

# THÈSE

présentée devant  
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir  
le titre de DOCTEUR  
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Nadine 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

Soutenue le 26 septembre 2003 devant la Commission d'Examen

## JURY

Président : M. S. CANDEL

Examineurs : Mme M.-A. GALLAND (Directeur de thèse)  
M. N. ATALLA (Rapporteur)  
M. Y. AURÉGAN (Rapporteur)  
M. M. ROGER  
M. F. SGARD

---

## ECOLE CENTRALE DE LYON

### Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

ALLARD Bruno	<i>maître de conférence</i>	CEGELY	INSA
AIT-EL-HADJ Smaïl	<i>professeur</i>	GRETI	ECL
ARQUES Philippe	<i>professeur</i>		ECL
AURIOL Philippe	<i>professeur</i>	CEGELY	ECL
BAILLY Christophe	<i>maître de conférence</i>	LMFA	ECL
BATAILLE Jean	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
BAYADA Guy	<i>professeur</i>	MAPLY	INSA
BEN HADID Hamda	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
BERGHEAU Jean-Michel	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE
BEROUAL Abderrahmane	<i>professeur</i>	CEGELY	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
BLAIZE Alain	<i>maître de conférence</i>	LTDS	UCBL
BLANC-BENON Philippe	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
BLANCHET Robert	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
BRUN Maurice	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
BUFFAT Marc	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
BUREAU Jean-Claude	<i>professeur</i>	CEGELY	INSA
CAMBON Claude	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
CAMBOU Bernard	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
CARRIERE Philippe	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
CHAMBAT Michèle	<i>professeur</i>	MAPLY	UCBL
CHAMPAGNE Jean-Yves	<i>maître de conférence</i>	LMFA	INSA
CHAMPOUSSIN Jean-Claude	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
CHANTE Jean-Pierre	<i>professeur</i>	CEGELY	INSA
CHAUVET Jean-Paul	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
CHEN Liming	<i>professeur</i>	ICTT	ECL
CLERC Guy	<i>professeur</i>	CEGELY	UCBL
COMTE-BELLOT Geneviève	<i>professeur émérite</i>	LMFA	ECL
COQUILLET Bernard	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
CREPEL Pierre	<i>chargé de recherche</i>	MAPLY	CNRS
DAVID Bertrand	<i>professeur</i>	ICTT	ECL
DUBUJET Philippe	<i>maître de conférence</i>	LTDS	ECL
ESCODIE Dany	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
FERRAND Pascal	<i>directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS
FOUVRY Siegfried	<i>chargé de recherche</i>	LTDS	CNRS

---

GAFFIOT Frédéric	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
GAGNAIRE Alain	<i>maître de conférence</i>	LEOM	ECL
GALLAND Marie-Annick	<i>maître de conférence</i>	LMFA	ECL
GARRIGUES Michel	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
GAY Bernard	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
GENCE Jean-Noël	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
GENDRY Michel	<i>chargé de recherche</i>	LEOM	CNRS
GEORGES Jean-Marie	<i>professeur émérite</i>	LTDS	ECL
GRENET Geneviève	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
GUIRALDENQ Pierre	<i>professeur émérite</i>	IFOS	ECL
HAMADICHE Mahmoud	<i>maître de conférence</i>	LMFA	UCLB
HEIBIG Arnaud	<i>professeur</i>	MAPLY	INSA
HELLOUIN Yves	<i>maître de conférence</i>		ECL
HENRY Daniel	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
HERRMANN Jean-Marie	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
HOLLINGER Guy	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
JEANDEL Denis	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
JEZEQUEL Louis	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
JOSEPH Jacques	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
JUVE Daniel	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
JUVE Denyse	<i>ingénieur de recherche</i>	IFOS	ECL
KAPSA Philippe	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS
KRAHENBUHL Laurent	<i>directeur de recherche</i>	CEGELY	CNRS
KRAWCZYK Stanislas	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
LACHAL Aimé	<i>PRAG</i>	MAPLY	INSA
LANCE Michel	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL
LANGLADE-BOMBA Cécile	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
LE BOT Alain	<i>chargé de recherche</i>	LTDS	CNRS
LE HELLEY Michel	<i>professeur</i>		ECL
LEBOEUF Francis	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
LOEHAC Jean-Pierre	<i>maître de conférence</i>	MAPLY	ECL
LOUBET Jean-Luc	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS
LYONNET Patrick	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE

---

MAITRE Jean-François	<i>professeur émérite</i>	MAPLY	ECL
MARION Martine	<i>professeur</i>	MAPLY	ECL
MARTELET Claude	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
MARTIN Jean-Michel	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
MARTIN Jean-René	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
MASSON Jean-Pierre	<i>professeur</i>	CEGELY	UCBL
MATHIA Thomas	<i>directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS
MATHIEU Jean	<i>professeur émérite</i>	LMFA	ECL
MAZUYER Denis	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
MIDOL Alain	<i>maître de conférence</i>	LTDS	UCBL
MOREL Hervé	<i>chargé de recherche</i>	CEGELY	CNRS
MOREL Robert	<i>professeur</i>	LMFA	INSA
MOUSSAOUI Mohand	<i>professeur</i>	MAPLY	ECL
MUSY François	<i>maître de conférence</i>	MAPLY	ECL
NICOLAS Alain	<i>professeur</i>	CEGELY	ECL
NICOLAS Laurent	<i>directeur de recherche</i>	CEGELY	CNRS
PERKINS Richard	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	<i>maître de conférence</i>	LTDS	ECL
PERRIN Jacques	<i>professeur</i>		INSA
PICHAT Pierre	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
POUSIN Jérôme	<i>professeur</i>	MAPLY	INSA
PONSONNET Laurence	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
PREVOT Patrick	<i>professeur</i>	ICTT	INSA
REBOUX Jean-Luc	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE
RETIF Jean-Marie	<i>maître de conférence</i>	CEGELY	INSA
ROBACH Yves	<i>professeur</i>	LEOM	ECL
ROGER Michel	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
ROJAT Gérard	<i>professeur</i>	CEGELY	UCBL
ROUSSEAU Jacques	<i>professeur émérite</i>	LTDS	ENISE
ROUY Elisabeth	<i>professeur</i>	MAPLY	ECL
SALVIA Michelle	<i>maître de conférence</i>	IFOS	ECL
SANDRI Dominique	<i>maître de conférence</i>	MAPLY	UCBL
SCHATZMAN Michelle	<i>directeur de recherche</i>	MAPLY	CNRS
SCOTT Julian	<i>professeur</i>	LMFA	ECL
SIDOROFF François	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
SIMOENS Serge	<i>chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS
SOUTEYRAND Eliane	<i>directeur de recherche</i>	IFOS	CNRS
STREMSDOERFER Guy	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
SUNYACH Michel	<i>professeur</i>	LMFA	UCBL

---

TARDY Jacques	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
THOMAS Gérard	<i>professeur</i>	LAGEP UCBL	ECL
THOUVEREZ Fabrice	<i>maître de conférence</i>	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VANNES André-Bernard	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VIKTOROVITCH Pierre	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
VINCENT Léo	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VOLPERT Vitaly	<i>directeur de recherche</i>	MAPLY	CNRS
ZAHOUANI Hassan	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE

# Remerciements

*Cette étude a été réalisée au Centre Acoustique du LMFA, Unité Mixte de Recherche associée au CNRS 5509. Je remercie tout d'abord Daniel Juvé, directeur du Département Mécanique des Fluides, Acoustique et Energétique, de m'avoir accueillie au sein de son groupe de recherche au cours de ces trois dernières années.*

*J'adresse mes remerciements les plus sincères à mon Directeur de thèse, Madame Marie-Annick Galland, pour ses conseils avisés et ses nombreux encouragements. Je lui exprime également ma plus profonde reconnaissance pour la grande confiance et la liberté d'action qu'elle m'a accordées tout au long de mon travail, ainsi que pour sa constante disponibilité dans les moments importants qui a assurément contribué au bon déroulement de la thèse. Ces trois années passées à ses côtés ont été une expérience très enrichissante.*

*Je tiens à remercier tous les membres du jury d'avoir accepté de juger mon travail. Tout d'abord, je voudrais exprimer ma gratitude à Sébastien Candel qui m'a fait l'immense honneur de présider le jury. Je le remercie tout particulièrement pour le prestige de son appréciation et ses commentaires encourageants. Mes remerciements s'adressent également à Noureddine Atalla et à Yves Aurégan pour l'intérêt qu'ils ont apporté à cette étude en acceptant d'en être les rapporteurs. Leurs remarques expertes concernant les deux aspects de mon travail m'ont permis d'approfondir certains points abordés dans mon mémoire. Je voudrais en outre remercier Michel Roger pour avoir jugé mon travail d'un point de vue plus général orienté vers l'application turboréacteur. Enfin, je remercie également tout particulièrement Franck Sgard pour ses conseils et ses encouragements. J'ai eu l'occasion à plusieurs reprises de profiter de sa grande expérience dans le domaine des matériaux poreux.*

*Je voudrais aussi exprimer ma sincère gratitude à Pierre, Pascal et Jean-Michel qui ont sans aucun doute largement contribué au succès des nombreuses expériences que j'ai réalisées sur le tube de Kundt CAMELIA ainsi que sur le banc d'essai MATISSE. Je remercie également très chaleureusement Olivier, Benoît et Maria qui ont travaillé à mes côtés pendant une partie voire la totalité de la thèse. La qualité des résultats que nous avons obtenus est assurément le fruit de notre collaboration assidue.*

*J'associe à ces remerciements tout le personnel du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique pour les échanges fructueux ainsi que l'atmosphère sympathique et détendue qui m'a accompagnée durant ces trois années. Je pense en particulier à Evelyne, Guillevic, Nicolas, Xavier, Laurent, David, Olivier, Christophe, Christophe, Manu, Sam et tous les autres... Je remercie également très profondément mes amis Florence, Michel et Thomas pour leur soutien, leurs encouragements répétés et leur compréhension.*

*Enfin, je ne saurais terminer ces remerciements sans citer les personnes qui me sont très chères et qui m'ont continuellement encouragée de près ou de loin au cours de ces trois dernières années. J'exprime mon infinie reconnaissance à mes parents pour leur éternelle confiance et leur soutien permanent tout au long de mes études. Je tiens également à remercier mon frère pour ses rares mais si précieux conseils qui m'ont permis de surmonter quelques épreuves délicates. Et enfin, j'adresse mes plus profonds remerciements à mon fiancé Jérôme pour sa patience imperturbable, son attention et sa grande confiance pendant les différentes étapes de ma thèse.*



