modales A et B sont des vecteurs de longueur N (chaque ordre n correspond à un binôme m, μ). Les entrées de la matrice de l'équation (1.38) sont par conséquent eux-mêmes des matrices de taille $N \times N$. L'entrée notée "1" est donc en réalité une matrice unité; les matrices E et K sont également des matrices diagonales. Cependant, les matrices de couplage X ne sont pas diagonales. En effet, les termes non diagonaux traduisent le couplage entre modes de différents ordres. Comme le traitement est appliqué en $y = l_y$, il y a uniquement du couplage entre modes du même ordre μ .

Les inconnues $A_{r,2}$, $B_{r,1}$, A_t , B_t du système (1.38) peuvent être déterminées en inversant la matrice. La connaissance des amplitudes modales $A_{r,1}$ (imposées) et $A_{r,2}$ permet de calculer ensuite le TL associé à chaque impédance complexe. Ici, la définition de l'amplitude modale $A_{r,1}$ ne pose pas de problème, car seul le mode plan est propagatif dans le conduit rigide aux fréquences étudiées. Les pressions acoustiques en amont et en aval du traitement sont donc identiques aux amplitudes modales respectives. Les vitesses sont obtenues en utilisant l'équation (1.22) et ensuite l'intensité à l'aide de l'équation (1.23). Quand des modes supérieurs sont propagatifs, il faut intégrer l'intensité sur la section du conduit afin de déterminer les puissances incidentes P_I et transmises P_T . Finalement, la perte par transmission est donnée par

$$TL = 10 \log \left(\frac{P_I}{P_T} \right). \quad (1.39)$$

1.3.2 Résultats : L'impédance optimale d'un absorbant pour MATISSE

L'objectif des calculs présentés dans les sections précédentes est de déterminer l'impédance optimale pour un absorbant dans la veine MATISSE. Ici, on examine le cas d'un traitement de taille 66 mm x 66 mm, ce qui correspond à une cellule hybride. La perte par transmission en fonction de l'impédance complexe est donnée dans les figures (1.14) et (1.15) pour les cas sans et avec écoulement. Les fréquences étudiées ici s'étendent de 500 Hz à 1,5 kHz, ce qui correspond à la gamme de fréquences utilisée lors des expérimentations. Notons tout d'abord que l'atténuation maximale, indiquée dans chaque figure concerne uniquement un domaine d'impédances très restreint. Cibler une de ces impédances avec la précision nécessaire sera difficile voir impossible. Par rapport à l'absorbant de longueur infini, l'impédance optimale, et surtout la résistance optimale, est plus basse (cf. la figure (1.7a)). À l'origine de cet écart est la réflexion qui se produit à l'entrée de la zone traitée.

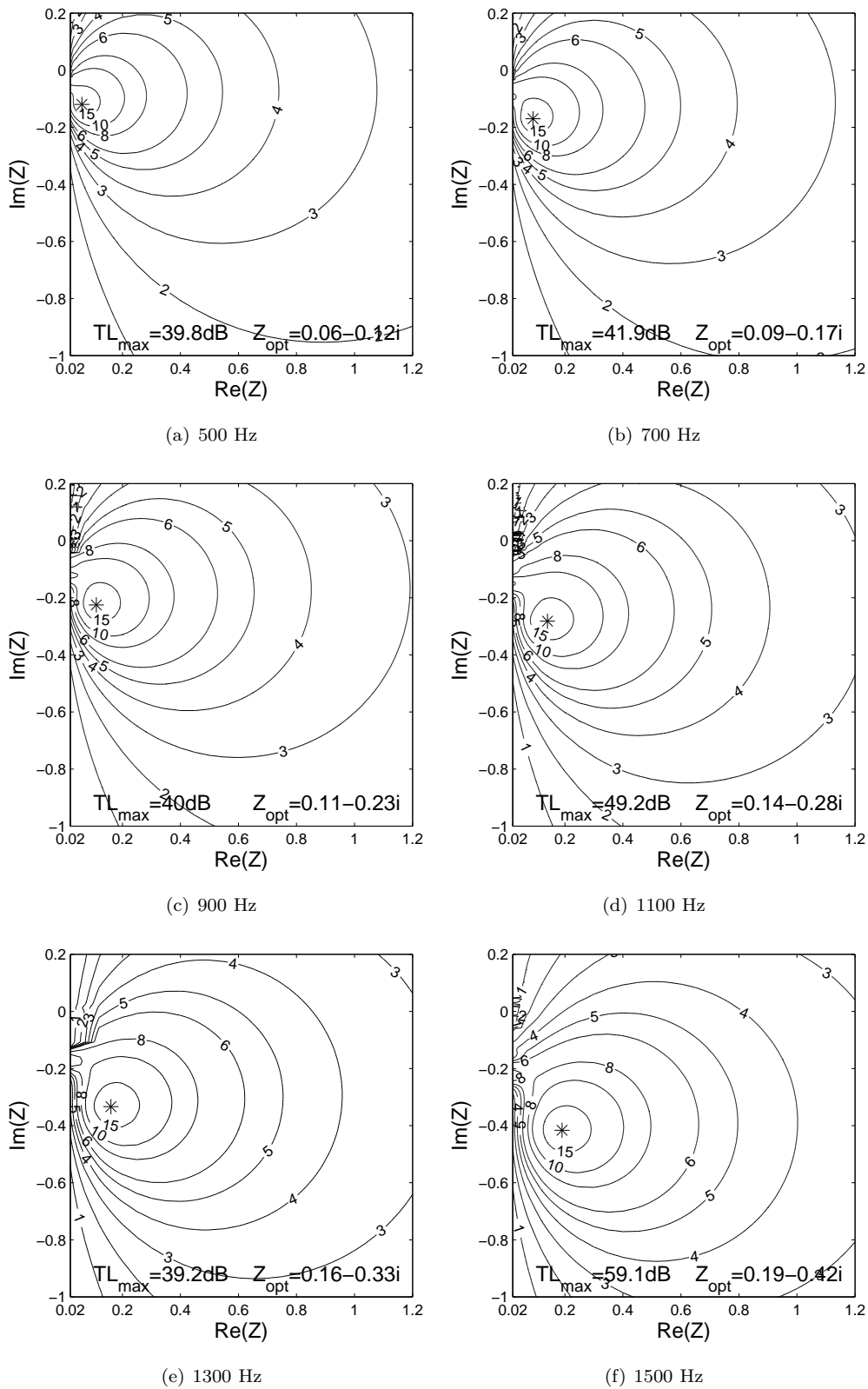


FIGURE 1.14 – Perte par transmission pour un absorbant de 66 mm x 66 mm dans un conduit de section 66 mm x 66 mm, $M = 0$.

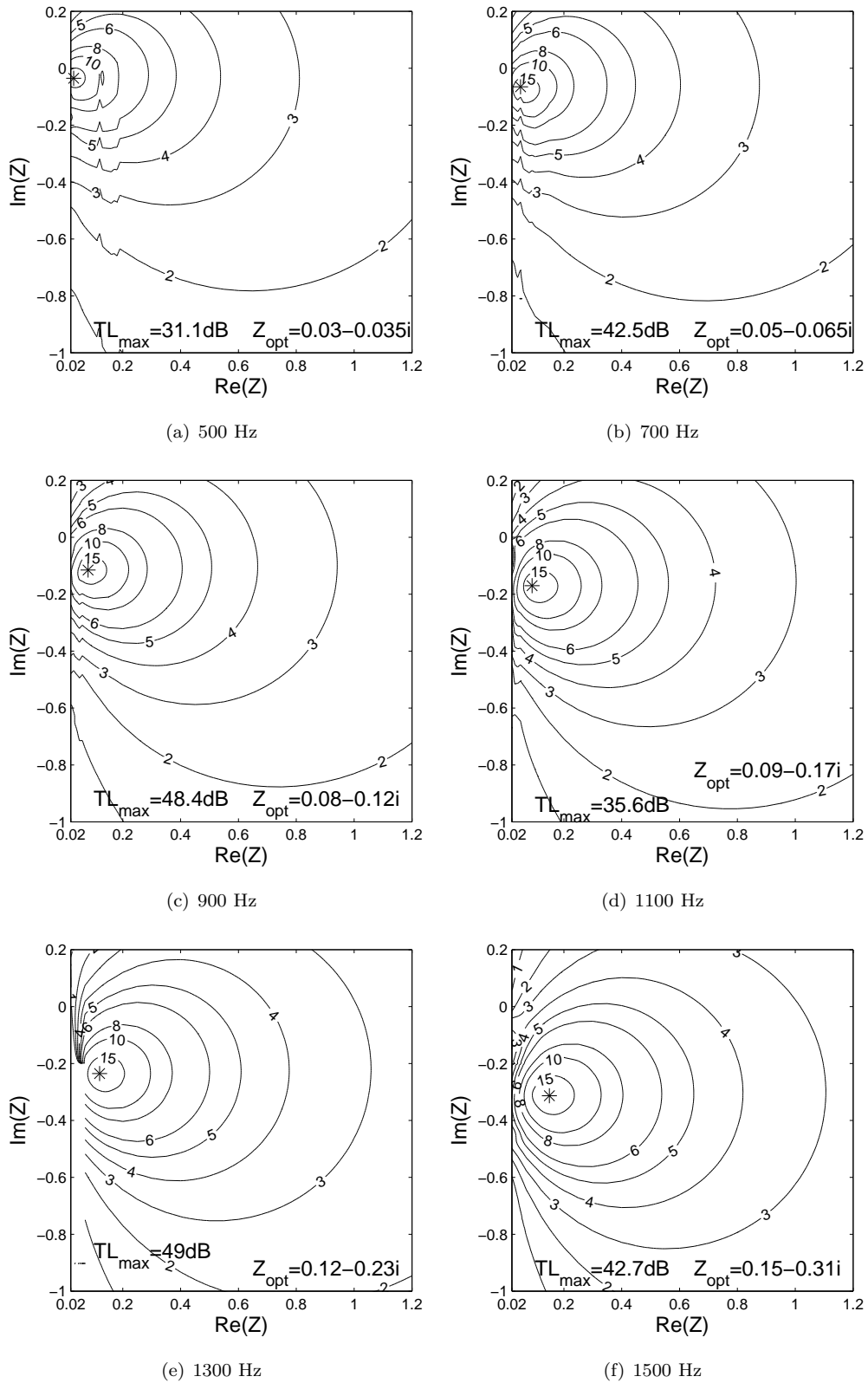


FIGURE 1.15 – Perte par transmission pour un absorbant de 66 mm x 66 mm dans un conduit de section 66 mm x 66 mm, écoulement moyen de $M = 0,1$.

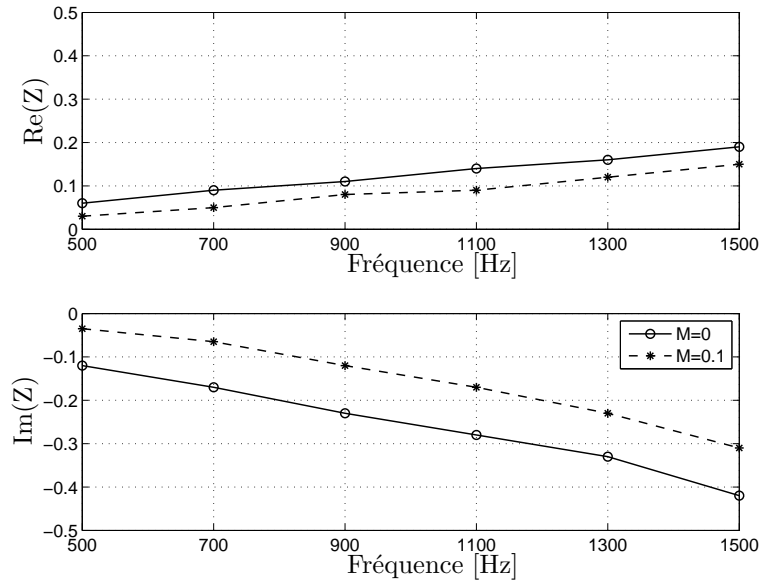


FIGURE 1.16 – Impédance optimale pour un absorbant de taille 66 mm x 66 mm dans le conduit MATISSE.

Pratiquement, la zone d'impédances autour du maximum joue un rôle plus important. Prenons comme exemple l'isoligne qui correspond à une perte par transmission de 15 dB (bon compromis entre forte atténuation et étendue). L'étendue de la zone définie par cette ligne reste approximativement constante dans la gamme de fréquences étudiée. Du côté des résistances supérieures à la résistance optimale, les isolignes sont plus espacées que du côté des faibles résistances. Le système est donc moins sensible aux changements dans cette zone.

Dans le cas avec écoulement (figure (1.15)), les courbes ont globalement les mêmes allures. L'étendue des zones de forte perte par transmission diminue légèrement aux basses fréquences. La position des optima est changée par rapport aux cas sans écoulement.

La figure (1.16) résume l'impédance optimale pour MATISSE dans les deux cas. Les cas sans et avec écoulement se distinguent surtout par la réactance. En comparaison avec l'impédance optimale de Cremer (non représentée dans la figure), les résistances optimales ont diminuées. L'allure des parties réelle et imaginaire cependant reste proche de celle de l'impédance de Cremer. L'approche de contrôle visant à réaliser des impédances de ce type (dépendant linéairement de la fréquence) semble alors justifiée.

1.4 Conclusions

Un calcul modal utilisant l'équation d'Helmholtz convectée a été effectué visant à déterminer l'impédance qui produit une perte par transmission maximale pour le conduit MATISSE. Nous nous sommes concentrés sur la configuration expérimentale qui consiste en une cellule hybride de 66 mm x 66 mm. Malgré la petite taille de l'absorbant, des fortes atténuations peuvent être espérées, atteignant des valeurs d'environ 15 dB de TL dans une zone d'impédance raisonnablement étendue (zones approximativement circulaires avec un diamètre de l'ordre de $0,1 \rho c_0$ environ, cf. figure (1.14)). L'impédance optimale reste globalement de la même forme que l'impédance de Cremer. Cibler des impédances de ce type par contrôle actif semble alors raisonnable.

Les niveaux maximaux de TL restent similaires en présence d'un écoulement de $M = 0,1$. Les zones des impédances produisant une forte atténuation sont cependant légèrement restreintes par rapport au cas sans écoulement. L'effet d'un écoulement uniforme se traduit avant tout par un décalage de l'impédance optimale par rapport au cas sans écoulement.

Les résultats concernant un absorbant de longueur infinie ont été comparés avec les expressions analytiques de Cremer et Tester et la correspondance est satisfaisante. À la recherche de littérature pour comparer les résultats de l'absorbant fini, on constate qu'il y a très peu d'études qui visent à déterminer l'impédance optimale pour un absorbant en paroi d'un conduit. En effet, beaucoup de travaux qui traitent du calcul de la propagation guidée en présence d'absorbants sont destinés à la détermination de l'impédance par mesure inverse ("impedance eduction"). De plus, ces techniques sont employées pour la caractérisation d'absorbants passifs existants et dont les impédances sont toujours plus ou moins loin de l'impédance optimale. Proche de l'impédance optimale, on observe que la performance est très sensible à un changement de l'impédance. Par conséquent, la détermination fiable de l'impédance cible d'un absorbant, même pour une géométrie très simple, mériterait davantage d'attention de la communauté acoustique.

Chapitre 2

L'absorbant hybride actif/passif à impédance complexe ajustable

Dans le chapitre précédent nous nous sommes intéressés à la propagation du son dans des conduites (sans ou avec écoulement) dont les parois sont traitées avec des absorbants acoustiques. Le but était la définition d'une impédance optimale des absorbants. Cette impédance optimale est complexe et dépend de la fréquence. Elle semble impossible à réaliser avec des moyens passifs sauf à une fréquence particulière. Ici, nous allons présenter des absorbants hybrides, c'est à dire des absorbants qui fonctionnent en mode actif dans le domaine des basses fréquences et en mode passif dans le domaine des hautes fréquences. Constitués d'une couche résistive placée devant une cavité, ces absorbants se comportent comme des résonateurs du type $\lambda/4$ en mode passif (si la réactance de la couche est négligeable). En mode actif, différents modes de fonctionnement sont possibles.

Le principe de l'absorbant hybride tel qu'il a été développé par Thénail et Galland [129] vers le milieu des années 1990 est d'annuler la partie imaginaire de l'impédance par minimisation de la pression acoustique derrière la couche résistive. Son fonctionnement peut être qualifié de "contrôle d'impédance par contrôle de pression". Ces absorbants sont appelés absorbants hybrides ou cellules hybrides. La partie réelle de l'impédance de ces absorbants est constante et donnée par la résistance de la couche utilisée. Cette stratégie permet certes d'approcher l'impédance optimale par rapport au cas passif dans le domaine des basses fréquences. Elle ne permet cependant pas la réalisation en large bande (ni même à différentes fréquences discrètes) d'une impédance optimale typiquement rencontrée dans les applications visées.

Une nouvelle version d'absorbant hybride, capable de réaliser des impédances complexes et variables, est alors proposée. Elle sera qualifiée d'"absorbant hybride complexe", son fonctionnement de "contrôle d'impédance". Les principes des deux approches sont détaillés dans la section 2.5.

Tout d'abord, un petit historique du contrôle actif acoustique est donné en section 2.1. La recherche dans le domaine du contrôle actif d'impédance est ensuite présentée en section 2.2. La section 2.3 détaille plus particulièrement la recherche au LMFA. Quelques bases théoriques du contrôle actif nécessaires à la compréhension de la section 2.5 sont rappelées en section 2.4.

2.1 Historique et applications du contrôle actif acoustique

On appelle contrôle actif acoustique (Active Noise Control - ANC), l'utilisation de sources acoustiques dites secondaires pour réduire un bruit dit primaire. Cet "anti-bruit" fonctionne grâce au principe de superposition, c'est à dire que l'effet de deux excitations d'un milieu est la somme des deux réactions. Le principe de superposition est valable quand un système est linéaire (et inversement), ce qui est le cas pour la plupart des problématiques acoustiques classiques. L'idée de base est donc très simple : Superposer deux ondes en opposition de phase.

Déjà Leonardo Da Vinci observait que les vagues d'eau présentes dans deux canaux peuvent s'annuler au confluent de ces canaux [107]. Il fallait cependant attendre le 20ème siècle pour que les scientifiques s'intéressent à l'application du principe de l'interférence destructive dans le domaine de l'acoustique. Vers 1930, le français Henri Coanda développe des idées à propos d'un contrôle actif acoustique qu'il dépose dans son brevet français "Procédé de protection contre les bruits"[25] qui est publié en 1931. Indépendamment de Coanda, le physicien allemand Paul Lueg travaille sur le contrôle actif et dépose un brevet allemand en 1933 [84]. Dans son brevet américain de 1936 [83] "Process of silencing sound oscillations", il propose différentes applications typiques comme l'annulation du bruit dans un conduit ou la création d'une zone silencieuse dans un espace tridimensionnel. Probablement grâce au brevet américain, l'origine du contrôle actif acoustique est le plus souvent attribuée à ses travaux. Dieter Guicking retrace l'intéressante biographie de Paul Lueg notamment à l'aide du témoignage de sa veuve Hedwig Lueg [57].

Concernant la première réalisation pratique d'un système de contrôle actif, on cite souvent les travaux d'Olson [105] [104], qui datent des années 50. Il présente notamment un dispositif d'absorbeur acoustique électronique – Electronic sound absorber – qui consiste en un circuit feedback entre un microphone et un haut-parleur. Soumis à une onde d'incidence normale, la pression au microphone d'erreur a pu être réduite sensiblement jusqu'à une fréquence de 200 Hz. Cette première expérience montre le potentiel du contrôle actif, mais elle n'ouvre pas encore la porte à une mise en œuvre plus large de cette technologie. Ainsi, il faudra attendre la fin des années 1970 pour qu'une application comme le contrôle dans les gaines de ventilation soit envisageable. Les années 1980 voient ensuite la mise au point du casque antibruit actif. Les microprocesseurs spécialisés en traitement du signal (Digital Signal Processor - DSP) permettent alors aussi la mise en œuvre en temps-réel d'algorithmes de contrôle adaptatifs. Le contrôle actif multivoie, capable d'atteindre des réductions sonores dans des espaces plus étendus, est devenu réalisable. Nissan est le premier constructeur automobile à proposer un tel système pour sa voiture Bluebird en 1992. Avec une multitude de microphones, processeurs, amplificateurs et haut-parleurs, ce système est relativement coûteux. Il s'agit d'un contrôle feedforward (c'est à dire à boucle ouverte) qui cible la fréquence de rotation du moteur et ses harmoniques (qui constitue la référence "non-acoustique" du contrôleur). En 1994, Saab introduit un système similaire pour son avion 340B (puis pour le 2000 qui en est équipé d'origine), destiné à réduire le bruit harmonique des hélices.

Depuis, différents concepts de contrôle actif ont conduit à des réalisations dans le secteur automobile et aéronautique. Une approche différente du contrôle actif acoustique est le contrôle actif de la transmission de vibrations, qui sont souvent à l'origine de nuisances sonores. Sous la forme de supports actifs du moteur, différents constructeurs d'automobiles comme Nissan, Honda et Jaguar ont réalisé ce concept. L'approche est également utilisée pour contrôler le bruit transmis à l'intérieur d'hélicoptères [13]. Un système de contrôle actif de la transmission solidienne a par ailleurs été breveté par Eurocopter [121]. Le contrôle vibro-acoustique, destiné à réduire le rayonnement d'une paroi, constitue une stratégie voisine, particulièrement intéressante

pour le secteur aéronautique. Ainsi sont ciblés en premier lieu les matériaux utilisés à l'intérieur d'avions et d'hélicoptères tels que les panneaux sandwich de faible poids [108].

Dans "A Review of Active Noise and Vibration Control in Road Vehicles" de S.J. Elliot [41], le lecteur intéressé trouvera plus d'exemples récents d'applications du contrôle actif du bruit et des vibrations dans les véhicules. Un aperçu des stratégies de contrôle actif actuellement développées dans le domaine aéronautique est donné en référence [85].

Malgré cette multitude de possibilités, les systèmes de contrôle actif ne sont à présent pas encore devenus des produits de masse. Seuls les systèmes pour gaines de ventilation et surtout les casques actifs ont été commercialisés à grande échelle. Les dispositifs plus complexes sont en effet relativement coûteux, ce qui limite considérablement leur application. L'aéronautique est néanmoins un domaine avec un grand potentiel pour le contrôle actif acoustique. En effet, la pression du coût est moins sévère et les restrictions de poids et d'encombrement sont d'autant plus importantes.

Il convient de noter que dans la suite de ce mémoire, nous allons nous concentrer sur le contrôle actif qui intervient par le biais de sources secondaires *acoustiques* par contraste aux divers stratégies de contrôle qui utilisent des sources secondaires *structurales*.

2.2 La recherche dans le domaine du contrôle actif d'impédance

Les approches classiques de contrôle actif visent à contrôler un champ acoustique par superposition d'un champ secondaire approprié. Une alternative à cela consiste en un contrôle local des conditions aux limites du système. Dans le cas de géométries ou champs acoustiques complexes, ceci s'avère plus facile à mettre en œuvre. Ces approches, souvent appelées "contrôle d'impédance", visent le plus souvent à contrôler (en amplitude) le coefficient de réflexion d'une paroi. La réalisation d'une impédance complexe quelconque est beaucoup moins souvent traitée dans la littérature.

L'approche du contrôle d'impédance trouve son origine dans l'acoustique sous-marine. La section 2.2.1 en cite quelques références. A partir des années 1980, nombreuses équipes de recherche s'intéressent à des applications dans les domaines de l'acoustique des salles et puis de l'aéronautique qui sont exposées dans la section 2.2.2.

2.2.1 Le contexte de l'acoustique sous-marine

Les travaux du Navy Underwater Sound Reference Laboratory (USRL)

Le contrôle des réflexions du son sur une paroi dans l'eau semble un sujet de recherche particulièrement important pour la marine. Empêcher les réflexions qui se produisent quand une onde acoustique est envoyée vers un bâtiment signifie rendre impossible la détection de ce dernier par des moyens acoustiques (sonars). Cependant, on imagine la complexité d'un système qui contrôlerait complètement les réflexions qui se produisent sur un objet de la taille d'un navire. En effet, la première utilisation du contrôle actif dans le domaine de l'acoustique sous-marine concerne un projet plus modeste qui est la calibration de sonars. Le bassin dit anéchoïque du USRL permet la calibration de sonars dans le domaine des hautes fréquences. Aux plus basses fréquences, les réflexions aux parois du bassin sont trop importantes et les conditions d'un

champ libre ne sont plus remplies. Dans un nombre de publications qui datent de 1959 à 1966, Bobber et Beatty [11, 12, 20, 21] décrivent la conception d'un nouveau dispositif de calibration de sonars. Il consiste en un tube rempli d'eau (et pressurisé jusqu'à $586 \cdot 10^5 Pa$) qui comporte une source acoustique de chaque côté. L'une des deux sources (la source primaire) est le sonar à calibrer. En ajustant proprement la relation en amplitude et le déphasage entre les deux sources émettant un son monofréquentiel, une onde purement propagative peut être créée. La source secondaire absorbe alors l'onde incidente en annulant l'onde réfléchie et produit ainsi la condition aux limites souhaitée.

Dans les années 90, Dubbelday [35] propose un dispositif qui supprime la transmission d'ondes harmoniques, toujours dans un tube rempli d'eau. Le système comporte un actuateur et un capteur, les deux composés de caoutchouc piézoélectrique. Un algorithme de contrôle feedback adaptatif est proposé qui minimise le signal du capteur. Capteur et actuateur sont finalement combinés dans un seul transducteur [34]. Le but est maintenant de rapprocher l'impédance de surface du transducteur à l'impédance caractéristique du milieu afin d'annuler toute réflexion. Cependant, la tentative d'une réalisation expérimentale échoue.

Les travaux de l'équipe de la Pennsylvania State University

Pendant la même période, l'équipe de la Pennsylvania State University autour de Thomas R. Howarth (qui continuera au USRL) et Vasundara V. Varadan s'intéresse aussi au sujet du contrôle d'impédance dans le domaine sous-marin. Le but affiché est maintenant le contrôle des réflexions qui se produisent sur des objets immergés dans l'eau. Le montage contient deux capteurs qui permettent de détecter ondes incidentes et réfléchies. L'onde incidente sert de signal de référence pendant que l'onde réfléchie constitue le signal d'erreur à minimiser. Les premiers résultats expérimentaux, utilisant un tube à ondes planes sont présentés en 1988 au congrès de l'ASA [10]. La référence [66] témoigne de l'utilisation de transducteurs réalisés à l'aide de matériaux piézoélectriques (PVDF et PZT pour capteurs et sources respectivement). Le système de contrôle même est constitué de simples déphaseurs et amplificateurs. Il est remplacé par un contrôleur numérique [65, 134] qui utilise le délai temporel mesuré entre les différents transducteurs. Enfin, la référence [135] discute la représentation du système sous forme de variables d'état et son contrôle selon la théorie du contrôle optimal. Seules des simulations sont présentées et on ne trouve pas de suite à ce sujet.

2.2.2 Le contexte de l'acoustique des salles et de l'aéronautique

Les travaux de Dieter Guicking

Le principe du contrôle par détection de l'onde incidente, utilisé par Howarth en acoustique sous-marine dans les années 90, avait déjà été proposé par Guicking et son équipe en 1983 [59, 58]. Leur objectif est le contrôle du coefficient de réflexion. Les premières expériences sont menées dans un Tube de Kundt. Un doublet microphonique permet alors de détecter ondes incidentes et réfléchies au voisinage d'un haut-parleur de contrôle. Cette détection directionnelle augmente la stabilité du système puisque l'onde incidente, qui servira de référence, n'est pas influencée par le signal de contrôle. La composante incidente passe d'abord par un filtre $G(\omega)$ pour compenser le chemin de transfert secondaire. Elle est ensuite déphasée et amplifiée pour alimenter le haut-parleur de contrôle de façon à minimiser par exemple la composante réfléchie. En revanche, le système peut aussi être réglé de façon à obtenir un coefficient de réflexion supérieur à 1. La bande passante utile dépend de la précision avec laquelle le filtre de compensation $G(\omega)$ est réalisé. Le contrôle du coefficient de réflexion est développé dans le but de contrôler le temps de réverbération d'une salle. Une grille active, composée de 3 x 3 haut-parleurs est alors testée en chambre anéchoïque lors d'une deuxième étude [60]. L'onde incidente est détectée par un seul doublet microphonique, gains et déphasages des haut-parleurs

sont réglés indépendamment. Le coefficient de réflexion de cet assemblage a pu être varié dans une certaine gamme, incluant notamment l'absorption parfaite. Seules des excitations sinusoïdales sont traitées.

Parallèlement, Guicking travaille sur la réalisation expérimentale d'un absorbant actif [61] initialement proposé par Olson en 1956 [104]. Il s'agit là du même principe que celui de l'absorbant hybride du LMFA : l'augmentation du coefficient d'absorption par annulation de la pression acoustique derrière une couche résistive. Olson ne détaille pas d'expérimentation et Guicking est le premier à reprendre ce sujet après environ 30 ans. Le système de contrôle est encore réalisé par feedback analogique.

Les travaux d'Orduña-Bustamente et Nelson

En 1992, Orduña-Bustamente et Nelson [106] reprennent les travaux de Guicking et présentent une version d'absorbant actif, améliorée notamment par l'utilisation de l'algorithme FXLMS. Ils définissent un signal d'erreur en domaine spectral $E(j\omega) = H_{12}P_1(j\omega) - P_2(j\omega)$, où H_{12} est la fonction de transfert désirée entre les microphones 1 et 2. En présence d'une onde purement propagative, c'est à dire quand la terminaison est parfaitement absorbante, cette fonction de transfert est donnée par $H_{12}(j\omega) = \exp(-j\omega\tau)$, avec $\tau = d_0/c_0$. Choissant la distance entre les deux microphones à $d_0 = 0,2m$ et la fréquence d'échantillonnage à $f_e = 1,7kHz$, ce retard devient égal à un pas de temps. Orduña-Bustamente et Nelson obtiennent ainsi une terminaison parfaitement absorbante pour des bruits large bande dans la gamme 0 - 400 Hz. Il n'y a pas de tentative de régler H_{12} de façon à obtenir des impédances (normalisées) telles que $Z \neq 1$.

Les travaux de l'équipe de l'Université de Salford

L'équipe de l'Université de Salford avec Paul Darlington publie un nombre important d'articles dans le domaine du contrôle d'impédance au début des années 90. Leur concept, pour la première fois proposé en référence [102], est fondamentalement différent de celui introduit par Guicking. L'accélération v' (soit la dérivée de la vitesse) d'un haut-parleur secondaire est mesurée à l'aide d'un accéléromètre collé sur la membrane. Avec la pression p relevée au voisinage de celle-ci, ils obtiennent l'impédance de surface du montage $Z = p / \int v' dt$. Le signal d'erreur devient alors $\epsilon = G \int v' dt - p$, avec G un filtre qui représente l'impédance à réaliser. Dans les premiers travaux, ce filtre représente simplement un gain (donc l'impédance cible est réelle et constante). Le concept est dans la suite étendu aux impédances complexes et dépendantes de la fréquence [103]. L'impédance cible est définie en termes de coefficient de réflexion complexe. L'expérience de contrôle présentée vise à réaliser un coefficient de réflexion plus faible en basses fréquences qu'en hautes fréquences. Traditionnellement, l'équipe de Salford est très active dans les domaines de l'audio et l'acoustique des salles. Ainsi, plusieurs papiers (voir par exemple références [29, 31, 32, 30]) témoignent de l'utilisation des absorbants actifs pour améliorer les conditions d'écoute en basses fréquences.

Les travaux de l'équipe de "Virginia tech"

En 1996, Beyene et Burdisso [16] combinent les deux approches qui avaient été étudiées séparément par Guicking. Leur cellule hybride contient alors une couche de poreux, un doublet microphonique et une source secondaire. Deux conditions à l'arrière du poreux sont comparées : annulation de la pression ("pressure release") et ajustement de l'impédance ("impedance matching"). Cette dernière condition est obtenue en annulant la composante réfléchie de l'onde, l'impédance réalisée à l'arrière du poreux est donc l'impédance caractéristique de l'air. L'étude est essentiellement de nature théorique; elle montre que l'ajustement de l'impédance donne les meilleurs résultats pour des poreux de plus en plus minces. Ceci n'a rien de surprenant, puisque la résistance d'une couche de poreux infiniment mince tend vers zéro. Le système résultant

correspond à une simple annulation de l'onde réfléchi et donc à un coefficient d'absorption de un. La façon dont les courbes théoriques du coefficient d'absorption pour les deux stratégies de contrôle et les différents matériaux sont obtenus, reste assez floue. Les poreux sont caractérisés par une impédance caractéristique et une constante de propagation qui semblent être déterminées empiriquement. Les publications [128, 130, 127] du LMFA (parues avant, voir section 2.3), utilisent cependant un modèle de propagation dans les poreux et déterminent explicitement l'impédance à réaliser en face arrière du poreux. Seul le cas du "impedance matching" est traité expérimentalement par Beyene et Burdisso bien que la condition du "pressure release" soit plus facile à réaliser en pratique.

Quelques années plus tard, une étude expérimentale plus détaillée est menée par Smith, Johnson et Burdisso [118]. Contrairement à l'étude précédente, le système de contrôle est maintenant capable de traiter des bruits large-bande (le contrôleur disposant du signal de référence en avance du temps). Une multitude de mesures du coefficient d'absorption est présentée pour des cavités et des poreux d'épaisseurs différentes. L'article revendique de montrer la supériorité du "impedance matching" par rapport au "pressure release" (en termes d'effort de contrôle et d'absorption). Malheureusement, aucune information sur les poreux utilisés n'est donnée (sauf l'épaisseur). Compte tenu des mauvaises résultats obtenus pour le "pressure release", il semble que les caractéristiques des poreux utilisés étaient particulièrement mal choisies.

Une autre équipe s'est consacrée au développement de mousses actives (dites "smart foams") qui réunissent poreux et source secondaire. Bolton et al. [23, 22] montrent à base de développements analytiques que la phase solide d'un poreux peut être forcée de façon à obtenir un ajustement parfait de l'impédance (c'est à dire l'impédance caractéristique de l'air). Une étude expérimentale est ensuite menée par Fuller et al. [48]. Un film souple de PVDF, servant de source secondaire, est intégré dans une mousse de polyuréthane. Des tests sont menés en Tube de Kundt avec des excitations sinusoïdales. La mousse active est positionnée à l'extrémité du tube, un doublet microphonique est utilisé afin de mesurer la composante réfléchi (en temps réel) qui sert de signal d'erreur. Des atténuations de l'onde réfléchi jusqu'à 40 dB par rapport au cas sans contrôle sont obtenus dans la gamme de fréquences étudiée (100 Hz - 1 kHz). En dessous de 200 Hz cependant, l'atténuation est inférieure à 10 dB. Le même papier analyse également l'utilisation de la mousse pour le contrôle du rayonnement. Elle est donc collée sur un piston dont on tente à contrôler le rayonnement. Les expériences en chambre anéchoïque donnent une réduction du bruit émis en champs lointain d'environ 20 dB dans la gamme 70 Hz - 400 Hz. Le microphone de mesure est également utilisé comme microphone d'erreur. Des tests avec un deuxième film PVDF qui sert de senseur du signal d'erreur échouent. Dans la suite, l'accent est mis sur le contrôle du rayonnement de surfaces vibrantes. La référence [56] étend l'étude aux bruits large-bande, des senseurs d'erreur comme accéléromètres ou microphones dans le champs proche sont considérés dans la référence [62]. Ces travaux sur le contrôle du rayonnement s'inscrivent dans le contexte de l'aéronautique plutôt que dans l'acoustique des salles. En effet, les structures utilisées dans l'aéronautique sont des structures légères qui souffrent souvent d'une grande transparence acoustique. Il peut alors être intéressant de contrôler le rayonnement de ces surfaces vers l'intérieur d'un avion par des moyens actifs.

La recherche au GAUS ("Groupe Acoustique de l'Université de Sherbrooke")

Le GAUS étant très productif dans le domaine du contrôle actif et des matériaux absorbants, les mousses actives s'imposent naturellement à ce laboratoire comme sujet de recherche. Toujours dans un contexte plutôt aéronautique, le GAUS entame les travaux dans ce domaine avec la thèse de Leroy [78]. L'accent est mis sur le fonctionnement en absorption. Notamment sur la base des travaux de Atalla [7, 6] concernant les modélisations de matériaux poroélastiques, un modèle 3D d'une mousse active est élaboré [79]. Les mesures portent ici principalement sur le fonctionnement passif; quelques simulations en fonctionnement actif sont

cependant présentées comparant différentes configurations de mousses actives. Une validation expérimentale du système actif est présentée en référence [15]. Absorption active et isolation active sont mesurées dans un guide d'onde, et confirment le potentiel de l'approche. Le microphone directif qui sert de capteur d'erreur est destiné à être remplacé par un capteur intégré dans la mousse.

Les travaux soutenus par la fondation Volkswagen dans les années 90

De 1993 à 1999, la fondation Volkswagen soutient une coopération de recherche entre l'Université Technique de Dresde (TU-Dresden) [80, 69, 68, 70] et le "Fraunhofer Institut für Bauphysik" [73] portant sur les absorbants hybrides. Le montage de l'absorbant ressemble à celui de Olson/Guicking avec une couche poreuse et un seul microphone de contrôle. Le signal du microphone de contrôle passe par un filtre qui alimente l'amplificateur relié à la source secondaire. Il s'agit alors d'une boucle feedback. Par contre, la couche poreuse joue ici uniquement un rôle de protection. En effet, l'objectif n'est pas de minimiser le signal du microphone de contrôle mais de réaliser une impédance complexe. Les absorbants sont optimisés directement pour l'application dans un conduit. Ainsi, Irrgang [69, 68] cherche à réaliser l'impédance de Cremer, ce qui échoue, notamment à cause des difficultés dans la réalisation d'un filtre causal représentant cette impédance. Par conséquent, il teste une grande variété de filtres réalisables afin de trouver le mieux adapté. Comme le système de contrôle ne dispose pas d'information directe sur la vitesse de la membrane, celle-ci doit être calculée à l'aide d'un modèle du haut-parleur. La stabilité de la boucle feedback dépend de l'impédance de charge que représente le conduit pour l'absorbant actif. Un modèle du conduit est par conséquent requis [70]. Si les performances du système qui sont prédites semblent intéressantes, l'optimisation du système est très compliquée. Elle dépend notamment de l'environnement de l'absorbant. Krüger et Leistner [73] présentent des résultats expérimentaux, en bon accord avec les prédictions.

Les travaux de Lissek et Meynial

Pendant la même période que Irrgang, Lissek et Meynial développent des matériaux actifs pour une application dans l'acoustique des salles. L'objectif est l'obtention d'un coefficient de réflexion variable entre des valeurs inférieures à 1 (absorption) ou supérieures à 1 (amplification). Le principe de fonctionnement repose aussi sur une modélisation fine du transducteur, qui peut être utilisé comme capteur et comme source. Ainsi, le système présenté en référence [94] fonctionne sans microphone. Un "double feedback" est ensuite proposé qui reçoit l'information sur la vitesse du haut-parleur et l'information sur la pression d'un microphone [95]. La problématique de stabilité dans le cas de plusieurs cellules actives est adressée en référence [81]. Les performances de ce système sont principalement limitées par les caractéristiques des haut-parleurs commercialement disponibles et qui ne sont pas optimisés pour un fonctionnement comme capteurs. Un nouveau type de transducteur est donc proposé en référence [82].

Les travaux du "Instituto de Acústica", Madrid

En 2004, Cobo et al. présentent une étude très similaire à celle de Beyene et Burdisso [16], c'est à dire une comparaison entre "impedance matching" et "pressure release". La différence majeure est que la couche poreuse est constituée d'une plaque microperforée (MPP) plutôt que d'une mousse acoustique classique. Conformément à ce qu'on peut attendre, Cobo et al. prédisent une bonne performance du "pressure release" pour une couche de MPP qui absorbe bien en passif. La résistance de la plaque n'est pas indiquée, mais compte tenu du fait qu'un coefficient d'absorption maximal d'environ 0,9 est atteint, elle ne devrait pas être très loin de l'impédance caractéristique de l'air. Dans le cas d'une plaque perforée d'un taux de perforation

nettement plus élevé (et qui ne montre qu'une très faible absorption en passif), la stratégie du "impedance matching" se révèle plus performante. Contrairement à Beyene et Burdisso [16], l'effort de contrôle est inférieur dans le cas du "pressure release". En effet, il tend vers zéro quand la fréquence approche la valeur de $c_0/(4d_1)$ (d_1 étant la profondeur de la cavité). Le "impédance matching" en revanche demande un effort de contrôle pour toute fréquence. La stratégie du "pressure release" sortant gagnante de ces comparaisons, les tests conduits en Tube de Kundt se limitent à cette dernière. L'algorithme FXLMS est utilisé avec le signal électrique de l'excitation primaire comme référence. Un coefficient d'absorption moyen de 0,82 est obtenu dans la gamme de fréquences 100 Hz - 1,6 kHz avec un mode de fonctionnement hybride, la fréquence de coupure entre actif et passif étant de environ 700Hz.

Un absorbant hybride similaire, mais composé de 4 cellules, est finalement testé en champ libre [26]. Une méthode impulsionnelle permettant de séparer ondes diffractées et ondes réfléchies est utilisée, la bande utile de cette mesure est cependant limitée aux fréquences supérieures à 200 Hz. Un coefficient d'absorption entre 0,2 et 0,4 est trouvé pour le fonctionnement passif et entre 0,72 et 0,75 pour le fonctionnement actif dans la gamme 200 Hz - 400 Hz.

2.3 La recherche en contrôle actif au LMFA

La recherche concernant les absorbants actifs menée au LMFA débute en 1992 avec la proposition par Thenail et Galland d'un système [126] similaire de celui de Nicholson (pour rappel : accéléromètre sur membrane, microphone, pas de poreux). Contrairement à ce dernier, le contrôleur est dès le départ construit avec un filtre adaptatif. Quand le signal (électrique) de la source primaire est utilisé comme référence, un contrôle large bande sur 20 Hz - 200 Hz est possible. Le coefficient d'absorption mesuré est supérieur à 0,95 dans toute la gamme de fréquences. L'utilisation du signal du microphone ou du signal de l'accéléromètre comme référence résulte en un filtre de contrôle optimal non causal. Dans la gamme 120 Hz - 160 Hz cependant, la phase de ce filtre reste relativement constante. Le signal microphonique se révèle la meilleure référence, son utilisation permet la réalisation d'un coefficient d'absorption supérieur à 0,9 entre 120 Hz et 160 Hz.

Dans la suite, une couche de matériau poreux est installée devant le système de contrôle. Une étude théorique considérant la propagation dans le poreux est menée afin de déterminer l'impédance à réaliser en arrière du poreux qui résulte en une impédance avant de $Z = \rho c$ [128, 130, 127]. On l'appellera impédance optimale ici, à ne pas confondre avec l'impédance optimale en surface d'un absorbant. Deux couches de laine de verre de 10 mm et 40 mm d'épaisseur sont comparées, les impédances optimales respectives sont complexes et dépendent de la fréquence. En basses fréquences cependant, les impédances optimales approchent toutes les deux une valeur purement réelle, positive pour la couche mince et négative pour la couche plus épaisse. Différentes impédances réelles sont ensuite réalisées expérimentalement, en utilisant le système de contrôle décrit ci-dessus. Les coefficients d'absorption mesurés (avec les deux couches différentes) correspondent bien aux prédictions. Dans le cas de la couche mince, l'impédance optimale reste relativement proche de zéro pour une large gamme de fréquences. Par conséquent, un système de contrôle réalisant simplement un zéro de pression (correspondant à l'impédance "sous-optimale" de zéro) est susceptible de produire des bons résultats. En effet, un coefficient d'absorption supérieur à 0,95 est mesuré sur une large gamme de fréquences (200 Hz - 1,4 kHz) en utilisant un contrôleur FXLMS avec référence connue. Un simple feedback analogique donne encore un coefficient d'absorption supérieur à 0,8 sur 200 Hz - 600 Hz. L'article [129], apparu avant les papiers cités ci-dessus, analyse essentiellement l'approche du "zéro de pression à l'arrière de la couche de poreux". Rappelons nous qu'il s'agit ici du même principe que celui proposé par Olson en 1956 [104] et

testé expérimentalement par Guicking [61] en 1984. Cependant, les travaux du LMFA démontrent pour la première fois la physique qui est en jeu et permettent la prédiction des performances d'un absorbant de ce type en fonction des caractéristiques du poreux utilisé. Par la suite cette stratégie est appelée stratégie hybride passive/active, ce qui accentue le fait qu'un système de contrôle actif qui utilise un poreux sert en même temps d'absorbant passif en hautes fréquences. La référence [50] compare finalement la stratégie hybride au contrôle direct d'impédance. Un assemblage de 3 x 3 cellules hybrides est aussi testé en chambre anéchoïque.

Thenail et al. [131] utilisent le contrôle direct d'impédance afin d'appuyer expérimentalement une étude théorique qui porte sur la minimisation de l'énergie acoustique dans un guide d'ondes unidimensionnel. Lacour [75] élargit l'étude à une cavité rectangulaire composée de 5 parois rigides et d'une plaque vibrante qui est excitée par une force ponctuelle. Une cellule active est placée dans la cavité afin de minimiser l'énergie acoustique dans cette dernière. Contrôle direct et contrôle hybride sont utilisés. Plus récemment, Dupont [38] étudie le cas du rayonnement d'un encoffrement dans lequel sont placées plusieurs cellules hybrides. L'absorbant hybride permet une réduction globale de la puissance rayonnée, à l'exception des très basses fréquences. L'impédance déterminée pour produire une réduction maximale du rayonnement en basses fréquences (encore une "impédance optimale") est en effet purement imaginaire. Une nouvelle approche de contrôle d'impédance est alors proposée [37] afin de réaliser cette impédance. Il s'agit là du même concept que celui utilisé dans ce mémoire afin de réaliser des impédances complexes. Son fonctionnement sera détaillé dans la section 2.5.1. Le contexte du présent travail est le traitement des parois d'un conduit. Il s'inscrit dans la suite d'un nombre de travaux effectués au LMFA par Galland, Mazeaud et Sellen qui traitent de l'application des absorbants hybrides passifs/actifs dans des conduits [55, 54, 91, 52, 89, 53, 51]. Sellen travaille sur l'optimisation de la partie passive de l'absorbant [114, 115] et développe une nouvelle méthode d'identification des paramètres de matériaux poreux [116]. Mazeaud traite l'aspect algorithme [64, 90] en vue d'un système MIMO.

Les thèses soutenues au LMFA dans le domaine sont citées explicitement, à savoir les thèses de D. Thenail [125] de 1995, de M. Furstoss [49] de 1996, de O. Lacour [74] de 1998, de N. Sellen [113] et de O. Hilbrunner [63] de 2003, de B. Mazeaud [88] de 2005 et de J.-B. Dupont [36] de 2007.

2.4 Le contrôle actif acoustique : Bases théoriques

Avant le traitement des particularités de l'approche du contrôle d'impédance, quelques bases théoriques relatives au contrôle actif acoustique en général sont discutées. Un ouvrage très détaillé à ce sujet est le livre de Nelson et Elliot [101], le premier livre entièrement consacré au contrôle actif. Un autre document très instructif est le mémoire d'habilitation de Friot [46]. Il traite entre autres de la caractérisation de champs acoustiques primaires en vue du contrôle actif et de l'optimisation de systèmes de contrôle multivoies. Ici, nous nous concentrons sur le contrôle *adaptatif* à l'aide de filtres numériques adaptatifs en négligeant par exemple le feedback analogique utilisé dans les casques actifs. L'étude se limite également au cas monovoie, c'est à dire aux contrôleurs "Single-Input-Single-Output (SISO)".

2.4.1 Filtres numériques

Définissons tout d'abord quelques notions relatives aux systèmes numériques. Un signal numérique peut être obtenu par échantillonnage d'un signal continu. Le signal numérique est alors composé de plusieurs mesures du signal continu, relevés à des instants successifs séparés par la période d'échantillonnage Δt . Selon le critère de Shannon-Nyquist, la fréquence d'échantillonnage $f_e = 1/\Delta t$ doit être supérieure à deux fois la

plus grande fréquence f_{max} présente dans le signal continu $f_e > 2 f_{max}$. Pour une meilleure qualité du signal numérique on choisit en général une fréquence d'échantillonnage plus élevée, pour $f_e = 3 f_{max}$ par exemple on parle d'un "oversampling" de 1,5.

Un système numérique produit une séquence de sortie $y(n)$ à partir d'une séquence d'entrée $x(n)$. Représentant le système par un opérateur H , on peut alors écrire $y(n) = H[x(n)]$. La réponse d'un système linéaire¹ invariant à une impulsion numérique $\delta(n)$ (fonction Dirac ou Kronecker delta) est appelée réponse impulsionnelle $h(n)$, donc $y(n) = H[\delta(n)] = h(n)$. Un signal numérique peut être exprimé comme la somme d'impulsions numériques

$$x(n) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} x(i)\delta(n-i). \quad (2.1)$$

De manière analogique, la réponse d'un système linéaire invariant est donnée par la dite convolution (discrète²) entre sa réponse impulsionnelle et l'entrée

$$y(n) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} x(i)h(n-i). \quad (2.2)$$

La réponse impulsionnelle contient alors une description complète du système. L'équation (2.2) peut aussi être écrite sous la forme

$$y(n) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h(i)x(n-i). \quad (2.3)$$

Pour les systèmes causaux, la sortie $y(n)$ dépend uniquement des entrées $x(n)$ aux instants antérieurs $i \leq n$, c'est à dire $h(i) = 0 \forall i < 0$. La somme dans l'équation (2.3) peut alors commencer à $i = 0$ quand il s'agit d'un système causal. Un système est dit stable quand à toute entrée bornée correspond une sortie bornée. Pour un filtre numérique la condition équivalente est $\sum_{n=-\infty}^{\infty} |h(n)| < \infty$.