# Résumé

L'essor considérable des transports terrestres et aériens, depuis quelques décennies, a contribué à l'émergence d'une nouvelle forme de pollution par le bruit. En particulier, dans le domaine aéronautique, des réglementations de plus en plus contraignantes ont été établies, ayant pour conséquence une multiplication des projets de recherche sur la réduction du bruit des avions, dont la source majeure se concentre autour du turboréacteur. La diminution des nuisances sonores est alors assurée par l'application de traitements acoustiques sur les parois de la nacelle. Notre étude concerne le développement d'une cellule absorbante hybride combinant les propriétés passives d'un milieu poreux, et un module de contrôle actif qui induit une annulation de la pression à l'arrière du matériau. Le concept d'absorption hybride fait référence à un mode de fonctionnement double de la cellule : actif en basses fréquences et passif en hautes fréquences. Un tel système acoustique est conçu pour étendre le domaine fréquentiel d'efficacité par rapport aux traitements passifs conventionnels et aux techniques purement actives. Nos travaux s'orientent sur l'optimisation du traitement acoustique hybride dans le cas particulier d'une soufflerie de laboratoire, appelée MATISSE, spécialement développée à cet effet. En effet, sa géométrie relativement simple permet la mise en oeuvre d'un outil de prédiction fiable, et des comparaisons avec les mesures ultérieures. L'objectif de la thèse se concentre sur l'optimisation de la composante passive de la cellule hybride, c'est-à-dire le choix d'une couche poreuse adaptée à la reproduction d'une impédance cible prédéterminée pour la veine MATISSE, ainsi que l'ajustement de la fréquence de commutation entre les modes de fonctionnement actif et passif de l'absorbant hybride. L'impédance cible MATISSE, à atteindre en face avant des cellules, a été définie simultanément à partir de Sysnoise et d'un programme de calcul multimodal : la résistance désirée dépend de la fréquence alors que la réactance apparaît négative décroissante. Une étude bibliographique de plusieurs modèles de propagation du son dans un milieu poreux quelconque a été menée afin d'étudier différentes configurations passives pour les cellules hybrides. Elle a notamment permis de mettre en place une méthode de détermination, rapide et peu encombrante, des paramètres caractéristiques intrinsèques d'un échantillon poreux. Cette procédure d'identification, basée sur la réalisation de mesures acoustiques à partir d'un banc d'essai unique, le tube de Kundt, s'applique à tout matériau poreux d'épaisseur non négligeable. Légèrement modifiée dans le cas des toiles résistives, notre méthode fournit les caractéristiques indispensables à la prédiction de l'impédance de surface des différentes couches passives envisageables pour les cellules hybrides. Les résultats ayant montré la difficulté d'une reproduction fidèle simultanée des parties réelle et imaginaire de l'impédance cible, un compromis a été défini, conduisant à la sélection du matériau poreux le plus approprié : un tissu métallique de résistance égale au tiers de l'impédance caractéristique de l'air. Une vérification expérimentale de toutes les simulations théoriques a alors été effectuée sur le banc d'essai MATISSE sous incidence acoustique rasante et en présence d'écoulement jusqu'à 50 m/s. D'une part, les indices de performance mesurés, pour les différentes toiles résistives et conditions limites actives ou passives, apparaissent conformes aux prédictions. D'autre part, le concept d'absorption hybride a été entièrement validé, assurant des niveaux d'atténuation élevés sur la gamme complète de fréquences étudiée.



# Abstract

The recent development of automotive and aircraft transport contributed to the emergence of a new kind of nuisances, the noise pollution. In particular, concerning the aeronautic domain, more and more severe constraints have been established, leading to the spread of many research programs dealing with aircraft noise reduction. The most important source of an airplane coming from the turbo engines, noise damping is achieved by applying acoustic treatments on the nacelle walls. The topic of our study concerns the design of a new kind of liner, a hybrid absorbent cell, combining passive properties of a porous material, and active control ensuring a pressure cancellation at the rear face of the porous sheet. The hybrid absorption concept is related to the double functioning mode of the cell: active at low frequencies and passive over the high frequency range. Such an acoustic system is actually studied to enlarge the efficiency frequency bandwidth with respect to conventional passive treatments and purely active technologies. Our works consist in optimizing the hybrid liner in case of a laboratory flow duct called MATISSE, specifically developed for this application. Its relative simple geometry allows reliable predictions and comparisons with further experiments. The objective of our study concerns essentially the optimization of the hybrid cell passive component, *i.e.* the selection of the most suited porous layer, providing a predetermined targeted impedance leading to maximal noise reductions levels in MATISSE flow duct, as well as the adjustment of the commutation frequency between active and passive functioning modes of the liner. The targeted impedance for MATISSE facility, to reach at the liner front face, has been estimated thanks Sysnoise software and a multimodal expansion code: desired resistance appeared frequency dependent whereas reactance is negative decreasing. The wire mesh layers, commonly used for aeronautic applications, having a surface impedance almost real, porous material of different characteristics have been considered to satisfy the negative reactance condition. Several models describing sound propagation in porous media have therefore been studied in order to analyze different passive layer configurations for the liners. Moreover, a rapid and original experimental method has been developed in order to determine the intrinsic characteristic parameters of a porous sample. This identification procedure, based on acoustic measurements carried out on a unique test bench, the standing wave tube, can be applied to any sufficiently thick porous material. Slightly modified in case of wire mesh characterization, the parameters provided through our method allow further predictions of the tested liner surface impedances. Results showed the difficulty of simultaneous realization of both real and imaginary part of targeted impedance, and a resistance-reactance compromise has thus been defined leading to the selection of the most appropriate front sheet: a wire mesh which resistance is close to the third of air characteristic impedance. An experimental verification of all theoretical simulations has finally been carried out on MATISSE test bench, under grazing incidence and for flow velocities until 50 m/s. On one hand, the performance indexes measured for different resistive layers and associated active and passive boundary conditions were in good agreement with predictions. On the other hand, the hybrid concept has been fully validated, ensuring high attenuation levels over the whole frequency range of interest.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Résumé</b>	<b>vii</b>
<b>Abstract</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Mise en place de la procédure d'optimisation d'une cellule absorbante hybride</b>	<b>5</b>
1.1 Principe de base d'un absorbant actif . . . . .	7
1.2 Objectif du concept hybride . . . . .	8
1.2.1 Spectre de bruit à traiter . . . . .	8
1.2.2 Principe de fonctionnement hybride de la cellule . . . . .	10
1.2.3 Application : cas de la veine MATISSE . . . . .	12
1.3 Démarche globale d'optimisation des cellules absorbantes hybrides . . . . .	14
1.4 Conclusion . . . . .	15
<b>2 Détermination de l'impédance optimale pour la veine MATISSE</b>	<b>17</b>
2.1 Mise en place du problème . . . . .	18
2.1.1 Configuration de calcul . . . . .	18
2.1.2 Plage de fréquences étudiée . . . . .	19
2.1.3 Choix de l'indice de performance . . . . .	19
2.2 Calcul de l'impédance optimale . . . . .	21
2.2.1 Calcul Sysnoise . . . . .	21
2.2.2 Calcul modal . . . . .	26
2.3 Vérification du critère de Cremer . . . . .	45
2.3.1 Comparaison avec les résultats de Cremer . . . . .	46
2.3.2 Comparaison avec les résultats de Tester . . . . .	47
2.3.3 Analyse des irrégularités dans l'évolution de l'impédance cible . . . . .	48
2.4 Conclusion . . . . .	52
<b>3 La couche passive : caractéristiques et lois de propagation</b>	<b>55</b>
3.1 Les milieux poreux . . . . .	55
3.1.1 Caractéristiques . . . . .	55
3.1.2 Mise en équation du problème . . . . .	57
3.1.3 Méthode de détermination des caractéristiques . . . . .	58
3.2 Milieux à structure rigide . . . . .	60

---

3.2.1	Paramètres caractéristiques . . . . .	60
3.2.2	Le modèle de Johnson–Allard à 5 paramètres . . . . .	62
3.2.3	Le modèle de Lafarge–Allard à 6 paramètres . . . . .	63
3.2.4	Etude comparative entre les deux modèles . . . . .	64
3.2.5	Caractérisation acoustique . . . . .	66
3.3	Milieux à structure élastique . . . . .	68
3.4	Mesure des caractéristiques d’un milieu poreux . . . . .	70
3.4.1	Mesure des caractéristiques dynamiques . . . . .	77
3.4.2	Mesure des paramètres caractéristiques . . . . .	77
3.4.3	Limitations : méthodes inverses . . . . .	83
3.5	Conclusion . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Elaboration d’une méthode d’identification des caractéristiques d’un milieu poreux</b>	<b>85</b>
4.1	Principe de la méthode d’identification . . . . .	86
4.1.1	Principe de base . . . . .	86
4.1.2	Mesures directes . . . . .	87
4.1.3	Ajustements sur les mesures . . . . .	89
4.2	Détermination expérimentale des paramètres caractéristiques . . . . .	94
4.2.1	Description du banc d’essai . . . . .	94
4.2.2	Mesure des grandeurs acoustiques . . . . .	96
4.2.3	Mesure des paramètres caractéristiques . . . . .	102
4.3	Evaluation des performances de la méthode . . . . .	114
4.3.1	Comparaisons avec les mesures classiques . . . . .	115
4.3.2	Comparaisons prédictions-mesures . . . . .	115
4.3.3	Contraintes expérimentales . . . . .	120
4.4	Conclusion . . . . .	124
<b>5</b>	<b>Réalisation de l’impédance cible MATISSE</b>	<b>127</b>
5.1	Réalisation d’une impédance optimale . . . . .	128
5.1.1	Matériaux fictifs . . . . .	128
5.1.2	Matériaux réels . . . . .	131
5.2	Réalisation d’une atténuation optimale . . . . .	144
5.2.1	Performances des configurations testées . . . . .	145
5.2.2	Bande optimale de réalisation du contrôle actif . . . . .	148
5.2.3	Répartition des matériaux . . . . .	150
5.3	Conclusion . . . . .	156
<b>6</b>	<b>Validation expérimentale dans la veine MATISSE</b>	<b>157</b>
6.1	Description du dispositif expérimental MATISSE . . . . .	158
6.1.1	Caractéristiques du banc d’essai . . . . .	158
6.1.2	Le prototype . . . . .	161
6.1.3	Paramètres de mesure . . . . .	162
6.2	Détermination expérimentale des indices de performance . . . . .	164
6.2.1	Coefficient de réflexion . . . . .	164
6.2.2	Perte par transmission . . . . .	167
6.2.3	Perte par insertion . . . . .	167

6.3	Caractérisation de la veine MATISSE : mesures et études préliminaires . . . . .	168
6.3.1	Étalonnage des vitesses de l'écoulement . . . . .	168
6.3.2	Caractérisation de l'anéchoïcité de la terminaison . . . . .	169
6.3.3	Mise en place de la procédure de mesure . . . . .	171
6.4	Mesure des performances des traitements acoustiques . . . . .	172
6.4.1	Mesures passives : lame d'air de nid d'abeille . . . . .	173
6.4.2	Mesures passives : mode de fonctionnement passif des cellules hybrides . .	178
6.4.3	Mesures actives : mode de fonctionnement actif des cellules hybrides . . .	182
6.4.4	Fonctionnement hybride des cellules absorbantes . . . . .	186
6.5	Conclusion . . . . .	189
<b>Conclusion</b>		<b>191</b>
<b>Notations</b>		<b>197</b>
<b>Liste des figures</b>		<b>201</b>
<b>Annexes</b>		<b>209</b>
<b>A Propagation modale dans un conduit rectangulaire : compléments</b>		<b>209</b>
A.1	Impédance terminale . . . . .	209
A.2	Raccordement à la frontière entre deux zones . . . . .	210
A.3	Transport de l'impédance et de la vitesse dans une zone du conduit . . . . .	210
<b>B Propagation acoustique dans un milieu poreux : transport et raccordement</b>		<b>213</b>
B.1	Milieu poreux à structure rigide . . . . .	213
	Relation de transport d'impédance . . . . .	213
	Formule de raccordement d'impédance . . . . .	213
B.2	Milieu poreux à structure élastique . . . . .	214
	Contraintes et déformations dans un milieu poreux à structure élastique . . . . .	214
	Equation des ondes . . . . .	215
	Propagation des ondes acoustiques . . . . .	216
	Application à la prédiction de l'impédance de surface . . . . .	217
<b>C Modèle de Biot–Allard associé à une loi de masse</b>		<b>221</b>
C.1	Film non poreux à la frontière entre deux milieux poreux . . . . .	221
C.2	Configuration matériau poreux + film non poreux . . . . .	222
<b>D Matériaux poreux identifiés par les méthodes MIRAJ et MIRAL</b>		<b>225</b>
D.1	Mousses PU : échantillon 1, 0.0265 m . . . . .	226
D.2	Mousses PU : échantillon 2, 0.013 m . . . . .	229
D.3	Feutre : échantillon 0.013 m . . . . .	232
D.4	Laine de roche haute densité : échantillon 0.009 m . . . . .	235
D.5	Laine de roche : échantillon 0.027 m . . . . .	238
D.6	Mélatamine : échantillon 0.024 m . . . . .	241
D.7	Laine blanche : échantillon 0.022 m . . . . .	244
<b>E Mesure de la vitesse de l'écoulement dans la veine MATISSE</b>		<b>247</b>

<b>Bibliographie</b>	<b>249</b>
<b>Publications</b>	<b>257</b>

# Introduction

L'essor considérable des transports terrestres et aériens depuis quelques décennies a contribué à l'émergence d'une nouvelle forme de pollution par le bruit des véhicules, source de gênes pour les populations situées à proximité des grands axes de circulation. En particulier, dans le domaine aéronautique, les nuisances sonores dues au trafic aérien font l'objet de réglementations internationales de plus en plus contraignantes, définies par l'Organisation de l'Aviation Civile Internationale (OACI). Une procédure de certification acoustique a ainsi été mise en place, introduisant des limitations sévères pour chaque appareil, et constituant en général le point de départ de la détermination des niveaux de réduction sonore requis.

Les sources de bruit prépondérantes d'un avion moderne, au cours de ses différentes phases de fonctionnement — décollage, vol stationnaire et atterrissage — se décomposent en deux contributions majeures : le bruit aérodynamique d'une part, et le bruit des turboréacteurs d'autre part, qui est à l'origine de la gêne acoustique dominante. Trois sources de bruit principales se distinguent au niveau du turboréacteur : le jet, correspondant à l'éjection des gaz brûlés dans l'atmosphère au repos, les parties tournantes composées de la soufflante, présente sur les moteurs récents à fort taux de dilution, des compresseurs (compression de l'air froid ingéré) et de la turbine (détente de l'air brûlé), et enfin la combustion. Différentes techniques sont employées afin d'atténuer les nuisances sonores occasionnées par les turboréacteurs modernes. Dans un premier temps, les efforts se concentrent sur la réduction du bruit à la source qui suppose une bonne connaissance des mécanismes de génération acoustique. Dans un deuxième temps, la diminution des niveaux sonores, au niveau de leur propagation à l'intérieur du turboréacteur, est assurée par l'application de traitements acoustiques sur les parois de la nacelle. De nombreux projets ont été programmés dans le but de développer des traitements, non seulement efficaces du point de vue acoustique, mais également, et surtout, adaptés à l'environnement hostile particulier aux nacelles (projets européens RANNTAC<sup>1</sup> et SILENCER<sup>2</sup>, NASA [85] [87]). En outre, des études complémentaires sont menées dans le but de réduire le bruit rayonné : à la conception de nouvelles géométries pour les entrées d'air des moteurs (entrée biseautée [70]) développées pour favoriser la propagation des nuisances sonores dans l'atmosphère, dans la direction opposée au sol, viennent s'ajouter la définition de trajectoires précises adaptées en fonction de la phase de vol de l'appareil [38] (décollage, atterrissage) et des conditions atmosphériques extérieures [56] (notamment présence de vent).

Notre étude se concentre plus particulièrement sur la composante de bruit générée par la soufflante et se propageant dans l'entrée d'air d'un turboréacteur. Deux solutions apparaissent envisageables afin d'atténuer cette source de bruit. D'une part, l'utilisation de traitements

---

<sup>1</sup>Reduction of Aircraft Noise by Nacelle Treatment and Active Control", Brite Euram BE97-4121

<sup>2</sup>Significantly lower community exposure to aircraft noise GRD1-2000-25297

absorbants passifs, appliqués sur les parois de la nacelle, permet notamment de réduire la puissance acoustique sur des bandes de fréquences relativement étroites, lorsque les absorbants sont à caractère résonant, voire sur la gamme des hautes fréquences dans le cas de milieux poreux. L'extension des performances de ce type de traitement aux basses fréquences impose la considération d'épaisseurs de matériaux importantes, contraires aux applications aéronautiques visées, qui supposent encombrement restreint et poids limité. Certaines études sont actuellement en cours afin d'améliorer l'efficacité des absorbants passifs en conservant une épaisseur de matériaux acceptable [87].

D'autre part, l'exploitation des systèmes actifs de réduction sonore se révèle intéressante, essentiellement dans la gamme des basses fréquences. Cette technique consiste à réduire la source de bruit indésirable, appelée primaire, par génération d'un bruit en opposition de phase, fourni par un module secondaire [83]. L'ensemble du processus est contrôlé par un microphone d'erreur qui enregistre la superposition des deux contributions sonores, primaire et secondaire, constituant le signal à annuler. Les systèmes de contrôle actif, efficaces en basses fréquences uniquement, ne sont cependant pas encore très employés au niveau industriel, bien que, en plein essor avec les progrès récents dans le domaine électronique.

Depuis une dizaine d'années environ, un nouveau type de traitement acoustique est développé à l'Ecole Centrale de Lyon au Centre Acoustique du LMFA (Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique) dans le but d'étendre la bande fréquentielle traitée par rapport à des solutions purement passives ou purement actives : la cellule absorbante hybride, associant les propriétés passives d'un matériau poreux à un module de contrôle actif. Ce système présente non seulement l'avantage d'un encombrement restreint, mais le matériau passif permettant notamment de séparer la composante active, relativement fragile, de l'écoulement, joue le rôle d'un film protecteur. Les premiers travaux ont été réalisés en incidence normale, pour l'absorbant hybride situé à l'extrémité d'un tube à ondes stationnaires, par Thenail [109] puis Furstoss [42], afin de contrôler l'impédance à la surface d'un échantillon poreux dont la face arrière a été ramenée à pression nulle par un système de contrôle actif. Ces études ont abouti aux premiers essais sous écoulement en incidence acoustique rasante, les traitements hybrides étant placés en paroi d'une conduite rigide [48].

## Objectifs de la thèse

Les systèmes absorbants hybrides se caractérisent par un type de fonctionnement spécifique, défini pour accroître la bande fréquentielle de réduction sonore. En effet, dans la gamme des basses fréquences, le système de contrôle actif est opérationnel, assurant une pression nulle à l'arrière de la couche poreuse. En revanche, dans le domaine des plus hautes fréquences, le contrôle actif est stoppé et la condition limite arrière devient passive. L'association d'un matériau poreux de caractéristiques adéquates et de conditions limites optimisées sur la bande totale de fréquences à traiter est considérée dans le but de suivre une impédance cible, prédéterminée pour l'application finale envisagée : atténuation de la puissance rayonnée par l'entrée d'air d'un turboréacteur. La conception d'un traitement acoustique hybride, efficace sur une plage de fréquences élargie, nécessite, par conséquent, une optimisation simultanée et complémentaire des composantes actives et passives de l'absorbant. Les deux procédures peuvent néanmoins

être menées séparément, indépendamment l'une de l'autre.

L'objectif de notre étude repose sur la caractérisation précise et l'optimisation de la couche poreuse passive d'un traitement acoustique hybride, au niveau théorique et expérimental. Le choix du matériau absorbant constituant la couche passive, c'est-à-dire en particulier de ses caractéristiques physiques et géométriques ainsi que de ses qualités acoustiques, représente une étape essentielle dans la phase de développement des cellules absorbantes hybrides. Par ailleurs, des simulations théoriques sont effectuées, afin de mettre en valeur les performances du concept hybride par rapport aux traitements acoustiques existants. Enfin, une vérification expérimentale de toutes les prédictions réalisées apparaît indispensable, non seulement pour valider le système absorbant développé dans cette étude, mais également afin de prouver son efficacité en présence d'écoulement. La conception et l'optimisation du module actif de la cellule sont abordées dans deux thèses parallèles menées par Hilbrunner [52] et Mazeaud [73] [74]. L'ensemble des travaux concernant la cellule hybride s'inscrit dans le cadre du projet SILENCER (Significantly lower community exposure to aircraft noise, GRD1-2000-25297) proposé par la communauté européenne.

Bien que l'application finale envisagée pour les systèmes absorbants hybrides développés dans notre étude soit destinée à l'atténuation du bruit des turboréacteurs, les cellules sont conçues, dans un cas plus général, pour la réduction de la puissance acoustique rayonnée par une conduite en présence d'écoulement. Un dispositif expérimental, essentiellement réservé à l'évaluation des performances des traitements acoustiques, la veine MATISSE<sup>3</sup>, a par conséquent été mis en place au Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon. Ce banc d'essai permet certes de tester les cellules absorbantes hybrides, mais également les traitements passifs conventionnels et les matériaux poreux classiques (« bulk absorbers »). L'optimisation des systèmes acoustiques hybrides, tant au niveau théorique que du point de vue expérimental, est ainsi directement appliquée à la veine d'essai MATISSE, dans le but d'atteindre des niveaux de réduction sonore élevés, en présence d'écoulement et sur une plage de fréquences étendue, lorsque les traitements absorbants sont insérés en paroi de la conduite.