Quand l'entrée d'un tel système est de forme sinusoïdale $x(n) = e^{2j\pi f_0/f_e n}$ (de fréquence f_0), la sortie (après équation 2.3) est donnée par

$$y(n) = e^{2j\pi f_0/f_e n} \sum_{i=-\infty}^{\infty} h(i)e^{2j\pi f_0/f_e i}. \quad (2.4)$$

Le signal est donc modifié en amplitude et phase par le terme

$$H(e^{2j\pi f_0/f_e n}) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h(i)e^{j2\pi f_0/f_e i} \quad (2.5)$$

que l'on appelle la réponse fréquentielle du système. Les systèmes ainsi caractérisés sont souvent nommés filtres. Aussi, on écrit $H(z) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h(i)z^{-i}$, avec $z = e^{2j\pi f_0/f_e}$, appelé transformée en z .

Un filtre numérique dont la réponse impulsionnelle devient nulle après un nombre fini d'échantillons n s'appelle filtre à réponse impulsionnelle finie (FIR). Une façon d'implémenter un tel filtre est d'utiliser un système numérique dont la sortie est la somme pondérée d'un nombre d'entrées précédentes.

$$y(n) = \sum_{i=0}^{I-1} a_i x(n-i). \quad (2.6)$$

L'équation (2.6) est très similaire à l'équation (2.3), mais contient une somme finie. Ceci est du au fait que la réponse impulsionnelle du filtre est $h(i) = a_i$ pour $0 \leq i \leq I-1$ et zéro ailleurs.

1. Un système linéaire est un système qui obéit au principe de superposition.

2. Réponse impulsionnelle et convolution sont aussi définies pour les systèmes continus, la somme discrète est alors remplacée par une intégrale.

De même, la réponse fréquentielle du filtre FIR est donnée par

$$H(e^{2j\pi f_0/f_e n}) = \sum_{i=0}^{I-1} a_i e^{2j\pi f_0/f_e i}. \quad (2.7)$$

Une autre façon d'implémenter un filtre est d'utiliser des entrées *et* des sorties antérieures. Un filtre ainsi construit est un filtre à réponse impulsionnelle infinie (IIR) :

$$y(n) = \sum_{i=0}^{I-1} a_i x(n-i) + \sum_{k=1}^K b_k y(n-k) \quad (2.8)$$

Les coefficients a_i et b_k de longueur I et K sont alors aussi nommés coefficients feedforward et feedback. En raison du au feedback, la réponse du filtre peut être infinie et le filtre peut être instable.

La caractéristique spectrale du filtre IIR est donnée par

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{\sum_{i=0}^{I-1} a_i z^{-i}}{1 - \sum_{k=1}^K b_k z^{-k}}. \quad (2.9)$$

La réponse fréquentielle est obtenue en substituant $z = e^{2j\pi f_0/f_e}$. Souvent les caractéristiques d'un filtre IIR sont représentées en traçant les zéros et les pôles (les zéros du dénominateur) dans le plan complexe de z . Ceci permet notamment de vérifier la stabilité du filtre qui est donnée quand tous les pôles sont à l'intérieur du cercle unité. Contrairement aux filtres IIR, les filtres FIR sont toujours stables. Une autre différence entre les deux types de filtres est que la réponse d'un filtre FIR change peu avec un petit changement d'un de ses coefficients. La réponse d'un filtre IIR au contraire est plus sensible au changement d'un coefficient quand ses pôles sont proches du cercle unité.

2.4.2 L'algorithme LMS

Typiquement, le contre-bruit est obtenu par filtrage d'un signal de référence qui est corrélé avec le bruit primaire. Souvent, ce filtre est un filtre FIR numérique adaptatif, les coefficients du filtre sont réactualisés à chaque pas de temps de façon à converger vers le filtre optimal. Un filtre adaptatif peut également être utilisé afin d'identifier un processus inconnu³ ; nous prenons cet exemple pour illustrer son fonctionnement. La figure (2.1) montre le schéma bloc du problème, avec $x(n)$ l'entrée à l'instant n , et $y(n)$ la sortie du processus à identifier. L'erreur $\epsilon(n)$ tend vers zéro quand le filtre adaptatif (nommé A) reproduit correctement le processus inconnu. Ce filtre est représenté par un vecteur de longueur I , donc le filtre possède I coefficients a_i .

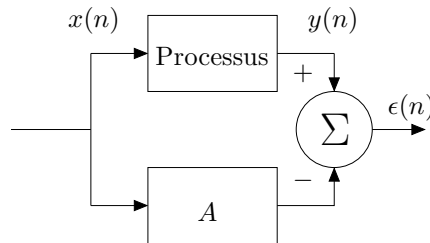


FIGURE 2.1 – Schéma de principe de l'identification d'un processus inconnu par un filtre adaptatif A.

L'erreur peut alors être écrite

$$\epsilon(n) = y(n) - \sum_{i=0}^{I-1} a_i x(n-i), \quad (2.10)$$

3. C'est aussi la façon avec laquelle on identifie souvent le chemin secondaire, nécessaire à l'algorithme LMS à référence filtrée.

et en représentation vectorielle

$$\epsilon(n) = y(n) - {}^tAX(n), \quad \text{avec } A = \begin{pmatrix} a(0) \\ \vdots \\ a(I-1) \end{pmatrix}, \quad \text{et } X(n) = \begin{pmatrix} x(n) \\ \vdots \\ x(n-I+1) \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Les coefficients du filtre doivent maintenant être adaptés afin de minimiser l'erreur ϵ selon un critère donné. Un critère commun est que chaque coefficient a_i soit adapté de façon à minimiser l'espérance mathématique de l'erreur quadratique⁴, noté $E[\epsilon^2]$. On utilise un algorithme du type gradient (steepest gradient method) pour l'actualisation des coefficients (équation (2.12)); la "longueur" de chaque pas est donnée par un coefficient de convergence μ' .

$$a_i(n+1) = a_i(n) - \mu' \left. \frac{\partial E[\epsilon^2(n)]}{\partial a_i} \right|_{a_i=a_i(n)} \quad (2.12)$$

Le terme du gradient peut être écrit

$$\left. \frac{\partial E[\epsilon^2(n)]}{\partial a_i} \right|_{a_i=a_i(n)} = 2E \left[\epsilon(n) \frac{\partial \epsilon(n)}{\partial a_i} \right] \Bigg|_{a_i=a_i(n)} = -2E[\epsilon(n)x(n-i)] \Bigg|_{a_i=a_i(n)}.$$

La règle selon laquelle les coefficients sont actualisés devient alors

$$a_i(n+1) = a_i(n) + 2\mu' E[\epsilon(n)x(n-i)]. \quad (2.13)$$

Une découverte simple mais décisive a été faite par Widrow et Hoff en 1960 [133] : Une estimation du vrai gradient approchée par sa valeur instantanée ajuste les coefficients de façon à converger vers le filtre optimal. Introduisant en plus un nouveau coefficient de convergence $\mu = 2\mu'$, l'équation (2.13) est donc approchée par

$$a_i(n+1) = a_i(n) + \mu \epsilon(n)x(n-i). \quad (2.14)$$

Cet algorithme est connu sous le nom de "Least Mean Squares" (LMS). Notons que tous les coefficients du filtre sont adaptés en même temps, c'est pourquoi cet algorithme converge vers la solution optimale dans un minimum de temps. En effet, la surface qui est obtenue quand on trace l'espérance mathématique quadratique de l'erreur en fonction des coefficients d'un filtre de longueur 2 est elle-même de forme quadratique. Ceci a pour conséquence que le seul point stationnaire est un minimum strict, vers lequel les coefficients convergent simultanément. Pour un filtre de longueur supérieur à 2, la visualisation n'est plus possible, mais le concept reste valable. Dans la forme présentée, l'algorithme LMS sert à l'identification d'un processus (par exemple un chemin de transfert), mais il peut être utilisé pour un problème de contrôle actif avec peu de modifications.

2.4.3 Le contrôle feedforward avec l'algorithme FXLMS

La forme sous laquelle l'algorithme LMS est le plus souvent utilisé pour le contrôle actif s'appelle LMS à référence filtrée ou FXLMS (pour "filtered reference LMS"). L'idée de base du FXLMS est illustrée dans la figure (2.2). Le système S représente un chemin de transfert secondaire, typiquement le chemin entre la sortie du contrôleur et le microphone de contrôle. Comme il s'agit de deux systèmes linéaires, S et A sont interchangeables. Par conséquent, les deux schémas présentés sont équivalents. L'entrée du filtre de contrôle A est maintenant une référence filtrée x_f , d'où le nom de FXLMS.

4. L'espérance mathématique correspond à la moyenne sur l'ensemble des réalisations. L'espérance mathématique quadratique est équivalent au terme anglais "mean square"

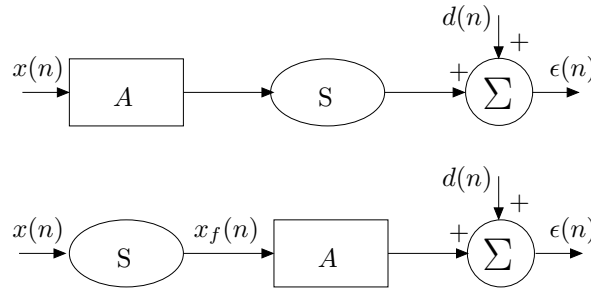


FIGURE 2.2 – Schéma illustrant l'idée de base de l'algorithme FXLMS. Les deux parties sont équivalentes car les deux filtres A et S sont interchangeables.

La règle d'adaptation du filtre devient

$$a_i(n+1) = a_i(n) - \mu \epsilon(n) x_f(n-i). \quad (2.15)$$

En vérité, on ne connaît pas le chemin de transfert dit secondaire S, mais on peut l'identifier à l'aide de l'algorithme LMS et alors le représenter sous la forme d'un filtre \hat{S} . Pour être exact, l'identification se fait entre la sortie électrique et l'entrée électrique du contrôleur, donc les réponses de l'amplificateur, du haut-parleur et du microphone sont prises en compte. Le schéma de contrôle feedforward typique est donné en figure (2.3). Notons que tous les filtres numériques sont représentés par des boîtes rectangulaires pendant que tout chemin de transfert physique est représenté par un ellipsoïde.

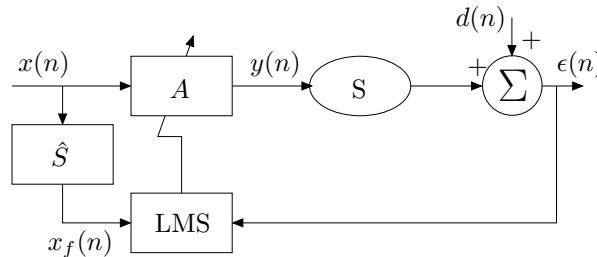


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l'algorithme FXLMS.

L'algorithme FXLMS peut être utilisé partout où il y a un signal de référence $x(n)$ disponible qui est suffisamment corrélé au bruit primaire $d(n)$. La mesure de $x(n)$ avec un microphone pose le problème de la rétroaction du contrôle sur ce signal. Un signal "non acoustique" est donc préférable, la fréquence de rotation (et ses harmoniques) d'une machine tournante est un exemple. Malheureusement, les mécanismes de génération de bruits large bande sont en général plus complexes, et des signaux électriques corrélés avec ces bruits sont difficiles (ou impossibles) à obtenir.

2.4.4 Le contrôle feedback avec l'algorithme IMC-FXLMS

Une architecture feedback possède l'avantage de ne pas nécessiter de signal de référence. Moyennant une estimation de la référence x , l'algorithme de contrôle FXLMS peut être utilisé en mode feedback. En effet, la pression acoustique au microphone d'erreur est composée du signal primaire d'une part et du signal de contrôle d'autre part. La contribution du signal de contrôle peut être calculée puisque le chemin de transfert secondaire est déjà identifié. Elle est alors soustraite du signal d'erreur pour estimer le signal primaire. La figure (2.4) donne le schéma bloc correspondant. L'avantage d'une architecture feedback est naturellement l'indépendance de toute référence. Cependant, le filtre optimal, c'est à dire le filtre A qui réalise l'annulation

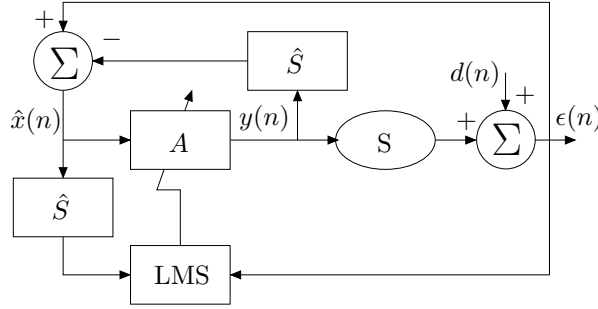


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de l'algorithme IMCFXLMS.

de la pression pour toute fréquence est un filtre non-causal. Il ne peut par conséquent pas être construit en large bande. Comme la référence est estimée en utilisant le signal de contrôle, il semble effectivement logique que seul un signal prédictible puisse être contrôlé. Le filtre optimal d'une architecture IMC-FXLMS sera déduit dans la section 2.6.3 pour le cas du contrôle d'impédance qui comprend le cas du contrôle de pression discuté ici.

2.5 Le fonctionnement du contrôle hybride actif/passif

2.5.1 Principe de base de la cellule hybride : Stratégies du "contrôle d'impédance par contrôle de pression" et du "contrôle d'impédance complexe"

Le contrôle direct de l'impédance de surface à l'aide d'un accéléromètre et d'un microphone (voir les premiers travaux du LMFA, par exemple [126]) comporte plusieurs inconvénients. Tout d'abord, la mesure de la vitesse acoustique par accéléromètre sur la membrane de la source secondaire limite la plage utile aux basses fréquences. En effet, en plus hautes fréquences, la vitesse mesurée en un point de la membrane n'est plus représentative pour la vitesse acoustique en son voisinage à cause du comportement élastique de la membrane (modes de la membrane). Ensuite, le système n'est pas protégé contre des environnements hostiles, ce qui limite son domaine d'application. Pour ces raisons, le système hybride comportant une couche de matériau poreux a été favorisé dans les études postérieures. L'impédance optimale à réaliser en arrière du matériau est proche de zéro quand il est suffisamment mince [128, 130, 127]. L'approche du contrôle d'impédance par contrôle de pression, c'est à dire la minimisation de la pression à l'arrière du poreux, est donc privilégiée par rapport au système plus compliqué contenant un accéléromètre. Le matériau poreux qui était jusque là un absorbant acoustique classique type laine de verre, est remplacé par un tissu métallique [55]. Les matériaux métalliques sont en effet avantageux pour une application telle que les nacelles de turboréacteurs parce qu'ils sont très résistants et ne retiennent que peu l'eau. Un autre avantage est que ces matériaux très minces peuvent être essentiellement caractérisés par leur résistance au passage de l'air R . L'approche du contrôle hybride est ainsi considérablement simplifiée :

Un gradient de pression ΔP entre les deux faces d'une couche de résistance R_m engendre un flux d'air de vitesse V_0 à travers cette couche. La relation entre ces trois grandeurs, donnée par la loi de Darcy, est la suivante :

$$R_m = \sigma_m e = \frac{\Delta P}{V_0} \quad (2.16)$$

La résistance au passage de l'air R_m est le produit entre la résistivité σ_m du matériau et son épaisseur e . Le gradient de pression et la vitesse sont ici des grandeurs statiques. Cependant, l'équation (2.16) reste valable pour des pressions et vitesses acoustiques dans le domaine des basses fréquences. En effet, à ces fréquences,

les forces visqueuses dans le milieu poreux sont prépondérantes par rapport aux effets inertiels. Ainsi, la loi de Darcy permet d'exprimer l'impédance de surface Z avec les pressions acoustiques des deux cotés de la couche résistive. Notons que des variables adimensionnelles sont à nouveau utilisées, donc $R = R_m/(\rho c_0)$. Définissant P_1 la pression en face avant et P_2 la pression en face arrière, l'impédance de surface normalisée est alors donnée par

$$Z = \frac{P_1}{V} = R \frac{P_1}{P_1 - P_2}. \quad (2.17)$$

La loi de Darcy revient à un développement à l'ordre zéro des lois de propagation dans le poreux. Comme remarqué, cette expression est valable uniquement dans le domaine des basses fréquences. Les résultats présentés dans le chapitre 3 montreront qu'aux plus hautes fréquences, une erreur est introduite. Un développement à l'ordre un, valable pour un spectre plus large est donné en annexe B. Son utilisation ne s'avère cependant pas praticable. En particulier, la prise en compte de la dépendance fréquentielle entre le gradient de pression et la vitesse compliquerait considérablement l'algorithme. Nous préférons alors une modification de l'impédance cible afin de corriger l'erreur introduite à posteriori (voir chapitre 3).

La notion d'impédance est à priori définie dans le domaine fréquentiel, ainsi les grandeurs sont notées avec des majuscules (P et V), sans toutefois écrire la dépendance fréquentielle ($P(\omega)$ et $V(\omega)$) explicitement. L'annulation de la pression à l'arrière du poreux ($P_2 = 0$) résulte manifestement en une impédance en face avant de $Z = R$. En choisissant judicieusement la couche résistive en fonction de l'application, un absorbant performant en large bande et notamment en basses fréquences peut être obtenu. Comme Guicking, on peut aussi appeler ce dispositif un équivalent actif de l'absorbant en $\lambda/4$. Le rôle du contrôle actif est alors d'annuler la partie imaginaire de l'impédance du résonateur, négative en basses fréquences. Choisisant une résistance de $R = 1$ par exemple, une onde d'incidence normale peut être parfaitement absorbée. Cependant, certaines applications (notamment celles où les absorbants sont sujet à une incidence rasante) demandent une impédance complexe et/ou dépendante de la fréquence. La nouvelle cellule hybride complexe est développée dans le but de répondre à ces besoins.

Vu l'équation (2.17), il semble évident que des impédances complexes peuvent être réalisées si les pressions P_1 et P_2 à l'avant et à l'arrière de la couche résistive sont modifiées de façon appropriée au lieu de minimiser seulement P_2 . Ceci est l'objectif de la nouvelle approche du "contrôle d'impédance complexe". Évidemment, un deuxième microphone de contrôle sera nécessaire afin de mesurer la pression P_1 . L'équation (2.17) est réécrite sous la forme $Z(P_1 - P_2) - RP_1 = 0$. Ainsi nous définissons une erreur E qui est à minimiser pour approcher une impédance cible Z_t , comme indiqué par l'équation (2.18).

$$E = Z_t(P_1 - P_2) - RP_1. \quad (2.18)$$

Si la construction de l'équation (2.18) semble simple, le principe de mesure qui est à la base de ce nouvel absorbant est novateur et représente quelques avantages importants par rapport aux approches de contrôle d'impédance existantes. En effet, la vitesse est estimée en utilisant la loi de Darcy, c'est à dire par le gradient de pression à travers la couche résistive. Dans le domaine des basses fréquences, ce gradient est indépendant de la fréquence. En outre, le système est très compacte puisque les deux microphones sont montés directement de part et d'autre de la couche résistive qui représente une épaisseur de seulement 1 mm environ. La mesure de la vitesse avec un doublet microphonique classique (sonde intensimétrique) exige un espacement des microphones de l'ordre de 50 mm pour effectuer une mesure fiable à 500 Hz. La détermination de la vitesse acoustique à partir de la vitesse d'une membrane de haut-parleur est encore plus délicate à mettre en œuvre et limitée aux très basses fréquences (voir aussi le commentaire ci-dessus). En résumé, l'approche proposée permet une mesure fiable avec un dispositif compact et ceci en temps réel.

Afin de construire un schéma de contrôle en temps réel, l'impédance cible Z_t doit être représentée dans le domaine temporel par un filtre H_z . Ce filtre n'est pas impérativement un filtre numérique classique (du type FIR par exemple), mais peut être obtenu par une quelconque opération numérique adéquate. Ces différentes possibilités de construire H_z seront discutées dans la section 2.6.1. La résistance R est une constante réelle, elle ne change pas selon la représentation dans le domaine fréquentiel ou temporel. Dans le domaine temporel, l'équation (2.18) devient alors

$$\epsilon = H_z * (p_1 - p_2) - Rp_1. \quad (2.19)$$

2.5.2 Quelques réflexions sur les impédances cibles

L'équation (2.17) peut être analysée afin de répondre à deux questions : i) Quelles impédances peuvent être réalisées ? et ii) Est-ce qu'il y a une solution unique ? L'analyse qui suit est faite sous l'hypothèse d'un son pur. Nous considérons alors les pressions P_1 et P_2 comme des nombres complexes qui peuvent être distingués par une relation en amplitude $|P_2|/|P_1|$ et un déphasage $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$. Un déphasage négatif signifie alors un retard de P_2 par rapport à P_1 . Chaque couple $(|P_2|/|P_1|, \Delta\phi)$ produit une impédance complexe Z ou bien une impédance rapportée à la résistance du poreux Z/R . La figure (2.5) trace les parties réelles et imaginaires de Z/R en fonction du déphasage entre les deux signaux $\Delta\phi$. Les courbes sont tracées pour différentes relations en amplitude $|P_2|/|P_1|$ entre les deux signaux. Les cas $|P_2|/|P_1| < 1$ et $|P_2|/|P_1| > 1$ sont présentés séparément dans les figures (2.5(a)) et (2.5(b)) pour une meilleure lisibilité.

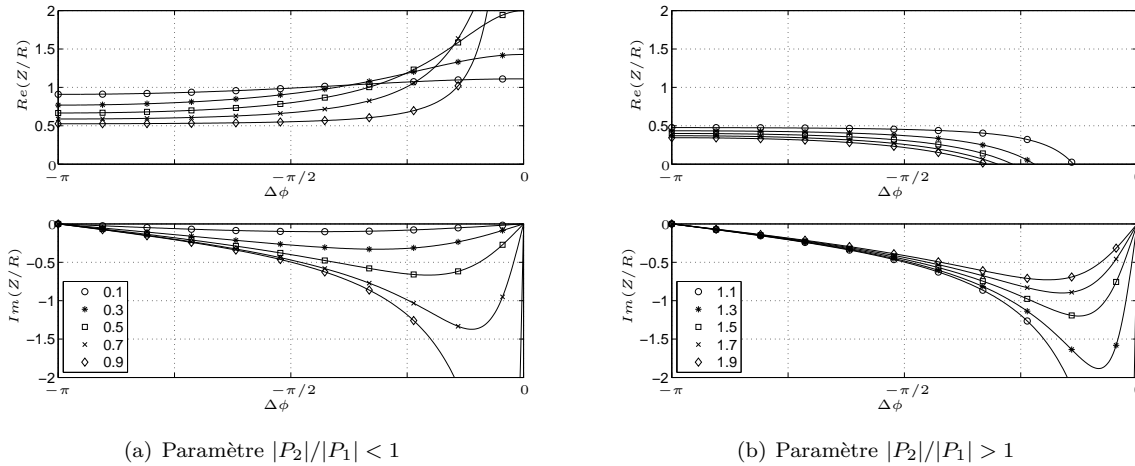


FIGURE 2.5 – $Re(Z)/R$ et $Im(Z)/R$ en fonction du déphasage $\Delta\phi$ entre P_1 et P_2 .

On note que pour la réalisation d'une certaine résistance ($Re(Z)/R$) avec un $|P_2|/|P_1|$ donné, il y a soit une, soit aucune solution. Pour la réalisation d'une réactance ($Im(Z)/R$) donnée par contre, il y a en général soit deux, soit aucune solution.

Une autre façon de représenter les choses est de tracer des lignes d'équirésistance et d' équiréactance dans le plan donné par $|P_2|/|P_1|$ et $\Delta\phi$, voir figure (2.6). Les lignes d'équiréactance sont les boucles fermées, tracées pour les valeurs de $Im(Z)/R$ entre -0,01 et -1,25. Les lignes d'équirésistance sont tracées pour les valeurs de $Re(Z)/R$ entre 0 et 1,25. Ainsi, la figure 2.6 permet de repérer directement les différentes possibilités de réaliser une résistance ou réactance donnée. On constate en particulier qu'une ligne d'équirésistance a un seul point d'intersection avec une ligne d'équiréactance donnée. Il y a donc une solution unique pour réaliser une impédance complexe donnée. Un exemple d'impédance optimale de Cremer est également donné (impédances marquées avec des x). Il correspond à un conduit de hauteur 66 mm, une résistance de $R = 1$

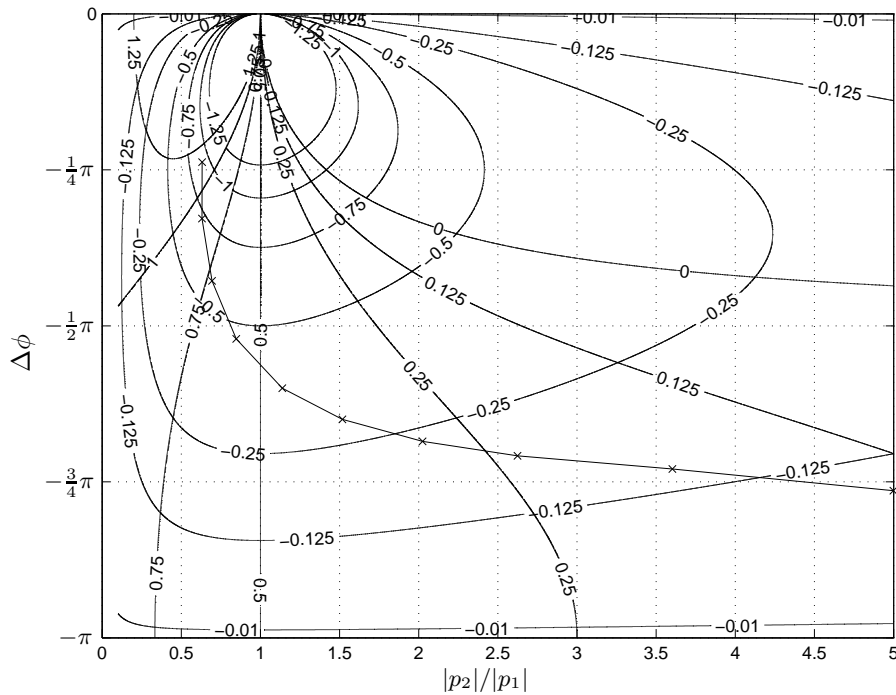


FIGURE 2.6 – Lignes de $Re(Z)/R = \text{cst.}$ (ouvertes) et $Im(Z)/R = \text{cst.}$ (fermées) dans le plan donné par ΔP et $\Delta\phi$; Impédance optimale de Cremer marquée avec des “x”.

et une plage de fréquences de 350 Hz à 3150 Hz. Pour le fonctionnement hybride de l’absorbant il serait intéressant d’avoir une couche de poreux d’une résistance élevée, bien adaptée à l’absorption passive en hautes fréquences. Le contrôle actif servira à réaliser l’impédance optimale en basses fréquences avec des parties réelles $Re(Z)/R \ll 1$ et des parties imaginaires $|Im(Z)|/R \ll 1$. Ces impédances correspondent à la zone en bas à droite de la figure (2.6). On constate que les lignes de différentes résistances ou réactances sont assez espacées. L’impédance est alors peu sensible à un faible changement en amplitude ou phase entre P_1 et P_2 , ce qui est favorable pour une réalisation précise de l’impédance cible. Au contraire, la réalisation d’impédances de $Re(Z)/R > 1$ et/ou de $Im(Z)/R < -1$, correspondant à la zone en haut à gauche, semble moins avantageuse. Dans cette zone, l’impédance est en effet beaucoup plus sensible à un changement en amplitude ou phase entre P_1 et P_2 .

Pour information, le couple de microphones utilisé (voir aussi le chapitre suivant) respecte une erreur en amplitude $|P_2|/|P_1| < 0,2$ et un déphasage $\Delta\phi < 0,2$, ce qui correspond à $\pi/16$ environ. Cette erreur semble donc tolérable pour le domaine des impédances ciblées en basses fréquences.

Outre le biais introduit par une éventuelle erreur sur les signaux microphoniques, la reproduction correcte de l’impédance cible nécessite aussi la connaissance précise de la résistance R du matériau poreux. La détermination expérimentale de ce paramètre est discutée dans le chapitre 3. Pour la plupart des couches testées, la résistance est bien constante avec la fréquence (figure (3.12)). Le biais de l’impédance dû à une identification erronée de R peut également être estimé à partir de la figure (2.6). À nouveau, des impédances avec $Re(Z)/R < 1$ et $|Im(Z)|/R \ll 1$ sont avantageuses afin de minimiser l’erreur.

2.6 Développement d'un algorithme de contrôle d'impédance

Les algorithmes adaptatifs couramment utilisés en contrôle actif acoustique ont été présentés dans la section 2.4. Avec le signal d'un microphone comme signal d'erreur, ils permettent l'annulation de la pression acoustique au microphone de contrôle. Dans le cas du contrôle d'impédance, le signal d'erreur à annuler est différent. L'équation (2.18) contient notamment l'expression d'une impédance (Z_t). Elle est donc définie dans le domaine fréquentiel. Cependant, l'erreur doit être calculé en temps réel à partir des signaux temporels des deux micros selon $\epsilon = H_z * (p_1 - p_2) - R p_1$ (équation 2.19). La problématique de la représentation de cette impédance dans le domaine temporel (H_z) est traitée dans la section 2.6.1. Des schémas de contrôle d'impédance feedforward et feedback seront proposés dans les sections 2.6.2 et 2.6.3 respectivement.

2.6.1 Représentation de l'impédance cible dans le domaine temporel

La représentation de Z_t dans le domaine temporel est notée H_z , indépendamment de la façon avec laquelle elle est construite. À première vue s'impose l'identification d'un filtre, comme pour les chemins secondaires. La complexité de ce filtre dépend bien sûr de la réponse fréquentielle de Z_t . Nous prenons comme exemple l'impédance optimale donnée par Cremer qui comporte une partie réelle positive, linéairement croissante avec la fréquence, et une partie imaginaire négative et décroissante. Dans le domaine des basses fréquences, l'impédance optimale d'un absorbant de longueur finie est de forme similaire. C'est notamment la pente sur la partie imaginaire qui change avec la longueur du traitement. Considérant cette réponse fréquentielle, on s'aperçoit que l'identification d'un filtre n'est pas une tâche facile. Pour cela, nous allons d'abord étudier des possibles alternatives.

Utilisation de gains et d'un dérivateur

Quand l'impédance cible est constante et purement réelle ($Z = Z_r$), la représentation

$$E(\omega) = Z_r(P_1(\omega) - P_2(\omega)) - R P_1(\omega) \quad (2.20)$$

en domaine fréquentiel devient

$$\epsilon(n) = Z_r(p_1(n) - p_2(n)) - R p_1(n) \quad (2.21)$$

en domaine temporel avec Z_r un simple gain. Considérons maintenant une impédance cible purement imaginaire dont la valeur dépend linéairement de la fréquence $Z_d = i\alpha\omega$. Avec un facteur de proportionnalité α négatif, cette impédance correspond à la partie imaginaire de l'impédance optimale de Cremer. Dans le domaine fréquentiel, l'erreur s'écrit maintenant

$$E(\omega) = i\alpha\omega(P_1(\omega) - P_2(\omega)) - R P_1(\omega) \quad (2.22)$$

ou

$$E(\omega) = \alpha(i\omega P_1(\omega) - i\omega P_2(\omega)) - R P_1(\omega) \quad (2.23)$$

Les termes $i\omega P(\omega)$ peuvent facilement être traduits dans le domaine temporel. En effet, l'opération $Y(\omega) = i\omega X(\omega)$ dans le domaine fréquentiel correspond à $y(t) = x'(t)$ dans le domaine temporel. Une telle réponse fréquentielle peut alors être réalisée en utilisant un dérivateur. Dans le domaine numérique, une dérivée causale est obtenue par l'opération suivante :

$$y(n) = f_e(x(n) - x(n-1)). \quad (2.24)$$

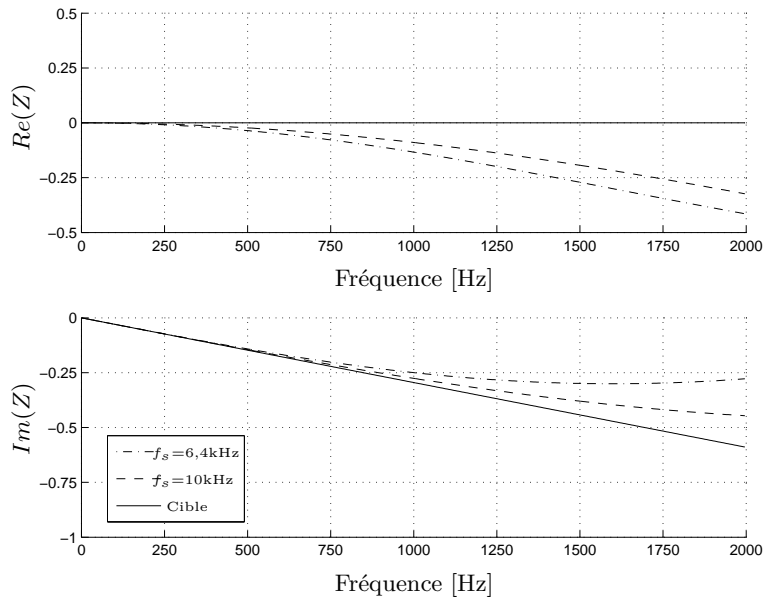


FIGURE 2.7 – Réalisation de la partie imaginaire de l'impédance de Cremer pour un conduit de hauteur $h = 66 \text{ mm}$ avec un simple dérivateur numérique.

La qualité de cette dérivé augmente avec la fréquence d'échantillonnage f_e . Ainsi, la figure (2.7) montre la réponse fréquentielle d'un dérivateur combiné à un gain, réglé de façon à obtenir une pente négative sur la partie imaginaire pour $f_e = 6,4 \text{ kHz}$ et $f_e = 10 \text{ kHz}$.

On note qu'une fréquence d'échantillonnage relativement élevée est nécessaire (d'au moins $5 f_{max}$) afin d'obtenir une précision acceptable sur la partie imaginaire. L'erreur introduite sur la partie réelle est encore plus importante. On comprend ce comportement en écrivant l'équation (2.24) dans le domaine spectral :

$$Y(z) = f_e (X(z) - z^{-1}X(z)) \quad (2.25)$$

La réponse du système s'écrit alors

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = f_e (1 - z^{-1}), \quad (2.26)$$

où bien

$$H(\omega) = f_e (1 - e^{-j\omega/f_e}). \quad (2.27)$$

En effet, $H(\omega)$ est périodique : La partie réelle est de forme "1 - cos", la partie imaginaire de forme "-sin". L'utilisation de ce dérivateur⁵ correspond alors à une approximation à l'ordre zéro pour la partie réelle et à l'ordre un pour la partie imaginaire autour de $\omega = 0$. Si la qualité de la dérivé peut être amélioré (par l'utilisation d'un schéma d'ordre plus élevé), elle est ici suffisante pour $f_{max} = 1,5 \text{ kHz}$. De plus, comme l'erreur sur la partie réelle dépend uniquement de la fréquence d'échantillonnage, une correction peut être appliquée quand la partie réelle de l'impédance est contrôlée.

L'équation(2.23) peut alors être approchée dans le domaine temporel par l'expression

$$\epsilon(n) = \alpha f_e [(p_1(n) - p_1(n-1)) - (p_2(n) - p_2(n-1))] - R p_1(n). \quad (2.28)$$

5. La boîte "Discrete Derivative" de Simulink 7.2 (R2008b) utilise en effet ce dérivateur très basique.

Afin de réaliser des impédances complexes, les équations (2.21) et (2.28) peuvent être combinées selon l'équation (2.29).

$$\epsilon(n) = \alpha f_e [(p_1(n) - p_1(n-1)) - (p_2(n) - p_2(n-1))] + Z_r(p_1(n) - p_2(n)) - R p_1(n). \quad (2.29)$$

Ce signal d'erreur ne permet certes pas la réalisation d'une partie réelle variable en large bande, mais l'équation (2.29) peut être une alternative à une représentation de l'impédance par un filtre. En effet, la partie réelle de l'impédance optimale d'un absorbant de courte longueur est faible dans notre cas et varie relativement peu dans le domaine des basses fréquences. Le contrôle de bruits harmoniques (de fréquences connues) cependant peut être réalisé en utilisant l'équation (2.29) pour le calcul du signal d'erreur tout en adaptant la valeur de Z_r en fonction de la fréquence. En effet, cette stratégie a été employée lors de toutes les simulations et expériences en mode feedback présentées dans ce mémoire.

Utilisation d'un filtre

L'impédance cible Z_t peut aussi être représentée par un filtre numérique FIR ou IIR. Les filtres IIR offrent plus de possibilités que les filtres FIR, mais l'application nous contraint à un filtre causal et stable. Notre choix porte finalement sur un filtre FIR à 10 coefficients. L'identification du filtre est effectuée à l'aide de la fonction `arx` sous Matlab®. La réponse fréquentielle de ce filtre est comparée à la réponse cible (impédance de Cremer) en figure (2.8). La figure (2.8a) est limitée à la gamme de fréquences pour laquelle le filtre est identifié. Au delà de cette gamme cependant, la réponse du filtre devient extrêmement grande comme le montre la figure (2.8b). Les filtres passe-bas en entrée et sortie du DSP permettent néanmoins un fonctionnement stable du contrôleur (voir chapitre 3).

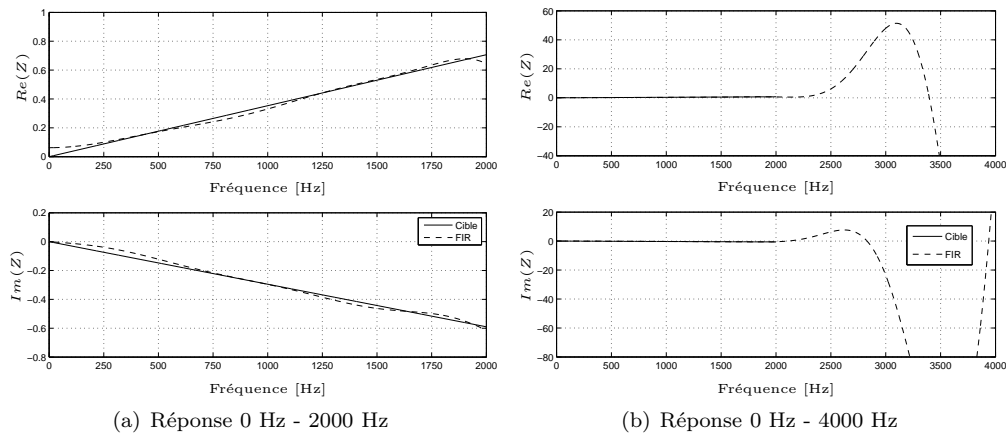


FIGURE 2.8 – Réalisation de l'impédance de Cremer pour un conduit de hauteur $h = 66$ mm avec un filtre FIR à 10 coefficients.

2.6.2 Un système feedforward

Similaire au schéma de principe du contrôle feedforward (2.3), on propose maintenant un schéma qui est censé annuler le signal d'erreur donné par l'équation (2.19) plutôt qu'un simple signal de pression (voir figure 2.9). Un seul signal d'erreur est obtenu à partir des deux entrées, il s'agit donc bien d'un système "SISO" (Single Input Single Output). Le signal de référence x est d'abord filtré avec les estimations des chemins secondaires \hat{S}_1 et \hat{S}_2 . Il suit un filtrage identique à celui du signal d'erreur afin d'obtenir la référence filtrée

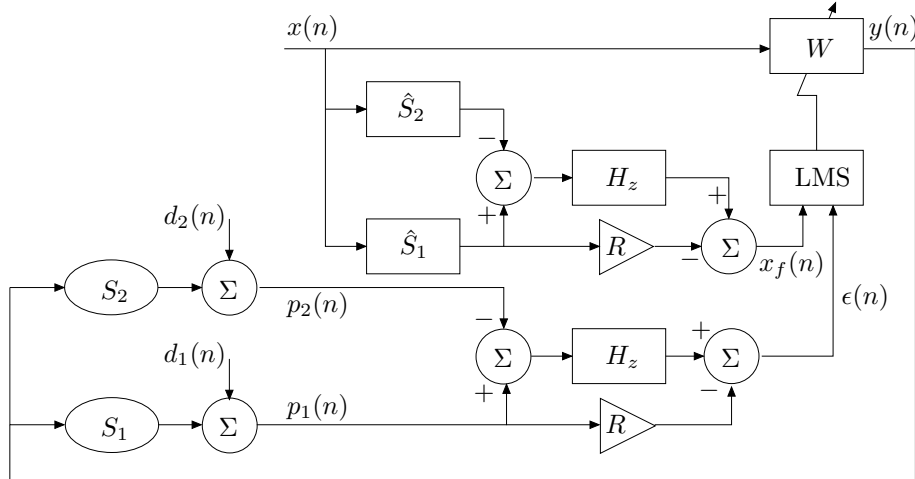


FIGURE 2.9 – Schéma de l'architecture feedforward.

x_f . Le filtre H_z permettant la représentation de l'impédance cible en large bande, peut être un filtre FIR identifié ou la combinaison de gains et dérivateurs. Les simulations de contrôle feedforward en large bande (voir section 2.7.1) sont effectuées en utilisant un filtre FIR.

Vu le schéma (2.9), on peut directement déduire le filtre de contrôle W qui produit une annulation du signal d'erreur. Ce filtre est appelé filtre de contrôle optimal W_{opt} . Notons toutefois que nous utilisons ici systématiquement des contrôleurs adaptatifs LMS ; le calcul du filtre optimal sert uniquement pour vérifier que le contrôleur converge bien vers l'optimum. La détermination du filtre optimal est faite dans le domaine fréquentiel sans écrire explicitement la dépendance fréquentielle (ω). Les pressions aux microphones d'erreur sont composées des perturbations primaires ainsi que des signaux de contrôle :

$$P_1 = D_1 + X W S_1 \quad \text{et} \quad P_2 = D_2 + X W S_2. \quad (2.30)$$

On peut définir des chemins primaires G_1 et G_2 entre l'excitation primaire X et les perturbations D_1 et D_2 aux microphones de contrôle

$$G_1 = \frac{D_1}{X} \quad \text{et} \quad G_2 = \frac{D_2}{X}. \quad (2.31)$$

Les pressions deviennent

$$P_1 = X(G_1 + W S_1) \quad \text{et} \quad P_2 = X(G_2 + W S_2). \quad (2.32)$$

Introduisant les expressions des deux pressions dans $Z_t(P_1 - P_2) - R P_1 = 0$, on obtient le filtre de contrôle optimal

$$W_{opt} = -\frac{(Z_t - R)G_1 - Z_t G_2}{(Z_t - R)S_1 - Z_t S_2}. \quad (2.33)$$

Pour une impédance cible de $Z_t = R$, l'équation (2.33) devient $W_{opt} = -G_2/S_2$. À condition que le temps de traversé du chemin primaire G_2 soit plus long que celui du chemin secondaire S_2 , on obtient un filtre causal. Cependant, l'équation (2.33) ne contient à priori pas de contrainte de causalité. C'est le filtre adaptatif qui assure la convergence vers une solution causale.

2.6.3 Un système feedback

L'architecture feedback est obtenue avec l'approche IMC, détaillée en section 2.4.4. Le schéma de contrôle correspondant (figure 2.10) montre que la boucle IMC est réalisée en utilisant le signal du microphone 2. Selon la figure (2.10), la référence est donnée par $X = D_2 + XW S_2 - XW \hat{S}_2$. Pour une identification parfaite du chemin secondaire $S_2 = \hat{S}_2$ nous avons $X = D_2$. Il en découle que $G_2 = 1$ et $G_1 = D_1/D_2$. Remplaçant G_2 et G_1 dans l'équation (2.33) par ces expressions, on obtient

$$W_{opt} = -\frac{(Z_t - R)\frac{D_1}{D_2} - Z_t}{(Z_t - R)S_1 - Z_t S_2} \quad (2.34)$$

comme filtre de contrôle optimal. Pour une impédance cible de $Z_t = R$, l'équation (2.34) devient $W_{opt} = -1/S_2$, ce qui représente obligatoirement un filtre non-causal.

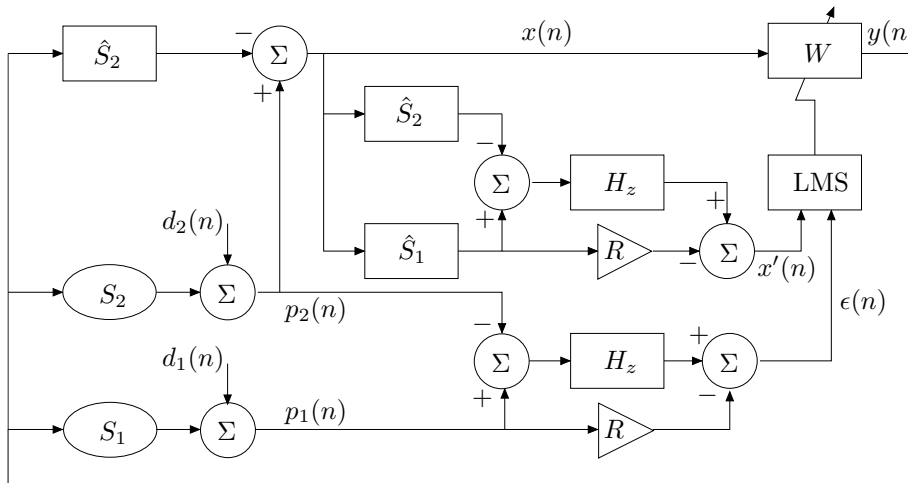


FIGURE 2.10 – Schéma de l'architecture feedback.

Comme en contrôle feedforward, le filtre représentant l'impédance cible peut être réalisé soit par un filtre FIR identifié, soit par gain et dérivateur. Les simulations de contrôle feedback (voir section 2.7.2) ont été effectuées selon l'équation (2.29), c'est à dire avec un gain pour la partie réelle et une combinaison de gain et dérivateur pour la partie imaginaire. La figure (2.11) représente le schéma correspondant. Notons que le gain $Z_r(f)$ représentant la partie réelle de l'impédance cible doit éventuellement être adapté en fonction de la fréquence à traiter (voir aussi section 2.7.2). Le gain α cependant définit directement la pente de la partie imaginaire, il reste donc fixe avec la fréquence.

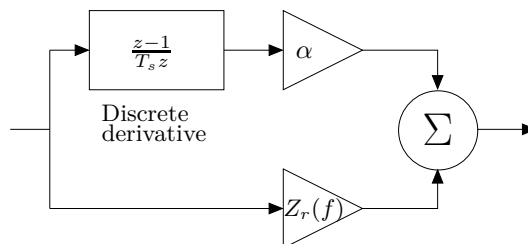


FIGURE 2.11 – Réalisation du "filtre" H_z par dérivateur et gain.

2.7 Simulations de contrôle

2.7.1 Contrôle feedforward FXLMS

Le schéma de contrôle selon la figure (2.9) avec filtre numérique adaptatif est réalisé sous Simulink®. Des chemins primaires et secondaires mesurés sur le banc Matisse sont utilisés lors des simulations. Les mêmes filtres sont utilisés dans le "domaine physique" que dans le "domaine numérique", ce qui revient à une identification parfaite des chemins secondaires. La fréquence d'échantillonnage est de $f_e = 10 \text{ kHz}$, le coefficient de convergence normalisé est de 0,05. L'excitation primaire est un bruit blanc dans la gamme de 0 à 2 kHz, le contrôleur FXLMS dispose de ce signal électrique comme référence. La figure (2.12) montre que le filtre de contrôle nécessite un nombre important de coefficients afin de réaliser en large bande l'impédance de Cremer. Une réalisation précise de l'impédance cible va de pair avec une réalisation du filtre de contrôle optimal W_{opt} , cf. figure (2.13). On note que la phase de W_{opt} est négative, ce qui indique un filtre causal.

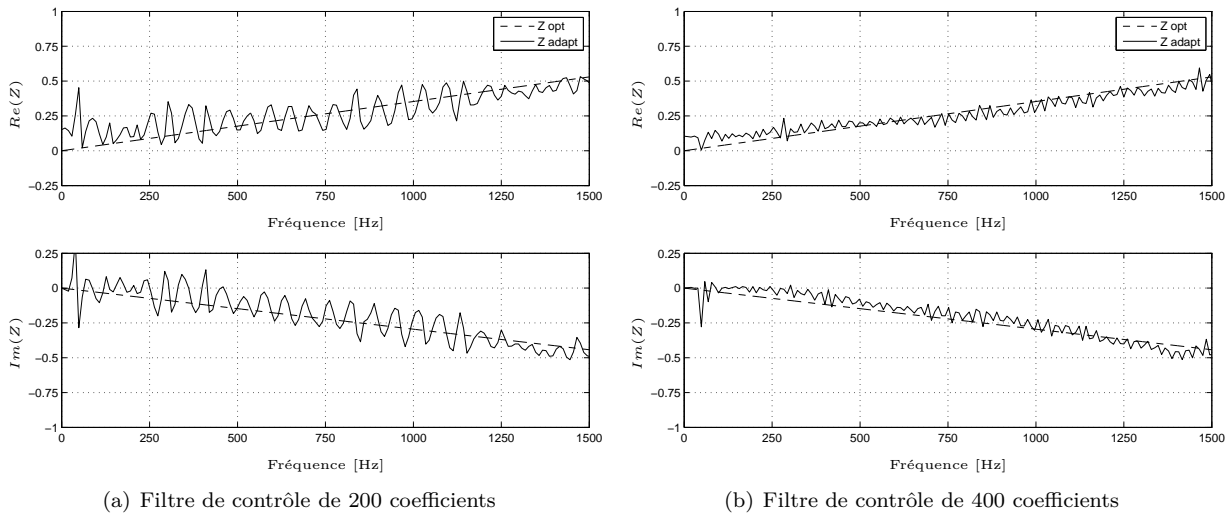


FIGURE 2.12 – Simulation de contrôle feedforward : Réalisation de l'impédance de Cremer en large bande.