## Organisation du mémoire

La première partie de ce mémoire concerne une description détaillée de l'architecture et du fonctionnement du système acoustique hybride étudié. Les spécifications relatives à l'application finale, qui correspond à la réduction du bruit de la soufflante, sont également exposées afin de définir les objectifs précis à atteindre par les traitements hybrides. Enfin, la procédure globale d'optimisation des différentes composantes de la cellule absorbante est progressivement mise en place : elle permet, en effet, de concevoir un système acoustique efficace, adapté spécifiquement aux consignes de réduction sonore imposées par le cahier des charges. Les travaux présentés dans les chapitres suivants se tournent ainsi vers la réalisation des étapes successives de la procédure d'optimisation, appliquée en particulier à la composante passive du traitement hybride.

Le deuxième chapitre est, en effet, consacré à la détermination de l'impédance cible à réaliser en face avant des cellules hybrides pour atteindre des niveaux d'atténuation optimaux, lorsque les traitements sont placés en paroi du dispositif expérimental MATISSE. Après avoir modélisé

---

<sup>3</sup>Matériaux pour l'Acoustique Transmission Insertion et Singularités dans les Systèmes avec écoulement

la veine d'essai, assimilée à une conduite rigide de section constante, les calculs sont effectués dans une configuration bien précise, prenant notamment en compte la surface totale couverte par l'absorbant, et définie à partir des spécifications initiales. La connaissance de l'impédance désirée permet alors de déterminer les caractéristiques de la couche passive poreuse appropriée.

Différents modèles de propagation acoustique dans un milieu poreux sont introduits au chapitre 3 afin de disposer d'un outil de prédiction de la réponse de la couche passive des traitements hybrides soumis à une excitation acoustique primaire. La description du comportement des matériaux poreux met en jeu un grand nombre de paramètres caractéristiques, dont la connaissance précise est indispensable pour réaliser les simulations relatives à la couche passive. Ces grandeurs, pourtant intrinsèques au milieu poreux considéré, n'étant pas, dans la plupart des cas, fournies par le fabricant, une méthode de détermination souvent expérimentale, du fait de la complexité des matériaux poreux quelconques considérés, s'avère essentielle afin de quantifier les paramètres inconnus.

Les procédures de mesures existantes apparaissant généralement longues et coûteuses, puisque la plupart des grandeurs intrinsèques sont identifiées séparément, une méthode de caractérisation rapide et efficace, présentée dans le quatrième chapitre, a par conséquent été mise au point. L'objectif de ces travaux est en effet de disposer d'un moyen d'identification complet, fiable et peu encombrant, afin de caractériser les matériaux poreux particulièrement intéressants pour équiper la couche passive des cellules absorbantes hybrides.

À partir des outils de prédiction théorique ainsi que de la méthode de caractérisation expérimentale appliqués aux milieux absorbants poreux, la sélection de la couche passive la plus adaptée d'une part à l'obtention de l'impédance cible, et d'autre part, à la réalisation de niveaux de réduction sonore maximaux, est abordée dans le chapitre 5. En outre, différentes pistes sont également explorées pour améliorer les performances de la couche passive par rapport à une configuration de référence pré-établie, en jouant notamment sur les caractéristiques géométriques du traitement, sur sa disposition et finalement sur le fonctionnement hybride particulier de la cellule absorbante.

Enfin, le dernier et sixième chapitre considère la validation expérimentale du concept d'absorption hybride, intégrant la couche passive optimale et le module de contrôle actif, issus des différentes phases de développement de la cellule. Les résultats des tests sous incidence acoustique rasante et en présence d'un écoulement sont exposés pour les multiples conditions limites passives et actives appliquées en face arrière de la couche poreuse. Les expériences sont menées d'une part, afin de vérifier la fiabilité des simulations antérieures, et d'autre part, afin de mettre en valeur les performances d'un système acoustique hybride par rapport à des techniques absorbantes purement passives ou exclusivement actives.

# Chapitre 1

## Mise en place de la procédure d'optimisation d'une cellule absorbante hybride

La notion d'absorbant acoustique hybride, combinant les propriétés passives d'un matériau poreux classique et les performances d'un système de contrôle actif, a été introduite par Olson et May [83] en 1953 qui ont proposé un « absorbant sonore électronique » permettant de réduire la pression à l'arrière d'un tissu résistif : l'association d'un matériau poreux de résistance judicieusement choisie, à une condition limite arrière de pression nulle, avait pour objectif de réaliser une impédance de surface du système complet, égale à la résistance de la couche poreuse. Les expériences de validation du concept d'absorbant hybride ont été effectuées par Guicking et Karcher [50] dans les années 80. Différentes plaques constituées de matériau poreux ont été caractérisées en incidence normale, dans un tube à ondes stationnaires, la condition limite arrière de pression nulle étant obtenue alternativement par une cavité de profondeur  $\lambda/4$  ( $\lambda$ , longueur d'onde de la source primaire) et par un système de contrôle actif, composé d'une source secondaire et d'un microphone de contrôle placés à l'arrière des plaques absorbantes. Les mesures du coefficient de réflexion des ondes acoustiques à la surface avant des couches poreuses ont permis de mettre en évidence les performances des techniques absorbantes hybrides au niveau expérimental.

Différentes études ont alors été menées, d'une part, pour perfectionner les techniques de contrôle actif destinées à réduire l'impédance sur la face arrière d'une couche passive. D'autre part, plusieurs types de matériaux absorbants ont été testés pour atteindre des niveaux d'atténuation sonore intéressants. Dans un premier temps, Thenail [109] et Furstoss [43] ont développé un traitement actif constitué d'une couche de laine de verre posée sur une cavité fermée par une surface active. Leurs travaux ont montré la possibilité d'améliorer l'absorption d'un matériau poreux simple, aussi bien pour des ondes acoustiques en incidence normale qu'en incidence oblique, sur une bande de fréquences relativement étendue, par annulation de la pression sur la face arrière de la laine. Dans un deuxième temps, une nouvelle approche concernant la réalisation de la condition limite active a été introduite par Beyene et Burdisso [19]. Le principe de fonctionnement de l'absorbant hybride, proposé dans leur étude, repose sur l'obtention d'une adaptation d'impédance sur la face arrière d'une couche poreuse, par minimisation du coefficient de réflexion à l'arrière du matériau passif. Les expériences ont également été effectuées sous incidence normale, la condition d'adaptation d'impédance étant induite par la vibration d'une paroi active placée à une distance donnée de la face arrière de l'échantillon poreux. Ce système absorbant hybride assure des niveaux d'atténuation élevés dans les basses fréquences,

parfois supérieurs, par rapport à la réalisation d'une condition limite arrière de pression nulle.

Les études récentes concernant le développement des traitements acoustiques hybrides se spécialisent notamment pour les applications aéronautiques, l'objectif étant de concevoir un système absorbant adaptatif, destiné à être placé dans les entrées d'air, voire les conduits d'éjection, des turboréacteurs modernes. L'utilisation des technologies hybrides, dans ces conditions, implique la prise en compte de nombreuses contraintes, liées aux régimes de fonctionnement spécifiques des moteurs d'avion. En effet, le choix du matériau absorbant passif est, d'une part, imposé par ses propriétés de résistance thermique, puisqu'il est exposé à des températures extrêmement faibles ( $-50^{\circ}\text{C}$ ) dans le cas des entrées d'air et extrêmement élevées (jusqu'à  $900^{\circ}\text{C}$ ) dans le cas des conduits d'éjection. D'autre part, la résistance mécanique et le caractère hydrophobe des matériaux considérés apparaissent également essentiels à une adaptation aéronautique. En outre, pour des raisons de place restreinte et surtout de poids limité, le système de contrôle actif associé à la couche poreuse doit présenter un faible encombrement, tout en étant robuste et indépendant. La déficience d'un élément du traitement hybride ne doit pas mettre en défaut les performances globales de l'absorbant acoustique complet. Par ailleurs, la forme des cellules hybrides finales constitue également un paramètre non négligeable du fait de la géométrie très spécifique des turboréacteurs récents. De plus, le développement d'un système de fixation associé efficace apparaît indispensable, les traitements étant soumis à des écoulements de vitesse élevée. Enfin, une maintenance aisée des technologies absorbantes hybrides est un argument de première importance dans le cas des applications aéronautiques : la conception du système acoustique doit prévoir une réparation, voire un remplacement, rapide d'une partie ou de la totalité du traitement absorbant en cas de panne.

Les premières études menées par le Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, dans le cadre des projets européens RANNTAC<sup>1</sup> et RESOUND<sup>2</sup> [48] avaient pour objectif de réduire un spectre de bruit large bande par réalisation d'une impédance cible, déterminée afin d'atteindre des atténuations sonores importantes. Des cellules absorbantes actives ont par conséquent été étudiées, combinant les propriétés fortement résistives de toiles métalliques à une condition limite de pression nulle. La source secondaire du système de contrôle actif de ces traitements est constituée d'un actionneur piézoélectrique. La validation de ce nouveau type d'absorbant hybride a été réalisée sous incidence normale au tube à ondes stationnaires. Des premiers résultats ont également été présentés dans une conduite avec écoulement, les réductions de la pression, mesurée en un point à l'extérieur de la veine, atteignant jusqu'à 10 dB. En outre, des mesures de la puissance rayonnée dans une configuration sans écoulement, et pour des cellules absorbantes placées en paroi de la veine d'essai ont été réalisées par Galland et Souchotte [47] [46]. Différents tissus résistifs ont été implantés en face avant des traitements absorbants actifs, conduisant à des niveaux de réduction de bruit en champ lointain de 12 dB en basses fréquences.

Les travaux actuels dans le cadre du projet SILENCER (Significantly lower community exposure to aircraft noise GRD1-2000-25297) concernent en particulier le développement du concept acoustique hybride pour augmenter la bande de fréquences traitée par combinaison d'un fonctionnement actif des cellules absorbantes dans le domaine des basses fréquences, et d'un fonctionnement passif sur la gamme des plus hautes fréquences. A cet effet, les traitements acoustiques hybrides sont perfectionnés, incluant à la fois une amélioration du système de contrôle actif

---

<sup>1</sup>Reduction of Aircraft Noise by Nacelle Treatment and Active Control", Brite Euram BE97-4121

<sup>2</sup>Reduction of Engine Source Noise through Understanding and Novel Design, Brite Euram BE97-4033

employé (actionneur, algorithme de contrôle,...) [46] [53], et une sélection précise et judicieuse de la couche poreuse passive [46] [45]. L'optimisation des propriétés et des caractéristiques de la couche passive des cellules absorbantes hybrides, ainsi que des différentes phases de fonctionnement relatives du traitement acoustique, constitue le principal objectif de notre étude. Le développement de la partie active, c'est à dire d'un système de contrôle actif de la pression acoustique, efficace et robuste, est analysé dans une thèse parallèle et complémentaire [52].

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation du principe de base d'un absorbant hybride, qui représente le point de départ de la conception des traitements acoustiques associant les qualités d'un milieu poreux et d'un système de contrôle actif. Dans un deuxième temps, la description du fonctionnement spécifique de l'absorbant hybride, adapté à la réalisation d'une atténuation sonore large bande, permet de dégager les différentes étapes de la procédure globale d'optimisation des technologies acoustiques hybrides. Enfin la démarche de définition de la partie passive uniquement est mise en place, afin d'atteindre ultérieurement les niveaux de réduction sonore initialement spécifiés par le cahier des charges.

## 1.1 Principe de base d'un absorbant actif

Le principe de base d'un absorbant acoustique hybride a été présenté et validé au cours de travaux antérieurs dans un premier temps par Guicking [50] puis par Furstoss [43]. Dans le domaine des basses fréquences, un matériau poreux d'épaisseur  $e$  peut être essentiellement caractérisé par sa résistivité  $\sigma$ , ou sa résistance au passage de l'air  $R = \sigma e$ ;  $e$  étant l'épaisseur du matériau. En effet, à ces fréquences, les forces visqueuses dans le milieu poreux sont prépondérantes par rapport aux effets inertiels et le comportement du matériau est décrit par la loi de Darcy (1.1), voir figure 1.1(a).

$$\sigma = \frac{\Delta P}{Ve} \quad (1.1)$$

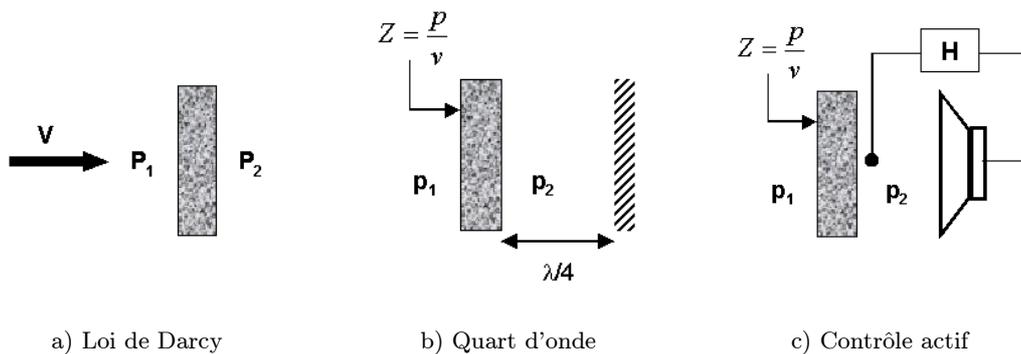


Figure 1.1: Principe de l'absorbant actif

$\Delta P$  représente la chute de pression statique à travers la couche poreuse, induisant un écoulement fluide stationnaire de vitesse macroscopique  $V$  dans le milieu poreux. Cette relation statique peut également être considérée comme un comportement asymptotique basses fréquences du

matériau absorbant, voir équation (1.2).

$$\sigma e = \frac{\Delta p}{v} = \frac{p_1 - p_2}{v} \quad (1.2)$$

$\Delta p = p_1 - p_2$  et  $v$  sont à présent des variables acoustiques. Ainsi lorsque la pression  $p_2$ , sur la face arrière du matériau poreux, est annulée, l'impédance de surface est donnée par la résistance au passage de l'air du milieu absorbant, voir formule (1.3).

$$Z_s = \frac{p_1}{v} = \sigma e = R \quad (1.3)$$

La condition d'annulation de la pression à l'arrière du matériau poreux peut être obtenue en plaçant l'échantillon à une distance, égale au quart de la longueur d'onde incidente, d'un mur rigide d'impédance infinie, voir figure 1.1(b). Cette propriété, exploitée en particulier dans le cas des absorbants quart d'onde [78], présente cependant plusieurs inconvénients non négligeables. D'une part, la profondeur de la cavité, nécessaire à la minimisation de la pression en basses fréquences, devient trop importante (pratiquement 11 cm à 800 Hz). D'autre part, dans ces conditions, les performances d'un tel système d'annulation de la pression, ne concernent qu'une bande fréquentielle très limitée, et d'autant plus étroite que la fréquence considérée est faible. La réduction de la pression à l'arrière d'un matériau poreux par des techniques de contrôle actif, concept initialement suggéré par Olson et May [83], s'avère, par conséquent, particulièrement intéressante pour supprimer les désavantages propres au système quart d'onde (figure 1.1(c)). En effet, le contrôle actif permet non seulement d'éviter un encombrement important du système, mais également d'assurer une annulation du niveau de pression sur une gamme de fréquences étendue.

Le principe de base de l'absorbant actif constitue le point de départ de la procédure de développement des cellules absorbantes hybrides représentées sur la figure 1.6. La source secondaire de cette technologie est un actionneur piézoélectrique fixé sur une plaque déformable située à une distance optimisée [46] [53] de l'extrémité arrière rigide de la cellule. La plaque est excitée en vibration de manière à réduire la pression sur la face arrière de la couche poreuse au niveau du microphone de contrôle. Un algorithme feedback numérique [45] [54] est implémenté dans le contrôleur, et permet, à partir de l'information acoustique fournie par le microphone de contrôle, d'assurer une minimisation de la pression à l'arrière du matériau poreux sur une large gamme de fréquences. Différents milieux poreux sont étudiés pour constituer la couche passive des cellules hybrides : en fonction de leurs caractéristiques intrinsèques, le comportement asymptotique basses fréquences, décrit par l'équation (1.2), est valable sur un domaine fréquentiel plus ou moins étendu. Les propriétés de la couche poreuse sont alors sélectionnées à partir de la forme de l'impédance cible à atteindre en face avant des cellules hybrides.

## 1.2 Objectif du concept hybride

### 1.2.1 Spectre de bruit à traiter

Dans le cadre de notre étude, les cellules absorbantes hybrides sont destinées à réduire le bruit des turboréacteurs modernes. Ces traitements acoustiques sont essentiellement développés pour atténuer une des composantes de bruit prépondérante, aussi bien dans la phase de décollage que dans la phase d'approche des avions récents, dont les réacteurs sont à fort taux de dilution :

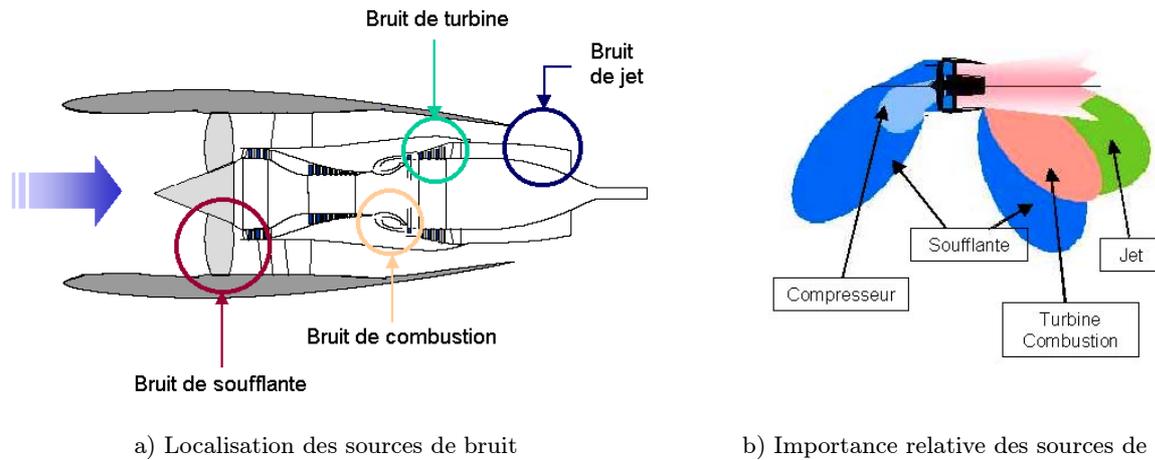


Figure 1.2: Sources de bruit d'un turboréacteur moderne, d'après H. Batard, *Journées scientifiques de l'ONERA* [15]

le bruit de la soufflante, voir figure 1.2. En effet, les systèmes absorbants hybrides sont conçus pour équiper les parois de l'entrée d'air des turboréacteurs, voir figure 1.3, dans une région relativement proche de la soufflante.

La figure 1.4 présente par exemple le spectre de bruit associé à la soufflante pendant la phase d'atterrissage d'un avion moderne. L'analyse fréquentielle révèle la superposition de raies discrètes émergentes à des niveaux sonores élevés et d'un bruit large bande. Le bruit de raies est essentiellement lié au fondamental et aux harmoniques de la fréquence de passage des pales de la soufflante, notée BPF (Blade Passing Frequency). En revanche, la composante large bande est issue de l'interaction des couches limites et des sillages turbulents avec les pales de la soufflante et des rotors et stators avants (OGV Outlet Guide Vane), additionnée éventuellement d'un phénomène de distorsion rapide de la turbulence atmosphérique ingérée, par contraction des lignes de courant [95] lorsque l'avion est proche du sol. Le bruit résultant, généré par la soufflante, se propage dans la nacelle du turboréacteur, généralement assimilée à une conduite cylindrique dans les simulations, en amont (entrée d'air) et en aval de la soufflante.