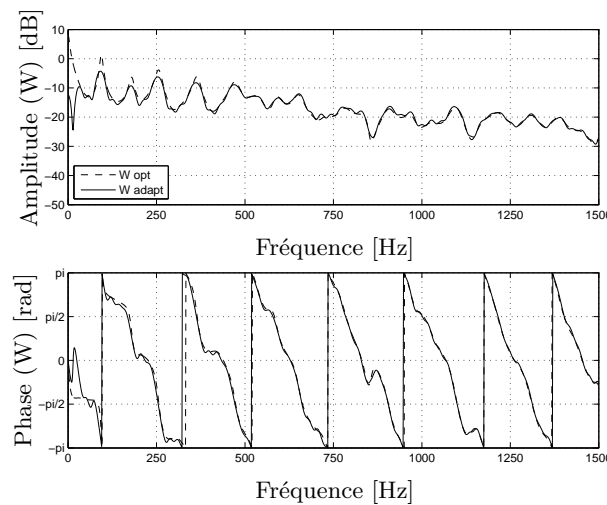


FIGURE 2.13 – Simulation de contrôle feedforward : Comparaison entre le filtre optimal W_{opt} et le filtre de contrôle adaptatif W_{adapt} à 400 coefficients.

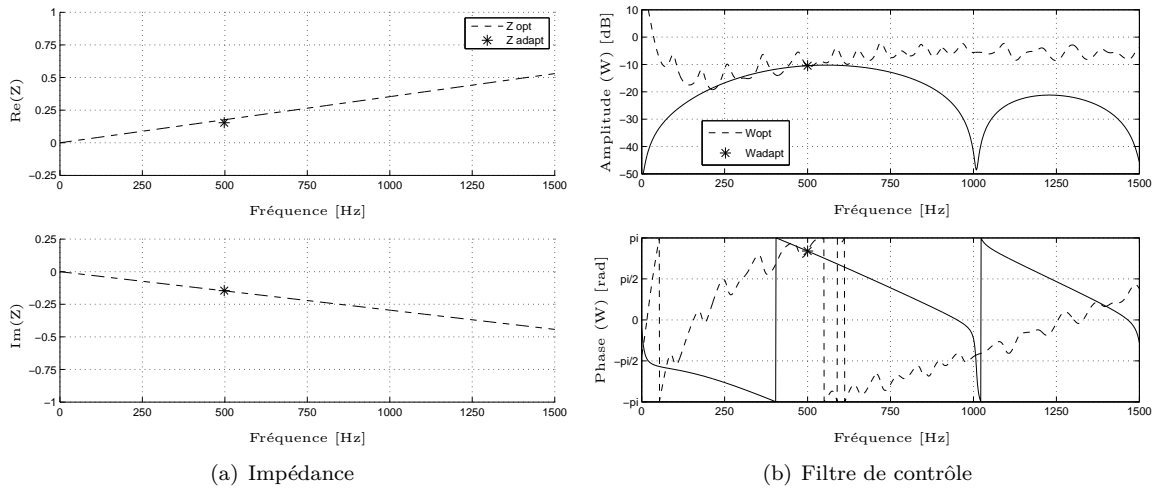


FIGURE 2.14 – Simulation de contrôle feedback : Réalisation de l'impédance de Cremer à 500 Hz.

2.7.2 Contrôle feedback IMC-FXLMS

Comme le filtre de contrôle optimal dans le cas du contrôle feedback est un filtre non-causal, la simulation utilise ici un son pur (à 500 Hz). En effet, la phase de W_{opt} , tracée en figure (2.14b) est croissante. C'est pour cela que le filtre optimal W_{opt} ne peut être réalisé qu'en monofréquentiel. La mesure de l'impédance représentée dans la figure (2.14a) est limitée à la fréquence d'excitation ; l'impédance de Cremer est réalisée pour cette fréquence. Dans le présent exemple, le nombre de coefficients du filtre de contrôle est de huit, ce qui génère un effet passe-bande autour de la fréquence de contrôle. Avec seulement deux coefficients (le minimum pour un contrôle monofréquentiel), l'amplitude du filtre de contrôle serait une droite. Notons qu'une identification parfaite des chemins secondaires ($\hat{S} = S$) est à nouveau admise.

L'algorithme IMC-FXLMS même ne nécessite pas d'information sur la fréquence à traiter. Quand une excitation sinusoïdale (pas trop bruitée) change de fréquence avec le temps, le filtre de contrôle traite "automatiquement" cette fréquence. Dans le cas de plusieurs cellules fonctionnant en parallèle, un filtrage autour de la fréquence (ou des fréquences) d'excitation peut cependant être nécessaire afin de garantir la stabilité. Dans ce but, un système de détection de fréquences et de filtrage passe-bande associé avait été développé par Mazeaud [90]. Dans le cas présent d'une seule cellule, le filtrage passe-bande n'est pas nécessaire mais la détection des fréquences nous permet d'adapter le gain Z_r qui définit la résistance cible. Ainsi, l'impédance de Cremer peut être réalisée pour un balayage entre 1 Hz et 1,5 kHz, voir figure (2.15). Un dérivateur est ici utilisé afin de reproduire la réactance cible. Comme discuté en section 2.6.1, ceci introduit une erreur sur la résistance qui dépend de la fréquence d'échantillonnage. La figure (2.15) montre le résultat sans et avec correction de cette erreur.

2.8 Conclusion

Dans le présent chapitre, les bases théoriques d'un nouvel absorbant hybride actif/passif, permettant un contrôle actif de l'impédance complexe, ont été détaillées. Son principe se base notamment sur une mesure de la vitesse en temps réel à l'aide de deux microphones d'erreur de part et d'autre d'une mince couche de matériau résistif. Cette mesure repose sur l'hypothèse d'une relation linéaire entre gradient de pression et vitesse acoustique à travers la couche résistive, valable dans le domaine des basses fréquences.

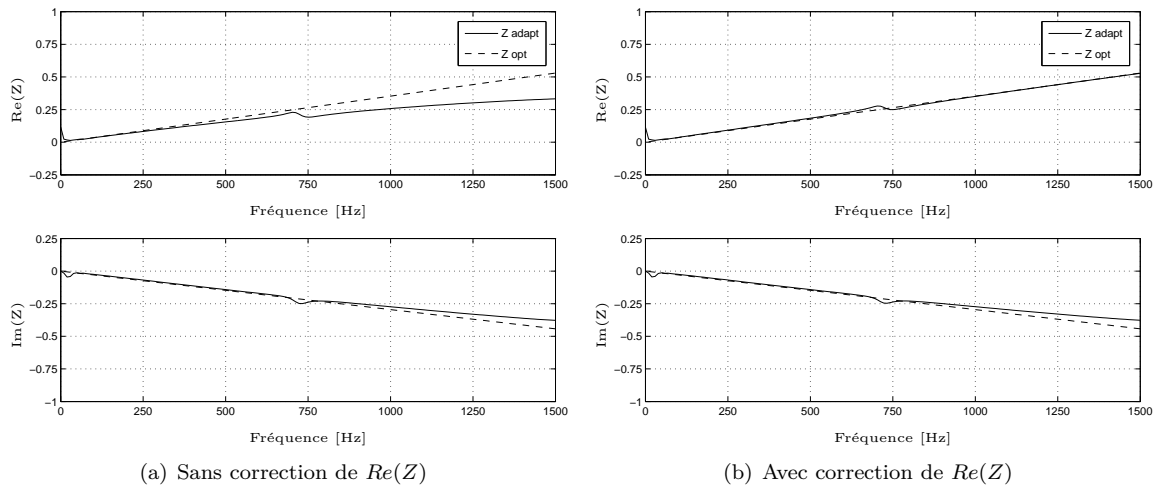


FIGURE 2.15 – Simulation de contrôle feedback : Réalisation de l'impédance de Cremer pour un sinus balayé.

Le calcul du signal d'erreur en temps réel exige la représentation de l'impédance cible dans le domaine temporel. Deux approches différentes ont alors été discutées : la représentation de l'impédance par gain et dérivateur d'un coté et par un filtre FIR identifié de l'autre. La première est relativement facile à mettre en œuvre mais en large bande, elle est limitée à certaines formes d'impédances distinctes. La deuxième permet à priori la réalisation d'impédances quelconques, pourvu qu'un filtre approprié puisse être trouvé. Typiquement, un tel filtre a une réponse en amplitude élevée en dehors de la bande pour laquelle il a été identifié. Les filtres anti-repliement et filtres de lissage en entrée et en sortie du contrôleur empêchent cependant des problèmes de stabilité. L'algorithme de contrôle même est monovoie. Le nouveau signal d'erreur peut être inclut dans un schéma FXLMS (feedforward) ou IMC-FXLMS (feedback) sans difficultés particulières. Tout comme dans le cas d'une simple annulation de la pression, le filtre de contrôle optimal peut être causal en feedforward mais il est impérativement non-causal en feedback. Des simulations de contrôle ont été menées avec succès.

Chapitre 3

Validation expérimentale de l'absorbant hybride actif/passif complexe

Les simulations présentées en section 2.7 ont été conduites en utilisant des chemins primaires et secondaires mesurés. La réalisation physique du système de contrôle développé est néanmoins une étape indispensable à la validation du concept. Tout d'abord, les chemins secondaires physiques ne seront plus identiques à ceux identifiés par filtres FIR. Le système doit par conséquent être suffisamment robuste aux erreurs dans l'identification. Ensuite, la contrainte du temps de calcul n'est pas visible lors d'une simulation qui n'est pas effectuée en temps réel. Le système tourne alors à une certaine vitesse qui est simplement déterminée par la composante la plus gourmande en temps de calcul. Le système physique en revanche est stable seulement si le filtre de contrôle converge suffisamment vite. La longueur du filtre adaptatif est par conséquent limitée. Par rapport aux simulations, la présence de filtres supplémentaires (anti-repliement et lissage) augmente encore le temps de traversée du système de contrôle. La bonne convergence du système est vérifiée en section 3.2 qui analyse les signaux temporels des microphones de contrôle. Finalement, l'utilisation de matériaux réels est susceptible de fausser l'impédance réalisée. Comme nous l'avons déjà remarqué dans la section 2.5.1, les matériaux qui sont utilisés ne correspondent pas parfaitement à leur représentation comme pures résistances dans le modèle (pour rappel : l'origine de l'erreur est discutée en annexe B). La mesure de l'impédance de surface de la cellule hybride à l'aide d'un tube de Kundt (section 3.3) permettra de quantifier l'erreur.

La cellule hybride est finalement utilisée comme absorbant en paroi d'une veine. Les mesures de la perte par transmission ainsi que les coefficients de réflexion, d'absorption et de transmission sont discutés dans la section 3.4. Tout d'abord, la section 3.1 présentera les prototypes de cellules hybrides, le système de contrôle et les bancs d'essais.

3.1 Les montages expérimentaux

3.1.1 La nouvelle cellule hybride

Le contrôle hybride actif/passif complexe a été mis en œuvre dans trois “environnements” différents : Le tube de Kundt CAMELIA (voir mesures d'impédance en section 3.1.2), la veine MATISSE (voir mesures de TL en section 3.1.3) et la veine B2A de l'ONERA de Toulouse (voir section 4.2.1). Les assemblages

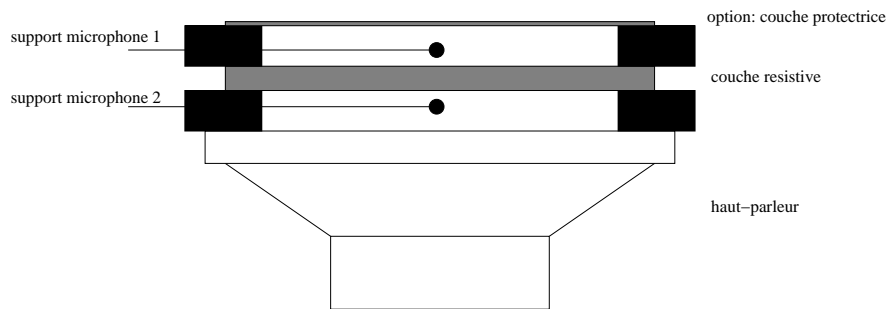
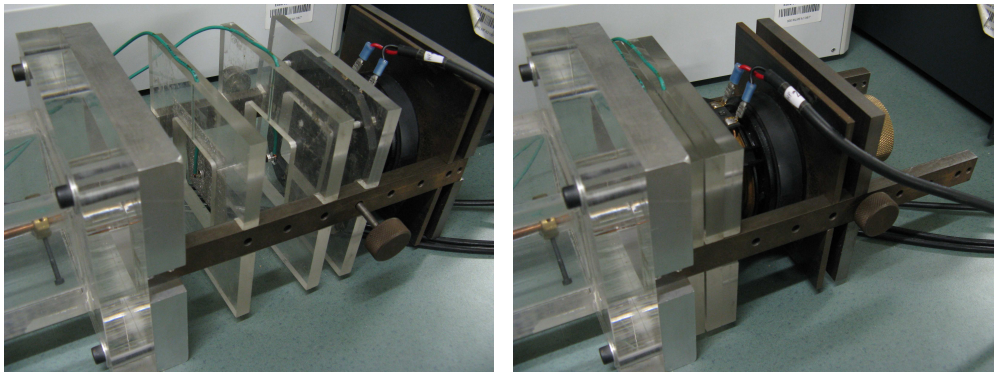


FIGURE 3.1 – Schéma de principe de la cellule hybride complexe.



(a) Terminaison désassemblée

(b) Terminaison serrée

FIGURE 3.2 – Photos de la cellule hybride complexe de CAMELIA.

correspondants sont exposés dans la suite en ce qui concerne les expérimentations faites au LMFA. Les cellules hybrides adaptées au banc B2A sont traitées dans le chapitre sur les mesures LDV en section 5.1. La configuration de base imposée par le principe de fonctionnement (voir section 2.5.1) reste la même dans les trois cas. Elle est représentée schématiquement dans la figure (3.1). La couche résistive est tenue entre deux cadres qui servent en même temps de support pour les microphones de contrôle. Une couche de protection peut être ajoutée afin de protéger le microphone 1 d'un écoulement affleurant.

La terminaison du tube de Kundt "CAMELIA" (voir un descriptif du tube en section 3.1.2) est construite de façon à pouvoir accueillir des montages multicouches ainsi qu'un haut-parleur de contrôle. La configuration requise peut être directement assemblée avec des cadres en plexiglas de 10 mm d'épaisseur, comme la figure (3.2) le montre. De gauche à droite sont visibles : Le cadre portant le microphone 1 avec une plaque de matériau résistif scotchée derrière ; le cadre portant le microphone 2 ; le haut-parleur de contrôle (également fixé sur un cadre) et le système permettant de serrer l'assemblage. La section du tube ainsi que celle des cadres est de 55 mm x 55 mm. Les microphones de contrôle sont des microphones à électret Panasonic WM 64 de 6 mm de diamètre. Il s'agit de microphones destinés à l'électronique grand public d'un prix de l'ordre d'un Euro la pièce. Une paire de microphones qui présentent des réponses proches avait été choisie (voir aussi la section 2.5.2).

La section test de la veine MATISSE ne possède pas de porte échantillon du même type que CAMELIA. Une plaque en plexiglas de 10 mm d'épaisseur, montée en haut de la section test, a dû être usinée afin d'accueillir la nouvelle cellule hybride (voir figure 3.3). Ici, une plaque microperforée est serrée entre cette plaque et les parois de la section test. Le matériau résistif est pincé par le cadre en aluminium qui sert de support pour le haut-parleur. Des essais sans plaque microperforée ont également été conduits. Le matériau

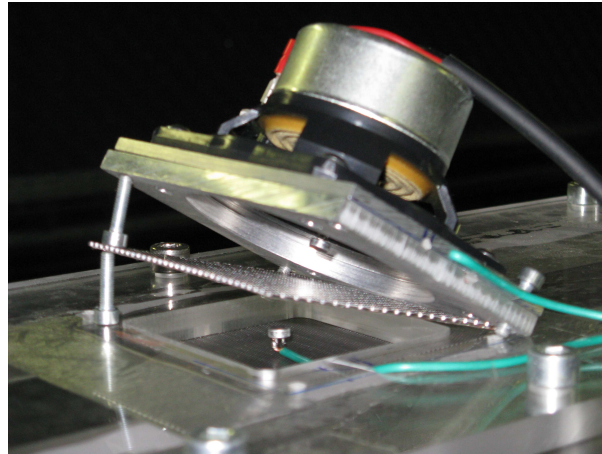


FIGURE 3.3 – Photo de la cellule hybride complexe montée sur MATISSE.

résistif se trouve alors en surface de la veine, c’est à dire à la place de la plaque microperforée. Dans ce cas, le microphone à l’avant du matériau se trouve dans la veine, ce qui empêche évidemment des essais avec écoulement. Les mêmes microphones d’erreur que dans la cellule pour CAMELIA sont utilisés.

Les matériaux poreux

Lors de ce travail, deux types de matériaux sont utilisés comme couches résistives. Ce sont, d’une part, des toiles métalliques fabriquées par la société Gantois (F), déjà utilisées lors de précédentes études et d’autre part, des feutres métalliques fabriqués par Technetics (US).

Toiles métalliques Les caractéristiques des toiles métalliques, données par Gantois sont résumées dans le tableau (3.1). L’épaisseur e d’une toile métallique du type “reps” correspond au diamètre du fil épais plus deux fois le diamètre du fil mince, ce qui fait 0,285 mm pour le H320 et 0,151 mm pour le I130.

appellation courte	appellation commerciale	vide [%]	mailles/mm direction 1	mailles/mm direction 2	diamètre fil 1 [mm]	diamètre fil 2 [mm]	poids kg/m ²
H320	Reps Inox 304 code 101529	4,3	3,3	13,7	0,125	0,08	0,89
I130	Reps Inox 304 code 104027	2,5	5,85	55,2	0,071	0,04	0,75

TABLE 3.1 – Toiles métalliques : Indications du fabricant GANTOIS.

Les principales applications de ces toiles sont la filtration et l’extrusion. Le constructeur ne donne pas de spécifications acoustiques. Celles-ci sont données en tableau (3.2) comme déterminées par Sellen [113]. La valeur de la porosité du H320 est de toute évidence surestimée ; utilisant la masse surfacique, l’épaisseur du matériau et la densité d’acier inox, on obtient une porosité d’environ 0,6 (la porosité de 0,4 pour le matériau I130 est confirmée). Épaisseur et résistivité permettent en outre de déterminer les résistances $R_m = \sigma e$ de 114 rayls pour le H320 et de 408 rayls pour le I130. Ceci correspond à une résistance normalisée $R = R_m/(\rho c)$ de 0,28 et 1 respectivement.

Appellation courte	résistivité σ [rayls/m]	porosité Φ	tortuosité α_∞	facteur de forme visqueux s	facteur de forme thermique s'
H320	$0,4 \cdot 10^6$	1,0	1,0	0,2	1
I130	$2,7 \cdot 10^6$	0,4	1,3	0,2	1

TABLE 3.2 – Toiles métalliques : Spécifications acoustiques identifiées (Sellen [113]).

Les toiles métalliques sont assez souples et nécessitent en général un support afin de les soutenir et d'empêcher des vibrations. Elles sont alors collées sur une plaque perforée (PP) dont les caractéristiques sont données dans le tableau (3.3). Avec un taux de perforation de 32 %, la plaque perforée représente une très faible résistance. Cependant, le fait de coller un tissu métallique sur une telle plaque, augmente sensiblement la résistance de l'ensemble. La résistance résultante est en effet beaucoup plus élevée que la somme des résistances respectives. Cet effet, mis en évidence lors des expériences dans le cadre du projet CoMBE [47] avait été négligé lors de précédentes études¹. Une deuxième plaque servira comme couche de protection de l'écoulement rasant. À cause de ses perforations très fines, elle est qualifiée ici de plaque microperforée (MPP), même si son taux de perforation est très élevé. En effet, sa résistance reste en dessous de 0,02 dans la gamme de fréquences considérée (0 - 2 kHz). Ainsi, sa présence n'empêche pas la réalisation de très faibles impédances par le système de contrôle. Aussi, les impédances sont systématiquement vérifiées en tube de Kundt avant les mesures de TL. Cependant, il reste l'incertitude d'une éventuelle augmentation de la résistance de la plaque microperforée en présence d'un écoulement. Les plaques perforées et microperforées sont fabriquées en acier.

appellation courte	appellation commerciale	épaisseur [mm]	diamètre trous [mm]	distance trous [mm]	poids [kg/m ²]	vide [%]
PP	R1.5T2.5 1MM	1	1,5	2,5	5,4	32
MPP	R0.54T1	0,4	0,54	1	2,5	32

TABLE 3.3 – Tôles perforées : Indications du fabricant GANTOIS.

Feutres métalliques Deux matériaux du type feutre métallique sont testés en plus des tissus métalliques. Ces feutres ont l'avantage de ne pas nécessiter de support car ils sont très rigides. Ils s'agit ici de matériaux en acier inox conçus pour des applications acoustiques, ainsi le fabricant Technetics donne la résistance au passage de l'air comme indiqué dans le tableau (3.4). Utilisant à nouveau la masse surfacique, l'épaisseur et la densité d'acier inox afin de déterminer la porosité, on obtient des valeurs d'environ 0,51 et 0,35 pour le FM 125 et le FM 134 respectivement. Les résistances des différents feutres et tissus métalliques peuvent être comparées à l'aide des mesures en tube de Kundt (section 3.3).

1. Ce constat est particulièrement important par rapport aux expériences menées dans le cadre de SILENCE®. Un tissu métallique du type I130 avait été collé sur une plaque perforée. La résistance de cet ensemble, mesurée a posteriori, était d'environ 2,5 alors qu'une résistance de 1 avait été ciblée.

appellation courte	appellation commerciale	épaisseur [mm]	poids [kg/m ²]	résistance [rays]	résistance normalisée
FM 125	D4-S3/125	1	3,9	100	0,25
FM134	D4-S3/134	0,88	4,6	350	0,88

TABLE 3.4 – Feutres métalliques : Indications du fabricant TECHNETICS

Le système de contrôle

Nous utilisons un filtre adaptatif numérique comme filtre de contrôle. Il est réalisé par un “Digital Signal Processor” (DSP) de dSpace®. Le DSP peut être piloté depuis un PC à l’aide du logiciel “Control Desk” propre à dSpace. Le schéma de contrôle, construit sous Simulink®, est chargé sur le DSP à l’aide de la toolbox Matlab Real-Time Workshop®. La fréquence d’échantillonnage du filtre adaptatif est fixé à $f_e = 10$ kHz pendant toute l’étude. Des filtres numériques KEMO® servent comme filtres anti-repliement (anti-aliasing) et de lissage (smoothing) respectivement à l’entrée et à la sortie du filtre adaptatif. Ces filtres passe-bas sont réglés à une fréquence de coupure de 2 kHz. Les entrées des filtres anti-repliement sont connectées à un boîtier qui sert de préamplificateur et d’alimentation pour les microphones électret. La sortie du filtre de lissage est branchée à un amplificateur de puissance QSC 1200 qui alimente la source secondaire.

3.1.2 Le Tube de Kundt “CAMELIA”

Le tube “CAMELIA”, schématisé en figure (3.5), est destiné à la mesure de l’impédance de surface produite par une cellule hybride. Il a été développé lors de travaux précédents cette thèse. Sa section est de 55 mm x 55 mm (coupure à 3,1 kHz), la distance entre le haut-parleur primaire et l’échantillon de poreux est de 1,09 m. Le tube contient un microphone de mesure qui peut être déplacé selon la direction axiale. L’avantage par rapport à un système avec des microphones fixés en paroi est une grande flexibilité, l’inconvénient est une moins bonne précision concernant les positions des microphones. La théorie de la mesure de l’impédance est discutée en section 3.3.1.

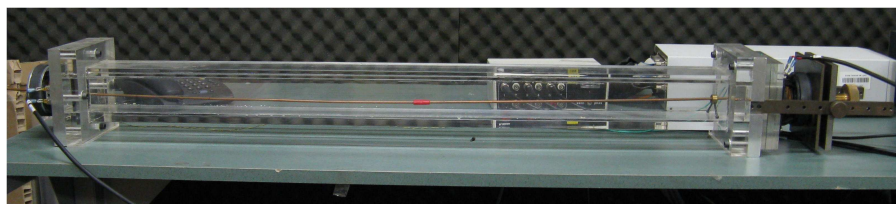


FIGURE 3.4 – Photo du Tube de Kundt “CAMELIA” avec une cellule hybride complexe en terminaison.

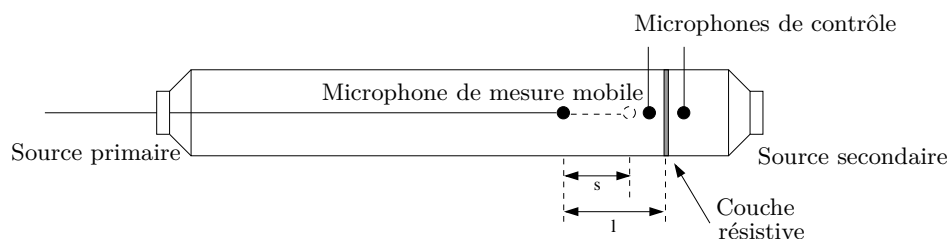


FIGURE 3.5 – Schéma du Tube de Kundt “CAMELIA” avec une cellule hybride complexe en terminaison.

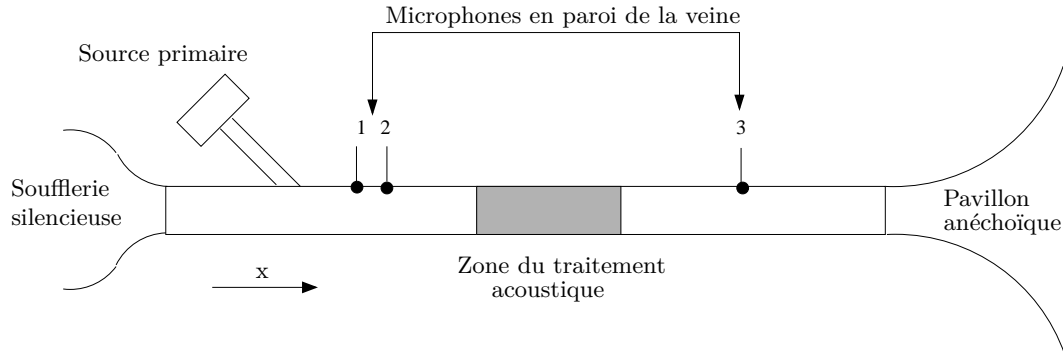


FIGURE 3.6 – Schéma de la veine “MATISSE”.

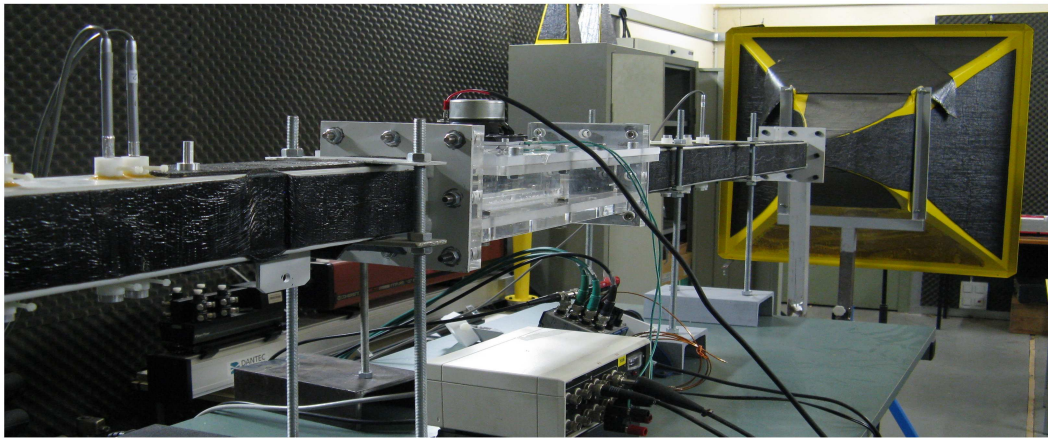


FIGURE 3.7 – Photo de la veine “MATISSE”.

3.1.3 La veine à incidence normale “MATISSE”

La veine MATISSE, conçue pour la caractérisation de matériaux absorbants en présence d'un écoulement, est schématiquement représentée sur la figure (3.6). Elle a notamment servi lors des études de N. Sellen [113, 115] sur les matériaux hybrides. La section intérieure du tube est de 66 mm x 66 mm, ce qui correspond à une fréquence de coupure de 2575 Hz. Aux fréquences inférieures à cette valeur, seules des ondes planes peuvent se propager dans la veine rigide et le champ acoustique dépend uniquement de la position axiale x . La longueur totale de la veine est de 3 m environ. Une soufflerie silencieuse permet la génération d'un écoulement de vitesse maximale de 70 m/s au centre de la veine. Une simple mesure à l'aide d'un tube de Pitot a été effectuée afin de visualiser le profil d'écoulement à $z = cst. = 33$ mm. Les profils correspondant aux vitesses maximales de 10 m/s, 30 m/s et 50 m/s sont tracés en figure (3.8). Mis à part des vitesses très basses, on observe clairement un écoulement cisailé.

Un tronçon de 400 mm de longueur, visible au centre de la figure (3.7), est fabriqué en plexiglas ; sa partie supérieure est amovible afin d'accueillir des échantillons. En amont et en aval de la zone test se trouvent des tronçons instrumentés avec des microphones Bruel & Kjaer 1/4". Les porte-microphones actuels permettent l'insertion des micros avec la grille de protection. Ces grilles peuvent provoquer du bruit aérodynamique large-bande quand un écoulement est présent dans la veine. L'élimination des grilles résulte en un diamètre légèrement réduit des microphones. Afin d'assurer l'étanchéité, ils sont alors utilisés avec la grille. En effet, les mesures en sinus purs sont peu influencées par un éventuel bruit dû aux grilles. Cependant, la conception de nouveaux porte-microphones permettrait dans le futur de conduire des mesures large-bande plus fiables

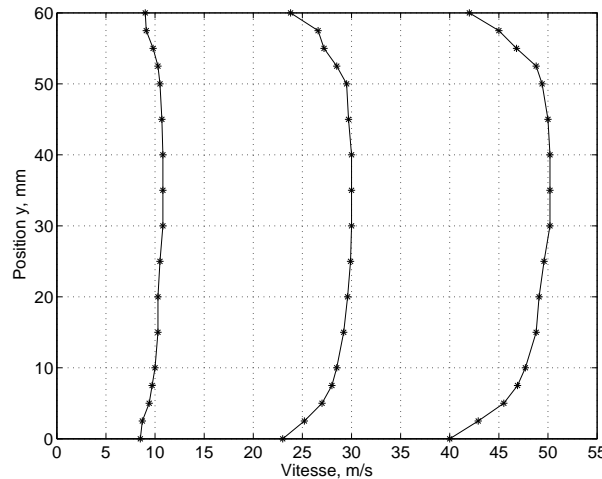


FIGURE 3.8 – Profils d'écoulement dans la veine MATISSE à différentes vitesses.

en présence d'écoulement. En outre, l'espacement des deux microphones en amont de la section test est fixé à 20 mm, ce qui permettrait une mesure au delà de la fréquence de coupure. En effet, on admet généralement un domaine fréquentiel exploitable de $0,1 c_0/(2L_y) < f < 0,8 c_0/(2L_y)$, ce qui correspond à $850 < f < 6800$ pour un espacement de 20 mm. Les plus basses fréquences rencontrées lors de notre étude sont de 500 Hz, nous ne respectons donc pas les consignes pour ces fréquences ! Afin d'augmenter la précision dans la gamme de fréquences exploitable, l'espacement des microphones devrait en effet être choisi plus grand.

La terminaison anéchoïque est réalisée à l'aide d'un pavillon exponentiel. On vérifie l'efficacité de ce pavillon exponentiel par mesure du coefficient de réflexion présentée ci-dessous.

Mesure du facteur de réflexion

Lors de la mesure de la perte par transmission (qui sera discutée dans la section 3.4.1), la terminaison de la veine est supposée parfaitement anéchoïque. La mesure du facteur de réflexion de la terminaison est par conséquent une mesure préliminaire nécessaire afin de vérifier cette hypothèse. Dans un champ acoustique unidimensionnel, le module du facteur de réflexion r est défini comme le rapport entre amplitude réfléchie a_r et amplitude incidente a_i

$$|r| = \left| \frac{a_r}{a_i} \right|. \quad (3.1)$$

La pression acoustique en tout point x de la veine est composée d'une contribution incidente et d'une contribution réfléchie :

$$p = a_i e^{-jkx} + a_r e^{jkx}. \quad (3.2)$$

La constante de propagation k est modifiée en présence d'un écoulement (voir chapitre 1.2.1) et l'équation (3.2) devient

$$p = a_i e^{-jk^+x} + a_r e^{jk^-x}. \quad (3.3)$$

La mesure de la pression en deux points x_1 et x_2 , séparés d'une distance adéquate, permet d'écrire l'équation (3.3) pour les deux points respectifs. Le système à deux équations et deux inconnues peut être résolu selon a_i et a_r , voir les équations (3.4) et (3.5).

$$a_i = \frac{p_1 e^{-jk^-x_1} - p_2 e^{-jk^-x_2}}{e^{-j(k^++k^-)x_1} - e^{-j(k^++k^-)x_2}} \quad (3.4)$$

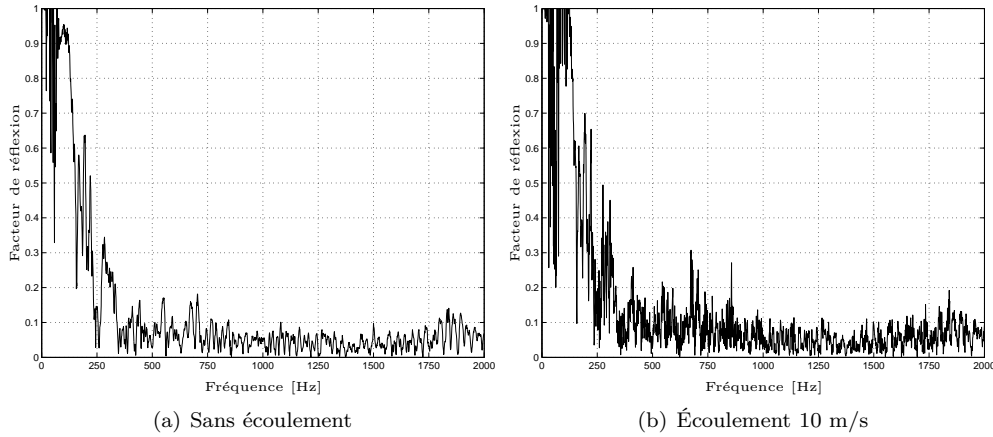


FIGURE 3.9 – Facteur de réflexion mesuré en bruit blanc.

$$a_r = \frac{p_1 e^{jk^+ x_1} - p_2 e^{jk^+ x_2}}{e^{j(k^+ + k^-) x_1} - e^{j(k^+ + k^-) x_2}} \quad (3.5)$$

En remplaçant dans l'équation (3.1) on obtient

$$r = \frac{p_1 e^{jk^+ x_1} - p_2 e^{jk^+ x_2}}{p_1 e^{-jk^- x_1} - p_2 e^{-jk^- x_2}} \frac{e^{-j(k^+ + k^-) x_1} - e^{-j(k^+ + k^-) x_2}}{e^{j(k^+ + k^-) x_1} - e^{j(k^+ + k^-) x_2}}. \quad (3.6)$$

Sans écoulement, l'équation (3.6) peut être écrite

$$r = \frac{p_1 e^{-jk(x_1 - x_2)} - p_2}{p_1 - p_2 e^{jk(x_1 - x_2)}}. \quad (3.7)$$

La mesure est effectuée sur la veine rigide, c'est à dire sans échantillon d'absorbant, en utilisant les microphones 1 et 2. Le facteur de réflexion mesuré en large bande sur 0 - 2 kHz est présenté en figure (3.9).

Sans écoulement, le facteur de réflexion est suffisamment faible pour considérer la terminaison anéchoïque dans la gamme fréquentielle 500 Hz - 2 kHz. En présence d'un écoulement, la terminaison devient moins performante. D'une part, le coefficient de réflexion maximal n'est plus de un, mais il est donné par $r_{max} = (1 + M)/(1 - M) > 1$. D'autre part, le décollement de l'écoulement au niveau de la terminaison génère un bruit qui remonte la veine. N. Sellen avait testé l'introduction dans le pavillon d'une tôle perforée censée guider l'écoulement [113] qui se révélait cependant peu efficace.

En effet, la mesure elle-même est corrompue par la présence de l'écoulement (voir les remarques sur les porte-microphones). Le bruit introduit par l'écoulement fait chuter la cohérence entre les signaux microphoniques, ce qui est néfaste pour une mesure fiable. La figure (3.10) montre toutefois que le facteur de réflexion s'avère relativement indépendant de la vitesse d'écoulement quand il est mesuré à des fréquences discrètes. Les essais de la cellule hybride seront en effet limités aux fréquences discrètes.

3.2 Mesure préliminaire : Analyse des signaux temporels des microphones de contrôle

La section 2.5.2, et plus particulièrement les figures (2.5) et (2.6), traitait du rapport entre la relation en amplitude $|p_2|/|p_1|$ et le déphasage $\Delta\phi$ des deux signaux microphoniques d'un côté et de l'impédance de l'autre. Ici, nous allons vérifier expérimentalement les valeurs prédites par la figure (2.6). Cette figure a été tracée à partir de l'équation (2.17). L'algorithme de contrôle est basé sur la même équation. Il s'agit

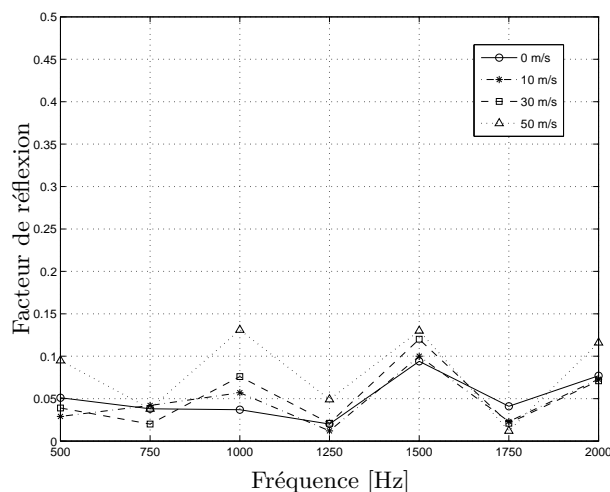


FIGURE 3.10 – Coefficient de réflexion mesuré à des fréquences discrètes.

donc de vérifier la bonne convergence de l’algorithme d’une façon alternative au calcul du filtre optimal. Cependant, des effets dûs au matériau ne seront pas visibles. Notons aussi que la réalisation du filtre optimal dans les sections 2.7.1 et 2.7.2 avait été vérifiée en simulation de contrôle. Ici, nous analysons le système de contrôle avec ses composantes physiques. La cellule hybride est montée sur le banc MATISSE. Cependant, l’environnement de la cellule n’a pas beaucoup d’influence sur ces mesures qui ne concernent que les signaux des microphones de contrôle. Par conséquent, la mesure peut aussi bien être menée dans le tube CAMELIA. Il faut seulement éviter les fréquences de résonance du tube. Grâce à sa terminaison anéchoïque, la veine MATISSE est un environnement moins résonnant. La source primaire est ici réglée à 500 Hz. Le système de contrôle feedback est utilisé.

La figure (3.11) donne les signaux temporels des deux microphones de contrôle ainsi que de la source secondaire pour différentes impédances cibles. La partie haute de chaque figure représente les signaux de $t = 0$ s à $t = 0,05$ s, le contrôle est allumé à $t = 0,005$ s. Elle donne un aperçu de la vitesse de convergence. La partie inférieure constitue un zoom sur un laps de temps de $t = 1$ s à $t = 1,005$ s. Elle permet d’estimer le déphasage et la relation en amplitude entre les deux signaux microphoniques après convergence. La figure (3.11a) montre le cas de $Z_t = R$, qui correspond simplement à une annulation de la pression p_2 . Dans le cas des impédances cibles complexes (3.11b - 3.11d) cependant, les deux signaux conservent une amplitude significative. Une impédance cible de $Z_t/R = 0,5 - 0,5i$ par exemple mène à des signaux d’amplitudes égales et d’un déphasage de $-\pi/2$. Les quatre mesures sont en bon accord avec les amplitudes et phases prédites dans la figure (2.6). La légère fluctuation des signaux est due à une pollution basse fréquence (50 Hz). Ici, le matériau du type feutre métallique FM134 a été utilisé. Ce matériau ne satisfait pas tout à fait à l’hypothèse d’une pure résistance. Malgré la bonne convergence de l’algorithme, l’impédance de surface déviara certainement de la cible. Ces effets seront visualisés avec les mesures de l’impédance en section 3.3.2.

3.3 Validation en Tube de Kundt

Le tube “CAMELIA”, décrit en section 3.1.2, est utilisé afin de déterminer l’impédance de surface produite par la cellule hybride. La théorie de la mesure est évoquée en section 3.3.1, les résultats sont présentés en section 3.3.2.

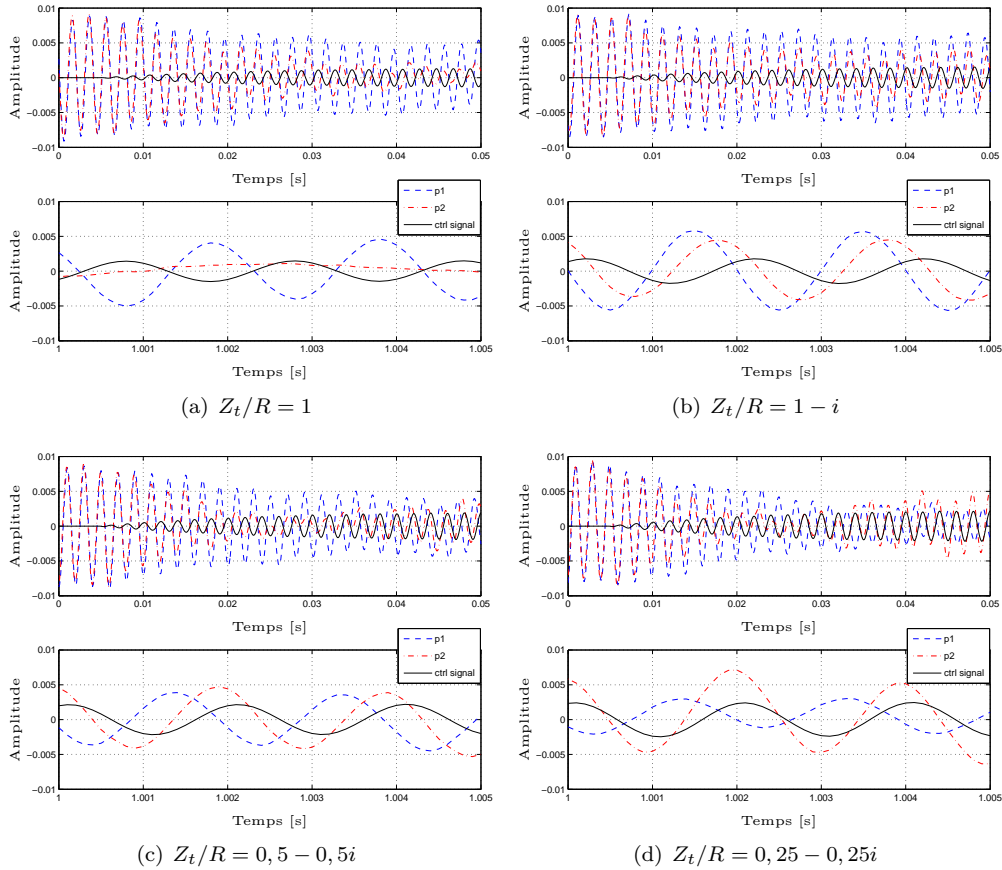


FIGURE 3.11 – Signaux temporels des deux microphones de contrôle et de la source secondaire pour différentes impédances cibles, contrôle allumé à 0,005 s.

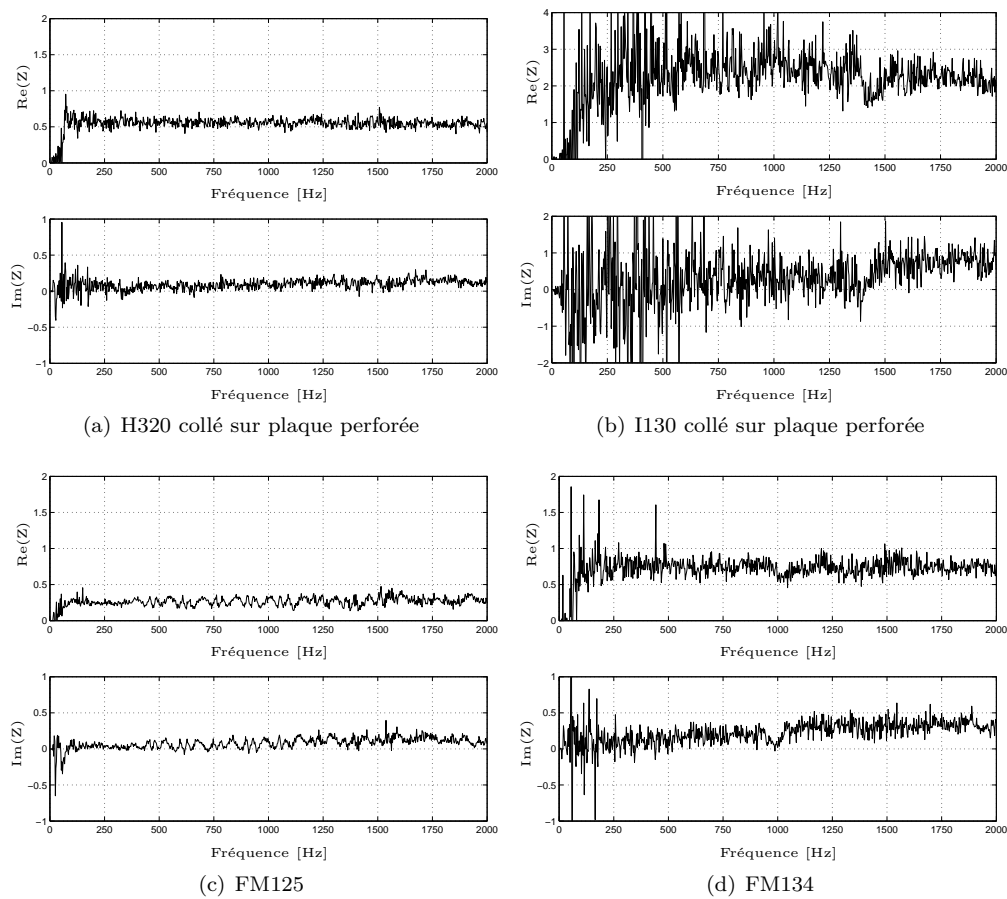
3.3.1 Mesure de l'impédance de surface

Le coefficient d'absorption d'un matériau peut être mesuré dans un tube à ondes stationnaires (ou Tube de Kundt) par deux méthodes différentes : la “Méthode du taux d'ondes stationnaires” et la “Méthode de la fonction de transfert”. La première, très intuitive mais fastidieuse à mettre en œuvre, est décrite en annexe C.1. Nous utilisons la “Méthode de la fonction de transfert” qui permet la mesure de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption directement en large bande. Elle est décrite en annexe C.2. Un seul microphone de mesure mobile est utilisé.

3.3.2 Résultats des mesures dans “CAMELIA”

L'approche feedforward permettant le contrôle de perturbations large bande est utilisée ici afin d'obtenir des caractéristiques spectrales. Le filtre de contrôle comporte 200 coefficients, le coefficient de convergence est réglé à $\mu = 0,05$. L'excitation consiste en un bruit blanc dans la gamme de 0 - 2 kHz.