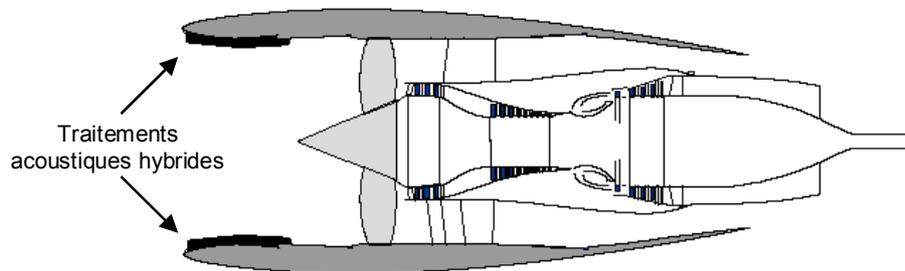


Figure 1.3: Position des traitements hybrides dans la nacelle d'un turboréacteur, d'après H. Batard, *Journées scientifiques de l'ONERA* [15]

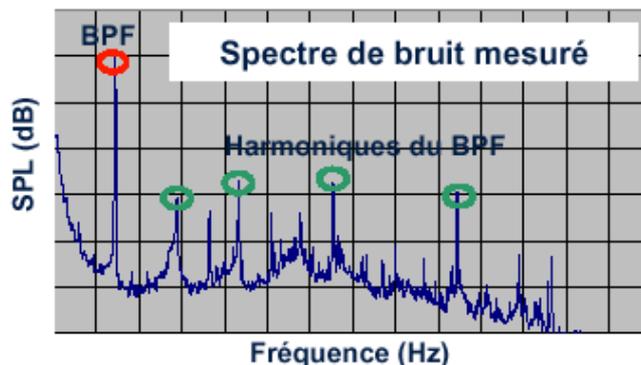


Figure 1.4: Spectre de bruit mesuré de la soufflante lors de la phase d'atterrissage, d'après H. Batard, *Journées scientifiques de l'ONERA* [15]

La propagation sonore dans un conduit de dimensions transversales importantes (quelques mètres dans le cas des turboréacteurs modernes) induit la présence de nombreux modes supérieurs propagatifs, leur superposition étant à l'origine de la complexité du bruit dans l'entrée d'air des moteurs d'avion. L'objectif des traitements acoustiques hybrides actifs/passifs est d'atténuer la propagation des modes associés à la fois à la raie principale, correspondant au fondamental de la fréquence de passage des pales, voire à la première harmonique de la BPF, ainsi que les ondes dues à la propagation de la composante de bruit large bande.

### 1.2.2 Principe de fonctionnement hybride de la cellule

Les traitements acoustiques appliqués sur la paroi intérieure de la nacelle des turboréacteurs, destinés à réduire les niveaux importants de bruit généré, sont caractérisés par leur impédance de surface qui constitue le paramètre clé dans le choix de l'absorbant adapté à l'atténuation d'une bande fréquentielle bien précise [77]. Différents traitements passifs conventionnels sont utilisés dans les entrées d'air des moteurs d'avion, principalement pour réduire le bruit occasionné par la soufflante : les systèmes absorbants à un degré de liberté (SDOF : Single Degree Of Freedom), et à deux degrés de liberté (2DOF : 2 Degrees Of Freedom) ainsi que, éventuellement des matériaux poreux spécifiques. Le type de traitement acoustique employé est sélectionné en fonction de la gamme de fréquences sur laquelle la réduction sonore prioritaire est exigée.

Les structures SDOF, figure 1.5(a), sont constituées d'une couche simple composée d'un tissu poreux séparé de la paroi de la nacelle par un guide d'onde de type nid d'abeille. Elles ne sont efficaces que sur une bande fréquentielle étroite, et apparaissent de ce fait uniquement adaptées à l'atténuation d'un bruit pur, tel que le fondamental de la BPF. Le traitement 2DOF, figure 1.5(b), comprend deux couches de SDOF séparées par un septum poreux. Ses performances s'étalent sur un domaine de fréquences plus large, permettant par exemple de réduire deux harmoniques rapprochées de la BPF, voire le fondamental et ses deux premières harmoniques dans le cas d'une conception optimisée. Enfin, les matériaux poreux classiques présentent des qualités absorbantes intéressantes sur une plage de fréquences importante. Ils ne sont cependant pas utilisés dans les turboréacteurs, leurs propriétés n'étant pas adaptées, dans la plupart des cas, aux nombreuses contraintes physiques, mécaniques et thermodynamiques auxquelles sont

soumises les structures absorbantes placées dans les moteurs d'avion.

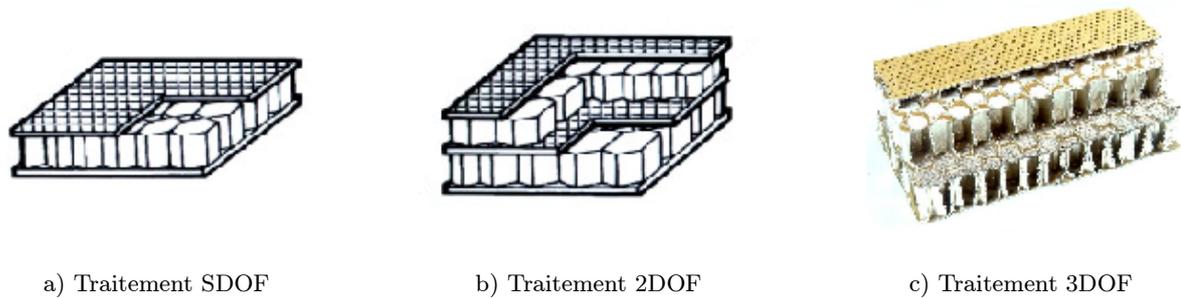


Figure 1.5: Traitements passifs conventionnels, d'après J. Julliard, *Journées scientifiques de l'ONERA* [62]

La conception des absorbants acoustiques hybrides est par conséquent envisagée non seulement pour reproduire les caractéristiques d'un matériau poreux usuel dans le domaine des moyennes et hautes fréquences, mais également afin d'atteindre des niveaux d'atténuation importants dans la gamme des plus basses fréquences. Les traitements hybrides, figure 1.6, associant contrôle acoustique passif et actif, se fixent ainsi pour objectif, d'une part, d'étendre la bande fréquentielle de réduction sonore par rapport aux structures passives classiques (SDOF et 2DOF, voire 3DOF, figure 1.5(c)), et d'autre part, de proposer une solution absorbante résistante et peu encombrante.

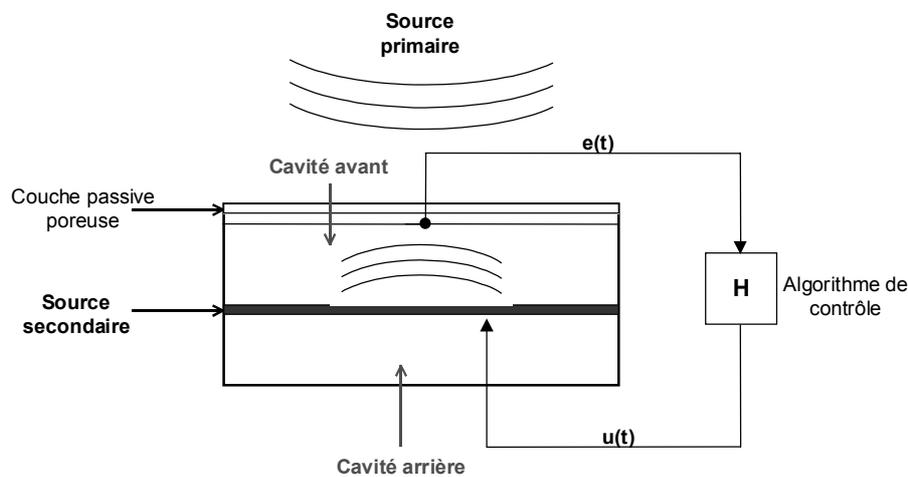


Figure 1.6: Schéma d'un élément du système absorbant hybride

La sélection d'un traitement acoustique efficace, appliqué sur la paroi intérieure d'une nacelle de turboréacteur, se base sur son impédance de surface qui doit rester suffisamment proche des valeurs cibles déterminées, conduisant à des atténuations de bruit maximales. Connaissant les caractéristiques de l'impédance optimale pour un turboréacteur donné, dans ses différents régimes de fonctionnement (décollage, vol stationnaire, approche [88]), les techniques

d'absorption hybrides sont envisagées afin de suivre l'évolution des valeurs de l'impédance désirée sur une large plage de fréquences. A cet effet, le fonctionnement des cellules est optimisé, en ajustant par exemple la fréquence de commutation des deux phases d'utilisation proposées :

- En basses fréquences, le système de contrôle actif est opérationnel, assurant une condition limite de pression nulle à l'arrière de la couche poreuse passive de caractéristiques (résistivité  $\sigma$  et épaisseur  $e$ ) judicieusement choisies pour reproduire l'impédance cible.
- Dans le domaine des moyennes et hautes fréquences, le contrôle actif est stoppé, la condition limite à l'arrière de la couche passive est alors une lame d'air de profondeur préalablement optimisée, voir figure 1.6, définie par la cavité en avant de l'actionneur du module de contrôle.

Nous verrons dans la suite de l'étude que les deux conditions limites arrières, active et passive, envisagées permettent de considérer des épaisseurs réduites de matériau poreux pour la couche passive, favorisant par conséquent la conception d'une technologie absorbante peu encombrante (de quelques centimètres d'épaisseur).

Une autre technique de réalisation d'une impédance cible prédéfinie, utilisant un système acoustique actif a été proposée par Thenail [109] et Furstoss [43]. Son principe repose sur un contrôle direct de l'impédance sur un plan donné : le contrôleur reçoit une double information électrique de pression  $p$  par un microphone de contrôle et de vitesse  $v$  par un accéléromètre, tous deux situés au niveau du plan d'impédance. Le système actif minimise l'erreur  $\epsilon = p - Zv$ ,  $Z$  étant la valeur de l'impédance désirée. Cette étude révèle une bonne réalisation de l'impédance cible, fixée réelle et indépendante de la fréquence, aussi bien dans le cas d'ondes acoustiques sous incidence normale, que dans le cas de l'incidence oblique. Cependant, l'exploitation des matériaux absorbants hybrides s'avère plus intéressante dans le cas des applications aéronautiques notamment car elle permet l'utilisation de procédures de contrôle actif plus simplifiées par rapport au cas du contrôle direct de l'impédance. La condition limite à optimiser, annulation de la pression en un point, et le signal d'erreur à un seul degré de liberté (information de pression provenant du microphone de contrôle), sont en effet moins complexes.

### 1.2.3 Application : cas de la veine MATISSE

Les cellules absorbantes hybrides développées dans cette étude, voir schéma 1.6, sont optimisées dans le but d'une intégration future sur les parois de la nacelle des turboréacteurs. Une adaptation directe de ces traitements apparaît toutefois difficile, car soumise à de nombreuses contraintes. En effet, d'une part, la géométrie de l'entrée d'air d'un moteur d'avion est relativement complexe, voir figure 1.3, et comporte de nombreuses singularités. D'autre part, les écoulements ingérés par les turboréacteurs sont à la fois instationnaires et turbulents ; ils sont en outre associés à des nombres de Mach élevés. Enfin, la propagation acoustique dans la nacelle, bien que assimilée à un conduit cylindrique dans la plupart des simulations, présente un contenu modal important, avec une répartition souvent inégale de l'énergie sur les différents modes propagatifs. Toutes ces caractéristiques ne favorisent pas une conception directe des traitements hybrides actifs/passifs pour un turboréacteur réel.

Dans un premier temps, l'étude des systèmes absorbants hybrides est par conséquent appliquée à une configuration simplifiée, sur un dispositif expérimental de laboratoire. Un banc d'essai

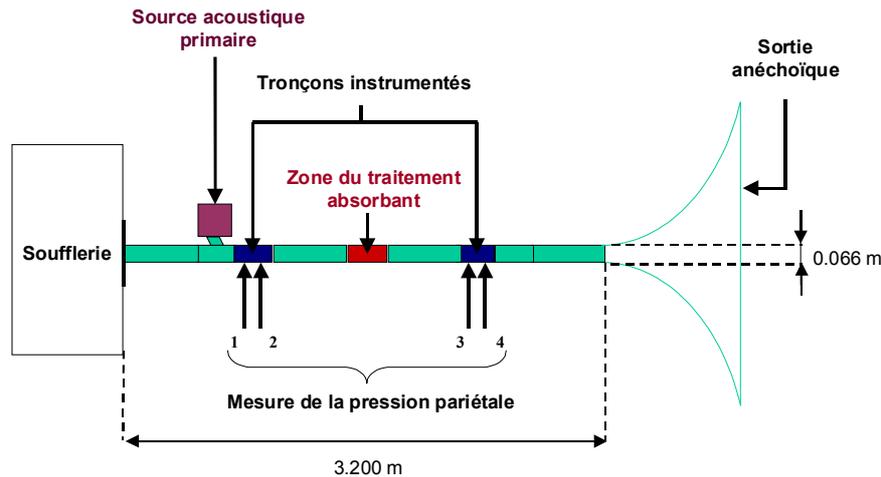
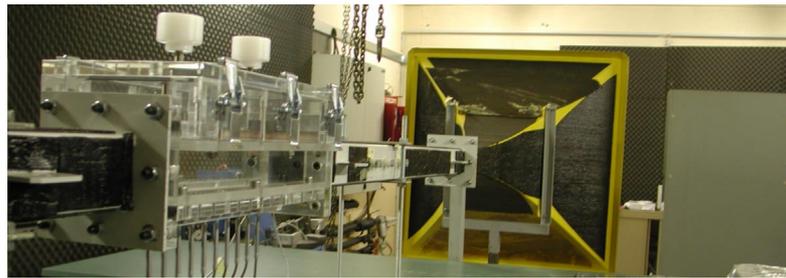


Figure 1.7: Banc d'essai MATISSE

spécifique, la veine MATISSE<sup>3</sup>, a été mis en place au centre acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, spécialement pour tester les cellules hybrides en présence d'un écoulement et sous incidence acoustique rasante. Le banc MATISSE présente en effet une géométrie simplifiée, figure 1.7 : la section de la conduite étant carrée, le tronçon porte échantillon destiné à recevoir le traitement acoustique, présente par conséquent une surface plane qui permet la fabrication d'un prototype plan, plus aisé à mettre en oeuvre dans la cadre des analyses préliminaires de développement. En outre, les dimensions transversales de la veine, relativement faibles, induisent un domaine fréquentiel résultant assez étendu, associé à la propagation du mode plan uniquement. Enfin, la sortie de la conduite, anéchoïque, assure un taux de réflexion très réduit des ondes acoustiques au niveau de l'extrémité avale de la veine.

Dans un deuxième temps, les performances des technologies absorbantes hybrides pourront alors être évaluées sur un banc de mesure plus réaliste, à section transversale plus importante et à contenu modal par conséquent nettement plus riche. Les résultats obtenus seront ensuite comparés à l'efficacité des traitements passifs conventionnels, déjà intégrés dans les entrées d'air des turboréacteurs récents.

La considération d'un dispositif de mesure de caractéristiques simplifiées, au premier stade de la procédure d'élaboration des prototypes acoustiques hybrides offre de nombreux avantages et

<sup>3</sup>Matériaux pour l'Acoustique Transmission Insertion et Singularités dans les Systèmes avec Ecoulement

présente un intérêt essentiel : le développement d'un outil théorique de prédiction parallèle et surtout robuste, puisque respectant la plupart des conditions expérimentales. Après avoir correctement modélisé la configuration réelle du banc d'essai, des simulations permettront à la fois la détermination et la définition des propriétés du traitement acoustique optimal, ainsi qu'une comparaison fiable avec les mesures ultérieures réalisées *in situ*.

### 1.3 Démarche globale d'optimisation des cellules absorbantes hybrides

La démarche globale d'optimisation du traitement absorbant hybride est élaborée spécifiquement pour le dispositif expérimental MATISSE. Elle concerne, d'une part, le système de contrôle actif destiné à réaliser l'annulation de la pression à l'arrière du matériau poreux, et d'autre part, la partie passive du traitement qui comprend la couche passive en face avant de la cellule et le fonctionnement de l'absorbant en mode passif, c'est à dire l'ajustement de la condition limite arrière passive. Seule la procédure d'optimisation attachée au développement de la partie passive du système acoustique hybride est considérée dans ce travail de thèse. Le design complet du module de contrôle actif, en particulier le choix et le dimensionnement de l'actionneur, le positionnement du microphone de contrôle [46], ainsi que l'élaboration d'un algorithme de contrôle rapide et robuste [54] [74], est détaillé dans plusieurs études parallèles et complémentaires [52] [73]. La seule contribution du contrôle actif prise en compte au niveau de l'analyse de la composante passive de la cellule absorbante hybride, est la réalisation de l'annulation de la pression sur la face arrière de la couche poreuse, et non les moyens techniques et numériques développés pour y aboutir.

Le processus complet d'optimisation du traitement acoustique hybride a été mis au point pour atteindre l'objectif final qui constitue l'obtention d'une réduction sonore maximale sur une bande de fréquences étendue. Les différentes étapes essentielles de la procédure sont résumées sur le schéma de la figure 1.8. La première phase de l'optimisation consiste à déterminer les valeurs de l'impédance cible, c'est à dire la résistance et la réactance d'un traitement acoustique appliqué en paroi de la veine MATISSE, conduisant à des niveaux d'atténuation sonore optimaux. L'évolution fréquentielle de l'impédance désirée étant clairement définie, une distinction des différents modes de fonctionnement des cellules hybrides est réalisée, au niveau théorique, sur la gamme complète de fréquences étudiée : mode actif en basses fréquences et mode passif pour les fréquences supérieures. A ce stade de la procédure, le choix des caractéristiques de la couche poreuse adaptée pour répondre au compromis entre une réduction de bruit maximale et un absorbant réalisable du point de vue pratique, est effectué parallèlement à l'optimisation des différents paramètres du système de contrôle actif. L'analyse théorique des deux composantes, active et passive, de la cellule absorbante étant achevée, la conception du prototype peut être envisagée, aboutissant aux premiers essais en incidence normale dans le tube à ondes stationnaires, afin de valider le fonctionnement de la technologie hybride dans des conditions idéales : incidence normale, ondes planes, sans écoulement... Ces tests permettent, en outre, de vérifier si la valeur de l'impédance de surface du traitement est suffisamment proche de l'impédance optimale cible calculée pour le banc MATISSE. La dernière étape regroupe alors les mesures en paroi du dispositif expérimental MATISSE, sous incidence rasante et en présence d'un écoulement. Ces essais sont effectués non seulement pour évaluer les performances du système absorbant hybride, mais également pour analyser la fiabilité des prédictions.

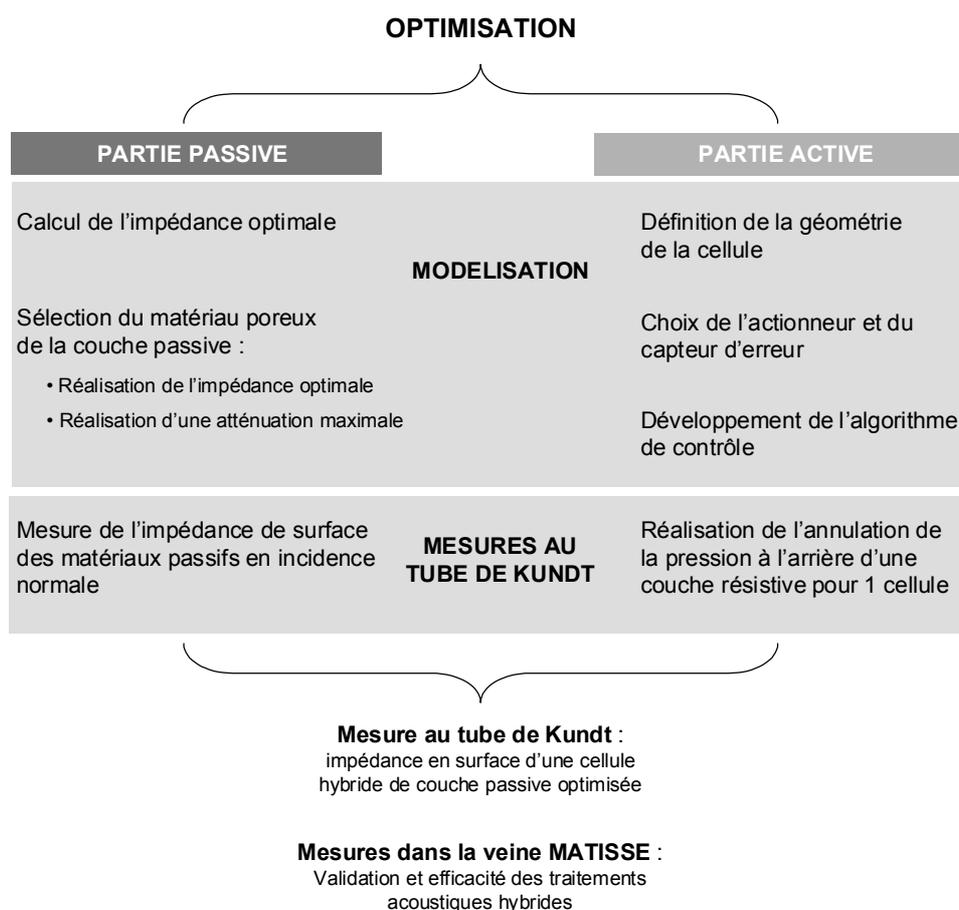


Figure 1.8: Procédure d'optimisation des cellules absorbantes hybrides

## 1.4 Conclusion

La description du principe de base de la technologie absorbante hybride, réalisée dans ce chapitre, ainsi que de ses modes de fonctionnement spécifiques, constitue le point de départ de notre étude, attachée au développement de la composante passive du traitement acoustique. Un procédé d'optimisation des cellules absorbantes hybrides a été développé spécialement dans le cas d'un dispositif expérimental relativement simplifié, le banc MATISSE, afin de disposer d'un outil de comparaison et de prédiction théorique fidèle. Un schéma similaire peut toutefois être appliqué à toute configuration éventuellement plus complexe, en particulier à un système industriel quelconque. En revanche, dans ces conditions, la considération de modèles de simulation plus élaborés, prenant en compte une géométrie spécifique, et des écoulements plus réalistes, paraît absolument indispensable. Enfin, les différentes phases de la procédure d'optimisation de la partie passive pour la veine MATISSE, mises en place précédemment seront progressivement détaillées dans la suite de nos travaux.