La figure (3.12) montre les impédances obtenues avec la condition du “zéro de pression” à l'arrière de différentes couches résistives ($p_2 = 0$). Comme cette condition correspond à une impédance cible de $Z_t = R$, la mesure permet la détermination de la résistance. On observe que les réponses fréquentielles sont plus régulières avec les couches de plus faible résistance (comme le H320 et le FM134). Ceci semble être un effet de la mesure. Plus la couche est résistive, moins le niveau acoustique dans la cavité derrière la couche est élevé et moins le contrôle est efficace. En augmentant trop le niveau de la source primaire par contre, la

FIGURE 3.12 – Impédance normalisée mesurée avec condition $p_2 = 0$ pour différents matériaux.

cohérence entre les deux mesures chute à cause de la saturation du microphone de mesure (microphone électret) et des non-linéarités introduites par le haut-parleur. Une mesure avec deux microphones fixes du type BK donnerait fort probablement des résultats plus propres. A part des défauts de la mesure, on constate que les résistances des différentes couches sont raisonnablement constantes avec la fréquence. De même, la réactance est proche de zéro dans la plupart des cas. Rappelons nous qu'une pure résistance, constante avec la fréquence, est l'hypothèse à la base du contrôle d'impédance complexe. La réactance qui est mesurée avec annulation de la pression derrière l'absorbant augmente avec la tortuosité du matériau. Selon le tableau (3.2), la tortuosité du tissu I130 est effectivement plus élevée que celle du tissu H320.

Le tissu métallique H320 correspond relativement bien aux hypothèses, il montre notamment une faible partie imaginaire. Il est alors utilisé afin de valider expérimentalement les concepts de contrôle d'impédance qui ont été développés dans le chapitre 2. La figure (3.13) donne l'impédance de surface mesurée avec la cellule hybride en fonctionnement de contrôle d'impédance. Dans un premier temps, des impédances purement réelles sont ciblées, c'est à dire $Z_t = 0,25$ et $Z_t = 0,125$. La précision est globalement satisfaisante. La mesure de très faibles impédances est plus délicate car la condition aux limites se rapproche alors du tube ouvert. Le comportement devient très résonnant et la mesure (ainsi que la convergence du contrôle même) moins fiable.

Dans un deuxième temps, la réalisation d'une réactance du type de l'impédance de Cremer est tentée. La réactance cible est représentée dans le schéma de contrôle avec un dérivateur en série avec un gain (voir section 2.6.1). Le gain correspond alors à la pente de la réactance de Cremer $\alpha = 1,52L_x/c_0$ (pour une hauteur de $L_x = 66$ mm). La figure (3.14a) témoigne d'une pente légèrement inférieure à la pente ciblée. L'erreur est du même ordre de grandeur que celle qui est obtenue avec $Z_t = R$ (3.12a). La bonne réactance

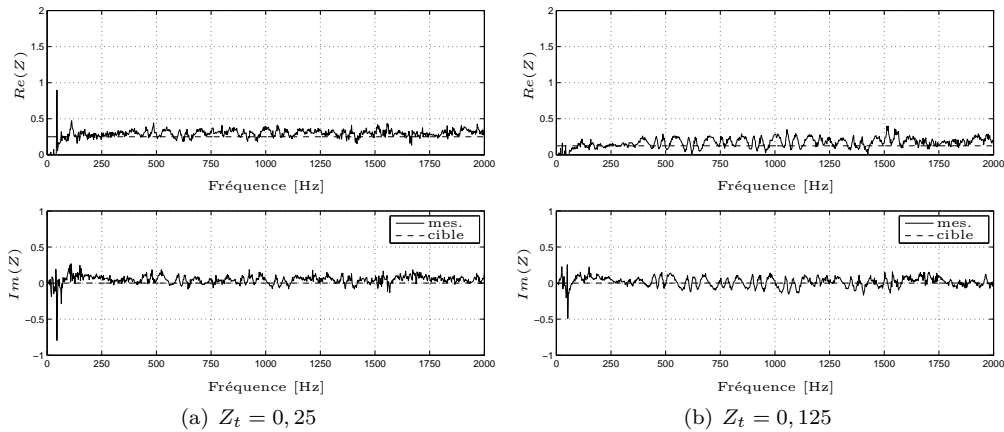


FIGURE 3.13 – Impédance normalisée mesurée pour différentes résistances cibles ; H320.

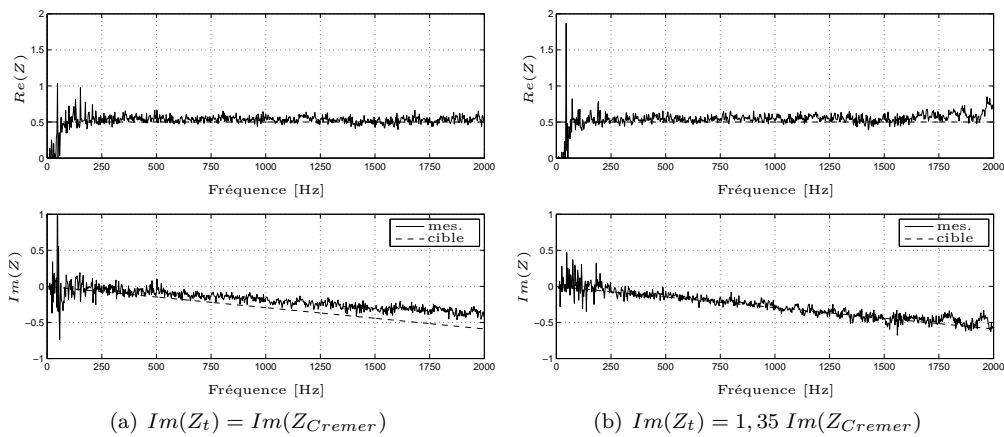


FIGURE 3.14 – Impédance normalisée mesurée pour différentes réactances cibles ; H320.

est finalement obtenue avec une pente qui correspond à $Im(Z_t) = 1,35 Im(Z_{Cremer})$, voir figure (3.14b).

La représentation d'une résistance cible qui varie avec la fréquence (en large bande) nécessite l'identification d'un filtre. D'abord, un filtre représentant uniquement la partie réelle de l'impédance de Cremer est utilisé. Le résultat de contrôle est donné en figure (3.15a). Visiblement, la réponse élevée du filtre au delà des 2 kHz (voir section 2.6.1) ne pose pas de difficultés, le résultat est tout à fait satisfaisant. Quand le contrôle est effectué en utilisant un filtre qui reproduit l'impédance complexe de Cremer, voir en figure (3.15b), la précision est légèrement détériorée. Une possibilité de représentation mixte -partie réelle par filtre, partie imaginaire par dérivateur- est alors testée. Là encore, la pente de la réactance peut facilement être adaptée afin d'obtenir une impédance proche de l'impédance cible (3.15c et d).

Le feutre FM134 introduit une plus grande réactance que le tissu H320, il est donc susceptible de nécessiter de plus importantes corrections. En effet, la figure (3.16a) montre que la pente de l'impédance Cremer est entièrement compensée par la réactance introduite. Une pente de 2 fois la pente originale est nécessaire afin de réaliser la réactance de Cremer (3.16b). Ceci influence aussi la partie réelle. La réalisation de la résistance de Cremer (3.16c) et de l'impédance complexe (3.16d) donne des résultats comparables à ceux obtenus avec le tissu H320. Une correction de la partie imaginaire légèrement plus grande (1,5 plutôt que 1,2) est nécessaire.

Le contrôle en feedback est limité aux perturbations sinusoïdales. Le domaine fréquentiel est alors balayé de 500 Hz à 1,5 kHz en pas de 10 Hz. La fréquence respective est détectée par un système de détection de fréquences. La résistance cible peut par conséquent être adaptée en fonction de la fréquence sans besoin de

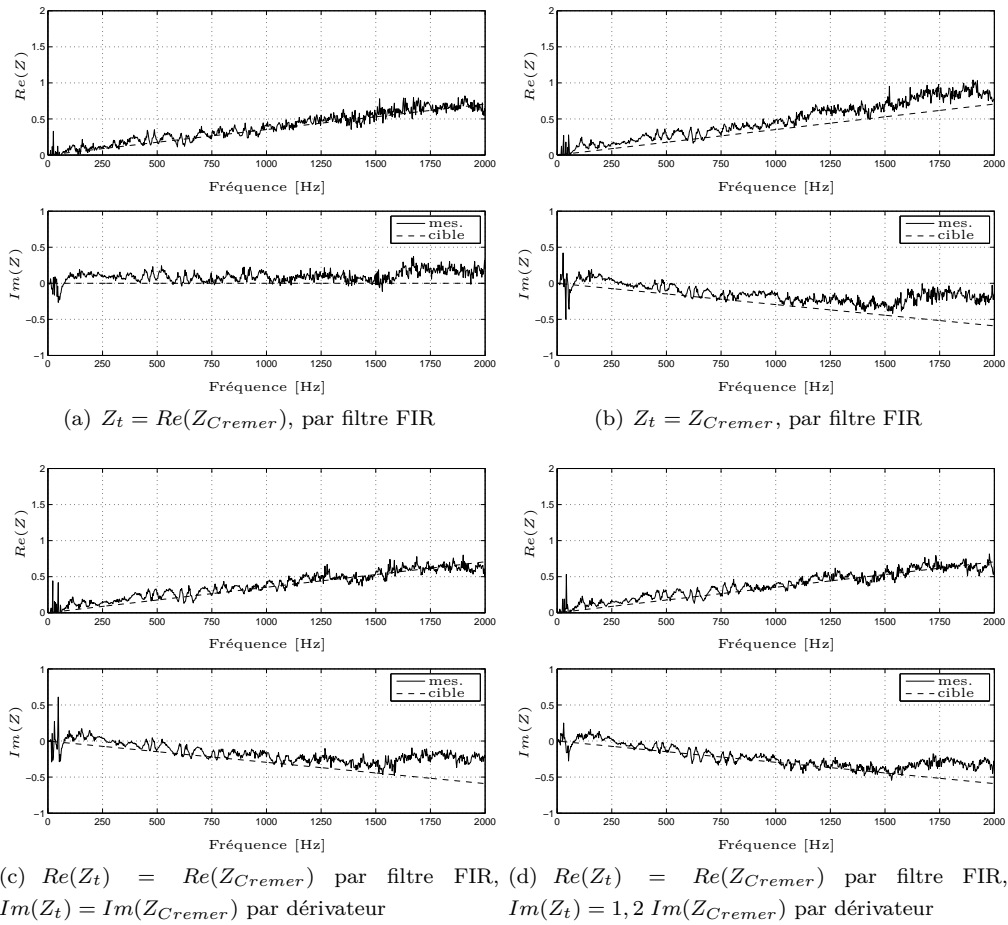


FIGURE 3.15 – Impédance normalisée mesurée pour différentes impédances cibles ; H320.

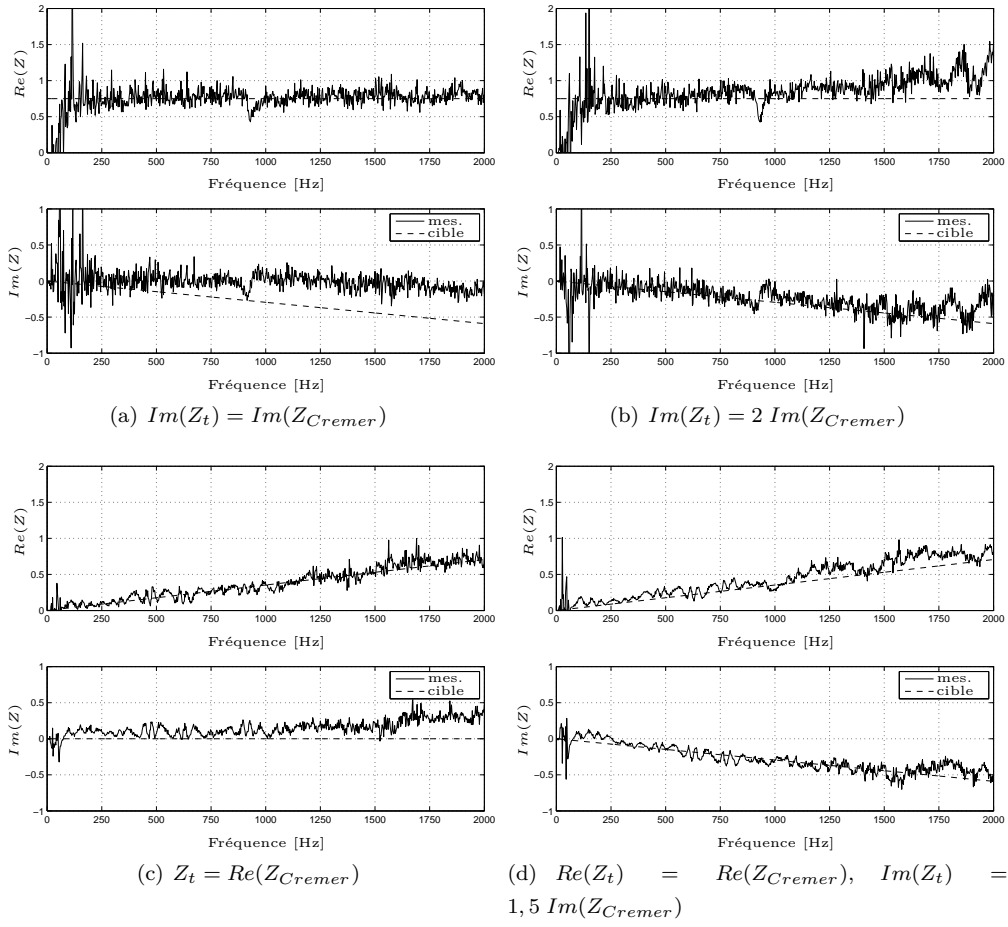


FIGURE 3.16 – Réalisation de différentes impédances avec le matériau FM134.

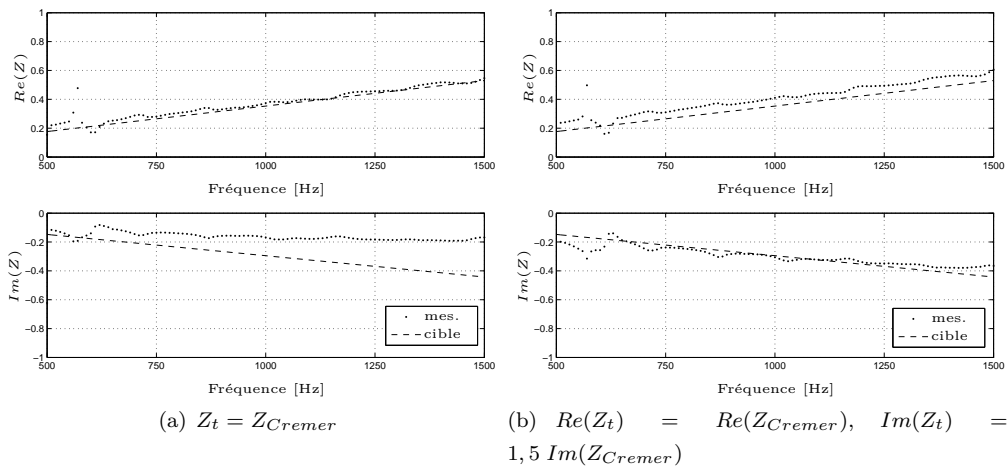


FIGURE 3.17 – Contrôle feedback. Réalisation de l'impédance de Cremer; FM134.

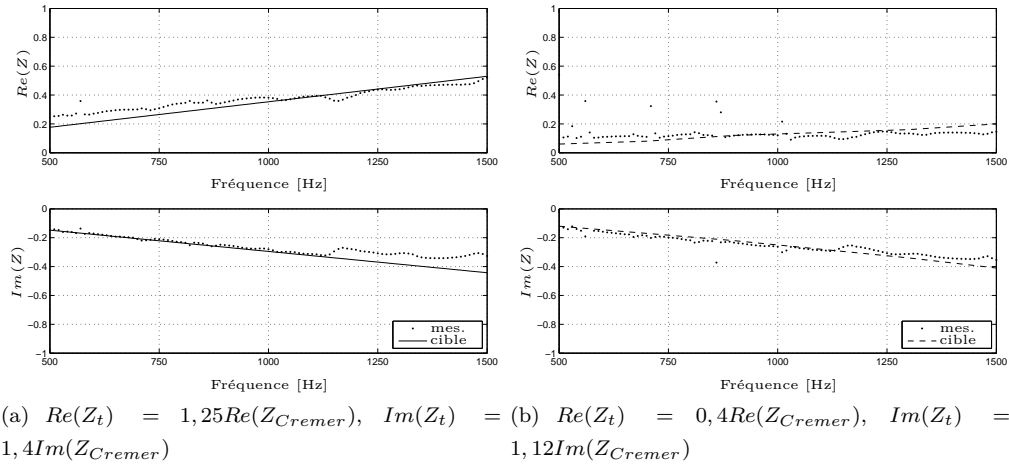


FIGURE 3.18 – Contrôle feedback ; H320. (a) Réalisation de l'impédance de Cremer. (b) Réalisation de l'impédance optimale pour un traitement de 66 mm déterminée par le calcul.

filtre. La figure (3.17) montre la réalisation de l'impédance de Cremer par contrôle feedback. A nouveau, la pente de la partie imaginaire doit être augmentée afin d'obtenir la réactance cible.

Observons finalement le comportement du tissu H320 en contrôle feedback. L'impédance cible est toujours représentée à l'aide d'un gain et d'un dérivateur. La figure (3.18a) indique une correction de 1,4 sur la partie imaginaire (contre 1,35 lors du contrôle feedforward, voir figure (3.14)). En revanche, la partie réelle doit maintenant être légèrement corrigée aussi (facteur 1,25), ce qui n'était pas nécessaire lors de l'essai présenté en figure (3.14). Les deux essais ne sont cependant pas tout à fait comparables car la partie réelle cible était avant constante, ici elle varie avec la fréquence. En effet, une partie réelle variable ne peut pas être reproduite (sans filtre) en large bande. La figure (3.18b) montre finalement la réalisation de l'impédance déterminée comme impédance optimale pour l'absorbant fini. Ici, cette impédance est approché par une évolution fréquentielle linéaire ($Re(Z_t) = 0,4 Re(Z_{Cremer}), Im(Z_t) = 0,9 Im(Z_{Cremer})$), ainsi l'impédance cible dans la figure (3.18b) a un léger écart par rapport au résultat exact du calcul modal présenté dans la figure (1.16). Par conséquent, la réactance cible peut être exprimée de la même façon que la réactance de Cremer (gain fixe et dérivateur). La résistance proche de 0 mène à une faible absorption en incidence normale, c'est à dire une situation proche du tube ouvert. En effet, les points isolés sur la figure (3.18b) correspondent bien aux résonances du tube ouvert de 550 Hz, 706 Hz et 863 Hz ($f_{res,ouv.} = n c_0 / (4L_x)$, avec $n=1, 3, 5, \dots$). Ces résonances rendent difficile la bonne convergence de l'algorithme.

3.4 Validation en veine à incidence rasante

3.4.1 Mesure de la perte par transmission

La perte par transmission (TL) est définie comme le rapport logarithmique entre puissance incidente et puissance transmise selon l'équation (1.39). Dans le cas des ondes planes, la puissance est proportionnelle au carré des pressions, et le TL peut être exprimé par les amplitudes des ondes incidentes (a_i) et transmises (a_t) selon équation (3.8).

$$TL = 20 \log \left| \frac{a_i}{a_t} \right| \quad (3.8)$$

En amont de la zone test, des ondes se propageant dans les deux directions sont présentes en raison des réflexions à l'entrée de la section test. La contribution incidente doit alors être détectée à l'aide d'un doublet

microphonique selon l'équation (3.4). En aval de la zone test, seules des ondes se propageant vers la sortie de la veine sont présentes grâce à la terminaison anéchoïque. La détection avec un seul microphone est par conséquent suffisante, et l'amplitude de l'onde transmise s'écrit

$$a_t = p_3 e^{-jk^+ x_3}. \quad (3.9)$$

En introduisant ces deux expressions en équation (3.8), on obtient

$$TL = 20 \log \left| \frac{p_1 e^{-jk^- x_1} - p_2 e^{-jk^- x_2}}{p_3 e^{-jk^+ x_3} [e^{-j(k^+ + k^-) x_1} - e^{-j(k^+ + k^-) x_2}]} \right|. \quad (3.10)$$

Sans écoulement, l'équation (3.10) peut être écrite sous la forme

$$TL = 20 \log \left| \frac{p_1 e^{jk(x_2 - x_1)} - p_2}{p_3 e^{-jk(x_3 - x_1)} 2j \sin[k(x_2 - x_1)]} \right|. \quad (3.11)$$

3.4.2 Résultats des mesures dans "MATISSE"

La cellule hybride complexe a été développée dans le but de maximiser la réduction de bruit en conduit. La perte par transmission avait été choisie comme critère. Des mesures dans le tube MATISSE sont alors menées afin de vérifier la performance du nouvel absorbant. Dans un premier temps, des essais sans écoulement sont conduits, la cellule hybride est utilisée sans couche de protection. La figure (3.19) compare des pertes par transmission obtenues avec le tissu H320 et le feutre FM134. En traits pointillés, sont donnés les performances en passif et en fonctionnement $p_2 = 0$, c'est à dire avec une impédance cible de $Z_t = R$. Conformément aux attentes, la performance en mode passif est légèrement supérieure pour la plus grande résistance que représente le FM134. En mode $p_2 = 0$, et en basses fréquences, la performance est supérieure pour la plus petite résistance (donc le H320). Les impédances données en figure (3.18) sont ensuite réalisées (impédance de Cremer et impédance optimale déterminée par le calcul), conduisant aux TL présentés en traits continus en figure (3.19a). Le feutre FM134 nécessite bien entendu un réglage différent afin de produire les mêmes impédances, les TL correspondants sont alors donnés en figure (3.19b). Les différences inévitables dans la réalisation des impédances font alors apparaître le léger écart entre les TL obtenues. On constate que l'impédance de Cremer représente déjà une amélioration par rapport au fonctionnement $p_2 = 0$. L'impédance optimale déterminée par le calcul cependant produit un TL au moins deux fois plus élevé dans la gamme de fréquences étudiées. Comme il a déjà été constaté, les deux couches résistives peuvent être utilisées de la même façon. Une résistivité supérieure sera cependant avantageuse en mode passif. L'étude se limite ici aux basses fréquences et au fonctionnement actif. Le tissu H320 est utilisé dans la suite en raison de la meilleure correspondance du matériau avec l'hypothèse d'une pure résistance.

Lors de cette campagne de mesures, les impédances cibles ont toujours la même allure que l'impédance de Cremer, c'est à dire que et partie réelle et partie imaginaire dépendent linéairement de la fréquence. Différentes pentes ont été testées afin de vérifier si l'allure identifiée comme optimale produit vraiment le TL le plus grand. Il s'avère alors qu'une perte par transmission supérieure à celle produite par l'impédance optimale calculée peut être obtenue (par conséquent, cette dernière ne mérite pas tout à fait son nom). Une telle impédance optimale "empirique" correspond à $Re(Z_t)/Z_0 = 0,2 Re(Z_{Cremer})$ et $Im(Z_t)/Z_0 = 0,8 Im(Z_{Cremer})$ ². Elle représente une partie réelle encore inférieure à celle déterminée par le calcul (qui est d'environ $Re(Z_t)/Z_0 = 0,4 Re(Z_{Cremer})$). Le TL correspondant est tracé en figure (3.20) qui reprend également les résultats de la figure (3.19a). En effet, ce résultat peut suggérer que l'optimum sera tout simplement une impédance de zéro, ce qui correspond à une annulation de la pression devant la couche

2. Il ne s'agit donc pas non plus de la vraie impédance optimale mais seulement de la meilleure des impédances testées.

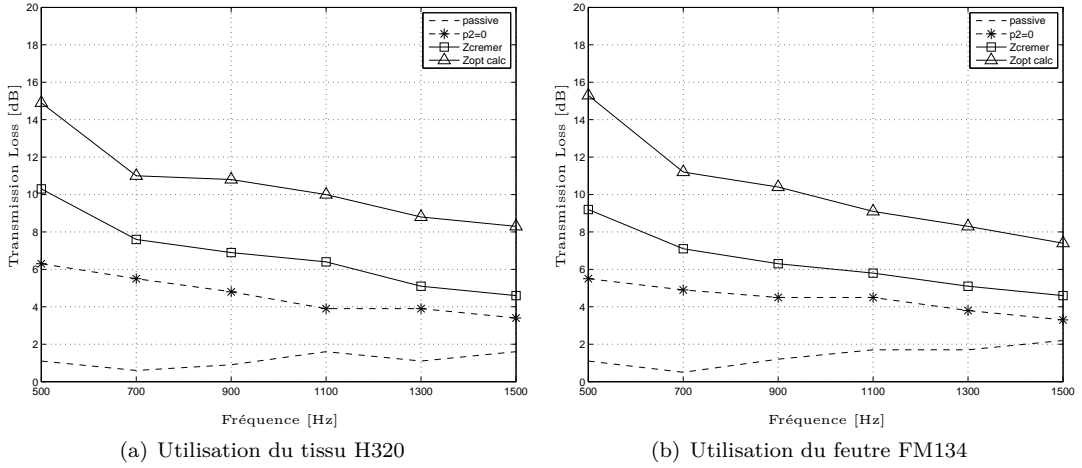


FIGURE 3.19 – Mesure de la perte par transmission avec différents réglages de la cellule hybride : mode passif, annulation de la pression à l’arrière du tissu, impédance de Cremer et impédance optimale déterminée par le calcul.

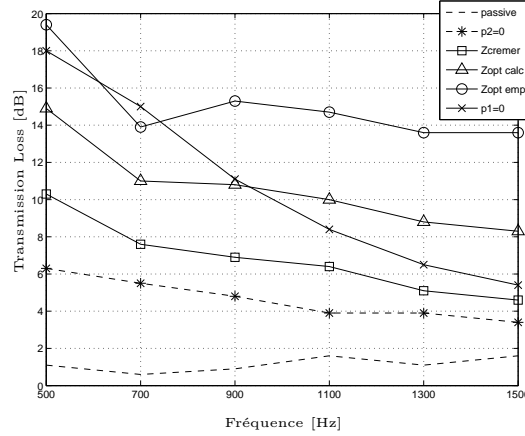


FIGURE 3.20 – Mesure de la perte par transmission avec différents réglages de la cellule hybride : mode passif, annulation de la pression à l’arrière du tissu, impédance de Cremer, impédance optimale calculée, impédance optimale empirique et annulation de la pression devant le tissu. Utilisation du tissu H320.

résistive. La perte par transmission ainsi obtenue (“p1=0”, voir la même figure) est effectivement élevée en très basses fréquences. Cependant, elle chute rapidement avec la fréquence, et ceci déjà significativement en dessous de la fréquence de coupure. La simple annulation de la pression en paroi d’un conduit ne constitue par conséquent pas une stratégie de contrôle efficace pour un large spectre.

L’effet des différentes impédances sur la propagation dans le conduit devient encore plus clair quand transmission et réflexion sont visualisées séparément. Le facteur de réflexion r a déjà été défini en équation (3.6). De façon analogue, le facteur de transmission t est le rapport entre amplitude transmise a_t et amplitude incidente a_i

$$t = \left| \frac{a_t}{a_i} \right|. \quad (3.12)$$

En remplaçant l’équation (3.9) qui donne l’onde transmise, le facteur de transmission t devient

$$t = \left| \frac{p_3(e^{j(k^++k^-)x_1} - e^{j(k^++k^-)x_2})}{p_1 e^{jk^+x_1} - p_2 e^{jk^+x_2}} \right|. \quad (3.13)$$

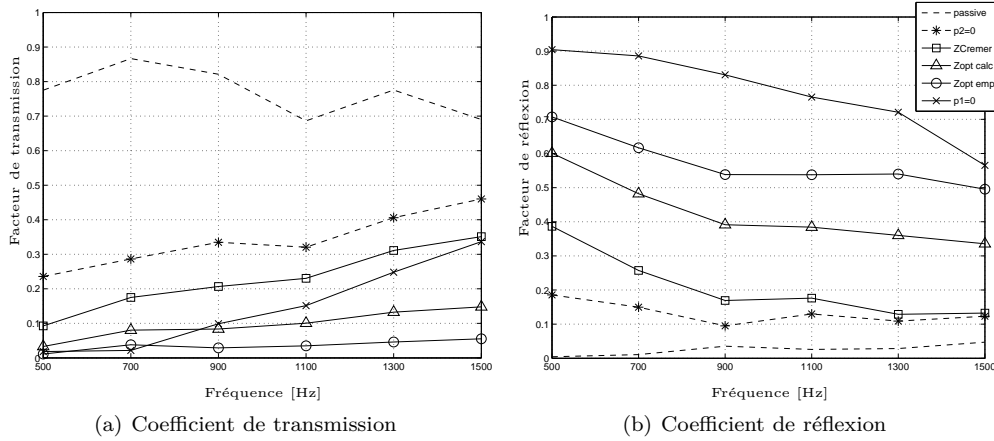


FIGURE 3.21 – Transmission et réflexion pour différentes impédances.

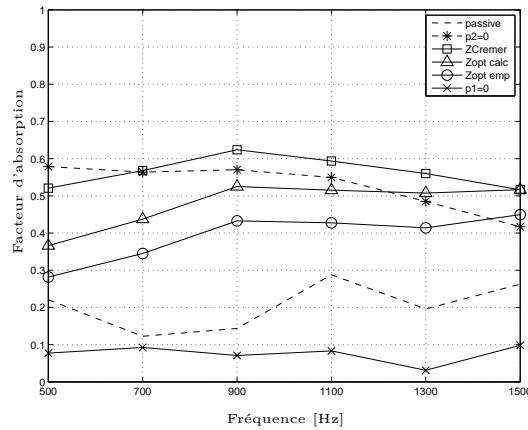


FIGURE 3.22 – Coefficient d'absorption pour différentes impédances.

Des expressions énergétiques sont plus utiles ici, car elles permettent de déterminer l'absorption à l'aide d'un bilan de puissances. Ainsi nous définissons les coefficients de réflexion et de transmission $R^+ = r^2$ et $T^+ = t^2$ ainsi que le coefficient d'absorption $A^+ = 1 - R^+ - T^+$. Les signes plus en exposant rappellent que nous nous intéressons à la propagation dans le sens de l'écoulement. L'identification complète de l'absorbant (matrice de diffusion) nécessiterait en plus la détermination des coefficients correspondant à la propagation dans le sens contre l'écoulement. Ici, nous nous limitons au cas sans écoulement, le problème est par conséquent symétrique.

Les coefficients de transmission et de réflexion sont tracés dans les figures (3.21a et b) pour les mêmes impédances qui sont à la base de figure (3.20). À l'aide du coefficient de transmission on retrouve alors les mêmes performances qu'indique la perte par transmission. Nous constatons que l'effet d'une minimisation de la pression en avant du poreux correspond à une réflexion importante. Les très faibles impédances qui correspondent au réglage trouvé de façon empirique provoquent aussi une forte réflexion due à une rupture d'impédance importante. Le contrôle d'impédance avec l'impédance de Cremer ainsi que le fonctionnement $p_2 = 0$ par contre résultent en une réflexion relativement faible. La figure (3.22) cependant montre que ces impédances produisent une forte absorption. Comme attendu, l'impédance de Cremer conduit en moyenne au coefficient d'absorption le plus élevé.

Lors d'une deuxième campagne d'essais, la cellule hybride a été équipée d'une plaque microperforée (voir la figure 3.3) qui protège le microphone en face avant de l'écoulement. La plaque microperforée, dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau (3.3), représente une très faible résistance au passage de l'air (inférieure à 0,02). Ainsi, la résistance ajoutée n'empêche pas la réalisation d'impédances avec des parties réelles suffisamment faibles pour une bonne performance de l'absorbant en basses fréquences. La plaque microperforée semble suffisamment protéger le microphone en face avant, l'absorbant fonctionne de manière stable. Au cours des mesures LDV cependant (qui sont le sujet des chapitres 4 et 5) des divergences du système de contrôle ont pu être observées. En effet, les mesures LDV peuvent durer plusieurs heures, ce qui exige une stabilité parfaite du système. Probablement, une plaque perforée plus résistante peut contribuer à une stabilité accrue, mais elle risque d'altérer la performance de l'absorbant en basses fréquences.

La résistance que représente la plaque microperforée utilisée est très faible mais la distance entre cette plaque et le matériau résistif introduit un déphasage. Ce déphasage connu peut être corrigé, cependant, la mesure directe de l'impédance réalisée est préférable. Ainsi, une cellule avec plaque microperforée est testée dans le tube de Kundt CAMELIA. L'étude se limite à trois fréquences (500, 1000 et 1600 Hz) qui ne coïncident pas avec des résonances du tube. Ainsi, de très faibles impédances peuvent être mesurées. Nous abandonnons ici la réalisation d'impédances du type Cremer. À la place, le plan complexe des impédances est balayé. Quatre résistances entre 0,05 et 0,2 ainsi que quatre réactances entre -0,4 et -0,1 forment une cartographie de 16 impédances. À chaque fréquence, ces 16 impédances sont vérifiées en tube de Kundt pour une détermination exacte des bons réglages de contrôle. La figure (3.23) donne les TL correspondants, sur la gauche les mesures sans écoulement, sur la droite les mesures en présence d'un écoulement de $M = 0,1^3$. Les impédances indiquées dans le cas avec écoulement sont bien entendu celles mesurées sans écoulement. Une éventuelle augmentation de la résistance de la plaque microperforée due à l'écoulement n'est pas prise en compte. La dynamique est la même pour les 6 sous-figures, les valeurs minimales et maximales sont indiquées.

À première vue on remarque que les allures des figures sans et avec écoulement sont similaires, mais les niveaux maximaux des pertes par transmission sont inférieurs avec écoulement. Ceci est en accord avec les précédentes campagnes de mesures (par exemple SILENCE®), où des performances moindres ont été mesurées en présence d'écoulement. Les calculs modaux d'un autre côté prédisent des niveaux comparables, ce qui peut être dû à l'hypothèse d'un écoulement uniforme. Un changement de la position de l'optimum par contre peut être observé lors de la mesure à 1000 Hz. Cette baisse de la réactance optimale avec l'écoulement est en accord avec le calcul. À 500 Hz et 1600 Hz, l'optimum n'est pas clairement dans le domaine de mesure et un éventuel décalage de l'optimum ne peut pas être détecté. Toujours par rapport au calcul modal, la baisse de la réactance optimale avec la fréquence à $M = 0$ est en accord avec les prédictions. Cependant, la résistance ne montre pas l'évolution prédite mais reste faible.

3.5 Conclusion

Le concept du contrôle d'impédance a été réalisé dans un nouvel absorbant dit *hybride complexe* et validé expérimentalement. Différentes impédances cibles ont été réalisées. À l'exception du domaine des très basses fréquences, la précision concernant la réalisation des différentes impédances cibles n'est pas entièrement satisfaisante. En effet, des corrections plus ou moins importantes doivent être apportées aux impédances cibles afin de réaliser la valeur souhaitée. À l'origine de cet écart est le comportement des couches poreuses

3. Plus précisément, la vitesse au centre de la veine est réglée à 50 m/s, ce qui correspond à une vitesse moyenne de 34 m/s environ.

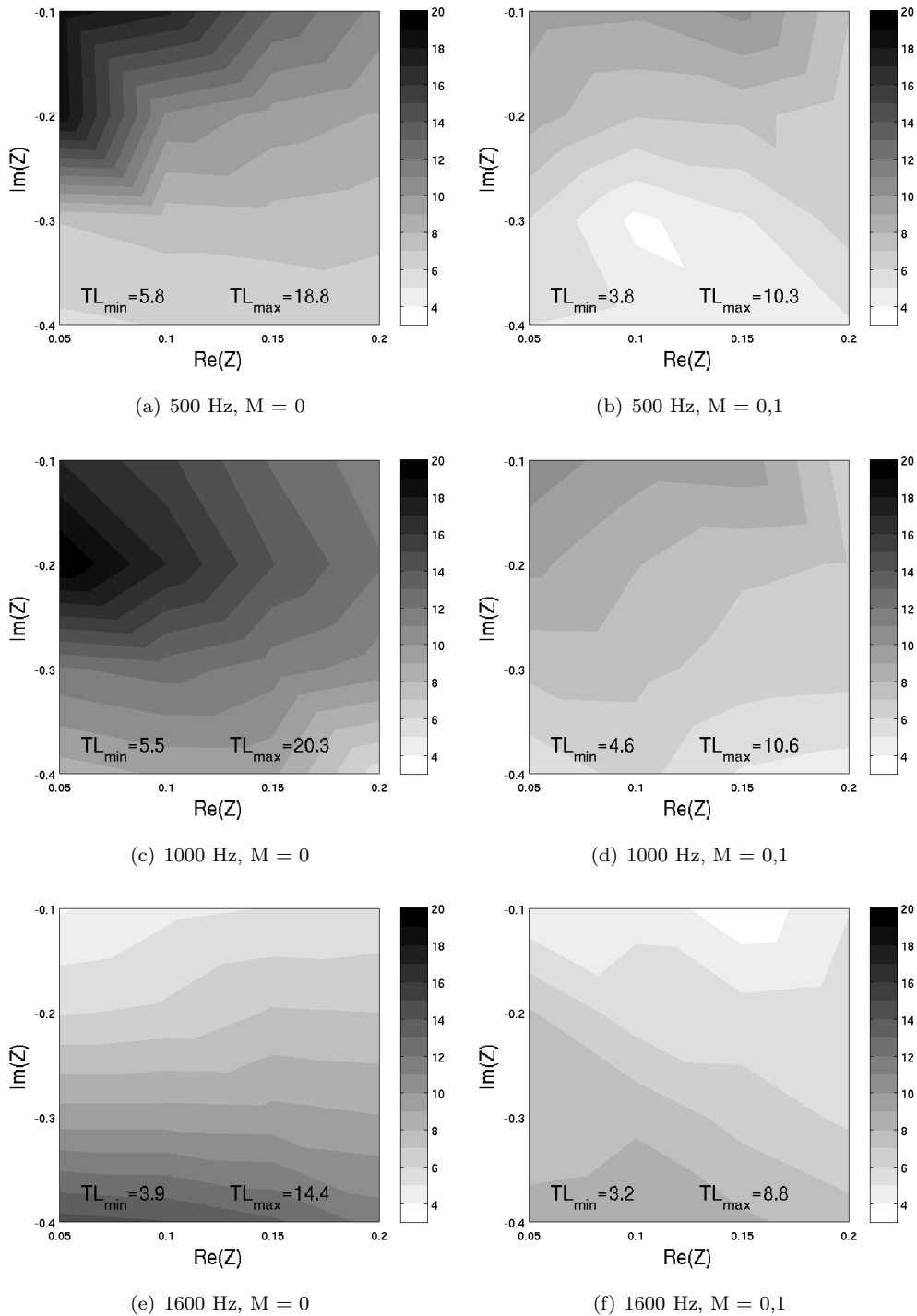


FIGURE 3.23 – Perte par transmission mesurée en fonction de l'impédance complexe.

qui dévie plus ou moins de l'hypothèse d'une pure résistance, c'est à dire d'une relation linéaire entre gradient de pression et vitesse à travers le matériau. Dépendant du matériau utilisé, l'hypothèse est satisfaite jusqu'à une fréquence de 750 Hz environ. Des mesures d'impédance sont alors nécessaires afin de bien vérifier les impédances réalisées aux fréquences supérieures.

Dans la suite, des mesures de perte par transmission (TL) ont été conduites sur le banc MATISSE. L'absorbant hybride complexe révèle une performance quasiment triplée par rapport au concept hybride précédent. Cependant, le TL n'est pas maximal aux impédances prédites par le calcul. De toute évidence, il y a des incertitudes et du côté des expériences et du côté du calcul. Les impédances réalisées ont été vérifiées par mesure en Tube de Kundt mais les cellules hybrides utilisées ne sont pas strictement identiques. Cependant, l'écart entre les deux montages devrait être faible. En effet, la source d'erreurs la plus importante sont les microphones qui ont été identiques lors des deux mesures. Du côté du calcul nous avons bien vérifié que la solution converge vers celle de Cremer pour des absorbants longs. Toutefois, il n'est pas certain que le calcul soit exact pour une configuration d'un absorbant de petite taille devant les longueurs d'ondes. De plus, dans le cas d'un absorbant aussi court, le TL (aussi bien calculé que mesuré) est très sensible au voisinage de l'impédance optimale. En effet, la comparaison (plus favorable) entre mesures et calcul dans le manuscrit de thèse de N. Sellen [113] considérait un absorbant plus long dont l'impédance était plus loin de l'optimum.

La visualisation des coefficients de réflexion, de transmission et d'absorption a permis ensuite de mieux illustrer le mode de fonctionnement du nouvel absorbant. Il s'avère alors que l'impédance de Cremer produit effectivement la meilleure absorption de toutes les configurations testées. Dans le cas d'une impédance proche de l'optimum (en termes de TL), la contribution de la réflexion est aussi importante que l'absorption pour un absorbant de petite longueur. La réflexion peut en effet être considérablement augmentée avec des impédances de très faible partie réelle. L'absorbant devient alors pratiquement un silencieux réactif, sans la perte de charge ni l'encombrement associé à celui-ci. Cependant, on montre que la simple annulation de la pression devant la couche poreuse ne mène pas à un TL élevé sauf aux très basses fréquences.

Finalement, les TL obtenus par balayage des impédances dans le plan complexe ont été mesurés sans et avec écoulement affleurant. Contrairement aux prédictions, la présence de l'écoulement change très peu la position des optima mais baisse considérablement les niveaux maximaux du TL. Cependant, loin des optima la performance est moins sensible à l'écoulement. Pour une utilisation de l'absorbant hybride complexe en présence d'un écoulement ce serait en effet pénalisant puisque le contrôle d'impédance sert justement à cibler les pics de performance. Il faut toutefois rappeler qu'une éventuelle modification de l'impédance même par l'écoulement n'a pas été prise en compte. La détermination fiable de l'impédance en présence d'un écoulement serait par conséquent une étape importante dans la suite du développement de l'absorbant.

Chapitre 4

La méthode de mesure acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

Les mesures présentées jusqu'ici étaient des mesures microphoniques qui visent à déterminer un critère de performance globale (TL). Ce critère est très utile afin de comparer différents absorbants ou différents réglages du contrôle d'impédance, toutefois il ne permet pas de visualiser le fonctionnement de l'absorbant au niveau local. La mesure du champ acoustique au dessus de l'absorbant offre sans doute une nouvelle vision des mécanismes qui sont en jeu.

La caractérisation complète d'un champ acoustique nécessite la mesure de deux grandeurs, l'une scalaire (pression, densité ou température), l'autre vectorielle (déplacement, vitesse ou accélération). Il est bien connu que la grandeur scalaire la plus facilement accessible est la pression. Sa mesure à l'aide de microphones est maîtrisée depuis longtemps. En ce qui concerne la grandeur vectorielle, on choisit le plus souvent la vitesse.

La vitesse peut être estimée à l'aide d'un doublet microphonique (sonde intensimétrique). L'équation d'Euler (équation (1.21)) donne la relation entre gradient de pression et dérivée temporelle de la vitesse. La vitesse peut alors être obtenue en intégrant le gradient de pression mesuré. Une méthode alternative qui se passe de microphones est la mesure de la vitesse par fil chaud. Cette technique repose sur le fait que la plupart des métaux changent de résistance électrique avec la température. L'anémomètre à fil chaud utilise donc un mince fil (souvent du Tungsten) chauffé par un courant électrique. Un écoulement refroidit le fil et baisse sa résistance qui est par la suite mesurée à l'aide d'un circuit électrique. Même le faible écoulement que représente la vitesse acoustique (de l'ordre de 0,5 m/s pour un niveau de 140 dB!) est détectable. Une telle sonde anémométrique est en général beaucoup plus compacte qu'une sonde intensimétrique, mais la mesure reste intrusive. Quand le volume de mesure est relativement petit et/ou les fréquences élevées, ceci peut introduire des erreurs. En présence d'un écoulement porteur, l'introduction de capteurs dans le volume de mesure est également particulièrement gênant.

Il existe un recours constitué par les méthodes optiques peu intrusives. Elles nécessitent toutefois la présence d'un traceur (aérosol de particules fines) dont l'effet sur la propagation acoustique peut généralement être négligé [123]. L'une de ces méthodes est la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Son principe consiste à enregistrer des images de particules à des instants successifs, obtenus grâce à une caméra rapide. La lumière est généralement apportée par un laser (souvent pulsé). Les images sont par la suite traitées afin de déduire la vitesse. Si cette méthode est courante en aérodynamique, elle demeure peu utilisée en acoustique.

Le problème majeur en acoustique est la nécessité d'une très haute fréquence d'images. Récemment, des travaux sur la mesure de la vitesse acoustique par PIV en présence d'un écoulement [44, 86] ont été publiés. Ces techniques sont basées sur une acquisition PIV synchronisée avec l'excitation acoustique sinusoïdale et un moyennage de phase. La précision reste cependant inférieure à celle que peut être obtenue par la technique de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). Contrairement à la PIV, cette dernière permet uniquement la mesure de la vitesse en un point. Afin de mener des mesures sur un plan ou un volume donné, un balayage doit être effectué. Similairement à la technique PIV, la LDV est plus couramment utilisée en aérodynamique. Une extraction de la vitesse acoustique est néanmoins possible, et ceci aussi en présence d'un écoulement. L'équipe de l'ONERA de Toulouse¹ a mis au point un banc d'essais équipé d'un système de Vélocimétrie Laser Doppler, destiné à mesurer des grandeurs acoustiques [96, 98, 76]. Peu de laboratoires disposent d'un tel dispositif expérimental, la collaboration entre le LMFA et l'ONERA dans le cadre de cette thèse consitue donc une opportunité unique pour caractériser les absorbants hybrides de cette façon. Le principe de la mesure LDV et l'extraction des grandeurs acoustiques sont résumés dans ce chapitre. Le banc d'essais B2A (banc aéro-thermo-acoustique) est également présenté. Les résultats des campagnes de mesures sont discutés dans le chapitre suivant.

4.1 Quelques bases théoriques et pratiques de la technique LDV

Les premiers instruments Laser Doppler sont développés dans les années 60 par Cummins et Knable [28] et Yeh et Cummins [136]. Un des premiers ouvrages détaillés à ce sujet, intitulé "Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry", date de 1976 [39]. Selon les parutions plus récentes est mentionné le très complet "Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques" de 2003 [4].

La première utilisation de la technique LDV pour déterminer la vitesse acoustique en absence d'écoulement est rapporté par Taylor en 1976 [123].

Ensemencement Le principe de base est commun aux techniques PIV et LDV : Des particules (le traqueur) sont introduites dans le milieu à caractériser et illuminées à l'aide d'un laser. Un système d'acquisition enregistre le mouvement des particules, leur mouvement doit alors suivre celui du milieu. Dans le cas de l'acoustique, ce mouvement est caractérisé par des vitesses relativement faibles et des fréquences élevées. Plus la masse volumétrique et la taille des particules sont grandes, plus la limite haute-fréquence baisse. Cependant, Taylor [123] constate que la restriction en ce qui concerne la taille des particules traceurs est peu sévère pour l'acoustique. Ainsi, des particules de l'ordre du μm permettent une mesure acoustique couvrant quasiment la gamme audible. Plus de détails concernant l'ensemencement peuvent par exemple être trouvés en référence [92]. Elle traite aussi de l'ensemencement dans le cas de la technique PIV qui impose des restrictions plus sévères. En effet, la LDV permet d'attendre un certain temps nécessaire au passage d'un nombre suffisant de particules. La PIV nécessite d'un nombre et d'une repartition de particules adéquates pendant toute la durée d'acquisition dans le plan de mesure entier.

L'effet Doppler Supposons qu'un laser émet une onde de fréquence $f_0 = c_l/\lambda_0$ dans la direction \vec{i}_0 qui vient éclairer une particule dont le mouvement est décrit par le vecteur vitesse \vec{v} . La particule diffuse alors

1. Plus précisément l'équipe de l'unité Couplage Aérodynamique et Acoustique (C2A) du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique (DMAE) avec Frank Simon.

de la lumière de fréquence

$$f_e = \nu/\lambda_0, \quad (4.1)$$

avec ν la vitesse relative de l'onde. Cette dernière est modifiée de \vec{v}_{i_0} par rapport à la vitesse de la lumière c_l , d'où $\nu = c_l - \vec{v}_{i_0} = f_0\lambda_0 - \vec{v}_{i_0}$.

La fréquence de l'onde diffusée peut maintenant être écrite

$$f_e = f_0 - \frac{\vec{v}_{i_0}}{\lambda_0}. \quad (4.2)$$

Un récepteur fixe, positionné en direction \vec{i}_d , reçoit une onde de fréquence

$$f_d = \frac{c_l + \vec{v}_{i_d}}{\lambda_e} = f_0 - \frac{\vec{v}_{i_0}}{\lambda_0} + \frac{\vec{v}_{i_d}f_0}{c_l} - \frac{\vec{v}_{i_d}\vec{v}_{i_0}}{c_l\lambda_0}, \quad (4.3)$$

où λ_e est la longueur de l'onde diffusée.

Le décalage Doppler est la différence entre la fréquence de l'onde détectée par le récepteur et celle de l'onde émise par le laser, c'est à dire

$$f_D = f_d - f_0 = \frac{\vec{v}(\vec{i}_d - \vec{i}_0)}{\lambda_0} - \frac{\vec{v}_{i_d}\vec{v}_{i_0}}{\lambda_0 c_l}. \quad (4.4)$$

La vitesse de la particule \vec{v} étant très petite devant la vitesse de la lumière c_l , on peut alors écrire

$$f_D = \frac{\vec{v}(\vec{i}_d - \vec{i}_0)}{\lambda_0}. \quad (4.5)$$

Notons que le décalage Doppler est donc proportionnel à la vitesse de la particule \vec{v} . Cette vitesse est supposée constante pendant la traversée du volume de mesure.

Les différentes configurations laser possibles Dans notre expérience, le décalage Doppler est de l'ordre du MHz, pendant que la fréquence de la lumière laser utilisée est d'environ $6 \cdot 10^{14}$ Hz. La mesure directe de la fréquence de la lumière diffusée f_d avec un interféromètre est possible mais délicate. Le plus souvent, on mesure la fréquence de battement Doppler f_D . Deux montages différents utilisant chacun un faisceau incident unique sont possibles : Soit deux faisceaux diffusés dans des directions différentes sont détectés, soit un faisceau diffusé et un faisceau de référence. Dans les deux cas, une ouverture de l'optique réceptrice définit le volume de mesure (dit volume de mesure virtuel). Ceci a pour inconvénient de réduire significativement l'intensité de la lumière laser reçue. Pour cette raison, les systèmes qui utilisent deux faisceaux incidents ("dual-beam configuration"), créant ainsi un volume de mesure réel, sont généralement préférés [120]. Similaire au cas précédent, deux montages sont possibles, l'un utilisant un faisceau de référence, l'autre deux faisceaux diffusés. Ce dernier, appelé méthode des deux faisceaux ou méthode des franges, est le plus couramment utilisé. Dans les deux cas, le décalage Doppler f_D mesuré est indépendant de la position des optiques réceptrices. Même si la physique de l'effet Doppler reste la même, la méthode des franges ne mesure pas directement le décalage Doppler. Les deux faisceaux sont créés à partir d'une source laser en utilisant un séparateur de faisceaux. Le guidage des faisceaux assure ensuite une légère différence de marche. Une lentille sphérique fait converger les deux faisceaux dans le volume de mesure. Quand ces deux faisceaux sont superposés, un réseau d'interférence est créé (à condition que la différence de marche est inférieure à la longueur de cohérence du laser). La distance entre deux maxima lumineux (appelé interfrange) est donnée par

$$d_f = \frac{\lambda_0}{2 \sin(\theta/2)}, \quad (4.6)$$

avec θ l'angle entre les deux faisceaux laser.

Une particule qui traverse ces franges avec une vitesse dont la composante perpendiculaire aux franges est de v_{\perp} , diffuse de la lumière avec une fréquence

$$f_D = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda_0} v_{\perp}. \quad (4.7)$$

La lumière diffusée est recueillie par une lentille qui la focalise sur la cathode d'un photomultiplicateur. L'optique réceptrice peut être placée du même côté que l'optique émettrice (rétrodiffusion) ou en face (diffusion avant). Dans ce dernier cas, l'intensité reçue est plus importante, ce qui explique pourquoi ce montage est souvent préféré.

Après amplification et filtrage du signal venant du photomultiplicateur, on obtient finalement la bouffée ou burst Doppler. Il s'agit d'une enveloppe de forme Gaussienne due à la répartition de lumière dans le volume de mesure et dont la longueur correspond à la durée de traversée de la particule. Le signal Doppler proprement dit est une fluctuation superposée.

La direction de la particule ne peut à priori pas être déduite du signal. Cette information est retrouvée en utilisant des faisceaux de différentes longueurs d'ondes. Un léger décalage de la longueur d'onde d'un des faisceaux peut être obtenu avec un modulateur acousto-optique comme une cellule de Bragg. Ceci mène à un défilement de vitesse constante des franges. La fréquence détectée devient

$$f_D = f_{Bragg} \pm \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda_0} |v_{\perp}|. \quad (4.8)$$

Une particule immobile résultera en un signal de modulation f_{Bragg} . Une particule qui se déplace dans le sens des franges génère une fréquence inférieure, un mouvement dans le sens opposé produit une fréquence supérieure.

L'obtention des grandeurs acoustiques Quand le milieu est au repos, c'est à dire en absence d'un écoulement macroscopique, la vitesse des particules correspond à la vitesse acoustique. Dans ce cas, une analyse directe du burst peut être effectuée. On distingue deux catégories différentes : les méthodes non paramétriques et les méthodes paramétriques. Les méthodes non-paramétriques s'appuient sur l'analyse du signal dans le domaine temporel. Un exemple constitue la méthode de la dérivée de phase (Phase Derivative Based Estimator - PDBE) [77]. Nécessitant une seule bouffée (burst) Doppler à la fois, elle a même permis le développement d'un système de mesure de vitesse acoustique par LDV en temps réel [119]. Les méthodes paramétriques de l'autre côté reposent sur un modèle du burst, dont les paramètres sont à déterminer. Ces techniques de l'analyse directe du burst sont seulement évoquées très brièvement. En effet, elles ne permettent pas la mesure de signaux acoustiques composés de plusieurs fréquences et leur champ d'application est limité au cas sans écoulement.

Les méthodes de détermination des spectres turbulents permettent de s'affranchir de ces limitations. Le but est d'effectuer une transformation dans le domaine spectral du signal LDV. Comme ce signal est échantillonné à pas aléatoire, une transformation Fourier classique n'est pas possible. Les principales approches sont la dite "slotting technique" et une technique de reconstruction du signal ("reconstruction with FFT"). Référence [14] donne une revue détaillée de ces techniques. La slotting technique, généralement attribuée à Mayo [87], se base sur l'estimation de la fonction d'autocorrelation et le calcul subséquent de la densité spectrale. La technique de reconstruction par contre commence avec une étape qui permet de "remplir les trous" dans le signal échantillonné de façon aléatoire. La méthode de l'interpolateur bloqueur consiste à garder la valeur de chaque nouveau burst ("sample and hold"). Alternativement, le signal entre deux points de mesure peut être interpolé linéairement ("zeroth order interpolation"). Ensuite, le signal est ré-échantillonné à une fréquence d'échantillonnage constante. Finalement, une transformation Fourier permet

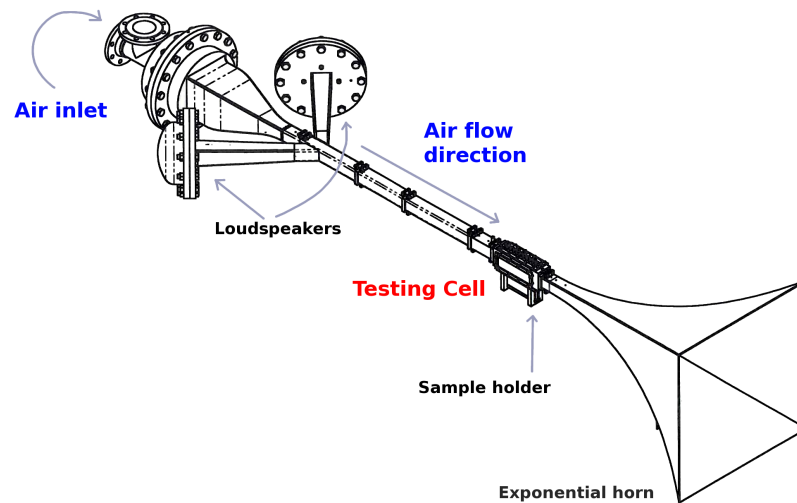


FIGURE 4.1 – Schéma du banc d'essais B2A.

d'obtenir des informations spectrales. Notons toutefois que le ré-échantillonnage engendre un effet passe bas et une amplification de la bande passante. Pour l'interpolateur bloqueur, Adrian et Yao [3] donnent une fréquence de coupure qui correspond à la cadence moyenne d'acquisition divisée par 2π (perte de 3 dB à la coupure). L'erreur introduit en utilisant l'interpolation linéaire semble être du même ordre de grandeur que pour l'interpolateur bloqueur [111]. Différentes corrections de ce filtrage sont proposées dans la littérature [3, 45].

Le spectre obtenu est seulement exploitable aux fréquences de l'excitation acoustique. On intègre alors le spectre autour de ces fréquences. En présence d'un écoulement macroscopique de vitesse supérieure à la vitesse acoustique, les raies de l'excitation acoustique n'émergent pas du spectre. Une exploitation est toutefois possible en tenant compte seulement de la composante de vitesse corrélée à l'excitation acoustique.

4.2 Le système de mesure LDV de l'ONERA de Toulouse

4.2.1 Le conduit B2A

Le banc aéro-thermo-acoustique, représenté schématiquement en figure (4.1) a été créé en 2004 à l'ONERA de Toulouse dans le but de développer un système LDV destiné aux mesures acoustiques. Il s'agit d'un conduit de section carrée 50 mm x 50 mm équipé d'un pavillon exponentiel qui sert de terminaison anéchoïque. Relié à un réseau d'air pressurisé, il permet des mesures en présence d'un écoulement allant jusqu'à Mach 0,5. L'écoulement peut être chauffé jusqu'à une température de 300°C. L'excitation acoustique est assurée par deux chambres de compression placées dans des caissons étanches.

La cellule d'essai permet l'accès optique via deux hublots en silice de 200 mm de long, 60 mm de large et 20 mm d'épaisseur. Le porte échantillon, situé en bas de la veine, permet l'insertion de matériaux absorbants de taille 150 mm x 30 mm.² La paroi supérieure peut être remplacée par une plaque munie de prises de pression statique. Ces relevés de pression statique sont en effet nécessaires à l'estimation de la pression acoustique à partir des champs de vitesses (voir la formule (4.19) dans la section 4.2.3).

2. Par conséquent, le matériau ne couvre pas la largeur entière de la veine, mais seulement 30 mm de 50 mm.

Des thermocouples peuvent être montés de part et d'autre de la section test. Nos tests étant conduits à froid, le contrôle de la température ne joue pas un rôle important. Cependant, l'ouverture en amont est utilisée afin d'introduire des bâtonnets d'encens, utilisés pour l'ensemencement en absence d'écoulement. L'ensemencement lors des essais avec écoulement est injecté automatiquement au niveau de l'entrée d'air. Le produit utilisé est une poudre de silice AEROSIL[®]. À chaud, cette poudre se révèle avantageuse par rapport au MgO, utilisé précédemment, notamment grâce à un encrassement réduit.

Le système LDV proprement dit est un vélocimètre à franges bidirectionnel utilisant un laser Argon *Spectra Physics 2017*. Un séparateur de faisceaux (cristal acousto-optique) est employé afin de créer deux réseaux de franges dans deux plans différents. Des montages de prismes permettent de sélectionner les raies bleues (488 nm) et vertes (514,5 nm). L'un des deux faisceaux de chaque couleur est ensuite décalé par une cellule de Bragg, réglée à 40 MHz. Un câble optique relie le laser avec les optiques d'émission (*Dantec 60X81*) qui font converger les quatre faisceaux dans le volume de mesure. La taille de ce volume peut être réglée à l'aide d'expansurs de faisceaux. Une particule doit croiser un nombre de 19 franges pour que les résultats soient fiables. Ainsi, plus la vitesse de l'écoulement est grande, plus le volume de mesure est agrandi (entre 33 μm et 100 μm environ pour M entre 0 et 0,3). Le système de réception est installé en "diffusion avant". Son champ visé est de 200 μm .

L'ensemble du système optique émetteur et récepteur est monté sur un banc de déplacement tridimensionnel dont la résolution de positionnement est de 2 μm . Lors de nos essais, le plan de balayage est une coupe selon la direction axiale de la veine perpendiculaire à la surface de l'absorbant. Si on reprend les coordonnées définies dans la figure (1.1), ceci correspond au plan (x,y) avec $z = \text{cst.} = 25 \text{ mm}$. La taille du plan (x,y) est de 150 mm x 22,5 mm, donc on n'examine pas la hauteur entière du conduit mais on se limite à la proximité de l'absorbant. Le nombre de points de mesure est de 19 points en direction x et de 13 points en direction y. Ce maillage est linéaire en direction x mais variable en direction y afin de tenir compte de la forme de la couche limite.

Finalement, la veine est équipée d'accès microphoniques pour des sondes BK 4182 qui permettent de réaliser des mesures de perte par transmission. Ceci a par ailleurs permis de déterminer de façon empirique le meilleur réglage pour l'absorbant hybride complexe.

4.2.2 Le traitement du signal issu de la mesure LDV

Afin de s'affranchir de points aberrants, un filtrage statistique à 6 écarts type est d'abord effectué. Ensuite, une interpolation linéaire entre les points de mesure est conduite et le signal est ré-échantillonné à pas constant. Par rapport à l'interpolateur bloqueur, l'interpolation linéaire produit en effet un plus grand rapport signal sur bruit [111]. Elle représente cependant un inconvénient en ce qui concerne la variance. Celle-ci est réduite par rapport au signal original. Une méthode de correction a été développée qui génère un signal étalon à partir de l'excitation acoustique, généré sur la même base de temps que le signal échantillonné aléatoirement. Ce signal, dont le spectre est connu, est ensuite soumis au même traitement que le signal LDV, ce qui permet de corriger le spectre de ce dernier. La fréquence de ré-échantillonnage f_m est prise égale à la cadence d'acquisition pour le point spatial concerné; celle-ci vaut au minimum 12 kHz. Lors des mesures présentées dans ce manuscrit, $f_m = 20 \text{ kHz}$ pour les cas avec écoulement et $f_m = 35 \text{ kHz}$ pour les cas sans écoulement. Cette fréquence est réduite ponctuellement aux points qui souffrent d'un mauvais ensemencement, typiquement près de la paroi. Le nombre de particules acquis est toujours de 200 000. Suite au ré-échantillonnage, la composante acoustique de la vitesse peut finalement être déterminée. On utilise une technique du rejet de la turbulence similaire à celle de Chung et Blaser [24, 100]. Elle est fondée

sur l'hypothèse que les phénomènes acoustiques et turbulents sont entièrement décorrélés. Soient G_{ls} l'autospectre du signal d'excitation acoustique et $G_{u_i,ls}$ l'interspectre entre le signal de vitesse u_i et le signal du haut-parleur ls . L'autospectre de la vitesse acoustique est obtenu par

$$G_{u_i'} = \frac{|G_{u_i,ls}|^2}{G_{ls}}. \quad (4.9)$$

La vitesse acoustique dans le domaine fréquentiel est alors définie par [99]

$$u_i' = \sqrt{G_{u_i'}} \exp[i\Phi(u_i/ls)], \quad (4.10)$$

où la phase de la vitesse par rapport à la source est donnée par

$$\Phi(u_i'/ls) = \arctan \frac{\text{Im}(G_{u_i,ls})}{\text{Re}(G_{u_i,ls})}. \quad (4.11)$$

En pratique, ces manipulations sont effectuées à l'aide des fonctions Matlab ® `psd` et `cpsd` qui font appel à l'algorithme de Welch.

4.2.3 L'exploitation des champs de vitesses

La mesure des champs de vitesses acoustiques en direction x et y permet déjà de visualiser le comportement de l'absorbant (voir le chapitre 5). Une caractérisation complète du champ acoustique cependant nécessite la mesure de la pression. Afin d'éviter des mesures microphoniques intrusives, une méthode d'estimation de la pression à partir des mesures LDV a été mis en place pour B2A. Cette méthode nécessite un modèle de propagation. Comme l'écoulement est fortement cisailé (voir turbulent), l'approche utilisé en chapitre 1 ne peut pas être utilisée. L'approche mixte Euler/Lagrange de Galbrun permet de résoudre ce type de problème [40]. Selon la description classique Eulerienne on exprime la perturbation d'une variable $f^E(\vec{x}, t)$ comme la différence entre sa valeur perturbée $f(\vec{x}, t)$ et sa valeur non perturbée $f_0(\vec{x}, t)$ au même endroit \vec{x} , donc

$$f^E(\vec{x}, t) = f(\vec{x}, t) - f_0(\vec{x}, t). \quad (4.12)$$

Notons que la perturbation est une perturbation acoustique, le cas non perturbé $f_0(\vec{x}, t)$ peut tenir compte d'un écoulement porteur. La description de Lagrange se réfère à une particule fluide donnée et non à un point de mesure. La perturbation Lagrangienne est alors donnée par

$$f^L(\vec{x}, t) = f(\vec{y}, t) - f_0(\vec{x}, t), \quad (4.13)$$

où $\vec{y} = \vec{x} + \vec{\xi}(\vec{x}, t)$ est la position de la particule dans le fluide perturbé. Cette particule se trouve alors en \vec{x} dans le cas non perturbé; la perturbation change sa position par la valeur du déplacement Lagrangien $\vec{\xi}$.

Ces deux descriptions sont reliées par

$$f^L(\vec{x}, t) = f^E(\vec{x}, t) + \text{grad}(f_0(\vec{x}, t)) \cdot \vec{\xi}, \quad (4.14)$$

où le produit (\cdot) est un produit scalaire.

Examinons maintenant le champ de vitesse dans le plan de mesure, c'est à dire le plan (x,y) . L'écoulement porteur, supposé unidirectionnel, est noté $U_0(y)$. La vitesse Lagrangienne est exprimée en fonction du déplacement Lagrangien par

$$\vec{U}^L = \frac{d\vec{\xi}}{dt} = \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} + \text{grad}(\vec{\xi}) \cdot \vec{U}_0. \quad (4.15)$$

On peut alors écrire l'équation (4.14) pour la vitesse :

$$\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} + \text{grad}(\vec{\xi}) \cdot \vec{U}_0 = \vec{U}^E + \text{grad}(\vec{U}_0) \cdot \vec{\xi} \quad (4.16)$$

Quand on sépare les deux directions (x,y), l'équation (4.16) devient

$$U_0 \frac{\partial \xi_x}{\partial x} + i\omega \xi_x = u_x^E + \frac{\partial U_0}{\partial y} \xi_y, \text{ et} \quad (4.17)$$

$$U_0 \frac{\partial \xi_y}{\partial x} + i\omega \xi_y = u_y^E. \quad (4.18)$$

Le système d'équations (4.17, 4.18) permet de déterminer le déplacement Lagrangien $\vec{\xi}$ à partir des vitesses (Euleriennes) u_x^E et u_y^E mesurées par LDV. Il est résolu par une méthode de différences finies.

Finalement, on obtient la pression acoustique à partir du déplacement lagrangien par

$$p = -\rho_0 c^2 \text{div} \vec{\xi} - \frac{dp_0}{dx} \xi_x. \quad (4.19)$$

La connaissance des vitesses et pressions acoustiques permet par la suite d'obtenir l'intensité. Nous utilisons l'expression proposée par Elias [40] qui permet de conserver la puissance acoustique en l'absence de perte intérieure dans un volume donné :

$$I = \frac{1}{2} \text{Re} \left[p \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} \right) U_0 \right] \quad (4.20)$$

4.3 Conclusion

Ce chapitre décrit de façon très condensée le fonctionnement du banc B2A. Le développement de ce banc d'essais et du post-traitement associé avait été réalisée par l'équipe de ONERA et ne fait pas l'objet de cette thèse. Plus d'informations en particulier sur la précision de la méthode sont données dans le manuscrit de thèse de Maud Lavielle [76]. La thèse d'Angelot Minotti [97] approfondie les aspects de l'expression de la propagation acoustique par la méthode de Galbrun en vue d'une détermination de la pression acoustique à partir des champs de vitesses.

Chapitre 5

Caractérisation de l'absorbant hybride par Vélocimétrie Laser Doppler

Le banc B2A, décrit dans le chapitre précédent, a été utilisé lors de deux campagnes de mesures qui se sont déroulées en avril 2009 et en février 2010 à l'ONERA de Toulouse. La première avait pour but de caractériser l'absorbant hybride. La réalisation d'un échantillon de cellules hybrides adapté au banc B2A est décrite dans la section 5.1.1, les résultats des mesures sont donnés en section 5.3. L'élaboration de la cellule hybride complexe, utilisée lors de la deuxième campagne de mesures, est présentée dans la section 5.1.2. La section 5.4 contient les résultats de cette campagne de mesures. Le calcul modal introduit dans le premier chapitre a également été utilisé afin de déterminer l'impédance optimale pour le conduit B2A. Les résultats de calcul présentés dans la section 5.2 peuvent ainsi être confrontés aux mesures expérimentales.

5.1 Les cellules hybrides adaptées au banc B2A

5.1.1 L'absorbant hybride

Le porte échantillon du banc B2A impose des dimensions particulières aux matériaux à tester, à savoir une surface de 30 mm x 150 mm. Comme les cellules hybrides contiennent impérativement une source acoustique, la faible largeur de 30 mm représente une restriction délicate. Cependant, si les cellules sont plus épaisses que le porte échantillon (d'épaisseur 30 mm), les sources secondaires se trouvent en dehors du porte échantillon et peuvent par conséquent dépasser la largeur de 30 mm. L'utilisation de haut-parleurs se révèle envisageable moyennant une adaptation de section. Ils se distinguent en outre des sources piézoélectriques par une réponse fréquentielle plus régulière. Si on souhaite fabriquer un absorbant composé de trois cellules, les sources secondaires ne doivent pas dépasser une largeur de 50 mm. Avec des dimensions de 48 mm x 51 mm, le haut-parleur Monacor SP-5/8SQ s'adapte bien à la situation. Sa puissance maximale admise est de 10 W RMS à 8 Ω . Des tests ont montré que ces haut-parleurs sont en mesure de générer des niveaux de pression acoustique suffisants à l'intérieur des cellules. Une photo de l'absorbant hybride est donnée en figure (5.1). La couche de matériau poreux (ici un Feltmetal FM125) est démontée et dégage la vue sur les microphones de contrôle. Un autre matériau a été testé lors des essais, à savoir le tissu métallique H320 collé sur une plaque perforée. Comme précédemment, les microphones de contrôle sont des microphones à électret Panasonic WM64. La hauteur des cellules est de 42 mm environ; les haut-parleurs représentent une face arrière non plane. Cette dimension correspond à une résonance $\lambda/4$ de 2 kHz environ. Compte tenu du fait

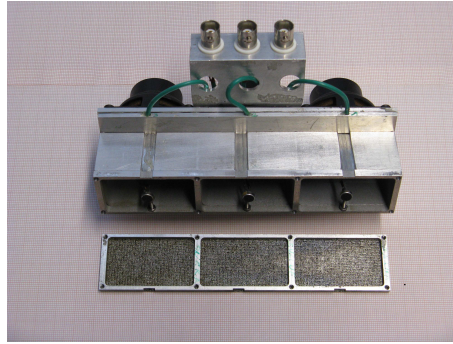


FIGURE 5.1 – Photo d'un assemblage de trois cellules hybrides destiné au banc B2A.

que l'impédance optimale représente toujours une partie imaginaire négative, la meilleure performance en mode passive est atteinte en dessous de 2 kHz. Les mesures sur B2A ont été conduites avec une excitation primaire composée de trois raies aux fréquences de 496 Hz, 992 Hz et 1592 Hz. À la fréquence supérieure, on attend par conséquent des performances similaires en mode passif et actif.

L'absorbant hybride est piloté à l'aide de l'algorithme de contrôle MIMO parallélisé proposé par Mazeaud [90]. Cet algorithme utilise un filtrage passe bande autour de la fréquence d'intérêt afin d'empêcher des instabilités qui peuvent apparaître dues aux interactions entre les cellules. Il peut cependant être adapté au cas multi-fréquences en utilisant un algorithme par fréquence. Le signal de contrôle est alors obtenu en sommant les sorties des trois contrôleurs. Le schéma de contrôle est discuté dans sa version monovoie dans la section 2.4.4. Les chemins secondaires sont identifiés à l'aide de filtres FIR de 200 coefficients. Les filtres de contrôle sont d'une longueur de 8 coefficients chacun. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 10 kHz. Pour rappel, les stratégies de l'absorbant hybride ("contrôle d'impédance par contrôle de pression") et de l'absorbant hybride complexe ("contrôle d'impédance complexe") sont discutées en détail dans la section 2.5.

5.1.2 L'absorbant hybride complexe

Contrairement au contrôle par absorbant hybride, le contrôle d'impédance complexe n'a pas été élargi aux cas multivoies à ce jour. Le montage destiné au banc B2A contient donc une seule cellule comme la figure (5.2) le montre. Cette cellule est placée au milieu de l'échantillon, le plan de balayage LDV reste inchangé et comprend alors deux zones de 50 mm de longueur en amont et en aval de la cellule hybride. La photo dégage la vue sur la plaque de matériau résistif et les deux microphones de contrôle. Le matériau utilisé est un tissu H320 collé sur une plaque perforée. Cet assemblage a notamment été choisi pour sa faible tortuosité. Pour des raisons pratiques, le matériau couvre les trois cellules même si seule la cellule centrale est utilisée. Le couple de microphones reste inchangé par rapport aux mesures dans le conduit MATISSE. Une plaque microperforée (voir le tableau (3.3) pour ses caractéristiques) est insérée dans un cadre de 5 mm d'épaisseur qui sert en même temps de couverture solide pour les deux cellules inutilisées. La distance entre plaque microperforée et poreux est de 9 mm. La cavité arrière représente une profondeur d'environ 33 mm.

Comme pour le contrôle d'impédance par contrôle de pression, nous multiplions l'algorithme afin de pouvoir traiter trois fréquences simultanément. La fréquence d'échantillonnage ainsi que la longueur des filtres sont identiques aux valeurs précédentes. Comme déjà indiqué dans la section 3.4.2, il peut y avoir des problèmes de stabilité du système de contrôle en présence d'un écoulement. Afin de garantir un fonctionnement stable pendant toute la durée d'acquisition, les coefficients du filtre ont été figés après convergence en absence de l'écoulement.

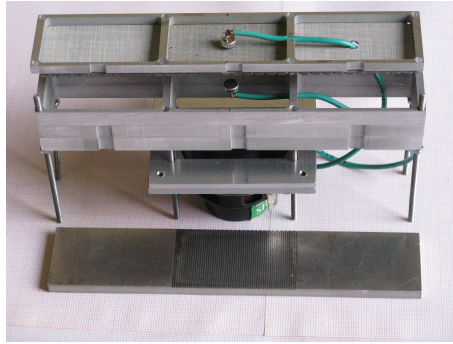


FIGURE 5.2 – Photo d'un assemblage d'une cellule hybride complexe destiné au banc B2A.

5.2 L'impédance optimale prédite pour un absorbant dans B2A

Le calcul modal présenté dans le premier chapitre a été appliqué au cas de la veine B2A. Celle-ci représente une section légèrement réduite par rapport à la veine MATISSE. On s'attend alors à une impédance optimale inférieure, au moins dans le cas d'un traitement de longueur infinie (voir la formule de Cremer 1.19). Ici, nous nous concentrons sur les cas rencontrés lors des campagnes de mesures, c'est à dire aux absorbants de longueur 50 mm ou 150 mm. Le calcul modal développé est limité au cas d'un absorbant qui couvre la largeur entière du conduit (50 mm). Le porte échantillon du banc B2A nous limitant à une largeur de 30 mm, cet écart entre les configurations du calcul et de l'expérience empêche une comparaison quantitative. La figure (5.3) donne les isolignes de la perte par transmission dans le plan complexe des impédances, pour un absorbant de 150 mm de longueur. Sur la gauche de la figure sont données les résultats sans écoulement, sur la droite se trouvent les résultats pour un écoulement uniforme de $M = 0,1$. Les fréquences sont celles rencontrées lors des essais, à savoir 496 Hz, 992 Hz et 1592 Hz. À certaines fréquences, on voit apparaître deux maxima locaux. Ce phénomène ne se produit pas avec un absorbant de 50 mm de longueur, cf. figure (5.4). On peut attribuer cet effet aux contributions respectives de l'absorption et de la réflexion. Un absorbant très court doit son efficacité surtout à la réflexion qui se produit à son entrée. Dans le cas d'un absorbant plus long, les contributions de l'absorption et de la réflexion sont plus équilibrées et peuvent donner lieu à l'apparition de plusieurs maxima. Dans les présents exemples, ces points se trouvent toujours dans la même zone d'iso-performance. Par conséquent, les maxima locaux n'ont pas beaucoup d'importance en pratique car il est difficile de cibler une impédance avec tant de précision.

Les tableaux qui suivent regroupent les impédances réalisées avec les différents montages et donnent les pertes par transmission prédites par le calcul. La première campagne de mesures concerne l'absorbant hybride en fonctionnement passif et actif ($p_2 = 0$). Les impédances réalisées avec les matériaux H320 et FM125, comme mesurées en Tube de Kundt, sont données dans le tableau (5.1). Pour les basses fréquences en mode passif, le calcul modal prédit une performance légèrement supérieure du tissu H320 dans le banc B2A. En effet, la performance d'un absorbant plus résistif est moins sensible à un changement de sa réactance. Ainsi, la grande réactance qui est loin de l'optimum conduit pourtant à une perte par transmission légèrement plus élevée pour un matériau plus résistif. Toujours aux basses fréquences mais en mode actif, c'est le Feltmetal FM125 qui conduit à des pertes par transmission supérieures en raison de sa résistance plus faible. Ce matériau permet en effet de mieux s'approcher de l'impédance optimale. À 1592 Hz finalement, la performance en mode passif surpasse la performance en mode actif dans les cas des deux matériaux.

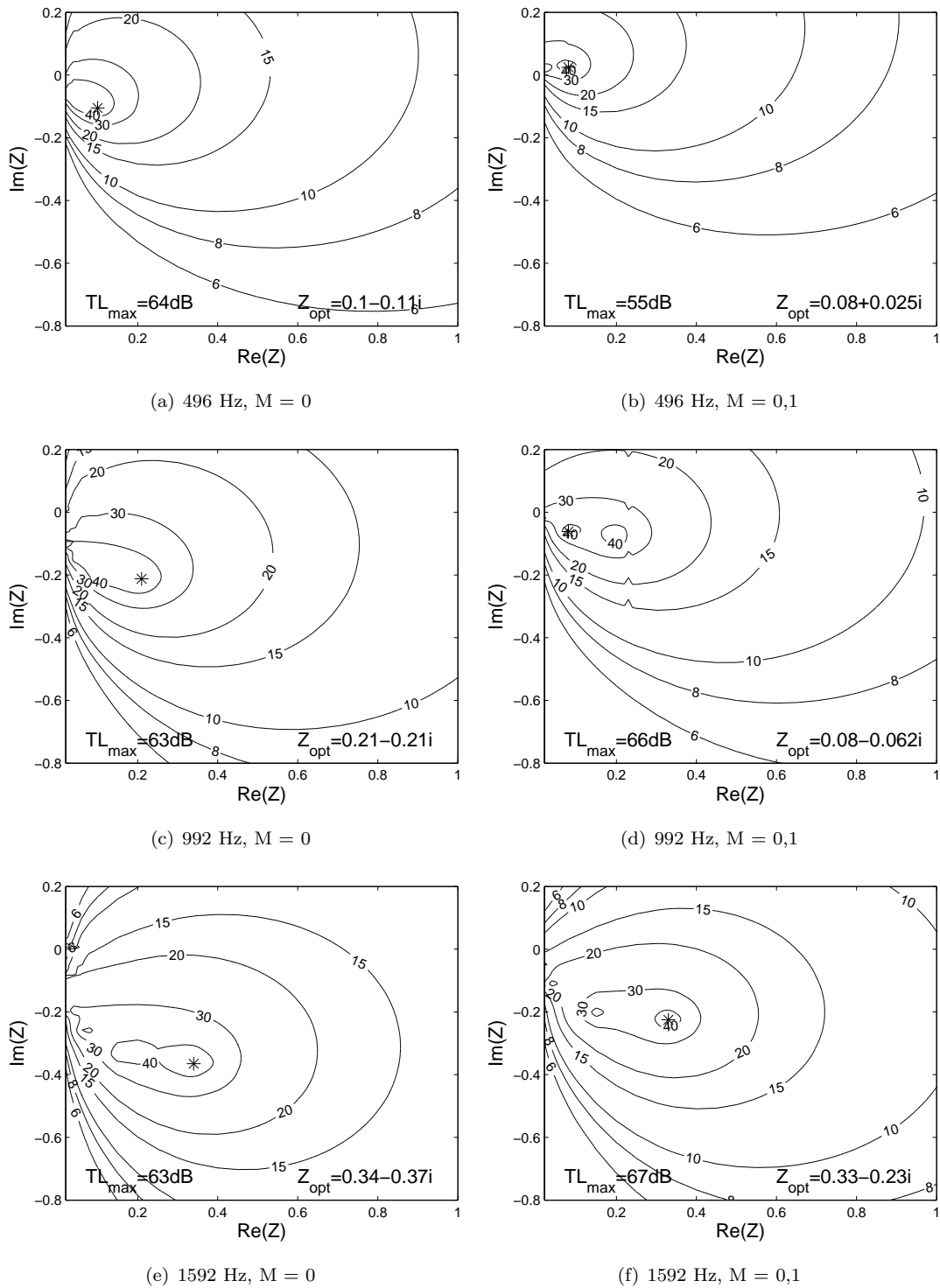


FIGURE 5.3 – Perte par transmission pour un absorbant de 50 mm x 150 mm dans un conduit de section 50 mm x 50 mm.

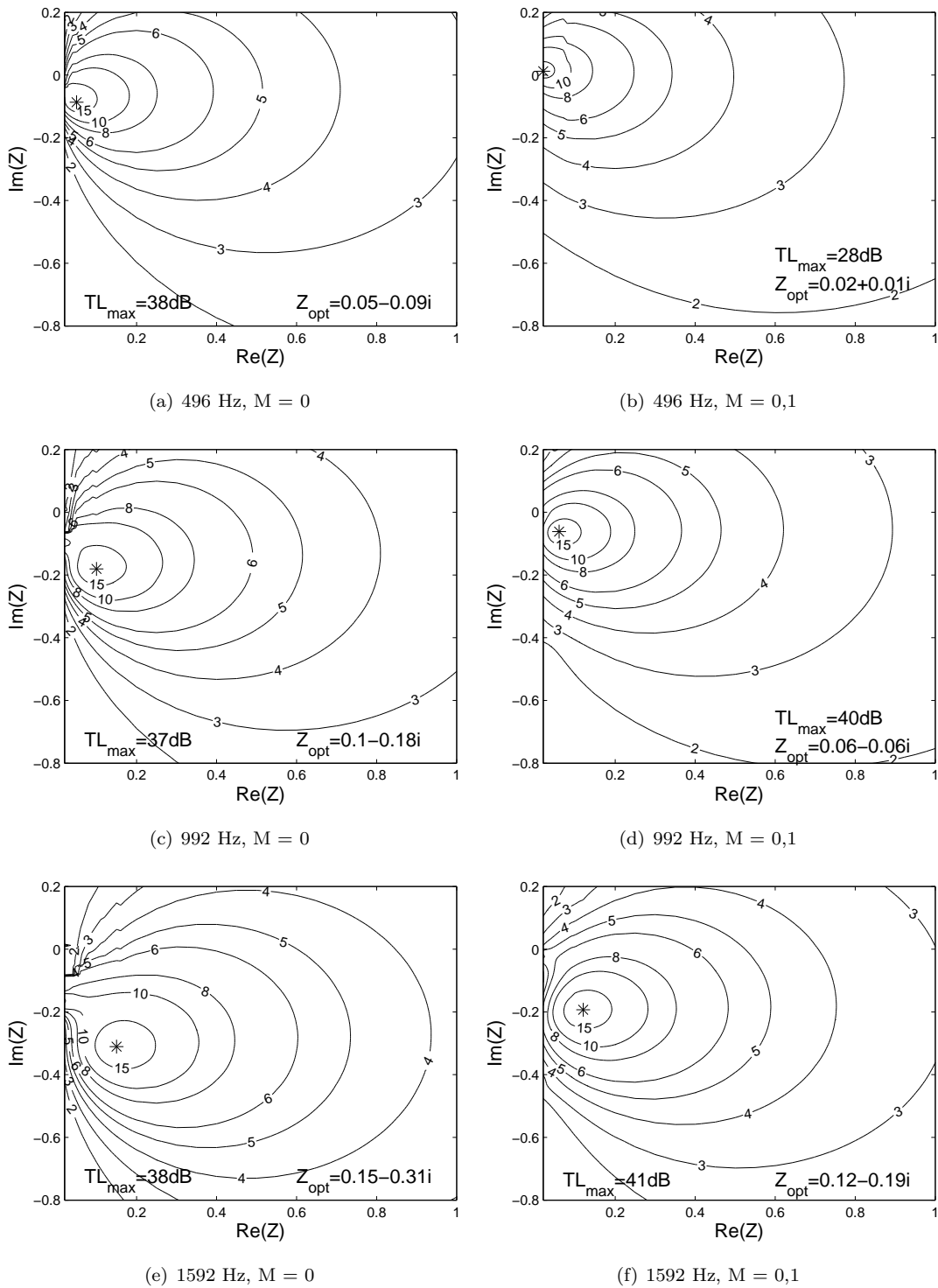


FIGURE 5.4 – Perte par transmission pour un absorbant de 50 mm x 50 mm dans un conduit de section 50 mm x 50 mm.

Mode passif						
Fréquence (Hz)	H320	Z	TL (dB)	FM125	Z	TL (dB)
496		0,50 - 2,45 i	0,8		0,29 - 2,88 i	0,5
992		0,52 - 1,02 i	5,6		0,30 - 1,30 i	4,0
1592		0,51 - 0,30 i	26,8		0,30 - 0,34 i	43,6
Mode actif						
Fréquence (Hz)	H320	Z	TL (dB)	FM125	Z	TL (dB)
496		0,57 + 0,04 i	14,0		0,27 + 0,03 i	24,0
992		0,52 + 0,15 i	17,1		0,34 + 0,10 i	21,8
1592		0,57 + 0,11 i	14,3		0,33 + 0,15 i	13,2

TABLE 5.1 – Impédances mesurées et TL prédites lors du contrôle d'impédance par contrôle de pression. Longueur de l'absorbant 150 mm, $M = 0$.

Mode passif						
Fréquence (Hz)	H320	Z	TL (dB)	FM125	Z	TL (dB)
496		0,50 - 2,45 i	0,7		0,29 - 2,88 i	0,5
992		0,52 - 1,02 i	4,0		0,30 - 1,30 i	1,8
1592		0,51 - 0,30 i	20,0		0,30 - 0,34 i	25,0
Mode actif						
Fréquence (Hz)	H320	Z	TL (dB)	FM125	Z	TL (dB)
496		0,57 + 0,04 i	10,9		0,27 + 0,03 i	18,8
992		0,52 + 0,15 i	15,8		0,34 + 0,10 i	21,5
1592		0,57 + 0,11 i	14,0		0,33 + 0,15 i	15,4

TABLE 5.2 – Impédances mesurées (sans écoulement) et TL prédites lors du contrôle d'impédance par contrôle de pression. Longueur de l'absorbant 150 mm, $M = 0,1$.

Le tableau (5.2) prédit les mêmes tendances en présence d'un écoulement uniforme de $M = 0,1$. Les valeurs de la perte par transmission restent relativement proches de celles obtenues sans écoulement. En effet, les différences de TL sont dues aux légers changements des impédances optimales (et non à une baisse globale du TL).

Dans le cas du contrôle d'impédance, une plaque microperforée est montée à 9 mm de distance devant le matériau résistif. Les impédances réalisées sont alors modifiées. Le tableau (5.3) regroupe les impédances de surface mesurées en présence de la plaque microperforée sans écoulement. On distingue les modes de fonctionnement *passif*, *actif* ($p_2=0$) et *actif complexe* (contrôle d'impédance). L'impédance réalisée dans le dernier cas est une impédance déterminée empiriquement à l'aide de mesures de TL sur le banc B2A. La performance prédite pour le contrôle d'impédance dépasse clairement celle des modes *passif* et *actif*. Il en est de même en présence d'un écoulement de $M = 0,1$ (cf. tableau (5.4)).

Fréquence (Hz)	Mode passif		Mode actif		Mode actif complexe	
	Z	TL (dB)	Z	TL (dB)	Z	TL (dB)
496	0,40 - 2,00 i	0,4	0,56 + 0,11 i	4,5	0,01 - 0,14 i	6,6
992	0,43 - 0,77 i	2,5	0,58 + 0,22 i	4,0	0,11 - 0,18 i	27,3
1592	0,49 - 0,13 i	6,5	0,62 + 0,35 i	3,3	0,27 - 0,15 i	10,0

TABLE 5.3 – Impédances mesurées et TL prédites lors du contrôle d'impédance. Longueur de l'absorbant 50 mm, $M = 0$.

Fréquence (Hz)	Mode passif		Mode actif		Mode actif complexe	
	Z	TL (dB)	Z	TL (dB)	Z	TL (dB)
496	0,40 - 2,00 i	0,4	0,56 + 0,11 i	3,7	0,01 - 0,14 i	5,2
992	0,43 - 0,77 i	2,0	0,58 + 0,22 i	3,7	0,11 - 0,18 i	8,4
1592	0,49 - 0,13 i	5,7	0,62 + 0,35 i	3,1	0,27 - 0,15 i	10,8

TABLE 5.4 – Impédances mesurées (sans écoulement) et TL prédites lors du contrôle d'impédance. Longueur de l'absorbant 50 mm, $M = 0,1$.

5.3 La caractérisation de l'absorbant hybride

5.3.1 Le signal d'excitation

Lors des essais en fonctionnement passif, un signal composé de 13 raies entre 312 Hz et 4976 Hz est utilisé. En mode actif, afin de se placer dans une situation favorable au contrôle, seul les composantes fréquentielles contrôlées sont présentes dans le signal d'excitation. Il est alors composé des trois fréquences de 496 Hz, 992 Hz et 1592 Hz. Dans les deux cas, les niveaux d'excitation sont de l'ordre de 125 dB à 130 dB par raie. La figure (5.5) représente les spectres jusqu'à 2 kHz en amont et en aval de la zone test pour les deux types d'excitation. On constate que le bruit large bande diminue avec le nombre de raies présentes dans le signal. Cet effet semble dû à un comportement non linéaire des chambres de compression. La différence entre les niveaux en amont et en aval de la zone test donne un premier aperçu de l'absorption. Les spectres de la figure (5.5b) ont en effet été obtenus avec l'absorbant hybride en marche. On constate que les différences entre les niveaux amont et aval sont plus élevées aux basses fréquences.

5.3.2 Résultats des mesures LDV

Nous vérifions tout d'abord les vitesses moyennes dans les sens x et y lors des différents essais. Les mesures LDV sont effectuées sur un plan au dessus de l'absorbant comme décrit dans la section 4.2.1. La figure (5.6) représente les vitesses moyennes dans les directions x et y sans et avec écoulement. Notons que les échelles sont adaptées aux valeurs minimales et maximales de chaque cas. En effet, en absence d'un écoulement macroscopique, les vitesses dans les deux directions restent très faibles. L'écoulement dans le sens axial est bien visible dans la figure (5.6b). Comme la vitesse est réglée par le débit, le réglage " $M = 0,1$ " correspond à une vitesse maximale d'environ 55 m/s. La composante dans le sens y est très faible ; l'écoulement est alors représentatif d'un écoulement cisailé. Les écoulements moyens ne sont pas perturbés par l'échantillon, les mesures dans le cas du tissu métallique étant pratiquement identiques.

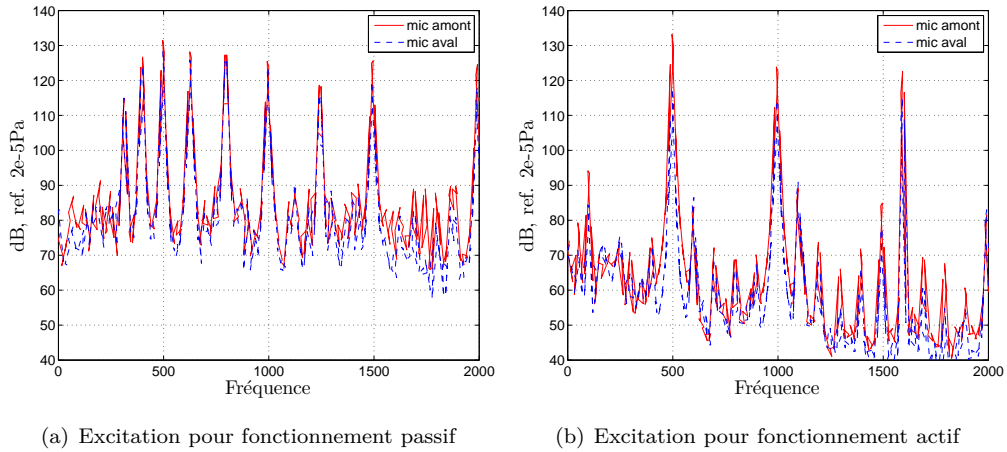


FIGURE 5.5 – Spectres en amont et en aval de l'absorbant hybride (feutre métallique FM125), $M = 0$.

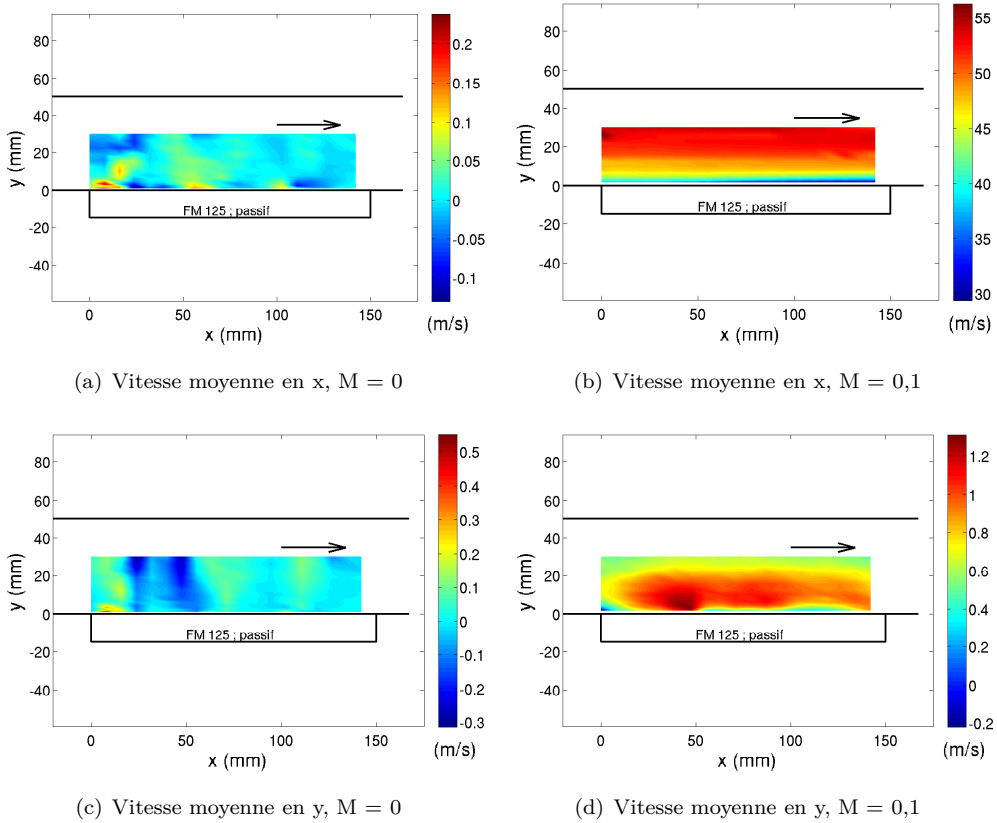


FIGURE 5.6 – Vitesses moyennes, feutre métallique FM125.

Concentrons-nous maintenant sur l'analyse des grandeurs acoustiques. Nous testons deux couches résistives différentes dont les performances prédites ont été présentées dans la section 5.2. Pour chaque configuration on compare le comportement en mode passif et en mode actif. La figure (5.7) représente la vitesse acoustique v_y normale à l'absorbant dans le cas du feutre métallique FM125 sans écoulement. La vitesse acoustique normale aux parois serait nulle dans le cas d'une paroi rigide. Quand l'impédance en paroi est finie, v_y devient non nulle. Plus sa valeur est grande, plus le matériau est susceptible d'absorber du bruit.

La mesure à 1592 Hz est erronée pour le cas passif. Aux autres fréquences, on observe une augmentation significative de v_y en mode actif. En accord avec les prédictions, l'efficacité du contrôle actif baisse avec la fréquence, celle du mode passif augmente. Les cartographies en mode passif font clairement apparaître les trois cellules. Au dessus des séparateurs rigides (de 3 mm d'épaisseur) la vitesse acoustique v_y tend vers zéro. Dans le cas du fonctionnement actif en basses fréquences, l'absorbant paraît comme une impédance de surface uniforme. On ne distingue plus les trois cellules, l'influence sur la veine est assez globale. La troisième cellule semble relativement "passive". Absorption et réflexion en basses fréquences paraissent en effet suffisamment fortes pour que la troisième cellule ait une action limitée.

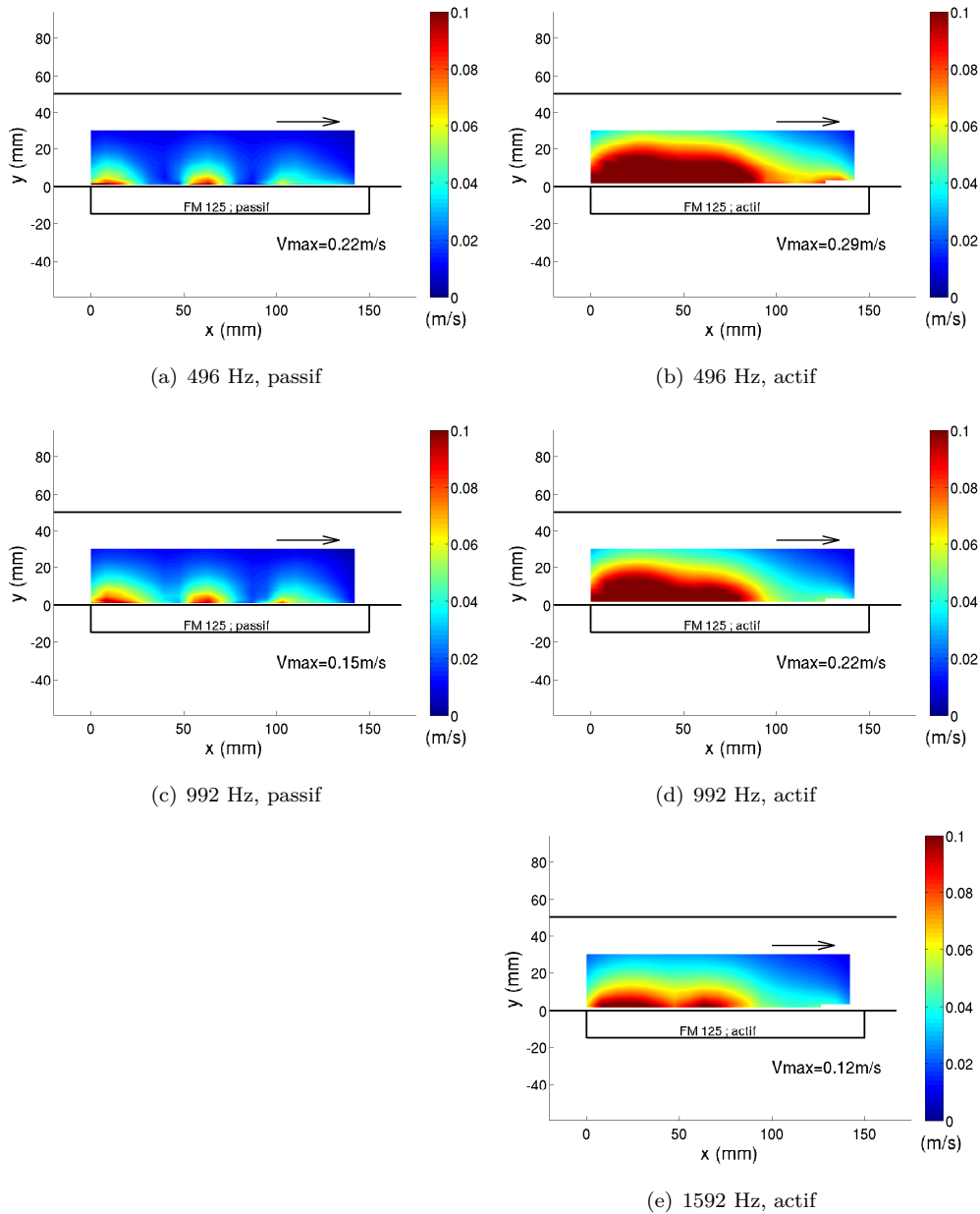


FIGURE 5.7 – Vitesse acoustique en direction y , feutre métallique FM125, $M = 0$.

La figure (5.8) regroupe les vitesses obtenues en utilisant le tissu métallique H320 à la place du feutre métallique. Dans l'ensemble, les résultats sont similaires. Le fonctionnement actif est toutefois moins performant, ce qui est en accord avec les prédictions. Suite à des problèmes avec l'ensemencement, la mesure de vitesse est défectueuse au niveau de la troisième cellule en mode actif.

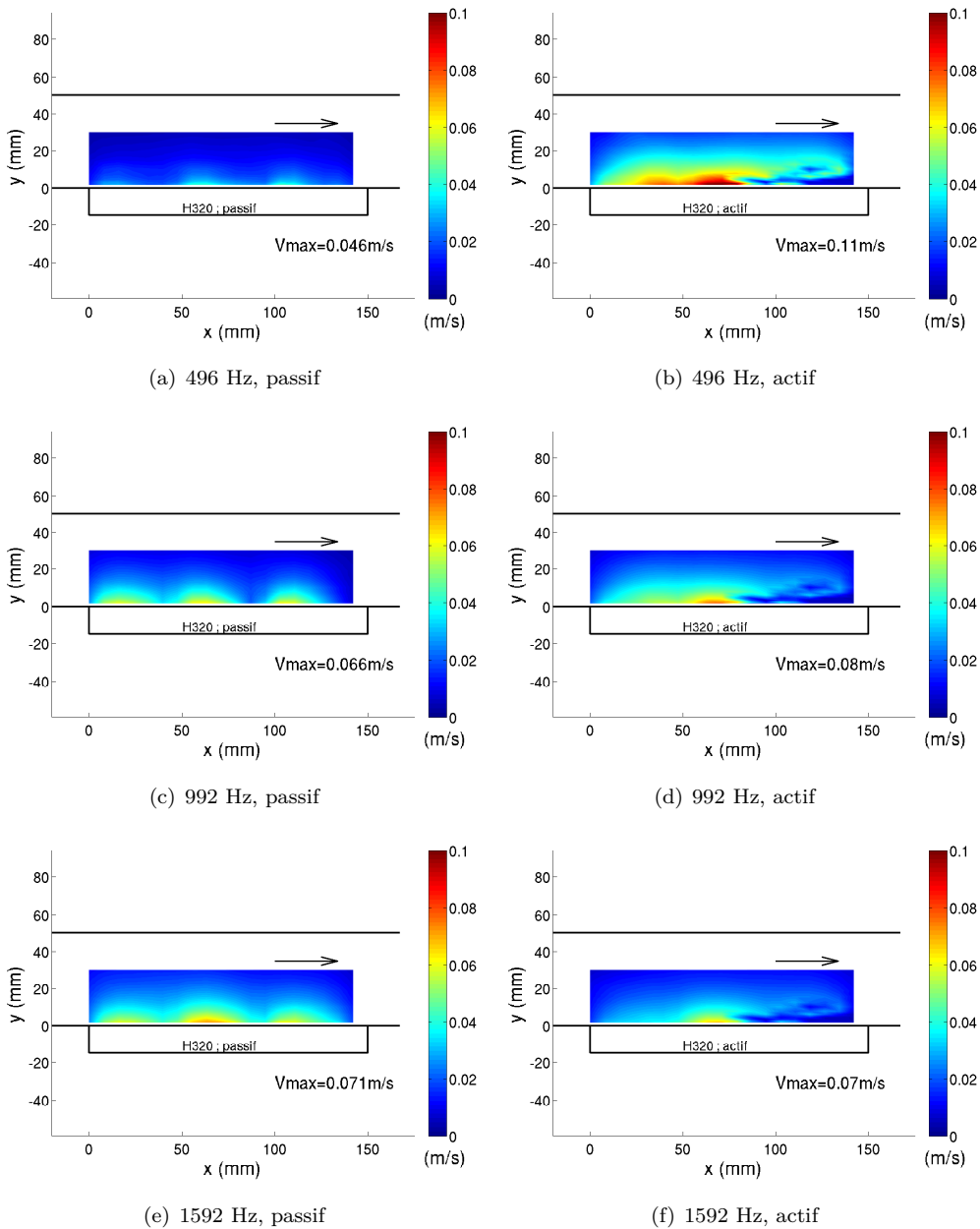
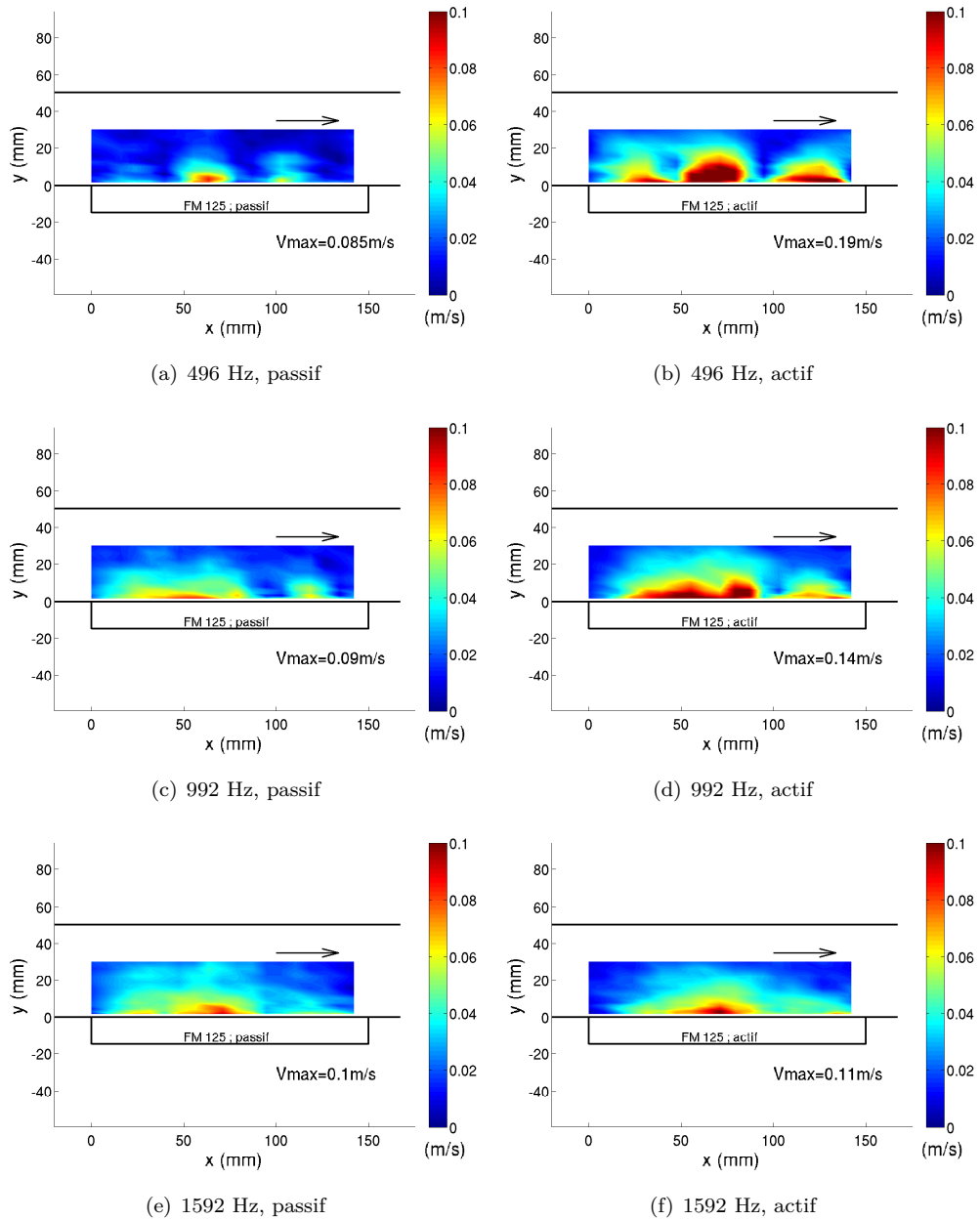


FIGURE 5.8 – Vitesse acoustique en direction y, tissu métallique H320, $M = 0$.

Les figures (5.9) et (5.10) contiennent les résultats des deux couches résistives en présence d'un écoulement de $M = 0,1$. Les tendances de l'efficacité en fonction de la fréquence sont globalement conservées. Cependant, l'influence de l'absorbant en mode actif sur la veine a clairement diminué. L'effet de l'absorbant (voir les figures (5.9b) et (5.9) d) reste relativement localisé à son voisinage immédiat. Aussi, la figure (5.9b) fait bien apparaître les trois cellules comme en mode passif.

FIGURE 5.9 – Vitesse acoustique en direction y , feutre métallique FM125, $M = 0,1$.

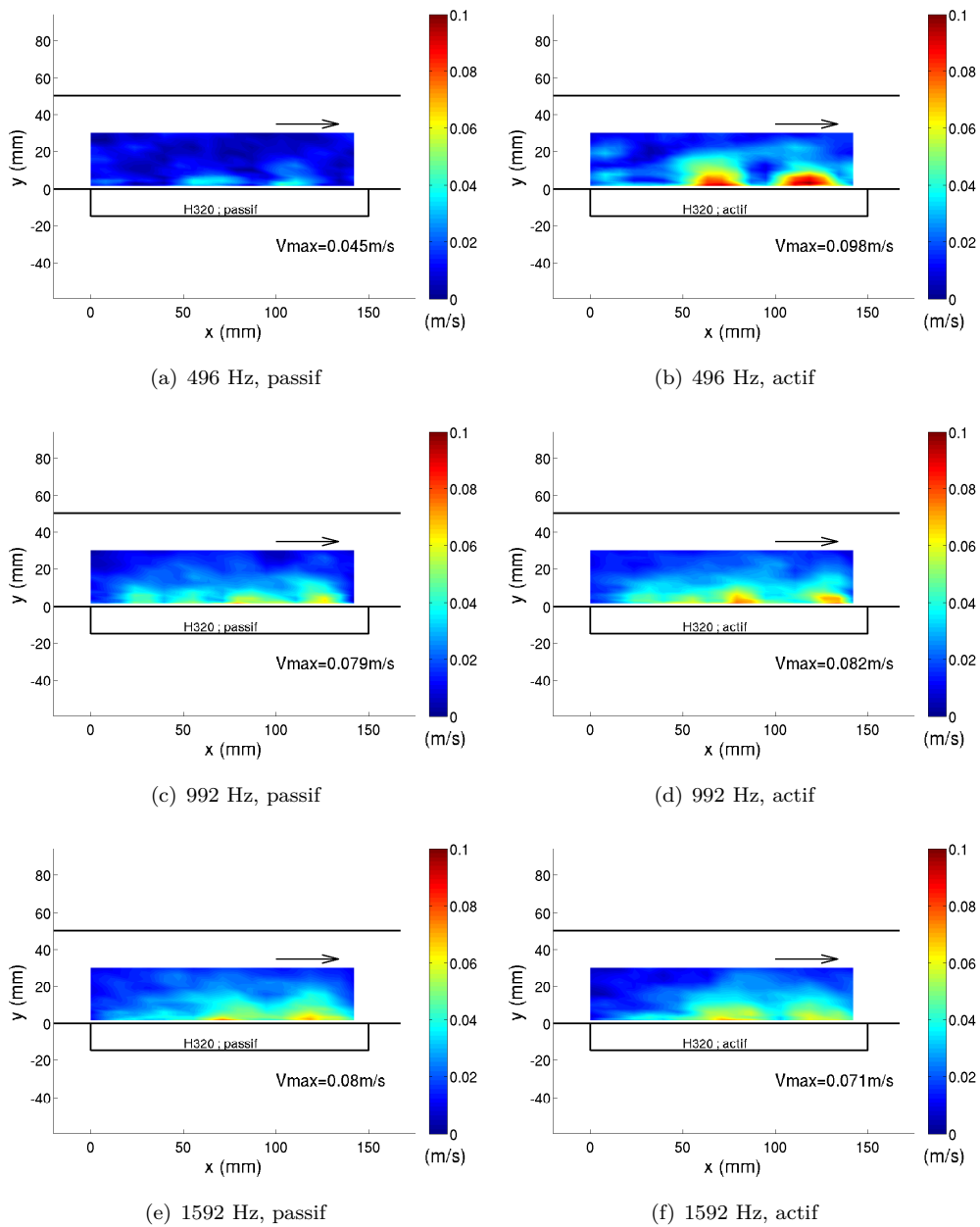


FIGURE 5.10 – Vitesse acoustique en direction y , tissu métallique H320, $M = 0,1$.

Si les cartographies de vitesse permettent de comparer la performance de différents réglages, elles ne renseignent pas sur le cheminement de l'énergie acoustique. Pour cela, l'intensité acoustique, déterminée selon l'équation (4.20), est reproduite dans les figures (5.11) à (5.14). La représentation sous forme de champ de vecteurs permet de visualiser amplitude et direction de l'intensité à chaque point du maillage. En vert sont tracés les vecteurs d'intensité dirigés vers l'absorbant. On identifie ainsi les zones de forte influence de l'absorbant qui sont en effet similaires aux zones de grande vitesse perpendiculaire. Les champs d'intensité témoignent d'une grande dynamique (la longueur de chaque flèche est choisie proportionnelle au niveau d'intensité). Les figures (5.11a) à (5.11d) montrent très clairement la diminution de la puissance à la sortie de l'absorbant en fonctionnement actif par rapport au cas passif.

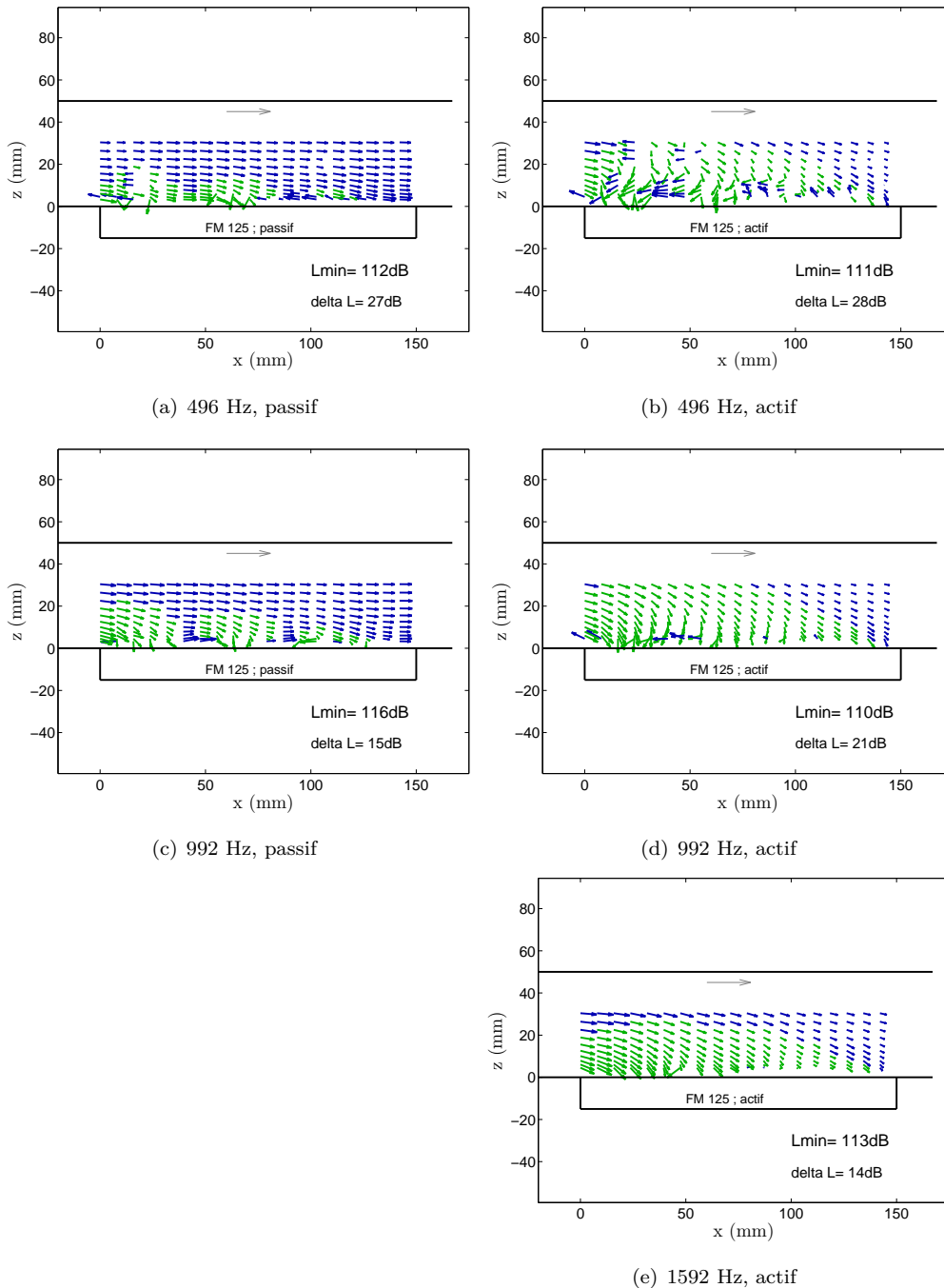


FIGURE 5.11 – Intensité active, feutre métallique FM125, $M = 0$.

Les champs d'intensité sont moins propres en basses fréquences, de par des erreurs de phase plus importantes. Nous allons observer cet effet sur la totalité des mesures d'intensité. La figure (5.12) confirme que la performance en mode actif du système utilisant le tissu métallique est réduite. Cependant, cet absorbant possède une efficacité remarquable en mode passif aux plus hautes fréquences.

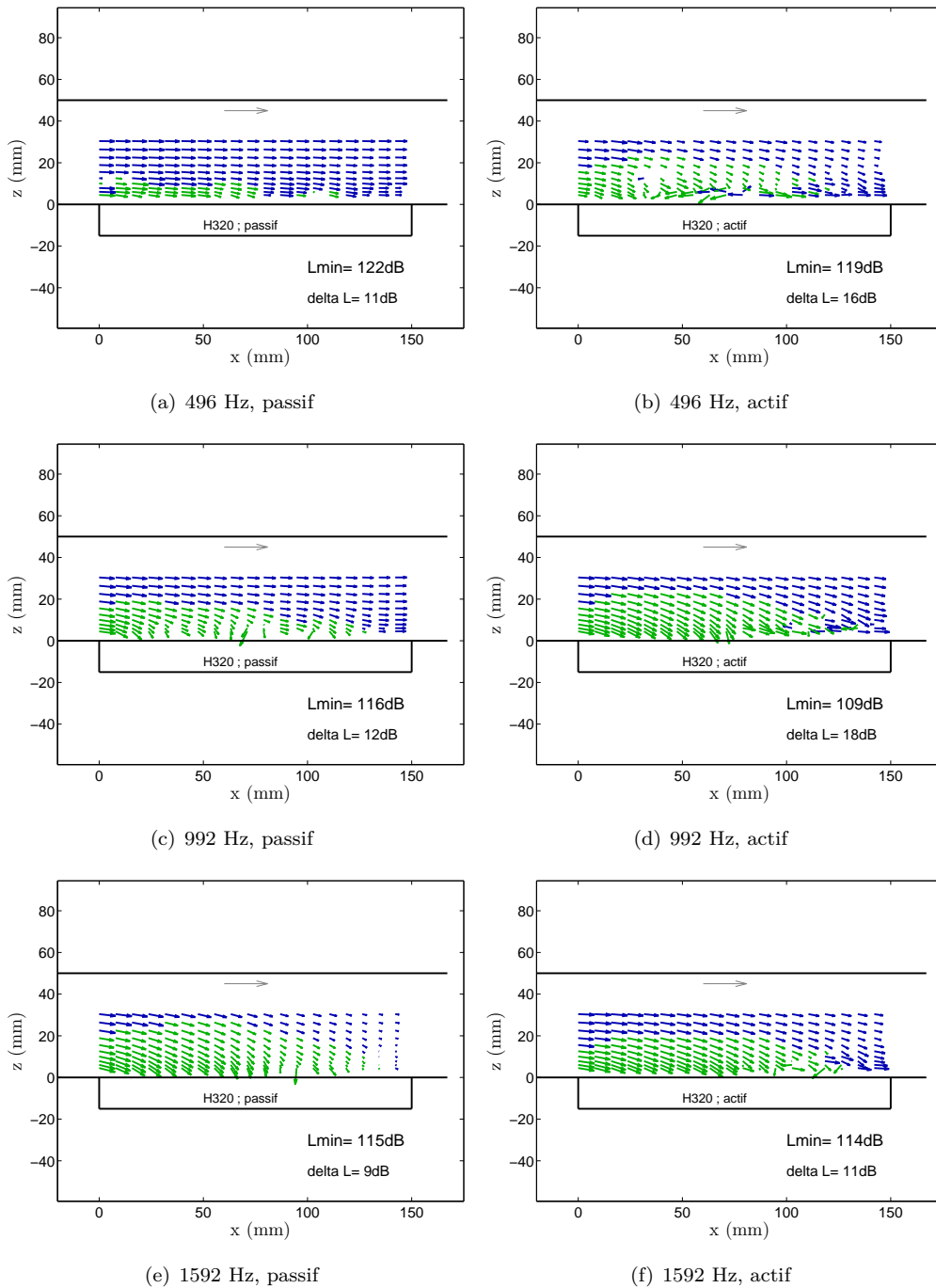


FIGURE 5.12 – Intensité active, tissu métallique H320, $M = 0$.

Les champs d'intensité en présence d'un écoulement rasant sont plus bruités. Rappelons nous toutefois que les vitesses acoustiques de l'ordre de quelques dizaines de cm/s sont extraites des vitesses totales qui atteignent 55 m/s. On constate en outre que les performances sont globalement réduites par rapport aux cas

sans écoulement, indépendamment du fonctionnement passif ou actif comme le montre l'analyse des figures (5.11d) et (5.13d) ainsi que (5.12e) et (5.14e). Cette dégradation est évidemment moins frappante quand la performance sans écoulement est moindre. Ainsi, la différence entre les figures (5.12f) et (5.14f) semble faible. La zone d'influence de l'absorbant est toutefois réduite avec l'écoulement, ce dernier portant les ondes et empêchant leurs interactions avec les parois.

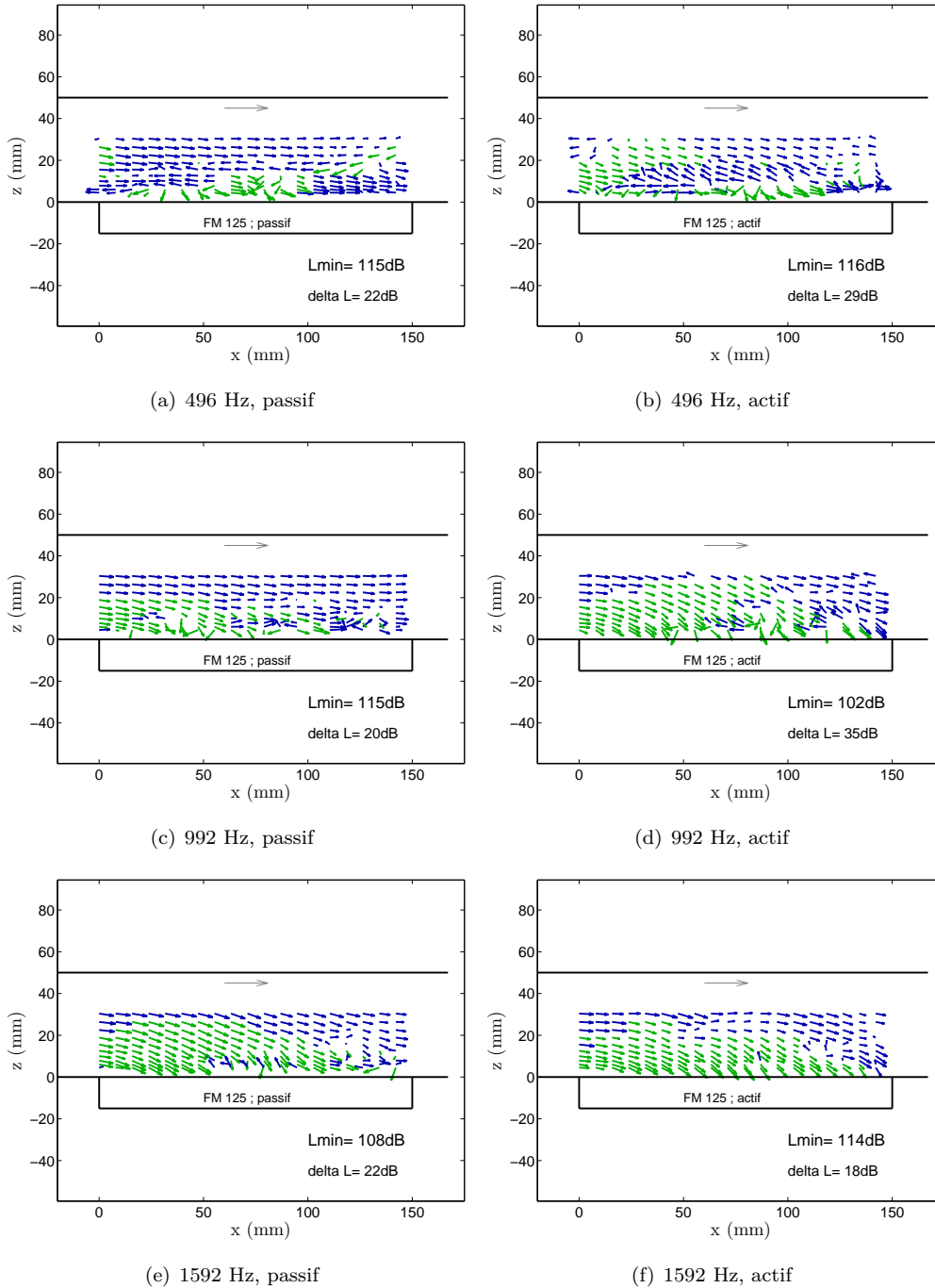


FIGURE 5.13 – Intensité active, feutre métallique FM125, $M = 0,1$.

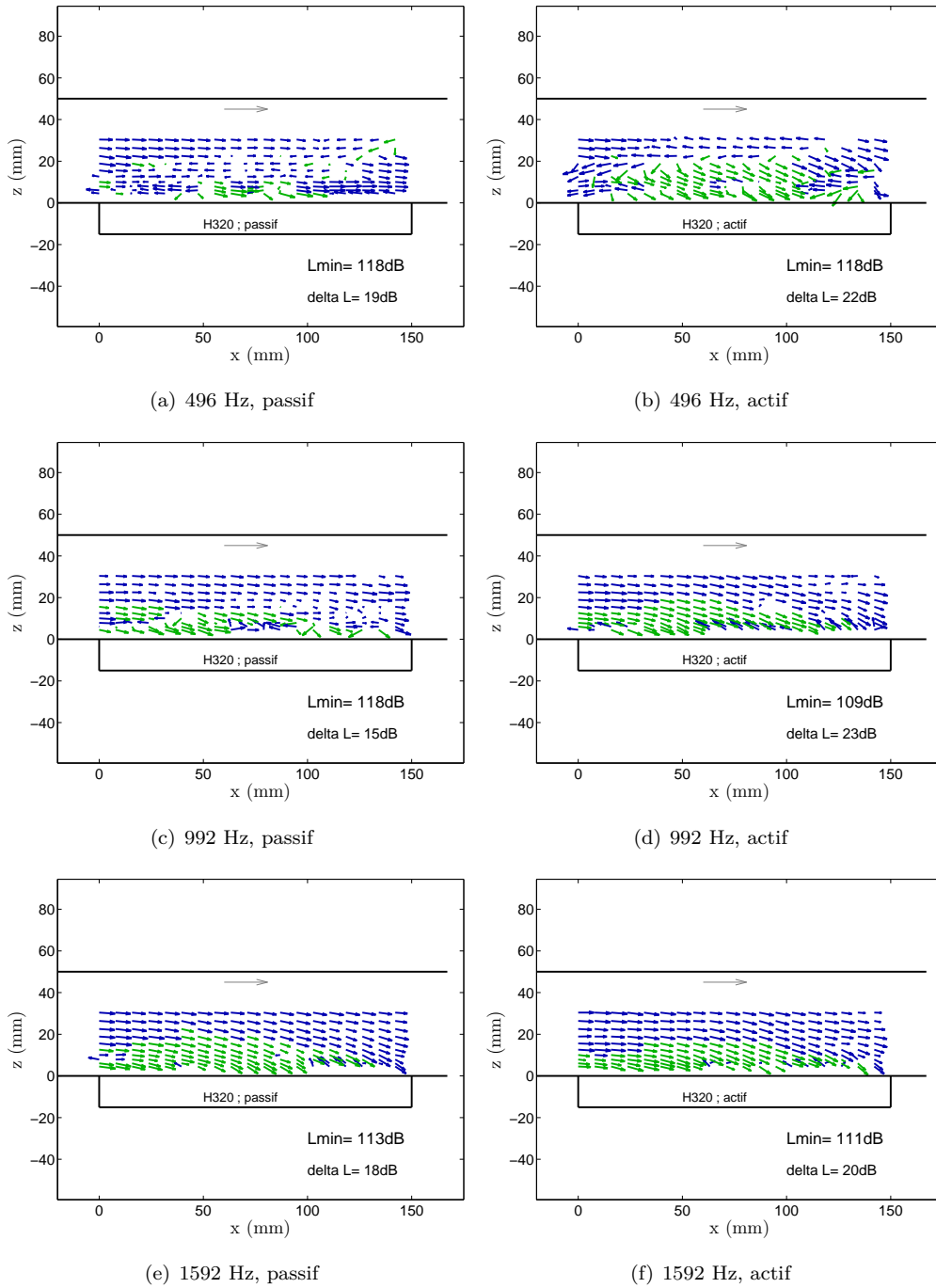


FIGURE 5.14 – Intensité active, tissu métallique H320, $M = 0,1$.

Revenons finalement aux mesures de vitesse représentées dans les figures (5.7) à (5.10). L'augmentation de la vitesse normale à l'absorbant par le contrôle actif peut donner l'impression que son fonctionnement se base finalement sur l'interférence des champs primaires et secondaires, comme pour un contrôle actif acoustique classique. L'objectif est alors de montrer que les excitations primaires et secondaires ne sont pas du même ordre de grandeur. Le signal de contrôle de la première cellule a été enregistré et reproduit lors d'une acquisition LDV sans excitation primaire (cas de contrôle d'un signal à 992 Hz). La figure (5.15) représente l'intensité acoustique ainsi obtenue. Cette figure est à comparer à la figure (5.11c), qui indique le niveau d'intensité lors du fonctionnement en mode passif (donc source primaire seule). Avec un niveau maximal de 131 dB, l'intensité produite par la source primaire est en effet largement supérieure aux 122 dB produits par la

source secondaire. Notons aussi que le matériau utilisé lors de la présente mesure représente la très faible résistance de 0,3. Plus le matériau est résistif, moins l'action de la source secondaire se fait sentir dans la veine.

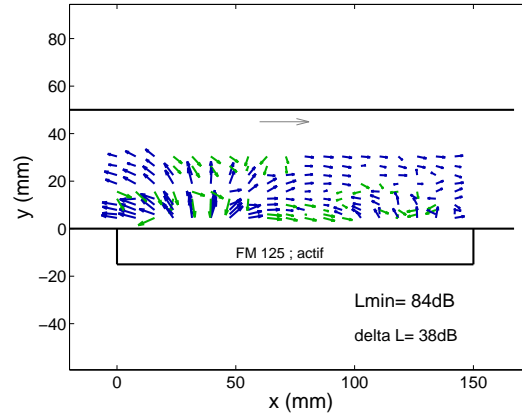


FIGURE 5.15 – Intensité active à 992 Hz, feutre métallique FM125, $M=0$, signal secondaire seul.

Cette première campagne d'essais LDV souligne encore l'importance du choix de la couche résistive dans le cas de l'absorbant hybride. Les différences de performance entre une couche de $R = 0,3$ et $R = 0,5$ sont en effet remarquables. On confirme aussi que le choix de la résistance représente toujours un compromis entre performances en hautes et basses fréquences. Cette restriction constitue en effet la meilleure motivation pour le développement de l'absorbant hybride complexe. Il était le sujet de la deuxième campagne de mesures, conduite en février 2010 à l'ONERA de Toulouse, et dont les résultats sont regroupés dans le paragraphe suivant.

5.4 La caractérisation de l'absorbant hybride complexe

5.4.1 Le signal d'excitation

Le signal d'excitation est du même contenu spectral que celui utilisé lors de la première campagne de mesures ; il est composé de trois fréquences pures de 496 Hz, 992 Hz et 1592 Hz. Cependant, les niveaux sont légèrement réduits pour les essais en fonctionnement actif complexe. En effet, les microphones de type électret utilisés saturent à partir d'un niveau de 115 dB environ. Dans le cas de l'absorbant hybride (fonctionnement $p_2 = 0$), ce niveau peut toutefois être dépassé car il s'agit simplement de minimiser un signal de pression (distordu ou non). Cependant, le contrôle d'impédance est basé sur une estimation précise de l'impédance à partir de deux signaux microphoniques. Quand la réponse des microphones n'est pas linéaire, l'impédance mesurée est faussée et on observe une divergence du système de contrôle. Les niveaux d'excitation déterminés avec un microphone en amont du traitement sont donnés dans le tableau (5.5). Le signal électrique reste le même pour les essais sans et avec écoulement. On remarque cependant une baisse de niveau (aux fréquences d'excitation) en présence d'un écoulement. En effet, plus l'écoulement est rapide, moins les ondes acoustiques pénètrent dans la veine de par la diffraction des ondes, propagées dans les manchons des haut-parleurs, à l'interface manchon / tube.

Fréquence (Hz)	Essais en passif/ actif $p_2 = 0$		Essais en actif complexe	
	M = 0	M = 0,1	M = 0	M = 0,1
496	121	118	115	111
992	117	115	111	109
1592	114	113	106	106

TABLE 5.5 – Excitation dans la veine B2A lors des différents essais, niveaux de pression (dB).

Fréquence (Hz)	Passif	Actif $p_2 = 0$	Actif complexe
496	0	2,6	22,3
992	1,5	2,1	14,0
1592	4,3	3,0	7,2

TABLE 5.6 – Pertes par transmission (dB) mesurées dans la veine B2A.

5.4.2 Mesures microphoniques

En amont des essais LDV, la perte par transmission est mesurée en l'absence d'écoulement pour les différents modes de fonctionnement et notamment pour différents réglages du contrôle complexe. Le meilleur réglage est en effet déterminé empiriquement ; l'impédance qui en résulte avait été donnée dans les tableaux (5.3) et (5.4). Le principe de mesure est identique à celui décrit dans la section 3.4.1. Les ondes aller et retour dans la section en amont de l'absorbant sont détectées à l'aide d'un doublet microphonique. La distance entre les microphones est ici de 50 mm, ce qui permet une meilleure précision dans le domaine des basses fréquences que lors des essais sur MATISSE. L'onde transmise est détectée par un seul microphone en aval de la section test. Le tableau (5.6) regroupe les résultats de mesure pour les trois modes de fonctionnement. On constate que le fonctionnement "actif $p_2 = 0$ " (contrôle d'impédance par contrôle de pression) augmente le TL légèrement par rapport au fonctionnement passif dans le domaine des basses fréquences. La petite surface et la présence de la plaque perforée limitent bien évidemment la performance. Par contre, le fonctionnement "actif complexe" (contrôle d'impédance) permet d'atteindre une très bonne performance en basses fréquences. De même, son efficacité reste supérieure à celle des autres modes de fonctionnement dans toute la gamme de fréquences étudiée. Cependant, une comparaison entre performances prédites par le calcul (tableau 5.3) et performances mesurées (tableau 5.6) témoigne d'une divergence assez importante. Rappelons toutefois que le calcul se base sur une configuration où l'absorbant couvre la largeur entière du conduit.

Des mesures microphoniques ont également été conduites en présence d'un écoulement mais ces mesures se sont avérées erronées.

5.4.3 Résultats des mesures LDV

La figure (5.16) regroupe les cartographies de la vitesse normale à l'absorbant aux trois fréquences d'excitation et pour les trois modes de fonctionnement. En mode passif, la vitesse augmente avec la fréquence, en mode actif " $p_2 = 0$ " elle diminue. La vitesse mesurée lors du contrôle d'impédance ("actif complexe") est très proche de celle obtenue avec le contrôle " $p_2 = 0$ " et même inférieure à 1592 Hz. Cependant, l'excitation primaire est inférieure lors des mesures en mode "actif complexe" (voir le tableau 5.5), il y a donc bien une

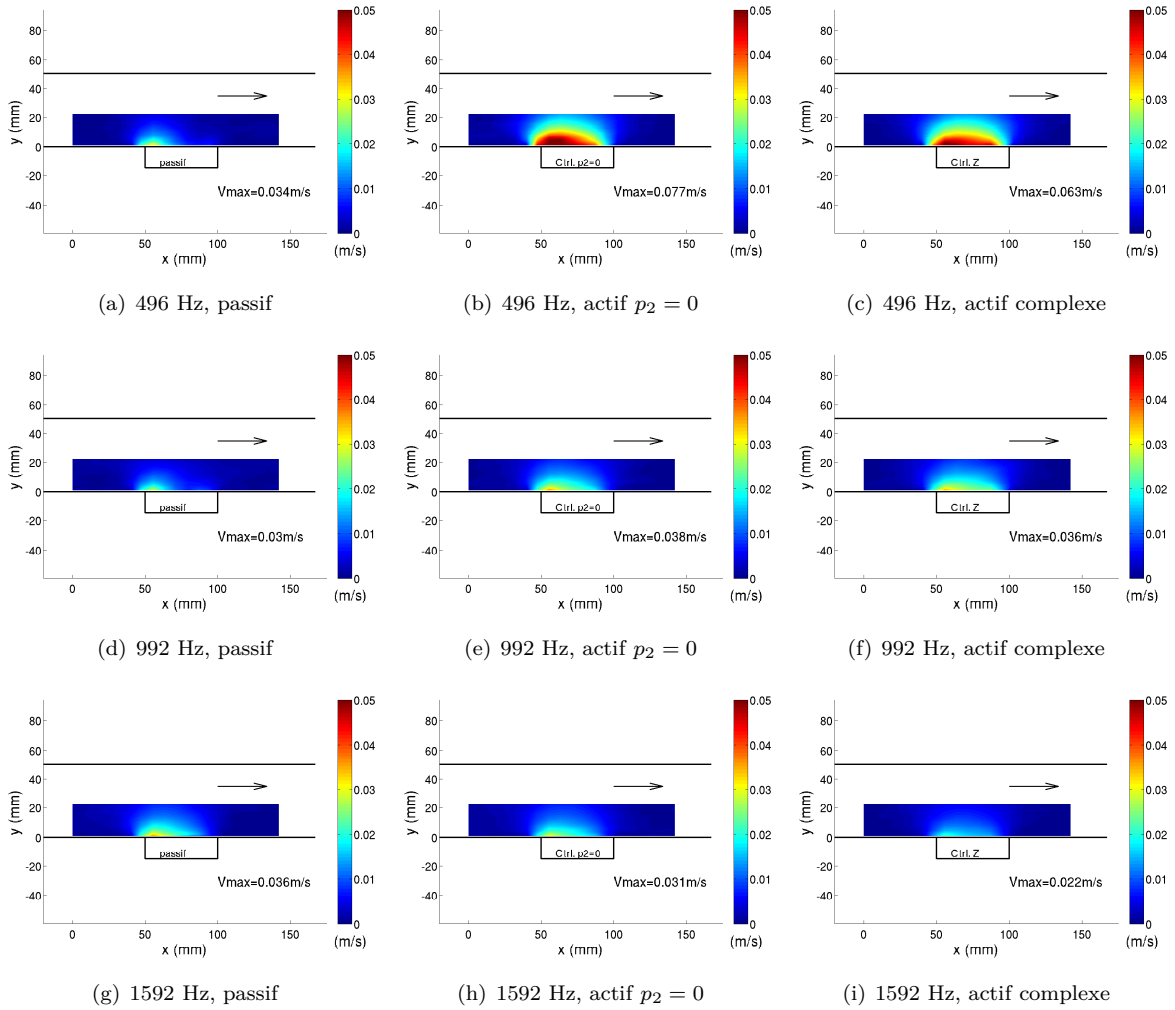


FIGURE 5.16 – Vitesse acoustique en direction y , comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0$.

augmentation de la vitesse en basses fréquences.

En présence d'un écoulement (figure 5.17), les zones de grande vitesse normale sont à nouveau repoussées à la proximité directe de l'absorbant. Toutefois l'avantage du contrôle d'impédance par rapport au contrôle " $p_2 = 0$ " semble plus marqué en présence d'écoulement. En effet, malgré l'excitation primaire inférieure, la vitesse normale est supérieure, surtout aux plus hautes fréquences. On rappelle que les impédances optimales avaient été déterminées empiriquement sans écoulement, mais l'impédance optimale peut changer en présence d'un écoulement. En déterminant les impédances optimales en présence de l'écoulement, la performance de l'absorbant pourrait sans doute encore être améliorée.

Finalement, les champs d'intensité sans écoulement (5.18) indiquent clairement la meilleure performance du contrôle d'impédance. En accord avec les mesures microphoniques, la puissance transmise est inférieure aux autres modes de fonctionnement dans toute la gamme de fréquences. Les cartographies d'intensité obtenues avec le contrôle d'impédance sont plus bruitées, ce qui s'explique en partie par l'excitation primaire inférieure. De plus, il y a des effets du contrôle d'impédance même : D'un côté, la faible intensité transmise à 496 Hz est bien évidemment difficile à déterminer de façon exacte ; de l'autre, la bonne performance est

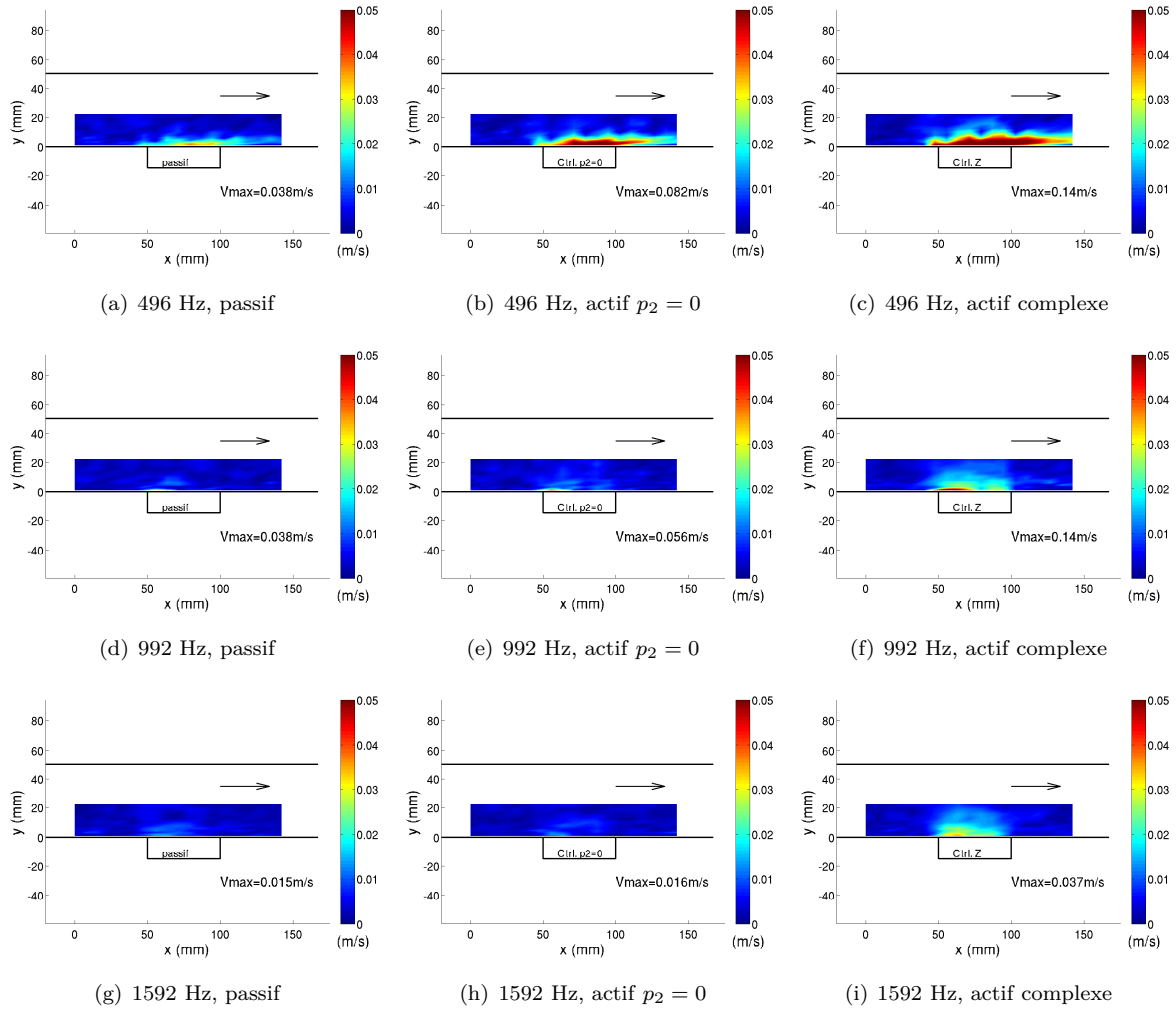


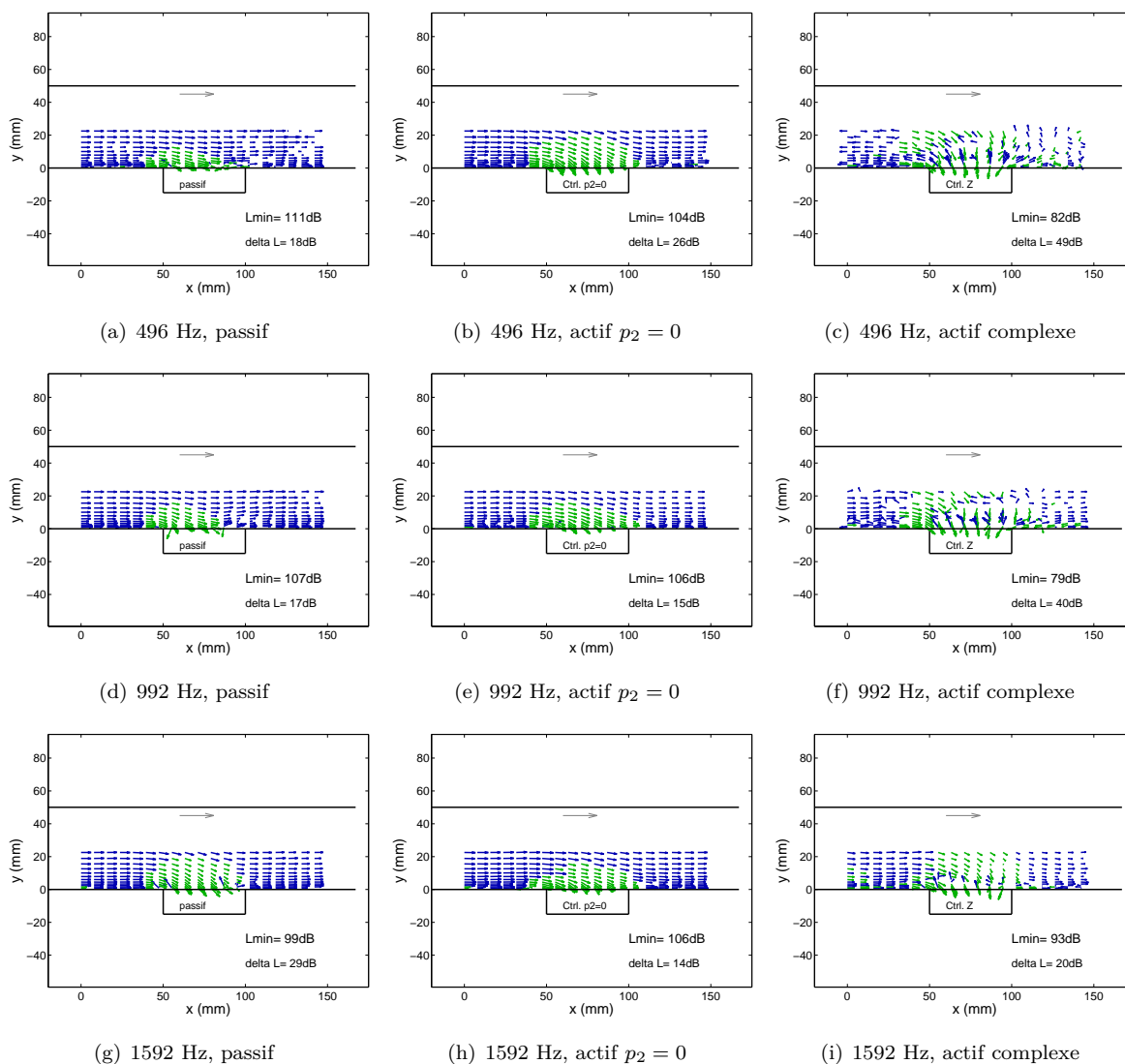
FIGURE 5.17 – Vitesse acoustique en direction y , comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0,1$.

en grande partie due à une réflexion élevée à l'entrée de l'absorbant, surtout dans le domaine des basses fréquences (voir aussi la section suivante). Cela conduit à un fort niveau acoustique en amont de l'absorbant et à une diminution de l'intensité active. De plus, comme il a déjà été remarqué, les erreurs de phase dans la détermination de la pression acoustique sont plus élevées en basses fréquences. Dans la figure (5.18c) on observe alors certains vecteurs d'intensité par LDV dirigés vers l'aval ou l'amont, plutôt qu'une faible intensité homogène dirigée vers l'aval.

De par les niveaux de pression inférieurs, les champs d'intensité en présence de l'écoulement (5.19) sont également très chahutés. On identifie cependant les tendances. Dans le cas du contrôle d'impédance, les niveaux d'intensité transmis semblent en effet rester réduits par rapport aux autres modes de fonctionnement. Aussi, l'intensité au dessus du matériau reste dirigée vers l'absorbant.

5.4.4 Comparaison entre mesures microphoniques et mesures par LDV

L'absorbant hybride complexe ne contient qu'une cellule positionnée au milieu de la section test. Une analyse de la vitesse axiale mesurée par LDV en amont et en aval de l'absorbant est alors possible et

FIGURE 5.18 – Intensité active, comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0$.

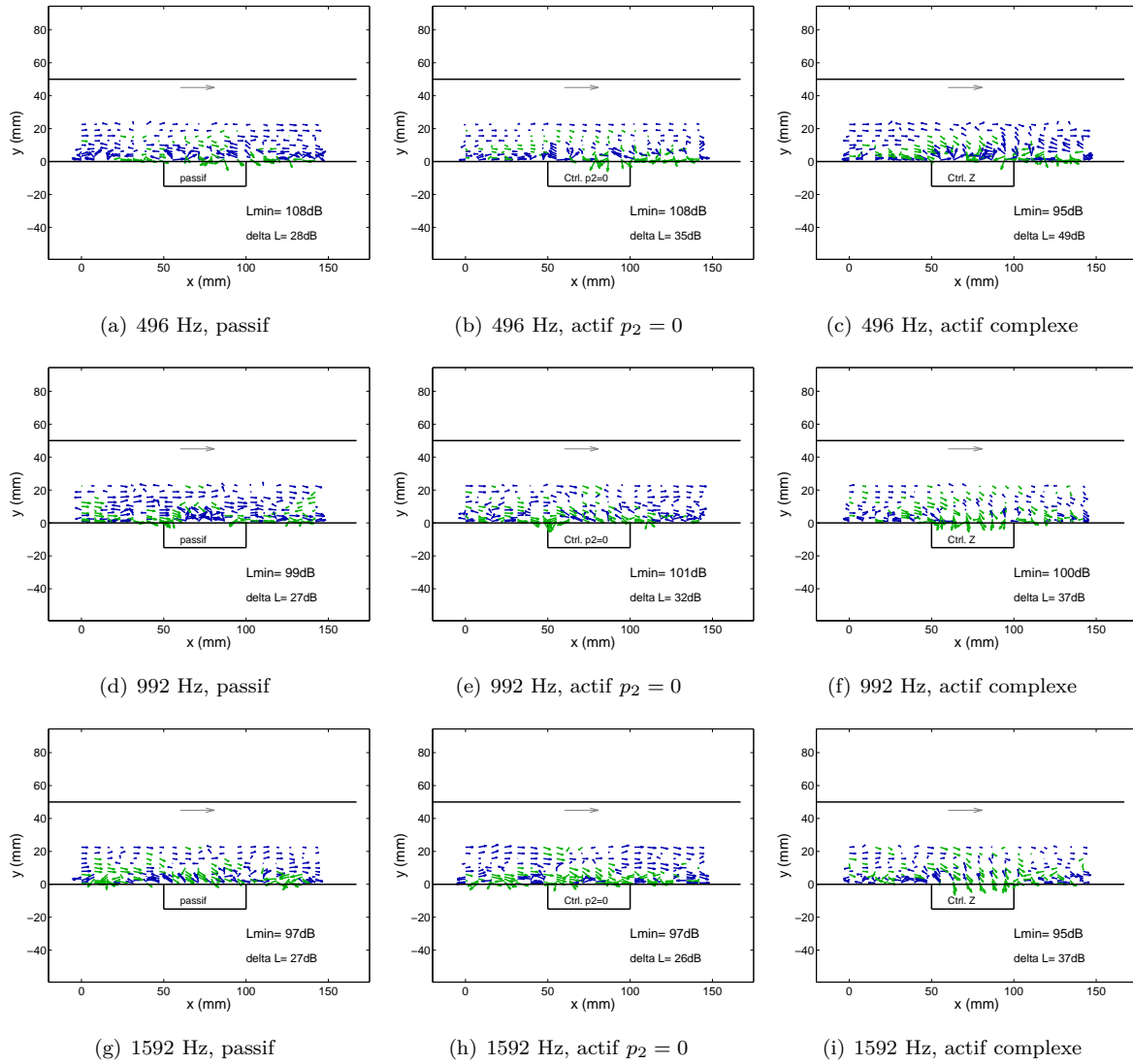


FIGURE 5.19 – Intensité active, comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0,1$.

permet la détermination des amplitudes incidentes, réfléchies et transmises avec hypothèse d'ondes planes (localement). Les équations (3.4) et (3.5) doivent être adaptées car nous utilisons la vitesse et non la pression afin de déterminer les amplitudes. Nous avons donc

$$a_i = \frac{v_{x1}e^{-jk^-x_1} - v_{x2}e^{-jk^-x_2}}{e^{-j(k^++k^-)x_1} - e^{-j(k^++k^-)x_2}} \quad (5.1)$$

pour l'amplitude incidente, et

$$a_r = \frac{v_{x1}e^{jk^+x_1} - v_{x2}e^{jk^+x_2}}{e^{j(k^++k^-)x_2} - e^{j(k^++k^-)x_1}} \quad (5.2)$$

pour l'amplitude réfléchie. L'amplitude transmise peut être identifiée en un point en aval de l'absorbant par :

$$a_t = v_{x3}e^{-jk^+x_3} \quad (5.3)$$

Les facteurs de réflexion et de transmission sont ensuite calculés selon $r = |a_r|/|a_i|$ et $t = |a_t|/|a_i|$. Nous utilisons des expressions énergétiques, c'est à dire les coefficients de réflexion et de transmission $R^+ = (|a_r|/|a_i|)^2$ et $T^+ = (|a_t|/|a_i|)^2$. La longueur du champ mesuré en amont est de 50 mm, ce qui est suffisant pour choisir deux points avec un espacement qui permet d'effectuer le tri d'ondes. L'espacement est choisie égale à 32 mm, ce qui correspond à un écart de 4 mailles. Les coefficients de réflexion et de transmission estimés à différentes hauteurs y sont donnés dans la figure (5.20). Quand seul une onde plane est présente dans le conduit, la mesure est indépendante de la position selon y . Cependant, les ruptures d'impédance que produit l'absorbant engendrent des conversions modales, c'est à dire la présence d'ondes évanescentes. Plus la détection est proche de l'absorbant (figure (5.20a)), plus ces ondes sont présentes et la mesure devient dépendante de la hauteur y . La distance maximale utilisée en figure (5.20b), pourtant petite, semble permettre une mesure relativement indépendante de y (en particulier à partir de 992 Hz).

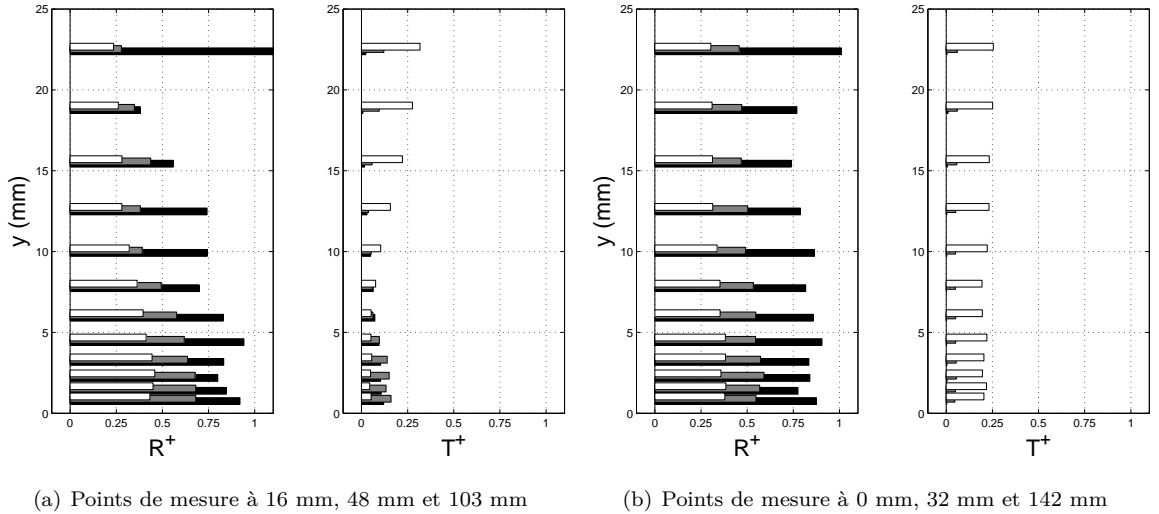


FIGURE 5.20 – Coefficients de réflexion (R^+) et de transmission (T^+) estimés à partir des mesures LDV. Cas du contrôle d'impédance. Noir : 496 Hz, gris : 992 Hz, blanc : 1592 Hz

Afin de comparer les résultats issus des mesures LDV aux mesures microphoniques, les coefficients de réflexion et de transmission à différentes hauteurs y sont moyennés. Ceci permet en outre d'effectuer un bilan de puissances entre l'amont et l'aval et de déterminer un coefficient d'absorption à partir des coefficients moyennés $A^+ = 1 - R^+ - T^+$. Les figures (5.21) à (5.23) présentent cette comparaison en fonctionnement

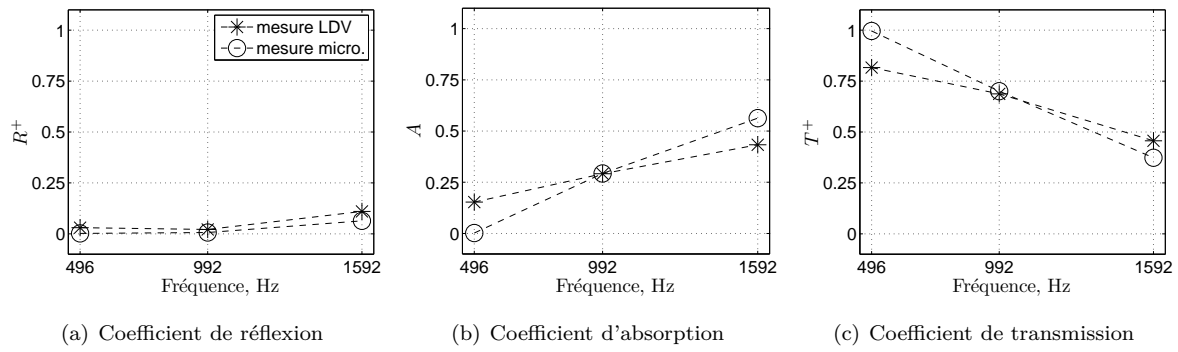


FIGURE 5.21 – Comparaison entre mesures microphoniques et mesures LDV, fonctionnement passif, $M = 0$

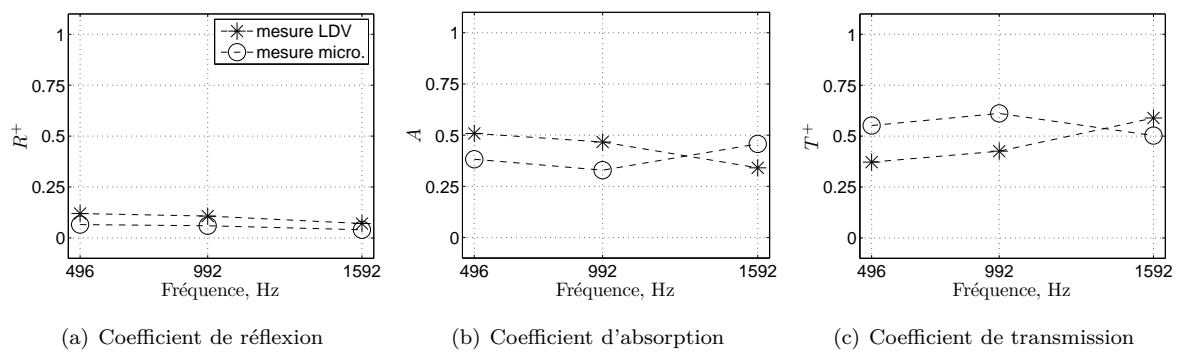


FIGURE 5.22 – Comparaison entre mesures microphoniques et mesures LDV, fonctionnement actif $p_2 = 0$, $M = 0$

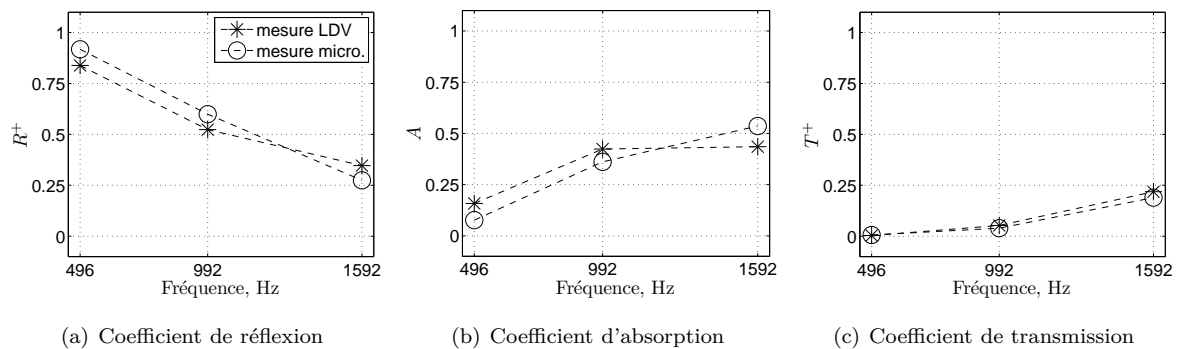


FIGURE 5.23 – Comparaison entre mesures microphoniques et mesures LDV, fonctionnement actif complexe, $M = 0$

passif, actif et actif complexe respectivement. L'accord entre les deux mesures est globalement satisfaisant. En accord avec les observations précédentes, l'absorption en mode actif est améliorée par rapport au cas passif dans le domaine des basses fréquences. Par contre, à 1592 Hz, les performances de ces deux modes de fonctionnement sont proches. On remarque que la réflexion reste faible dans toute la gamme de fréquences. L'effet de l'absorbant en mode de contrôle actif complexe est différent : L'absorption reste au même niveau que lors du fonctionnement actif simple, voire baisse en basses fréquences, alors que la contribution de la réflexion, générée par la rupture d'impédance, est maintenant beaucoup plus importante.

5.5 Conclusion

Les mesures LDV présentées dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence le comportement d'un absorbant hybride au niveau local. Deux campagnes de mesures ont été effectuées : la première avec l'absorbant hybride, la deuxième avec l'absorbant hybride complexe.

En ce qui concerne l'absorbant hybride, le comportement des différentes couches résistives prédit par le calcul a été confirmé. Dans le domaine des basses fréquences, la résistance optimale est en effet très faible. La couche résistive de $R = 0,3$ mène ainsi à une absorption significativement plus forte qu'une couche de $R = 0,5$. De plus, l'effet de l'absorbant sur la veine en modes passif et actif a été visualisé. En mode passif, les trois cellules de l'absorbant hybride sont bien visibles ; leur influence reste localisée autour de chaque cellule. En mode actif, la vitesse normale à l'absorbant augmente de manière que les trois cellules ne peuvent plus être distinguées. L'absorbant apparaît maintenant comme une surface uniforme : Les séparateurs entre les cellules ne sont plus visibles. Les cartographies d'intensité indiquent que l'influence sur la veine est bien plus étendue qu'en mode passif. En présence d'un écoulement, cette zone d'influence rétrécit à nouveau et les résultats produits avec les deux modes de fonctionnement se rapprochent. En basses fréquences, les cartographies de vitesse obtenues en mode actif font à nouveau apparaître les trois cellules, comme en mode passif.

Lors de la deuxième campagne de mesures, l'efficacité de l'absorbant hybride complexe en absence d'écoulement a été entièrement confirmée. Les cartographies d'intensité indiquent que la performance peut être sensiblement augmentée avec un absorbant de ce type qui représente une impédance complexe et variable avec la fréquence. Grâce au balayage par LDV de zones rigides en amont et en aval de l'absorbant, les coefficients de réflexion, d'absorption et de transmission ont pu être déterminés. Ceci permet la comparaison aisée avec les mesures microphoniques qui se révèle tout à fait satisfaisante.

En présence d'un écoulement, la région d'influence de l'absorbant est réduite, mais l'envergure de la dégradation n'atteint pas celle qui est observée lors du contrôle d'impédance par contrôle de pression. Une très faible impédance semble en effet d'autant plus importante en présence d'un écoulement. Cependant, il reste une incertitude concernant la variation de l'impédance de surface de l'absorbant due à l'écoulement. Bien que les perforations de la plaque utilisée pour la protection du système soient très fines (0,54 mm), une augmentation de sa résistance ne peut pas être exclue. Malheureusement, le rapport signal sur bruit n'était pas suffisant pour une détermination directe de l'impédance de surface par mesure LDV. En effet, l'excitation primaire a dû être limitée à cause de la saturation des microphones de contrôle. Ceci représente une limitation majeure pour l'exploitation des mesures LDV et en particulier pour la détermination de la pression acoustique à partir des champs de vitesse. De plus, la plage fréquentielle exploitable pour le calcul de la pression est limitée par l'erreur de phase introduit en basses fréquences. En conclusion, la caractérisation complète du champ acoustique est possible à partir de 500 Hz moyennant une excitation suffisante. Celle-ci doit être de l'ordre de 130 dB par raie pour une mesure fiable en présence d'un écoulement de $M = 0,1$.

Conclusion

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit concerne à la fois l'étude de l'absorbant hybride développé au Centre Acoustique du LMFA au cours des 15 dernières années et le développement d'un nouveau type d'absorbant hybride dit *complexe*, capable de réaliser des impédances de surface complexes. Le concept d'absorption hybride est commun aux deux systèmes : en hautes fréquences, la couche de poreux assure une absorption passive ; en basses fréquences, le système de contrôle actif opérationnel permet le rapprochement de l'impédance de surface de sa valeur optimale. Les deux approches se distinguent par leur fonctionnement en mode actif. Le principe de l'absorbant hybride peut être qualifié de "contrôle d'impédance par contrôle de pression" ; l'annulation de la pression acoustique à l'arrière du poreux résulte en une impédance de surface purement réelle et donnée par la résistance de la couche poreuse. Les études précédentes ont montrées que la performance de cet absorbant chute rapidement avec la fréquence. De même, l'absorption est considérablement affectée par la présence d'un écoulement rasant. Un objectif de ce travail était alors d'étudier les origines de ces comportements au niveau théorique et expérimental. Pour répondre à cet objectif, un calcul modal a été développé afin de déterminer l'impédance optimale à réaliser en face avant des cellules hybrides. Des mesures LDV ont ensuite permis de mettre en évidence les effets se produisant à proximité des différentes configurations d'absorbants. Le deuxième axe de ce travail concernait le développement de l'absorbant hybride *complexe* qui permet un contrôle d'impédance, indépendamment de la résistance de la couche poreuse. Sans écoulement, la perte par transmission mesurée dans la veine MATISSE a pu être doublée voire triplée par rapport à l'absorbant hybride. En présence d'un écoulement, la performance de l'absorbant hybride complexe chute. Cependant, la réalisation d'impédances plus proches de l'optimum assure toujours une meilleure performance par rapport à l'ancien système.

Synthèse

Les absorbants hybrides constituent des moyens de contrôle d'impédance. Le point de départ de la procédure d'optimisation était par conséquent la définition d'une impédance cible à atteindre. Elle dépend bien évidemment de l'environnement de l'absorbant et du critère qui est utilisé afin de déterminer sa performance. Nous nous intéressons au cas de la propagation dans un conduit dont une partie d'une paroi est traitée acoustiquement, la perte par transmission étant le critère à maximiser. Des cartographies de la perte par transmission en fonction de l'impédance complexe ont été établies pour différentes fréquences à l'aide d'un calcul modal. Ce calcul permettait également de prendre en compte un écoulement uniforme dans la veine. Dans le cas d'un traitement de longueur infinie, les impédances optimales obtenues correspondent aux valeurs données par Cremer et Tester, à savoir une résistance positive croissante et une réactance négative décroissante. La constatation de Cremer, que les deux premiers modes deviennent identiques à l'impédance optimale, a été confirmée par nos résultats. En plus, nous avons démontré le même comportement en présence d'un écoulement uniforme.

Les configurations expérimentales concernaient des longueurs de traitement relativement courtes. Dans ce cas, l'impédance optimale s'est révélée sensiblement inférieure au cas du traitement de longueur infinie. Cependant, l'influence de l'écoulement sur la valeur de l'impédance optimale ainsi que sur la perte par transmission correspondante est relativement faible. Par ailleurs, les cartographies établies montrent pour tous les cas étudiés que la zone d'atténuation optimale est assez restreinte. Ces résultats soulignent l'importance d'une réalisation précise de l'impédance cible et démontrent clairement l'intérêt de la nouvelle approche de l'absorbant hybride complexe.

Le développement du nouvel absorbant complexe a été basé sur l'absorbant existant dans l'optique de maintenir le fonctionnement hybride, ce qui imposait l'utilisation d'un matériau résistif. En outre, la présence de ce matériau s'est avérée particulièrement bénéfique pour la mesure de la vitesse. Le gradient de pression à travers la couche résistive est en effet élevé et indépendant de la fréquence, ce qui permet une mesure fiable de la vitesse à travers la couche. L'impédance de surface ainsi estimée peut être ramenée à la valeur cible à l'aide d'une source acoustique secondaire comme dans le cas de l'absorbant hybride. L'inconvénient majeur du nouvel absorbant est la présence d'un microphone en face avant du poreux, qui, de ce fait, ne peut plus servir de couche de protection pour le système actif. Si l'utilisation d'un microphone ou d'une sonde microphonique affleurant à la couche poreuse est possible, nous avons opté pour l'introduction d'une couche de protection supplémentaire en face avant. Le choix de cette couche représente un compromis entre une bonne protection de l'écoulement d'un côté et une grande transparence acoustique de l'autre. La plaque microperforée qui a été choisie s'est effectivement avérée trop transparente ce qui engendrait des problèmes de stabilité lors des essais en présence d'un écoulement rapide.

Les mesures d'impédance en tube de Kundt ont montré que des impédances du type Cremer peuvent être réalisées avec une bonne précision dans le domaine des basses fréquences. En hautes fréquences, on observe une erreur due au comportement de la couche résistive, n'obéissant plus à la loi de Darcy. Cette erreur augmente linéairement avec la fréquence et peut être corrigée facilement en adaptant la réactance cible. Les essais en tube de Kundt ont été conduits en large bande en utilisant un algorithme feedforward FXLMS avec référence connue ou en sinus balayé en utilisant un algorithme feedback IMC-FXLMS. Ce dernier, bien adapté à l'application visée, a été utilisé lors des essais ultérieurs. La perte par transmission produite par une cellule hybride complexe de taille 66 mm x 66 mm a été déterminée dans la veine MATISSE. Les résultats témoignent d'une performance doublée voire triplée par rapport à l'absorbant hybride dans la gamme de 500 Hz à 1,5 kHz, à savoir entre 8 dB et 15 dB de perte par transmission. La détermination des coefficients de réflexion, d'absorption et de transmission montre que l'impédance optimale donne lieu à une forte réflexion. En contraste avec un silencieux réactif, la rupture d'impédance qui génère la réflexion est réalisée avec un dispositif compact, ne provoquant pratiquement aucune perte de charge. Les mesures ont aussi confirmé que l'impédance de Cremer, qui n'est pas l'impédance optimale en terme de TL, maximise en effet l'absorption. Même dans le cas d'un absorbant de petite longueur, l'impédance de Cremer peut alors jouer un rôle pratique dans le sens où elle permet de minimiser l'énergie du système. Ensuite, l'impédance optimale a été déterminée expérimentalement en effectuant un balayage du plan complexe des impédances. En accord avec les prédictions, la réactance optimale baisse avec la fréquence. Cependant, la résistance optimale reste en dessous des prédictions, surtout aux fréquences plus élevées. De manière générale, la perte par transmission varie très vite autour de l'impédance optimale, et ceci d'autant plus que l'absorbant est court. Les conditions pour une bonne correspondance entre calcul et mesure étaient donc relativement défavorables.

Les mesures en présence d'un écoulement témoignent avant tout d'une baisse de la performance de l'absorbant par rapport au cas sans écoulement sur la plage d'impédances concernées. Ce comportement n'a pas été prédit par le calcul modal, qui indique un décalage de l'impédance optimale mais une perte par transmission maximale similaire. L'écart entre prédiction et mesure peut être dû à l'hypothèse d'un écoulement uniforme. En effet, la turbulence introduit un certain écart type sur la vitesse, ce qui fait aplatir le pic de performance. La modification de l'impédance même par l'écoulement est un autre facteur d'incertitude qui n'a pas pu être évalué dans le cadre de cette thèse. Par conséquent, il n'est pas exclu que la vraie impédance optimale en présence de l'écoulement n'était pas comprise dans le champ d'impédances réalisés.

Un autre aspect important de cette thèse constitue finalement la collaboration avec l'ONERA de Toulouse qui a donné lieu à la caractérisation des absorbants hybrides par un système de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). La veine d'essais B2A, destinée à ces mesures, a été mise au point par l'unité C2A du département DMAE de l'ONERA. Elle permet la mesure des vitesses acoustiques dans un volume au dessus d'un échantillon d'absorbant. Grâce à un modèle de propagation, la pression acoustique peut être déduite des champs de vitesses, ce qui permet notamment la détermination de l'intensité. Pour des raisons de temps, les vitesses axiales et normales à l'absorbant ont été mesurées dans un plan seulement. Deux campagnes de mesures ont été conduites, la première avec un échantillon comportant trois cellules hybrides, la deuxième avec une cellule hybride complexe. Comme attendu, l'effet de l'absorbant hybride sur la veine est radicalement différent selon le mode de fonctionnement. En mode passif, les trois cellules sont bien reconnaissables; la vitesse normale à l'absorbant est affectée uniquement au voisinage de chaque cellule. En mode actif cependant, l'influence de l'absorbant sur la veine est très étendue; l'absorbant apparaît comme impédance uniforme. En présence d'un écoulement, l'influence de l'absorbant est à nouveau restreinte à la proximité de chaque cellule. En ce qui concerne la performance des différentes couches résistives, une différence importante entre une résistance de $R = 0,3$ et $R = 0,5$ a été constatée. Ceci est en bon accord avec les prédictions et souligne encore l'importance du choix de la résistance. La caractérisation de l'absorbant hybride complexe a confirmé sa bonne performance en absence d'écoulement. D'un côté, les champs d'intensité indiquent une absorption élevée. D'un autre côté, une réflexion importante est détectée par la mesure LDV en amont de l'absorbant. Une comparaison entre mesures microphoniques et mesures LDV révèle par ailleurs une bonne superposition des coefficients de réflexion, d'absorption et de transmission. En présence d'un écoulement finalement, l'influence sur la veine est réduite, mais la dégradation est moindre que lors du contrôle d'impédance par contrôle de pression. Dans le cas d'un conduit mince, une très faible résistance est en effet particulièrement importante pour une bonne absorption en présence d'un écoulement. L'analyse des résultats avec écoulement se limite principalement aux champs de vitesses car le rapport signal sur bruit n'était pas suffisant pour une estimation fiable de la pression acoustique.

En résumé, la présente étude a démontré l'efficacité de la nouvelle approche du contrôle d'impédance pour les traitements acoustiques en paroi d'une veine. Le contrôle d'impédance a notamment permis d'effectuer un balayage du plan complexe des impédances, c'est à dire une détermination expérimentale de l'impédance optimale. En présence d'un écoulement dans le sens de la propagation acoustique, la performance de l'absorbant baisse globalement. Cependant, une modification de l'impédance due à l'écoulement n'est pas exclue. Les deux campagnes LDV ont confirmé les mesures microphoniques, mais des restrictions dues à l'absorbant hybride complexe n'ont pas permis d'exploiter tout le potentiel de la technique LDV.

Perspectives

À ce stade de l'étude, le défaut le plus important de l'approche du contrôle d'impédance est certainement le décalage entre impédance cible et impédance réalisée dans le domaine des moyennes et hautes fréquences. Cet écart, qui est dû au comportement de la couche poreuse, avait été corrigé manuellement en adaptant l'impédance cible. De toute évidence, cette procédure est fastidieuse et limite considérablement le domaine d'applications d'un tel système. La prise en compte du comportement réel de la couche poreuse (qui dépend de la fréquence) nécessite l'introduction d'un filtre supplémentaire dans le système de contrôle. La question est si une telle correction automatique peut être suffisamment précise et si elle justifie par conséquent le surcoût en termes de ressources DSP.

La nécessité d'une phase d'identification par mesure en tube de Kundt représente un autre inconvénient. Une approche s'inspirant de la méthode de mesure d'impédance *in situ*, proposée par Dean [33], permettrait au moins l'identification de la résistance de la couche poreuse. Afin de déterminer l'impédance que représente un absorbant de type SDOF, Dean présente en effet une méthode qui nécessite uniquement la connaissance des pressions en surface du résonateur et au fond de la cavité. Sous l'hypothèse que le fond est rigide, la réponse acoustique de la cavité est bien connue et la mesure au fond peut être remplacée par la mesure derrière le poreux. Dans une cellule hybride complexe, ces endroits sont en effet déjà équipés de microphones. Cependant, l'impédance finie que représente la source secondaire devrait être prise en compte dans le calcul de la réponse de la cavité. Ainsi, la couche de poreux pourrait être identifiée lors d'une phase d'étalonnage *in situ*, sans besoin de mesure en tube de Kundt. Par contre, Dean suppose que la couche de poreux soit acoustiquement fine, c'est à dire qu'elle représente une résistance pure. La réactance du poreux ne peut pas être déterminée par ce type de mesure.

Bien entendu, on considère ici l'impédance au niveau du poreux qui est utilisé pour la mesure de la vitesse. Une éventuelle couche supplémentaire qui protège le système d'un écoulement modifierait cette impédance et serait à prendre en compte séparément. De même, la modification de la résistance d'une telle couche due à l'écoulement ne pourrait pas être détectée par le système proposé. Une mesure de pression à la surface de la couche de protection serait alors nécessaire. Or, la présence d'une source secondaire complique l'introduction de sondes microphoniques normalement utilisées pour ce type de mesure. Deux approches différentes semblent plus adaptées pour la détermination de l'impédance de surface *complexe* de l'absorbant : les méthodes optiques et les méthodes inverses.

En effet, l'intérêt de la technique LDV pour la caractérisation des absorbants hybrides a été démontré dans ce mémoire. Cependant, les mesures effectuées ne permettaient pas la détermination fiable de l'impédance en présence d'un écoulement. D'une part, seul un plan de mesure avait été balayé pour des raisons de temps. Plusieurs balayages du plan (x,z) à différentes hauteurs y proches de l'absorbant auraient été nécessaires pour une détermination de l'impédance de surface. D'autre part, les mesures en écoulement avaient été faites à des niveaux acoustiques trop faibles pour produire un rapport signal sur bruit suffisant pour le calcul de la pression acoustique. Une future campagne de mesures LDV doit être conduite en utilisant des microphones de contrôle supportant des plus forts niveaux acoustiques.

Les méthodes inverses pour la détermination de l'impédance en présence d'un écoulement nécessitent un modèle de propagation (voir par exemple la référence [71] pour une comparaison de différentes méthodes). La mise en place d'une telle procédure demanderait alors l'amélioration du code de propagation. En effet, cette thèse n'a pas encore abouti à une formulation satisfaisante, reproduisant les phénomènes rencontrés

expérimentalement. Par rapport aux calculs présentés en référence [113], le développement présenté ici permet la détermination exacte des nombres d'ondes axiaux en présence d'un écoulement. Cependant, le calcul est lourd et peu adapté à la prise en compte des séparateurs entre différentes cellules hybrides. Une méthode qui projette le champ sur les modes du conduit rigide [18, 19] serait avantageuse afin d'effectuer des calculs dans ce sens. L'option alternative serait une modélisation numérique du type éléments finis ou éléments de frontières. Elle permettrait en outre la prise en compte de profils d'écoulement plus réalistes. L'intérêt de l'association des absorbants hybrides à une méthode de déduction d'impédance serait double : pour l'étude de l'effet de l'écoulement sur les absorbants et pour l'amélioration de la méthode elle-même. En effet, les méthodes existantes sont validées en utilisant des absorbants passifs. Or, l'impédance produite par ces absorbants, même à la fréquence de résonance, ne correspond généralement pas à l'impédance optimale. L'absorbant hybride complexe cependant permettrait la validation d'une telle méthode sur une plage d'impédances plus étendue et comprenant l'impédance optimale à chaque fréquence.

Une perspective qui s'impose indépendamment de ce qui a été proposé précédemment est la construction d'un absorbant hybride complexe multicellules. L'algorithme parallélisé MD-FXLMS [90] avait permis le contrôle de plusieurs cellules hybrides. Les transferts croisés entre sources secondaires et microphones en face avant risquent de compliquer un pilotage en parallèle des cellules hybrides complexes. Un système MIMO complet serait éventuellement nécessaire, ce qui limiterait considérablement le nombre de cellules gérable par un contrôleur donné. La réalisation d'un système multicellules ouvrirait à terme la porte à un grand nombre d'applications qui nécessitent une surface étendue. Cependant, un tel système offrirait aussi d'intéressantes possibilités à l'échelle de laboratoire. Nous avons constaté que la performance des absorbants très courts dépend beaucoup de la réflexion qui se produit à leur entrée. Aussi, la perte par transmission varie beaucoup avec un léger changement de l'impédance dans ces cas. Un absorbant hybride complexe multicellules permettrait de se placer dans une situation beaucoup plus favorable à la comparaison entre calcul et mesure expérimentale. En outre, le contrôle de modes supérieurs deviendrait possible.

Pour finir, rappelons-nous que cette thèse s'inscrit dans la suite d'un certain nombre de travaux qui traitaient de l'utilisation des absorbants hybrides dans des nacelles de turboréacteurs. Dans cette application, on trouve bien évidemment de la propagation acoustique avec l'écoulement (dans les sorties d'air) et contre l'écoulement (dans les entrées d'air). Expérimentalement, la mesure de la propagation avec l'écoulement est plus facile à réaliser. Cependant, la création d'un banc d'essais capable de caractériser les absorbants hybrides lors d'une propagation contre l'écoulement serait indispensable afin d'évaluer l'intérêt que peut avoir la technologie des absorbants hybrides pour l'atténuation du bruit des soufflantes de turboréacteurs. L'étude de la propagation acoustique contre l'écoulement est aussi intéressante d'un point de vue théorique. Ainsi, l'influence de la couche limite est totalement différente ; elle a par exemple donnée lieu à la proposition d'une condition aux limites Ingard/Meyers modifiée (voir la référence [109]). Dans des contextes comme celui-ci, les cellules hybrides complexes peuvent être bénéfiques pour générer une variété d'impédances difficiles à obtenir avec des traitements passifs. En effet, l'utilisation des absorbants hybrides comme outils expérimentaux semble plus réaliste à court terme que leur intégration dans des systèmes industriels.

Table des figures

1.1	Définition des coordonnées	6
1.2	Trajectoires des nombres d'onde axiaux k pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0$. . .	10
1.3	Trajectoires des nombres d'onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0$	11
1.4	Trajectoires des nombres d'onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0$	12
1.5	Trajectoires des nombres d'onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $M = 0$. . .	13
1.6	Trajectoires des nombres d'onde axiaux positifs k^+ pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $M = 0$; $\omega = 9, 67$; $Re(Z) = 2, 87$	13
1.7	Atténuation par longueur L_y en fonction de l'impédance complexe.	14
1.8	Trajectoires des nombres d'onde axiaux k pour un balayage de $10 > Im(Z) > -10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0, 3$. . .	15
1.9	Trajectoires des nombres d'onde axiaux k pour un balayage de $10 > Im(Z) > -10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0, 1$. . .	16
1.10	Trajectoires des nombres d'onde axiaux k pour un balayage de $-10 < Im(Z) < 10$. Les deux premiers ordres μ sont tracés, $\mu = 0$ en trait continu, $\mu = 1$ en pointillé. $\omega = 1, 21$; $M = 0, 1$. . .	17
1.11	Atténuation par longueur L_y en fonction de l'impédance complexe. Propagation avec ($M = 0, 1$) et contre ($M = -0, 1$) l'écoulement.	17
1.12	Comparaison entre l'impédance optimale donnée par la formule de Tester et les résultats du calcul modal. Propagation avec l'écoulement en traits continus, propagation contre l'écoulement en traits pontillés.	18
1.13	Configuration du calcul de la propagation dans un conduit partiellement traité.	19
1.14	Perte par transmission pour un absorbant de 66 mm x 66 mm dans un conduit de section 66 mm x 66 mm, $M = 0$	22
1.15	Perte par transmission pour un absorbant de 66 mm x 66 mm dans un conduit de section 66 mm x 66 mm, écoulement moyen de $M = 0, 1$	23
1.16	Impédance optimale pour un absorbant de taille 66 mm x 66 mm dans le conduit MATISSE.	24
2.1	Schéma de principe de l'identification d'un processus inconnu par un filtre adaptatif A.	37

2.2	Schéma illustrant l'idée de base de l'algorithme FXLMS. Les deux parties sont équivalentes car les deux filtres A et S sont interchangeables.	39
2.3	Schéma de principe de l'algorithme FXLMS.	39
2.4	Schéma de principe de l'algorithme IMCFXLMS.	40
2.5	$Re(Z)/R$ et $Im(Z)/R$ en fonction du déphasage $\Delta\phi$ entre P_1 et P_2	42
2.6	Lignes de $Re(Z)/R = \text{cst.}$ (ouvertes) et $Im(Z)/R = \text{cst.}$ (fermées) dans le plan donné par ΔP et $\Delta\phi$; Impédance optimale de Cremer marquée avec des "x".	43
2.7	Réalisation de la partie imaginaire de l'impédance de Cremer pour un conduit de hauteur $h = 66 \text{ mm}$ avec un simple dérivateur numérique.	45
2.8	Réalisation de l'impédance de Cremer pour un conduit de hauteur $h = 66 \text{ mm}$ avec un filtre FIR à 10 coefficients.	46
2.9	Schéma de l'architecture feedforward.	47
2.10	Schéma de l'architecture feedback.	48
2.11	Réalisation du "filtre" H_z par dérivateur et gain.	48
2.12	Simulation de contrôle feedforward : Réalisation de l'impédance de Cremer en large bande.	49
2.13	Simulation de contrôle feedforward : Comparaison entre le filtre optimal W_{opt} et le filtre de contrôle adaptatif W_{adapt} à 400 coefficients.	49
2.14	Simulation de contrôle feedback : Réalisation de l'impédance de Cremer à 500 Hz.	50
2.15	Simulation de contrôle feedback : Réalisation de l'impédance de Cremer pour un sinus balayé.	51
3.1	Schéma de principe de la cellule hybride complexe.	54
3.2	Photos de la cellule hybride complexe de CAMELIA.	54
3.3	Photo de la cellule hybride complexe montée sur MATISSE.	55
3.4	Photo du Tube de Kundt "CAMELIA" avec une cellule hybride complexe en terminaison.	57
3.5	Schéma du Tube de Kundt "CAMELIA" avec une cellule hybride complexe en terminaison.	57
3.6	Schéma de la veine "MATISSE".	58
3.7	Photo de la veine "MATISSE".	58
3.8	Profils d'écoulement dans la veine MATISSE à différentes vitesses.	59
3.9	Facteur de réflexion mesuré en bruit blanc.	60
3.10	Coefficient de réflexion mesuré à des fréquences discrètes.	61
3.11	Signaux temporels des deux microphones de contrôle et de la source secondaire pour différentes impédances cibles, contrôle allumé à 0,005 s.	62
3.12	Impédance normalisée mesurée avec condition $p_2 = 0$ pour différents matériaux.	63
3.13	Impédance normalisée mesurée pour différentes résistances cibles ; H320.	64
3.14	Impédance normalisée mesurée pour différentes réactances cibles ; H320.	64
3.15	Impédance normalisée mesurée pour différentes impédances cibles ; H320.	65
3.16	Réalisation de différentes impédances avec le matériau FM134.	66
3.17	Contrôle feedback. Réalisation de l'impédance de Cremer ; FM134.	66
3.18	Contrôle feedback ; H320. (a) Réalisation de l'impédance de Cremer. (b) Réalisation de l'impédance optimale pour un traitement de 66 mm déterminée par le calcul.	67
3.19	Mesure de la perte par transmission avec différents réglages de la cellule hybride : mode passif, annulation de la pression à l'arrière du tissu, impédance de Cremer et impédance optimale déterminée par le calcul.	69

3.20	Mesure de la perte par transmission avec différents réglages de la cellule hybride : mode passif, annulation de la pression à l'arrière du tissu, impédance de Cremer, impédance optimale calculée, impédance optimale empirique et annulation de la pression devant le tissu. Utilisation du tissu H320.	69
3.21	Transmission et réflexion pour différentes impédances.	70
3.22	Coefficient d'absorption pour différentes impédances.	70
3.23	Perte par transmission mesurée en fonction de l'impédance complexe.	72
4.1	Schéma du banc d'essais B2A.	79
5.1	Photo d'un assemblage de trois cellules hybrides destiné au banc B2A.	84
5.2	Photo d'un assemblage d'une cellule hybride complexe destiné au banc B2A.	85
5.3	Perte par transmission pour un absorbant de 50 mm x 150 mm dans un conduit de section 50 mm x 50 mm.	86
5.4	Perte par transmission pour un absorbant de 50 mm x 50 mm dans un conduit de section 50 mm x 50 mm.	87
5.5	Spectres en amont et en aval de l'absorbant hybride (feutre métallique FM125), $M = 0$	90
5.6	Vitesses moyennes, feutre métallique FM125.	90
5.7	Vitesse acoustique en direction y, feutre métallique FM125, $M = 0$	91
5.8	Vitesse acoustique en direction y, tissu métallique H320, $M = 0$	92
5.9	Vitesse acoustique en direction y, feutre métallique FM125, $M = 0,1$	93
5.10	Vitesse acoustique en direction y, tissu métallique H320, $M = 0,1$	94
5.11	Intensité active, feutre métallique FM125, $M = 0$	95
5.12	Intensité active, tissu métallique H320, $M = 0$	96
5.13	Intensité active, feutre métallique FM125, $M = 0,1$	97
5.14	Intensité active, tissu métallique H320, $M = 0,1$	98
5.15	Intensité active à 992 Hz, feutre métallique FM125, $M=0$, signal secondaire seul.	99
5.16	Vitesse acoustique en direction y, comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0$	101
5.17	Vitesse acoustique en direction y, comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0,1$	102
5.18	Intensité active, comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0$	103
5.19	Intensité active, comparaison entre cas passif, actif $p_2 = 0$ et contrôle d'impédance, $M = 0,1$	104
5.20	Coefficients de réflexion (R^+) et de transmission (T^+) estimés à partir des mesures LDV. Cas du contrôle d'impédance. Noir : 496 Hz, gris : 992 Hz, blanc : 1592 Hz	105
5.21	Comparaison entre mesures microphoniques et mesures LDV, fonctionnement passif, $M = 0$	106
5.22	Comparaison entre mesures microphoniques et mesures LDV, fonctionnement actif $p_2 = 0$, $M = 0$	106
5.23	Comparaison entre mesures microphoniques et mesures LDV, fonctionnement actif complexe, $M = 0$	106
C.1	Schéma d'un Tube de Kundt	130

Notations

Caractéristiques de l'air

ρ	Densité statique de l'air (kg/m^3)
c_0	Vitesse du son dans l'air (m/s)
Z_0	Impédance caractéristique de l'air (rayls, resp. $\text{kg/m}^2\text{s}$)
P_0	Pression atmosphérique (Pa)
R_0	Constante des gaz parfaits
η	Viscosité dynamique (Pa s)
P_r	Nombre de Prantl

Propagation en conduit

L_y	Hauteur du conduit MATISSE/B2A (m)
L_z	Largeur du conduit MATISSE/B2A (m)
l_y	Hauteur du conduit MATISSE/B2A rapportée à L_y ($l_y=1$)
l_z	Largeur du conduit MATISSE/B2A rapportée à L_y
x	Direction axiale normalisée
y	Direction normale à l'absorbant normalisée
z	Direction parallèle à l'absorbant normalisée
M	nombre de Mach
ω	Fréquence angulaire rapportée à c_0/L_y
k	Nombre d'onde rapporté à $1/L_y$
p	Pression acoustique rapportée à ρc_0^2
v	Vitesse acoustique rapportée à c_0
ϕ	Terme de propagation modale direction x
ψ	déformée modale (direction y,z)
m	Ordre modal en direction y
μ	Ordre modal en direction z
γ	Nombre d'onde direction y
σ	Nombre d'onde direction z

Z	Impédance rapportée à Z_0
Λ	Facteur d'orthogonalité
P_I	Puissance incidente
P_T	Puissance transmise
ΔP	Différence de puissance entre deux sections dans le conduit infini
A	Amplitude modale
B	Amplitude modale
X^+	Matrice de couplage intermodal
X^-	Matrice de couplage intermodal
E^+	Matrice (diagonale) de termes exponentiels
K_t^+	Matrice (diagonale) de nombres d'onde
K_t^-	Matrice (diagonale) de nombres d'onde

Contrôle actif

n	Temps discret
$x(n)$	Signal numérique en entrée d'un système numérique, référence pour le contrôleur FXLMS
$x_f(n)$	Référence filtrée
$y(n)$	Signal numérique en sortie d'un système numérique
$d(n)$	Signal primaire numérique
f_e	Fréquence d'échantillonnage (Hz)
$\delta(n)$	Fonction Dirac
a_i	Coefficients d'un filtre FIR ou coefficients du numérateur d'un filtre IIR
b_i	Coefficients du dénominateur d'un filtre IIR
$h(n)$	Réponse impulsionnelle d'un système numérique
$z = e^{2j\pi f_0/f_e}$	Renvoie à la transformée en z , relative aux caractéristiques spectrales
$H(z)$	Fonction de transfert d'un système numérique (filtre numérique)
$X(z)$	Signal en domaine fréquentiel à l'entrée d'un système numérique, référence pour le contrôleur FXLMS
$Y(z)$	Signal en domaine fréquentiel à la sortie d'un système numérique
$\epsilon(n)$	Erreur en domaine temporel
E	Erreur en domaine fréquentiel
$[E]$	Espérance mathématique
μ, μ'	Coefficients de convergence
A	Filtre
G	Filtre
S	Chemin secondaire
\hat{S}	Chemin secondaire identifié
ΔP	Gradient de pression statique (Pa)
V_0	Vitesse macroscopique (m/s)
σ_m	Résistivité d'un matériau (rayls/m)

e	Épaisseur d'un matériau poreux (m)
d_0, d_1	Distances (m)
R_m	Résistance au passage de l'air (rayls)
R	Résistance au passage de l'air normalisée
P_1	Pression en domaine fréquentiel normalisée
P_2	Pression en domaine fréquentiel normalisée
p_1	Pression en domaine temporel normalisée
p_2	Pression en domaine temporel normalisée
D_1	Perturbation primaire au microphone 1
D_2	Perturbation primaire au microphone 2
G_1	Chemin primaire (source primaire - microphone 1)
G_2	Chemin primaire (source primaire - microphone 2)
S_1	Chemin secondaire (source secondaire - microphone 1)
S_2	Chemin secondaire (source secondaire - microphone 2)
Z_t	Impédance cible normalisée
H_z	Filtre traduisant en domaine temporel l'impédance cible
W_{opt}	Filtre de contrôle optimal
$\Delta\phi$	Déphasage entre microphones 1 et 2
α	Facteur de proportionalité, définissant la pente de la réactance

Milieux poreux

σ	Résistivité (rayls/m)
R_m	Résistance au passage de l'air (rayls)
R	Résistance au passage de l'air normalisée
ρ_e	Densité effective (kg/m^3)
K	Compressibilité dynamique (Pa)
Φ	Porosité
α_∞	Tortuosité
s	Facteur de forme visqueux
s'	Facteur de forme thermique
Λ	Longueur caractéristique visqueuse (m)
Λ'	Longueur caractéristique thermique (m)

Mesures en veine

a_i	Amplitude incidente en amont de l'absorbant
a_r	Amplitude réfléchie en amont de l'absorbant
a_t	Amplitude transmise
r	Facteur de réflexion
R^+	Coefficient de réflexion
A^+	Coefficient d'absorption d'un absorbant en incidence rasante
A	Coefficient d'absorption d'un absorbant en incidence normale

t	Facteur de transmission
T^+	Coefficient de transmission

Mesures LDV

f_0	Fréquence d'émission de lumière laser (Hz)
λ_0	longueur d'onde de lumière laser (m)
c_l	Vitesse de la lumière (m/s)
\vec{i}_0	Direction de la lumière laser
\vec{v}	Vecteur de vitesse décrivant le mouvement d'une particule
ν	Vitesse relative de l'onde diffusée par une particule
λ_e	Longueur de l'onde diffusée par une particule (m)
f_d	Fréquence de l'onde diffusée perçue par un observateur (Hz)
\vec{i}_d	Direction du récepteur
f_D	Décalage Doppler (Hz)
d_f	Distance entre deux franges (m)
θ	Angle entre deux franges
v_{\perp}	Composante de vitesse perpendiculaire aux franges (m/s)
f_{Bragg}	Décalage Bragg (Hz)
f_m	Fréquence de ré-échantillonnage du signal LDV (Hz)

Annexe A

Détails du calcul modal

A.1 Dérivation de l'équation (1.10)

La condition aux limites de Ingard/Meyers (1.8) s'écrit

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{D^2}{Dt^2} \left(\frac{p}{j\omega Z} \right) \Big|_{y=l_y=1} \quad (\text{A.1})$$

Introduisant $p = \phi(x)\psi(y, z)$, il y a

$$\phi \frac{\partial \psi}{\partial y} + \psi \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{j}{\omega Z} \left[\frac{D}{Dt} \left(\phi \frac{D\psi}{Dt} + \psi \frac{D\phi}{Dt} \right) \right]. \quad (\text{A.2})$$

On a $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$, donc

$$\phi \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{j}{\omega Z} \left[\frac{D\phi}{Dt} \frac{D\psi}{Dt} + \phi \frac{D^2\psi}{Dt^2} + \frac{D\psi}{Dt} \frac{D\phi}{Dt} + \psi \frac{D^2\phi}{Dt^2} \right]. \quad (\text{A.3})$$

On a $\frac{D\psi}{Dt} = 0$, donc

$$\phi \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{j}{\omega Z} \left[\psi \frac{D^2\phi}{Dt^2} \right]. \quad (\text{A.4})$$

Avec $\frac{D^2}{Dt^2} = (j\omega + M \frac{\partial}{\partial x})^2$ et $\frac{\partial}{\partial x} = -jk$, on obtient

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{j}{\omega Z} [\psi (-\omega^2 + 2\omega Mk - M^2k^2)], \quad (\text{A.5})$$

c'est à dire l'équation (1.10)

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\omega}{jZ} \left(1 - \frac{Mk}{\omega} \right)^2 \psi. \quad (\text{A.6})$$

A.2 Dérivation de l'équation (1.30)

Quand la base modale est une base orthonormale, il y a

$$\int_0^{l_z} \int_0^{l_y} \psi \psi \, dy \, dz = 1, \quad (\text{A.7})$$

alors que

$$\int_0^{l_z} \int_0^{l_y} \cos\left(\frac{m\pi}{l_y}y\right) \cos\left(\frac{\mu\pi}{l_z}z\right) \cos\left(\frac{m\pi}{l_y}y\right) \cos\left(\frac{\mu\pi}{l_z}z\right) \, dy \, dz = \begin{cases} \frac{l_y l_z}{4}, & m \neq 0 \wedge \mu \neq 0 \\ \frac{l_y l_z}{2}, & m = 0 \wedge \mu \neq 0 \\ \frac{l_y l_z}{2}, & m \neq 0 \wedge \mu = 0 \\ l_y l_z, & m = 0 \wedge \mu = 0 \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Les déformés modales sont alors défini

$$\psi_r = \Lambda_{m,\mu} \cos\left(\frac{m\pi}{l_y}y\right) \cos\left(\frac{\mu\pi}{l_z}z\right) \quad (\text{A.9})$$

pour le conduit rigide, et

$$\psi_t = \Lambda_{m,\mu} \cos(\gamma y) \cos(\sigma z) = \Lambda_{m,\mu} \cos(\gamma y) \cos\left(\frac{\mu\pi}{l_z}z\right) \quad (\text{A.10})$$

pour le conduit traité.

Le facteur qui rend cette base modale orthonormale est défini par

$$\Lambda_{m,\mu} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{l_y l_z}}, & m = \mu = 0 \\ \sqrt{\frac{2}{l_y l_z}}, & m = 0 \oplus \mu = 0 \\ \frac{2}{\sqrt{l_y l_z}}, & m \neq 0 \wedge \mu \neq 0 \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

Annexe B

Éléments de la propagation acoustique dans les poreux

L'approximation du comportement de la couche résistive par la loi de Darcy est valable uniquement dans le domaine des très basses fréquences. La théorie de la propagation acoustique dans les milieux poreux permet d'écrire une expression valable dans une gamme fréquentielle plus large qui relie la vitesse acoustique à travers une couche poreuse aux pressions acoustiques de part et d'autre de la couche.

Afin de prendre en compte les couplages visqueux et inertiels se produisant lors de la propagation d'une onde en milieu poreux on introduit une densité dynamique complexe ρ_e qui remplace la densité statique dans l'équation du mouvement :

$$\rho_e(\omega)j\omega v = \nabla p \quad (\text{B.1})$$

Par rapport aux pressions de part et d'autre de la couche de poreux d'épaisseur e on peut alors écrire

$$\rho_e(\omega)j\omega v = \frac{p_1 - p_2}{e} \quad (\text{B.2})$$

On s'aperçoit que la détermination de la vitesse à partir des pressions devient compliquée et surtout dépendante de la fréquence :

$$v = \frac{p_1 - p_2}{j\omega\rho_e(\omega)e} \quad (\text{B.3})$$

Cette dépendance fréquentielle est pénalisante pour l'implémentation simple d'un algorithme de contrôle en temps réel. En outre, la densité effective est difficile à déterminer, les modèles de Johnson-Allard ou Lafarge Allard [5] donnent :

$$\rho_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left[1 - \frac{j\sigma\Phi G(\omega)}{\rho_0 \alpha_\infty \omega} \right] \quad (\text{B.4})$$

avec

$$G(\omega) = \left(1 + \frac{4j\alpha_\infty^2 \nu \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Phi^2 \Lambda^2} \right)^{1/2}, \quad (\text{B.5})$$

où Φ est la porosité, α_∞ est la tortuosité, Λ la longueur caractéristique visqueuse et ν la viscosité dynamique de l'air. La longueur caractéristique visqueuse est donnée par

$$\Lambda = s^2 \frac{8\nu\alpha_\infty}{\sigma\Phi}, \quad (\text{B.6})$$

avec s le facteur de forme visqueux.

Ces expressions ne seront pas utilisées afin de ne pas compliquer l'algorithme de contrôle. La conséquence est une réalisation moins précise de l'impédance cible dans le domaine des hautes fréquences. L'erreur peut cependant être corrigée relativement facilement à posteriori. En effet, on peut montrer à l'aide d'un développement limité que l'erreur dépend linéairement de la fréquence.

B.1 Développement limité à l'ordre 1

Nous remplaçons d'abord l'équation (B.6) en équation (B.5) et simplifions :

$$G(\omega) = \left(1 + \frac{j\alpha_\infty \rho_0 \omega}{2\sigma \Phi s^2}\right)^{1/2} \quad (\text{B.7})$$

L'expression détaillée de la densité dynamique complexe ρ_e (équation B.4) devient alors

$$\rho_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left[1 - \frac{j\sigma \Phi}{\rho_0 \alpha_\infty \omega} \left(1 + \frac{j\alpha_\infty \rho_0 \omega}{2\sigma \Phi s^2}\right)^{1/2}\right]. \quad (\text{B.8})$$

Pour $\omega \rightarrow 0$, l'argument de la racine est proche de 1 et on peut écrire

$$\rho_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left[1 - \frac{j\sigma \Phi}{\rho_0 \alpha_\infty \omega} \left(1 + \frac{j\alpha_\infty \rho_0 \omega}{4\sigma \Phi s^2}\right)\right] \quad (\text{B.9})$$

$$= \alpha_\infty \rho_0 \left[1 - \frac{j\sigma \Phi}{\rho_0 \alpha_\infty \omega} + \frac{1}{4s^2}\right] \quad (\text{B.10})$$

$$= -\frac{j\sigma \Phi}{\omega} + \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{1}{4s^2}\right) \quad (\text{B.11})$$

Nous introduisons ensuite une compressibilité dynamique $K(\omega)$ selon le modèle de Johnson-Allard [5] qui traduit les effets thermiques

$$K(\omega) = \frac{R_0 P_0}{R_0 - (R_0 - 1)H(\omega)}. \quad (\text{B.12})$$

Il est R_0 la constante des gaz parfaits, P_0 la pression atmosphérique et

$$H(\omega) = \left[1 + \frac{8\eta}{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega} \left(1 + \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{16\eta}\right)^{1/2}\right]^{-1}, \quad (\text{B.13})$$

où η est la viscosité dynamique, Λ' la longueur caractéristique thermique et P_r le nombre de Prantl. De la même manière qu'avant, nous approchons l'équation (B.13) dans le domaine des basses fréquences par

$$H(\omega) = \left[1 + \frac{8\eta}{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega} \left(1 + \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{32\eta}\right)\right]^{-1} \quad (\text{B.14})$$

$$= \left[\frac{5}{4} + \frac{8\eta}{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}\right]^{-1}. \quad (\text{B.15})$$

$$(\text{B.16})$$

La compressibilité dynamique peut maintenant être écrite

$$K(\omega) = \frac{R_0 P_0}{R_0 - (R_0 - 1) \left[\frac{5}{4} + \frac{8\eta}{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}\right]^{-1}} \quad (\text{B.17})$$

$$= \left[1 + \frac{5}{4} \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{8\eta}\right] \frac{P_0}{1 + \left(1 + \frac{R_0}{4}\right) \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{8\eta R_0}} \quad (\text{B.18})$$

Nous utilisons la propriété $\frac{1}{1+x} \xrightarrow{x \rightarrow 0} 1 - x$ pour simplifier l'équation (B.18) :

$$K(\omega) = P_0 \left[1 + \frac{5}{4} \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{8\eta} \right] \left[1 - \left(1 + \frac{R_0}{4} \right) \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{8\eta R_0} \right] \quad (\text{B.19})$$

$$= P_0 \left[1 + \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{8\eta} \left(\frac{5}{4} - \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{4} \right) \right) - \left(\frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{8\eta} \right)^2 \frac{5}{4} \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{4} \right) \right] \quad (\text{B.20})$$

Quand le terme quadratique en ω est négligé il vient

$$K(\omega) = P_0 \left[1 + \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{8\eta} \left(\frac{1}{R_0} \right) \right]. \quad (\text{B.21})$$

Avec la densité dynamique $\rho_e(\omega)$ et la compressibilité dynamique $K(\omega)$ la propagation dans le poreux est complètement décrite. Ces deux paramètres permettent de déterminer la constante de propagation

$$k(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho_e(\omega)}{K(\omega)}} \quad (\text{B.22})$$

et l'impédance caractéristique

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\rho_e(\omega)K(\omega)}. \quad (\text{B.23})$$

Il est maintenant possible de calculer l'impédance de surface Z_1 d'une cellule hybride qui est obtenue avec une annulation de la pression à l'arrière de la couche de poreux. Pour le cas général, le transport d'impédance peut être écrit

$$Z_1 = Z_0 \frac{-jZ_2 \cot(k_0 e) + Z_0}{Z_2 - jZ_0 \cot(k_0 e)}, \quad (\text{B.24})$$

avec Z_1 l'impédance en position 1 et Z_2 l'impédance en position 2 à distance e . Dans notre cas, e est l'épaisseur du poreux et $Z_2 = 0$ grâce à l'annulation de la pression. L'impédance caractéristique de l'air est remplacée par l'impédance caractéristique du poreux et la porosité est prise en compte, ce qui mène à

$$Z_1 = \frac{jZ_c}{\phi} \tan(ke). \quad (\text{B.25})$$

Pour $ke \ll 1$ on peut écrire

$$Z_1 = \frac{jZ_c}{\phi} \left(ke + \frac{(ke)^3}{3} \right). \quad (\text{B.26})$$

En remplaçant les équations (B.22) et (B.23) en équation (B.26), on obtient

$$Z_1 = \frac{j\omega \rho_e e}{\phi} + \frac{j\omega^3 \rho_e^2 e^3}{3\phi K}. \quad (\text{B.27})$$

Le deuxième terme de la somme en équation (B.27) est développé au premier ordre après introduction de ρ_e (B.11) et K (B.21) :

$$Z_1 = \frac{j\omega \rho_e e}{\phi} + \frac{j\omega e^3}{3\phi P_0} (-j\sigma\phi)^2 \quad (\text{B.28})$$

$$= j\omega \left[\frac{\rho_e e}{\phi} - \frac{\sigma^2 \phi^2 e^3}{3\phi P_0} \right] \quad (\text{B.29})$$

En remplaçant la densité dynamique ρ_e (B.11) dans le premier terme, on obtient finalement

$$Z_1 = \sigma e + j\omega \left[\frac{\rho_0 e \alpha_\infty}{\Phi} \left(1 + \frac{1}{4s^2} \right) - \frac{\sigma^2 \Phi e^3}{3P_0} \right]. \quad (\text{B.30})$$

Nous constatons que la réactance possède une dépendance en $j\omega$, ce qui correspond aux observations expérimentales. Dans les cas des matériaux utilisés, la réactance est positive. Cependant, l'équation (B.30) indique que la pente peut être négative, notamment si la résistance σ est élevée. Malheureusement, cette résistance serait largement supérieure à la résistance optimale que nous cherchons à réaliser. Finalement, on constate que la pente de la réactance dépend de la tortuosité.

De par la difficulté de déterminer fiablement l'ensemble des paramètres en équation (B.30), une stratégie de contrôle qui tient compte du comportement du poreux à l'ordre 1 n'est pas envisageable. La correction de l'erreur à posteriori est bien plus facile.

B.2 Développement limité à l'ordre 0

Dans l'équation (B.30), nous retrouvons directement le comportement à l'ordre 0, i.e. $Z_1 = \sigma e$. La loi de Darcy correspond à cette approximation à l'ordre 0. Elle peut directement être reconstituée à partir d'une expression asymptotique de la densité effective valable dans le domaine des basses fréquences qui s'écrit

$$\rho_e = \frac{\sigma \Phi}{j\omega}. \quad (\text{B.31})$$

Remplacé en équation B.3 on obtient

$$v = \frac{p_1 - p_2}{\sigma \phi e}. \quad (\text{B.32})$$

Dans le dénominateur de cette expression se trouve la porosité ϕ en plus de la résistivité σ , contrairement à l'expression directement dérivée par la loi de Darcy. La raison est que la vitesse considérée est ici la vitesse dans les pores du matériau. La vitesse à l'extérieur du matériau est obtenue en multipliant avec la porosité, et on retrouve l'expression que nous utilisons pour la détermination de l'impédance (2.17).

Annexe C

Mesure de l'impédance de surface en Tube de Kundt

C.1 La “Méthode du taux d’ondes stationnaires”

Elle consiste à mesurer les pressions minimales p_{min} et maximales p_{max} qui s'établissent dans le tube quand il est excité par un signal sinusoïdal. Si la terminaison est parfaitement réfléchissante, le champ dans le tube est stationnaire et la différence entre p_{min} et p_{max} est maximale. Au contraire, une terminaison parfaitement absorbante mène à une onde propagative, c'est à dire $p_{min} = p_{max}$. Le coefficient d'absorption A et le facteur de réflexion r sont donnés par

$$A = 1 - |r|^2 = 1 - \left[\frac{|p_{max}| - |p_{min}|}{|p_{max}| + |p_{min}|} \right]^2. \quad (C.1)$$

La connaissance des positions des maxima et minima permettrait en plus de calculer le facteur de réflexion complexe ou l'impédance complexe. Cette méthode, dite “Méthode du taux d’ondes stationnaires”, est décrite dans la norme ISO 10534-1 [1].

C.2 La “Méthode de la fonction de transfert”

La mesure selon ISO 10534-1 est fastidieuse quand l'impédance doit être déterminée pour un grand nombre de fréquences. Une méthode alternative, permettant la mesure de l'impédance directement en large bande, a été proposé par Seybert ([117]) en 1977. Cette “Méthode de la fonction de transfert” est définie dans la norme ISO 10534-2 [2]; elle a aujourd'hui largement remplacé la “Méthode du taux d’ondes stationnaires”. Comme son nom l'indique, la nouvelle méthode nécessite la mesure d'une fonction de transfert entre deux microphones. Leurs positions sont données par les distances s et l selon figure (C.1). L'impédance de surface est donnée par

$$Z = \frac{H_{12} \sin(kl) - \sin[k(l-s)]}{\cos[k(l-s)] - H_{12} \cos(kl)}. \quad (C.2)$$

Préalablement, la fonction de transfert est généralement corrigée par une fonction qui tient compte des réponses fréquentielles différentes des deux microphones.

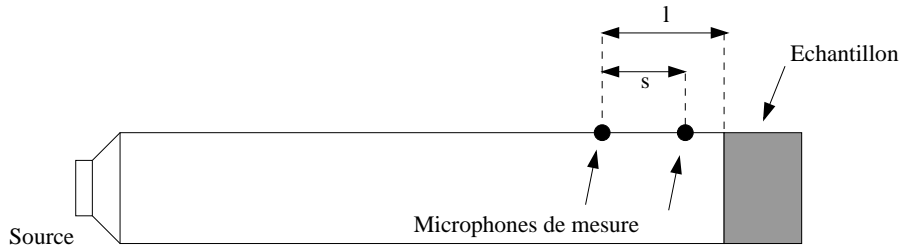


FIGURE C.1 – Schéma d'un Tube de Kundt

La procédure de mesure peut être modifiée de façon à faire deux mesures à deux endroits différents avec un seul microphone. Cette méthode est utilisée lors des mesures avec le tube "CAMELIA". Deux fonctions de transfert H_{s1} et H_{s2} entre la source et le microphone dans sa position respective sont enregistrées. La fonction de transfert entre les deux positions est obtenue par

$$H_{12} = H_{s2}/H_{s1}. \quad (\text{C.3})$$

Comme les deux mesures sont faites avec le même microphone, aucune fonction de correction n'est nécessaire.

Bibliographie

- [1] Norme internationale ISO 10534-1 : Acoustique - Détermination du facteur d'absorption et de l'impédance acoustique à l'aide du tube d'impédance, Partie 1 : Méthode du taux d'ondes stationnaires.
- [2] Norme internationale ISO 10534-2 : Acoustique - Détermination du facteur d'absorption et de l'impédance acoustique à l'aide du tube d'impédance, Partie 2 : Méthode de la fonction de transfert.
- [3] R. J. Adrian and C. S. Yao. Power spectra of fluid velocities measured by laser doppler velocimetry. *Exp. FLuids*, 5(1), 1986.
- [4] H.-E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke, and C. Tropea. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer, Berlin, 2003.
- [5] J.F. Allard. *Propagation of sound in porous media, modelling sound absorbing materials*. Elsevier Applied Sciences, 1993.
- [6] N. Atalla, M. A. Hamdi, and R. Panneton. Enhanced wea integral formulation for the mixed (u,p) poroelastic equations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 109(6) :3065–3068, 2001.
- [7] N. Atalla, R. Panneton, and P. Debergue. A mixed displacement-pressure formulation for poroelastic materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104(3) :1444–1452, 1998.
- [8] Y. Aurégan, M. Leroux, and V. Pagneux. Measurement of liner impedance with flow by an inverse method. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, United-Kingdom*, AIAA Paper 2004-2838, 10-12 May 2004.
- [9] Y. Aurégan and M. Leroux. Experimental evidence of an instability over an impedance wall in a duct with flow. *J. Sound Vib.*, 317(3) :432–439, 2008.
- [10] X. Bao, V. K. Varadan, and V. V. Varadan. Active acoustic absorber for plane waves in water. *J. Acoust. Soc. Am.*, 84(S1) :49, 1988.
- [11] L.G. Beatty. Acoustic impedance in a rigid-walled cylindrical sound channel terminated at both ends with active transducers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 36(6) :1081–1089, 1964.
- [12] L.G. Beatty, R.J. Bobber, and D.L. Phillips. Sonar transducer calibration in a high-pressure tube. *J. Acoust. Soc. Am.*, 39(1) :48–54, 1966.
- [13] P. Belanger, A. Berry, Y. Pascoa, O. Robina, Y. St-Amant, and S. Rajan. Multi-harmonic active structural acoustic control of a helicopter main transmission noise using the principal component analysis. *Applied Acoustics*, 70(1) :153–164, 2009.
- [14] L.H. Benedict, H. Nobach, and C. Tropea. Estimation of turbulent velocity spectra from laser doppler data. *Meas. Sci. Techn.*, 11(2), 2000.
- [15] A. Berry, P. Leroy, A.Kundu, P. Herzog, and N. Atalla. Absorption et isolation acoustique à l'aide de mousses actives. In *10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon 12-16 avril*, 2010.

- [16] S. Beyene and R.A. Burdisso. A new hybrid passive/active noise absorption system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101(3) :1512–1515, 1996.
- [17] W. Bi and Y. Aurégan. An improved multimodal method in nonuniform lined ducts of complex geometries. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden*, AIAA Paper 2010-3941, 7-9 June 2010.
- [18] W.P. Bi, V. Pagneux, D. Lafarge, and Y. Aurégan. Modelling of sound propagation in a non-uniform lined duct using a multi-modal propagation method. *J. Sound Vib.*, 289(4-5) :1091–1111, 2006.
- [19] W.P. Bi, V. Pagneux, D. Lafarge, and Y. Aurégan. An improved multimodal method for sound propagation in nonuniform lined ducts. *J. Acoust. Soc. Am.*, 122(1) :280–290, 2007.
- [20] R.J. Bobber. Active load impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34(3) :282–288, 1962.
- [21] R.J. Bobber and L.G. Beatty. Impedance tube for underwater sound transducer evaluation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 31(6) :832–833, 1959.
- [22] J.S. Bolton and E.R. Green. Smart foams for active absorption of sound. In *Second Conference on Recent Advances in Active Noise Control of Sound and Vibration, Blacksburg*, 1993.
- [23] J.S. Bolton, N.M. Shiau, and E.R. Green. Smart noise control foams : A feasibility study. In *121st meeting of the Acoustical Society of America, Session 4SA : Structural Acoustics and Vibration : Active Control of Structural Radiation*, 1991.
- [24] J.Y. Chung. Rejection of flow noise using a coherence function method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 62(2), 1980.
- [25] H. Coanda. Procédé de protection contre les bruits. brevet français n° 722274, 1931.
- [26] P. Cobo and M. Cuesta. Hybrid passive-active absorption of a microperforated panel in free field conditions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121(6), 2007.
- [27] L. Cremer. Theorie der luftschall-dämpfung im rechteckkanal mit schluckender wand und das sich dabei ergebende höchste daempfungsmass. *Acustica*, 3 :249–263, 1953.
- [28] H.Z. Cummins and N. Knable. Observation of diffusion broadening of rayleigh scattered light. *Phys. Re. Lett.*, 12 :150–153, 1964.
- [29] P. Darlington. Suppressing room modes using active absorbers. In *Proceedings of the Institute Of Acoustics*, volume 16, pt.4, pages 389–401, 1994.
- [30] P. Darlington and M.R. Avis. Improving listening conditions in small built spaces using active absorbers. In *Proceedings of ACTIVE 95*, pages 519–525, 1995.
- [31] P. Darlington and M.R. Avis. Modifying low frequency room acoustics 1 : Local active de-reverberation. In *Proceedings of the Institute Of Acoustics*, volume 17, pt.7, pages 77–86, 1995.
- [32] P. Darlington and M.R. Avis. Modifying low frequency room acoustics 2 : Global control using active absorbers. In *Proceedings of the Institute Of Acoustics*, volume 17, pt.7, pages 87–96, 1995.
- [33] P.D. Dean. An in situ method of wall acoustic impedance measurement in flow ducts. *J. Sound Vib.*, 34(1) :97–130, 1974.
- [34] P.S. Dubbelday. Surface impedance modification of plates in a water-filled waveguide. Final Report, Naval Research Laboratory, 1993.
- [35] P.S. Dubbelday and R. Homer. Algorithm-based method for suppressing the transmission of sound in a water-filled waveguide. *J. Intell. Mater. Syst. and Struct.*, 2 :129–147, 1991.

-
- [36] J.-B. Dupont. *Contrôle actif d'impédance acoustique pour la réduction de bruit transmis par un encoffrement*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [37] J.-B. Dupont and M.-A. Galland. A new hybrid passive/active cell to realize a complex impedance boundary condition. In *Acoustics 08 Paris*, 2008.
- [38] J.-B. Dupont and M.-A. Galland. Active absorption to reduce the noise transmitted out of an enclosure. *Applied Acoustics*, 70(1), 2009.
- [39] F. Durst, A. Melling, and J.H. Whitelaw. *Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*. Academic Press London, 1976.
- [40] G. Elias. Nouvelles expressions pour l'énergie et l'intensité acoustique dans un écoulement non uniforme. ONERA, Direction de la Physique Générale. Rapport Technique no. RT 22/3641 PY, Août 1996.
- [41] S.J. Elliot. A review of active noise and vibration control in road vehicles. ISVR Technical Memorandum No. 981, Institute of Sound and Vibration Research, University of Southampton, disponible en ligne sous eprints.soton.ac.uk/65371/01/Pub10974.pdf, Décembre 2008.
- [42] W. Eversman. Effect of boundary layer on the transmission and attenuation of sound in an acoustically treated circular duct. *J. Acoust. Soc. Am.*, 49(5) :1372–1380, 1971.
- [43] F.J. Fahy. *Sound Intensity*, chapter 11.3. E & FN SPON, 2 edition, 1995.
- [44] A. Fischer, E.Sauvage, and I. Röhle. Acoustic piv : Measurements of the acoustic particle velocity using synchronized piv-technique. In *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Juillet 2008.
- [45] J. Fitzpatrick and L. Simon. Estimation of cross-power spectra using sample-and-hold reconstruction of laser doppler anemometry data. *Exp. FLuids*, 39(6), 2005.
- [46] E. Friot. Limites et outils d'optimisation du contrôle acoustique actif. *Mémoire d'habilitation à diriger des recherches*, Université de la Méditerranée, 2007.
- [47] E. Friot, M. Glessier, A. Akani, H. Bailliet, J.-C. Valière, B. Betgen, M.-A. Galland, J.-P. Dalmont, R. Maréchal, and F. Simon. Contrôle et métrologie du bruit en écoulement. *Rapport scientifique final du projet soutenu par la FRAE, 80 pages, accessible sur le site web du programme à l'adresse <http://www.combe.cnrs-mrs.fr/doc>*, 2008.
- [48] C.R. Fuller, M.J. Bronzel, C.A. Gentry, and D.E. Whittington. Control of sound radiation/reflection with adaptive foams. In *NOISE-CON 94, Ft. Lauderdale, Florida*, May 01-04 1994.
- [49] M. Furstoss. *Contrôle actif de l'impédance acoustique de surface de matériaux poreux*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [50] M. Furstoss, D. Thenail, and M.-A. Galland. Surface impedance control for sound absorption : Direct and hybrid passive/active strategies. *J. Sound Vib.*, 203(2), 1996.
- [51] M.-A. Galland and B. Mazeaud. Design and testing of a hybrid passive/active acoustictreatment for nacelle inlets. *International Journal of Aeroacoustics*, 6, 2007.
- [52] M.-A. Galland, B. Mazeaud, and N. Sellen. Performance in wind tunnel of hybrid active/passive absorbent panels. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, United-Kingdom*, AIAA Paper 2004-2895, 10-12 May 2004.
- [53] M.-A. Galland, B. Mazeaud, and N. Sellen. Hybrid passive/active absorbers for flowducts. *Applied Acoustics*, 66(6), 2009.

- [54] M.-A. Galland, N. Sellen, and O. Hilbrunner. Noise reduction in a flow duct by active control of wall impedance. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado*, AIAA Paper 2002-2498, 17-19 June 2002.
- [55] M.-A. Galland, P. Soucotte, P. Ladner, and T. Mazoyer. Experimental investigation of noise reduction in a flow duct through hybrid passive/active liner. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, The Netherlands*, AIAA Paper 2001-2221, 28-30 May 2001.
- [56] C.A. Gentry, C. Guigou, and C.R. Fuller. Smart foam for applications in passive-active noise radiation control. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101(4) :1771–1778, 1996.
- [57] D. Guicking. On the invention of active noise control by paul lueg. *J. Acoust. Soc. Am.*, 87(5) :2251–2254, 1990.
- [58] D. Guicking and K. Karcher. Active impedance control for one-dimensional sound. *J. Vib. Acoust. Stress Reliabil. Design*, 106 :393–396, 1984.
- [59] D. Guicking, K. Karcher, and M. Rollwage. Active control of the acoustic reflection coefficient at low frequencies. In *Proceedings of Inter-noise 83, Edinburgh*, pages 419–422, 1983.
- [60] D. Guicking, K. Karcher, and M. Rollwage. Coherent active methods for applications in room acoustics. *J. Acoust. Soc. Am.*, 78(4) :1426–1434, 1985.
- [61] D. Guicking and E Lorenz. An active sound absorber with porous plate. *J. Vib. Acoust. Stress Reliabil. Design*, 106 :389–392, 1984.
- [62] C. Guigou and C.R. Fuller. Control of aircraft interior broadband noise with foam-pvdf smart skin. *J. Sound Vib.*, 220(3) :541–557, 1999.
- [63] O. Hilbrunner. *Développement et optimisation d'un système de contrôle actif pour les absorbants acoustiques hybrides*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [64] O. Hilbrunner, B. Mazeaud, and M.-A. Galland. Multi-cell digital feedback control for noise reduction through hybrid absorbers. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina*, AIAA Paper 2003-3187, 12-14 May 2003.
- [65] T. R. Howarth, X. Bao, R. Moser, and V. V. Varadan. Digital time delay network for an active underwater acoustic coating. *J. Acoust. Soc. Am.*, 93(3) :1613–1619, 1992.
- [66] T. R. Howarth, X. Bao, R. Moser, and V. V. Varadan. Piezocomposite coating for active underwater sound reduction. *J. Acoust. Soc. Am.*, 91(2) :823–831, 1992.
- [67] K.U. Ingard. Influence of fluid motion past a plane boundary on sound reflection, absorption and transmission. *J. Acoust. Soc. Am.*, 31(7) :1035–1036, 1959.
- [68] S. Irrgang. Design and optimisation of active (hybrid) absorbers. In *Noise Con 2*, pages 57–70, 1997.
- [69] S. Irrgang. Optimisation of active absorbers in rectangular ducts. In *Proceedings of ACTIVE '97*, paper no. 97-115, 1997.
- [70] S. Irrgang and A. Lenk. Determination of the load impedance of noise absorbing ducts with active lining. *Acta Acustica united with Acustica*, 84(1) :108–113, 1998.
- [71] M. G. Jones, T. L. Parrott, and W. R. Watson. Comparison of acoustic impedance eduction techniques for locally-reacting liners. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina*, AIAA Paper 2003-3306, 12-14 May 2003.
- [72] M. G. Jones, W. R. Watson, and D. M. Nark. Effects of flow profile on educed acoustic liner impedance. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden*, AIAA Paper 2010-3763, 7-9 June 2010.

-
- [73] J. Krüger and P. Leistner. Noise reduction with actively absorbing silencers. *Applied Acoustics*, 51(2) :113–120, 1996.
- [74] O. Lacour. *Réduction du bruit par contrôle actif d'impédance. Application à des problèmes vibroacoustiques internes*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1998.
- [75] O. Lacour, M.-A. Galland, and D. Thenail. Preliminary experiments on noise reduction in cavities using active impedance changes. *J. Sound Vib.*, 230(1), 1999.
- [76] M. Lavielle. *Développement d'une méthode de mesure acoustique en écoulement rapide et chaud par vélocimétrie laser doppler*. PhD thesis, ENSAE, Toulouse, 2008.
- [77] A. LeDuff, G. Plantier, and J.C. Valière. A signal processing approach for acoustic velocity measurement. In *Kandó Conference, Budapest*, Novembre 2002.
- [78] P. Leroy. *Les mousses adaptatives pour l'amélioration de l'absorption acoustique : Modélisation, mise en œuvre, mécanismes de contrôle ("Smart foams" for enhancing acoustic absorption : Modeling, experimental implementation, action mode)*. PhD thesis, Université de Sherbrooke, Canada, 2008.
- [79] P. Leroy, N. Atalla, and A. Berry. Three dimensional finite element modeling of smart foam. *J. Acoust. Soc. Am.*, 126(6) :2873–2885, 2009.
- [80] R. Lippold. Zur auslegung von absorptionsschalldämpfern mit aktiv erzeugten wandadmittanzen. *Acustica*, 81(5) :421–432, 1995.
- [81] H. Lissek and X. Meynial. Etude du couplage intercellulaire dans un mur actif. In *5e Congrès Français d'Acoustique*, pages 668–671, 2000.
- [82] H. Lissek and X. Meynial. A preliminary study of an isodynamic transducer for use in active acoustic materials. *Applied Acoustics*, 64(9) :917–930, 2003.
- [83] P. Lueg. Process of silencing sound oscillations. brevet des USA n° 2043416, 1933.
- [84] P. Lueg. Verfahren zur dämpfung von schallschwingungen. brevet allemand n° 655508, 1933.
- [85] R. Maier. Challenges and applications for active noise and vibration control in aerospace. In *Proceedings of ACTIVE 2009, Ottawa, CANADA*, paper no. 09-867, 2009.
- [86] D. Marx, Y. Aurégan, H. Bailliet, and J.-C. Valière. Piv and ldv evidence of hydrodynamic instability over a liner in a duct with flow. *J. Sound Vib.*, 329(18), 2010.
- [87] W.T. Mayo Jr., M.T. Shay, and S. Riter. Digital estimation of turbulence power spectra from burst counter ldv data. In *Proceedings of the 2nd Int. Workshop on Laser Velocimetry*, page 16–26, Purdue University, West Lafayette, 1974.
- [88] B. Mazeaud. *Développement d'un revêtement acoustique intelligent pour les conduits en présence d'écoulement*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2005.
- [89] B. Mazeaud and M.-A. Galland. Evaluation of the performance in wind tunnel of hybrid active/passive absorbent panels. In *1st Symposium on the Acoustics of Poro-Elastic Materials, E.N.T.P.E. Vaulx-en-Velin, France*, December 2005.
- [90] B. Mazeaud and M.-A. Galland. A multi-channel feedback algorithm for the development of active liners to reduce noise in flow duct applications. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 21(7), 2007.
- [91] B. Mazeaud, M.-A. Galland, and N. Sellen. Design of an adaptive hybrid liner for flow duct applications. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, United-Kingdom*, AIAA Paper 2004-2852, 10-12 May 2004.

- [92] A. Melling. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8, 1997.
- [93] M.K. Meyers. On the acoustic boundary condition in the presence of flow. *J. Sound Vib.*, 71(3) :429–434, 1980.
- [94] X. Meynial. Active materials for applications in room acoustics. In *3rd ICIM/ECSSM '96, Lyon*, pages 968–973, 1996.
- [95] X. Meynial and H. Lissek. Active reflectors for room acoustics. In *Proceedings of the Institute Of Acoustics*, volume 21(6), 1999.
- [96] A. Minotti. *Contribution à la mesure aéroacoustique par vélocimétrie laser doppler*. PhD thesis, ENSAE, Toulouse, 2004.
- [97] A. Minotti. *Contribution à la mesure aéroacoustique par vélocimétrie laser Doppler*. PhD thesis, ENSAE, Toulouse, 2005.
- [98] A. Minotti, F. Simon, and F. Gantié. Characterization of an acoustic liner by means of laser doppler velocimetry in a subsonic flow. *Aerospace Sci. Tech.*, 12(8), 2008.
- [99] A. Minotti, F. Simon, J. F. Piet, and P. Millan. Signal processing for in-flow measurement of acoustic velocity by ldv. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado*, June 17-19 2002.
- [100] D. Nance and K. K. Ahuja. Limitations of the three-microphone signal enhancement technique. In *45th AIAA Aerospace Sciences Conference, Reno, NV*, AIAA Paper 2007-441, January 2007.
- [101] P.A. Nelson and S.J. Elliot. *Active Control of Sound*. Academic Press, 1992.
- [102] G.C. Nicholson and P. Darlington. Smart surfaces for building acoustics. In *Proceedings of the Institute Of Acoustics*, volume 13, pt.8, pages 155–164, 1991.
- [103] G.C. Nicholson and P. Darlington. Active control of acoustic absorption, reflection and transmission. In *Proceedings of the Institute Of Acoustics*, volume 15, pt.3, pages 403–409, 1993.
- [104] H.F. Olson. Electronic control of noise, vibration and reverberation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28(5) :966–972, 1956.
- [105] H.F. Olson and E.G. May. Electronic sound absorber. *J. Acoust. Soc. Am.*, 25(6) :1130–1136, 1953.
- [106] F. Orduna-Bustamente and P.A. Nelson. An adaptive controller for the active absorption of sound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 91(5) :2740–2747, 1992.
- [107] O. Pedersen. *Early physics and astronomy : a historical introduction*, chapter 19, page 249. Cambridge University Press, revised edition, 1993.
- [108] B. Petitjean, I. Legrain, F. Simon, and P. Pautin. Active control experiments for acoustic radiation reduction of a sandwich panel : Feedback and feedforward investigations. *J. Sound Vib.*, 252(1) :19–36, 2002.
- [109] Y. Renou and Y. Aurégan. On a modified myers boundary condition to match lined wall impedance deduced from several experimental methods in presence of a grazing flow. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden*, AIAA Paper 2010-3945, 7-9 June 2010.
- [110] S.W. Rienstra. A classification of duct modes based on surface waves. *Wave Motion*, 37, 2003.
- [111] J. Scholten, S. Dawson, J. A. Fitzpatrick, and L. Simon. Minimizing errors for cross spectral analysis using lda measurements. In *Proceedings of the 8th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, page 36.5.1–36.5.7, Lisbon, 1996.

-
- [112] B. Schuster, L. Lieber, and A. Vavalle. Optimization of a seamless inlet liner using an empirically validated prediction method. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden*, AIAA Paper 2010-3824, 7-9 June 2010.
- [113] N. Sellen. *Modification de l'impédance de surface d'un matériau par contrôle actif : Application à la caractérisation et à l'optimisation d'un absorbant acoustique*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [114] N. Sellen, M. Cuesta, and M.-A. Galland. Passive layer optimization for active absorbers in flow duct applications. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina*, AIAA Paper 2003-3186, 12-14 May 2003.
- [115] N. Sellen, M. Cuesta, and M.-A. Galland. Noise reduction in a flow duct : Implementation of a hybrid passive/active solution. *J. Sound Vib.*, 297(3), 2006.
- [116] N. Sellen, M.-A. Galland, and O. Hilbrunner. Identification of the characteristic parameters of porous media using active control. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado*, AIAA Paper 2002-2504, 17-19 June 2002.
- [117] A.F. Seybert and D.F. Ross. Experimental investigation of acoustic properties using a two microphone random-excitation technique. *J. Acoust. Soc. Am.*, 61(5) :1362–1370, 1977.
- [118] J.P. Smith, B.D. Johnson, and R.A. Burdisso. A broadband passive-active sound absorption system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 106(5) :2646–2652, 1999.
- [119] A. Sourice, A Le Duff, S. Lebon, J. Blondeau, and B. Gazengel. Mesures de vitesses acoustiques en temps-réel par ldv. In *Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL, Toulouse, 19 - 22 Septembre 2006*.
- [120] H.D. Vom Stein and H.J. Pfeifer. A doppler difference method for velocity measurements. *Metrologia*, 5(2), 1969.
- [121] H. Strehlow, P. Jaenker, and R. Maier. Apparatus for suppressing structure borne noises. brevet des USA n° 6480609, Eurocopter Deutschland, 2002.
- [122] D. H. Tack and F. F. Lambert. Influence of shear flow on sound attenuation in a lined duct. *J. Acoust. Soc. Am.*, 38(4) :655–666, 1965.
- [123] K.J. Taylor. Absolute measurement of acoustic particle velocity. *J. Acoust. Soc. Am.*, 59(3), 1976.
- [124] B.J. Tester. The propagation and attenuation of sound in lined ducts containing uniform or "plug" flow. *J. Sound Vib.*, 28(2) :151–203, 1973.
- [125] D. Thenail. *Contrôle actif d'impédance et optimisation des performances d'un matériau poreux*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1995.
- [126] D. Thenail and M.-A. Galland. Development of an active anechooidal boundary. IDEE-FORCE 1992 "EUR'ACOUSTICS" workshop "Active Control of Noise, Flow Instabilities and Vibrations", Ecole Centrale de Lyon, 2-3 July 1992.
- [127] D. Thenail, M.-A. Galland, M. Furstoss, and M. Sunyach. Absorption by an actively enhanced material. In *Proceedings of the A.S.M.E. Winter Annual Meeting Chicago IL, Session AM 16-D*, volume DE-75, pages 441–448, 1994.
- [128] D. Thenail, M.-A. Galland, and M. Sunyach. Absorption optimale par contrôle actif. In *Journal de Physique IV, Colloque C5, supplément au Journal de Physique III*, volume 4, 1994.

- [129] D. Thenail, M.-A. Galland, and M. Sunyach. Active enhancement of the absorbent properties of a porous material. *Smart Mater. Struct.*, 3 :18–25, 1994.
- [130] D. Thenail, M.-A. Galland, M. Sunyach, and J.E. Ffowcs Williams. Actively optimised anechoic surfaces. *C. R. Acad. Sci. Paris*, t.318(série II), 1994.
- [131] D. Thenail, O. Lacour, M.-A. Galland, and M. Furstoss. The active control of wall impedance. *Acoustica united with Acta Acustica*, 83(6), 1997.
- [132] W. R. Watson and M.G. Jones. Validation of a new procedure for impedance eduction in flow. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden*, AIAA Paper 2010-3764, 7-9 June 2010.
- [133] B. Widrow and M. Hoff. Adaptive switching circuits. In *Proceedings of IRE WESCON Convention Record*, volume 4, Session 16, pages 96–104, 1960.
- [134] Z. Wu, X. Bao, V. K. Varadan, and V. V. Varadan. Broadband active acoustic absorbing coating with an adaptive digital controller. *Smart Mater. Struct.*, 2 :40–46, 1993.
- [135] Z. Wu, V. K. Varadan, V. V. Varadan, and K. Y. Lee. Active absorption of acoustic waves using state-space model and optimal control theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(2) :1078–1087, 1995.
- [136] Y. Yeh and H.Z. Cummins. Localized fluid flow measurements with an he-ne laser spectrometer. *Appl. Phys. Lett.*, 4 :176–179, 1964.



ECOLE CENTRALE DE LYON
DIRECTION DE LA RECHERCHE

Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon

Nom-Prénom	Corps grade	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
AURIOL Philippe	professeur	AMPERE	ECL
BEROUAL Abderrahmane	professeur	AMPERE	ECL
BURET François	maître de conférences	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
MARTELET Claude	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Alain	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SIMONET Pascal	chargé de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	professeur	AMPERE	ECL
VOLLAIRE Christian	maître de conférences	AMPERE	ECL

Nbre Ampère 11

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
LE HELLEY Michel	professeur	DER EEA	ECL

Nbre DER EEA 2

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

Nbre DER STMS 2

LOHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ROUY MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

Nbre ICJ 7

DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
----------------	------------	------	-----

Nbre ICTT 1

CALLARD Anne-Ségolène	maître de conférences	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

JOSEPH Jacques	professeur	INL	ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
MARTIN Jean-René	professeur émérite	INL	ECL
O'CONNOR Ian	maître de conférences	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

Nbre INL 20

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
-------------	------------	-------	-----

Nbre LIRIS 1

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT genevièvre	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	maître de conférences	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	professeur	LMFA	ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

Nbre LMFA 23

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	maître de conférences	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL

<i>LOUBET Jean-Luc</i>	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
<i>MARTIN Jean-Michel</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>MATHIA Thomas</i>	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
<i>MAZUYER Denis</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>PERRET-LIAUDET Joël</i>	<i>maître de conférences</i>	LTDS	ECL
<i>SALVIA Michelle</i>	<i>maître de conférences</i>	LTDS	ECL
<i>SIDOROFF François</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>SINOUE Jean-Jacques</i>	<i>maître de conférences</i>	LTDS	ECL
<i>STREMSDOERFER Guy</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>THOUVEREZ Fabrice</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>TREHEUX Daniel</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>VANNES André-Bernard</i>	<i>professeur émérite</i>	LTDS	ECL

Nbre LTDS 25

Total HdR ECL

91

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Madame M-A. GALLAND

et les rapports de

Monsieur A. BERRY

Professeur - Groupe Acoustique de l'Université de Sherbrooke 2500 - boul. de l'Université - Sherbrooke
(Québec) - Canada J1K 2R1

Et de

Monsieur E. FRIOT

Chargé de Recherche CNRS - Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique - 31, ch. Joseph Aiguier
13402 MARSEILLE cedex 20

Monsieur BETGEN Benjamin

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

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE (MEGA)

Fait à Ecully, le 7 septembre 2010

P/Le Directeur de l'E.C.L.
La Directrice des Etudes



ABSTRACT

The background of the present study is the research at the “Centre Acoustique du LMFA” in hybrid active/passive absorbers in the past 15 years. These absorbers are made of thin resistive layers backed by cells that each contain an active control system permitting to cancel acoustic pressure on the rear side of the resistive layer. The surface impedance that is realised in active mode is purely real and given by the resistance of the layer. The concept of hybrid absorption implies the use of active control in the low frequency region only. Passive absorption of the resonator-like system is indeed sufficient at higher frequencies. One application has been studied in particular, namely the use of hybrid absorbers as liners in flow ducts like turboengine intakes and outlets. In fact, the passive absorbers classically used suffer from a lack of performance in the low frequency region. At the same time, the bypass-ratio of modern turboengines continues to increase, which implies larger and larger fans emitting low frequency noise.

The objectives of this study originate from different challenges that arise in such a context. First of it all, the optimal impedance for a liner in terms of noise reduction is complex and frequency dependent. A new absorber, the *complex* hybrid absorber, has been developed in the aim of realising such kind of impedances. A second microphone at the front face of the absorber permits to measure the pressure gradient through the resistive layer and therefore to estimate velocity and impedance. Another layer protecting the front face microphone from grazing flow has to be introduced and its effect on surface impedance has to be taken into account. Measurements in a standing wave tube show that typical optimal impedance functions (such as the Cremer impedance) can be obtained. The good performance of the new liner has been confirmed by transmission loss (TL) measurements without flow, it is virtually tripled in respect to the former absorber. The complex impedance plane has finally been scanned experimentally using the new absorber and TL has been recorded without and with grazing flow. Maximum TL is significantly decreased in presence of flow, which is in contrast to the performed modal calculation that predicts rather a shift of optimal impedance than a decrease of TL. The investigation of the effects leading to this decrease of performance constitutes the second axis of our work. Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements are performed in order to visualise the acoustic field in vicinity of different hybrid absorber setups. The influence of the liner on the duct is quite global in active mode without flow and its surface appears virtually as a constant impedance. The presence of flow shrinks the zone of influence to the immediate vicinity of each cell.

At this stage of the study, it is not sure if the performance of hybrid liners can be significantly increased in presence of flow. However, there are possible applications of this technology even for the short term, for example as an experimental tool. In fact, a more flexible control of impedance boundary conditions can be useful for a multitude of acoustic experiments.