Le chapitre suivant concerne la première étape de l'optimisation, la recherche de l'impédance

cible qui représente non seulement la base, mais également le fil conducteur de toute l'étude sur l'élaboration des techniques d'absorption hybrides.

## Chapitre 2

# Détermination de l'impédance optimale pour la veine MATISSE

La procédure d'optimisation mise en place au chapitre précédent est développée dans le but de concevoir un traitement acoustique optimal pour le banc d'essai MATISSE, c'est-à-dire conduisant à des réductions sonores maximales lorsque l'absorbant est appliqué sur les parois de la veine. Une description complète de la propagation acoustique dans une conduite à section constante — carrée dans le cas particulier du dispositif MATISSE — apparaît par conséquent indispensable afin de définir le critère de maximisation de l'atténuation due à la présence du traitement acoustique.

Le calcul du champ de pression en tout point d'un conduit infini, voire semi-infini, dont une ou plusieurs parois sont recouvertes d'un traitement absorbant caractérisé par une impédance finie, a été réalisé par de nombreux auteurs [76] [34] [79]. Les premiers travaux concernent les simulations modales effectuées pour des veines au repos, c'est-à-dire sans écoulement [31] [79].

L'application principale de ce type d'analyse étant directement liée au domaine aéronautique — caractérisation et réduction du bruit dans un turboréacteur — l'introduction d'un écoulement dans les modèles de propagation acoustique apparaît essentielle afin de s'orienter vers des configurations plus pratiques et aboutit à des modélisations de plus en plus complexes. La difficulté du problème réside, en effet, dans une implémentation précise au niveau du calcul du champ de pression acoustique dans la veine, de la condition limite à la paroi absorbante, qui résulte d'une interaction du traitement d'impédance finie avec l'écoulement. Deux types d'approches relativement différentes ont été considérées pour appréhender ce sujet : d'une part, les prédictions sont réalisées dans le cas d'une décomposition modale des grandeurs acoustiques par Tester en présence d'un écoulement d'abord uniforme [107], puis cisailé [108]. D'autre part, les simulations se basent sur la résolution des équations de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) à l'intérieur d'un conduit traité (Aurégan [13]). Enfin, les études les plus récentes se concentrent sur l'introduction d'écoulements plus réalistes, imposant par conséquent l'utilisation de modèles numériques éléments finis [116].

La connaissance du profil de la pression acoustique tout au long de la veine constitue le point de départ dans la démarche de détermination des caractéristiques précises de l'impédance finie du traitement absorbant, développé pour atteindre des niveaux de réduction sonore maxima. Les études de référence, concernant la définition de cette impédance appelée optimale, ont été menées

par Cremer [31] vers le début des années 50. Son approche est certes limitée à des conduits rectangulaires infinis, dont une paroi est entièrement recouverte d'un traitement d'impédance finie, à un espace à deux dimensions et à des simulations sans écoulement. Elle a cependant permis de mettre en valeur l'évolution fréquentielle particulière de l'impédance optimale qui présente des parties réelle et imaginaire du même ordre de grandeur, alors que dans le cas d'une onde plane incidente sur un plan absorbant infini, le maximum d'absorption est atteint pour une impédance purement résistive [43]. Des analyses ultérieures ont été effectuées dans un premier temps par Tester qui propose une généralisation des résultats de Cremer aux modes supérieurs et pour des conduits à section circulaire [107], puis en présence d'un écoulement [108]. Enfin, dans un deuxième temps, Zlavog [116] montre la dépendance de l'impédance optimale à de nombreux paramètres notamment liés aux caractéristiques de la source acoustique.

L'objectif de ce chapitre est de fournir les valeurs de l'impédance optimale pour la géométrie spécifique du banc MATISSE, qui constitue l'impédance cible à atteindre en face avant des cellules hybrides. Contrairement aux études antérieures de Cremer et Tester, le calcul est effectué pour un traitement absorbant de longueur finie. De plus, le critère d'optimisation se base sur l'évaluation d'un paramètre acoustique, un indice de performance, caractérisant la réduction du bruit à l'intérieur du conduit, consécutive à l'application d'un traitement absorbant d'impédance finie en paroi de la veine.

L'évolution fréquentielle de l'impédance optimale MATISSE a été déterminée simultanément à partir de deux simulations différentes mais complémentaires. D'une part, la résistance et la réactance cibles sont estimées par une méthode basée sur les éléments finis de frontière sous Sysnoise, fournissant les champs de pression et de vitesse acoustiques dans une conduite rectangulaire pour une configuration sans écoulement. D'autre part, un calcul multimodal de la propagation sonore dans une veine partiellement traitée est mis en place afin d'obtenir les valeurs de l'impédance optimale aussi bien dans le cas sans écoulement que dans le cas où un écoulement moyen uniforme est présent dans la veine. Enfin, une comparaison des résultats obtenus est réalisée par rapport aux prédictions de Cremer (sans écoulement) et Tester (avec écoulement), afin de vérifier le comportement fréquentiel de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance optimale estimée pour le banc MATISSE.

## 2.1 Mise en place du problème

### 2.1.1 Configuration de calcul

Les calculs menés dans cette étude sont spécifiques au dispositif expérimental représenté sur la figure 2.1, le banc MATISSE. La veine MATISSE est une conduite de longueur environ 3.20 m, et à section carrée de  $0.066 \times 0.066 \text{ m}^2$ . De telles dimensions, relativement faibles, imposent un domaine étendue de prédominance des ondes planes, les modes supérieurs étant évanescents. La fréquence de coupure s'élève à 2575 Hz dans le cas sans écoulement ; elle est très peu modifiée lorsqu'un écoulement moyen uniforme est considéré dans la veine, elle atteint en effet 2570 Hz pour une vitesse de 50 m/s. Une soufflerie silencieuse reliée à une extrémité de la conduite permet de générer des écoulements silencieux de vitesse maximale 70 m/s. L'autre extrémité de la veine, anéchoïque, est réalisée au moyen d'un pavillon métallique qui réduit la réflexion des ondes au niveau de la sortie de la conduite. La source acoustique est placée sur la paroi supérieure, en amont du tronçon porte-échantillon destiné à recevoir le traitement acoustique à

tester.

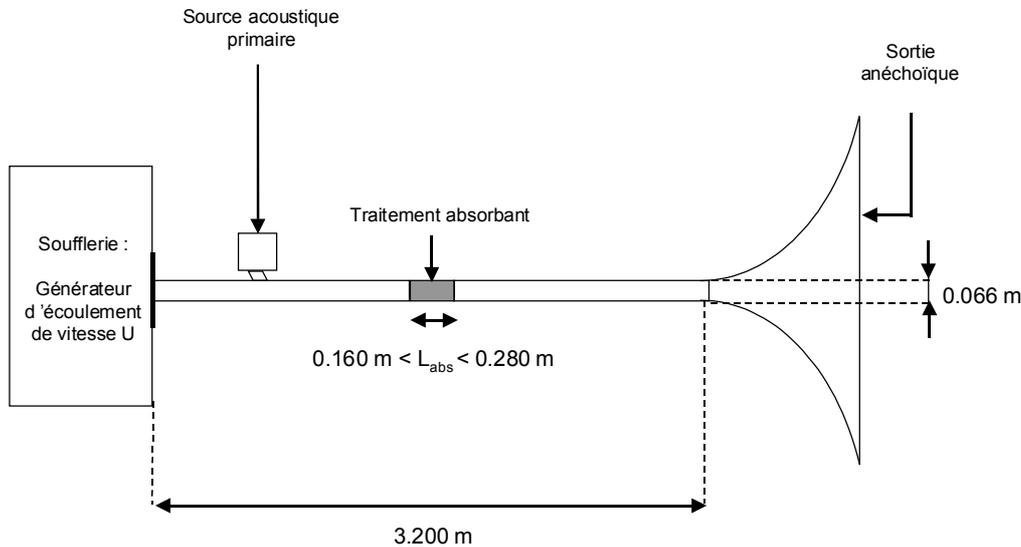


Figure 2.1: La veine MATISSE : éléments principaux pour les simulations

Le banc d'essai MATISSE a été mis en place dans le but d'évaluer l'efficacité d'absorbants acoustiques sous écoulement en incidence rasante. La géométrie simplifiée de ce dispositif expérimental permet, d'une part, une modélisation théorique assez proche de la réalité, et d'autre part, l'élaboration de modèles de prédiction précis.

### 2.1.2 Plage de fréquences étudiée

La gamme de fréquences considérée pour le calcul de l'impédance optimale MATISSE est assez étendue : 800 à 5000 Hz. Elle a été établie à partir des spécifications initiales issues de l'application finale envisagée par le projet SILENCER, les traitements acoustiques hybrides étant destinés à être implantés dans l'entrée d'air des turboréacteurs modernes. Les mesures ultérieures sur le banc MATISSE se limitent cependant au domaine des ondes planes, c'est à dire à une fréquence maximale d'étude de 2500 Hz. Ainsi la plage fréquentielle 800-2500 Hz est privilégiée, notamment pour les comparaisons avec les mesures futures sur la veine d'essai. Certaines études sont néanmoins menées jusqu'à 5000 Hz pour appréhender l'évolution des grandeurs acoustiques telles que l'impédance optimale et l'atténuation correspondante au-delà de la fréquence de coupure du conduit. La détermination des valeurs de la résistance et de la réactance optimales est alors réalisée fréquence par fréquence dans la plage prédéfinie : 800-2500 Hz, voire 800-5000 Hz.

### 2.1.3 Choix de l'indice de performance

L'impédance optimale d'un traitement à placer en paroi de la conduite MATISSE est évaluée à partir de l'atténuation sonore maximale induite par la présence de l'absorbant. Un indice

de performance est par conséquent sélectionné afin de quantifier la réduction de bruit dans la veine. Plusieurs paramètres permettent de mesurer les performances d'un filtre acoustique [78] [34] [17] : la perte par insertion, la perte par transmission et la réduction de bruit.

### Perte par insertion

La perte par insertion ou Insertion Loss (IL) caractérise l'atténuation sonore résultante de l'insertion d'un traitement acoustique dans une conduite. Elle est définie par la différence de puissance acoustique rayonnée entre les configurations avec absorbant  $W_2$  et sans traitement (parois rigides)  $W_1$ , pour une puissance constante fournie par la source.

$$IL = L_{w2} - L_{w1} = 10 \log \frac{W_2}{W_1} \quad (2.1)$$

$L_{w1}$  et  $L_{w2}$  représentent les niveaux de puissance en dB respectivement dans le cas de la conduite à parois rigides et dans le cas de la conduite traitée.

### Perte par transmission

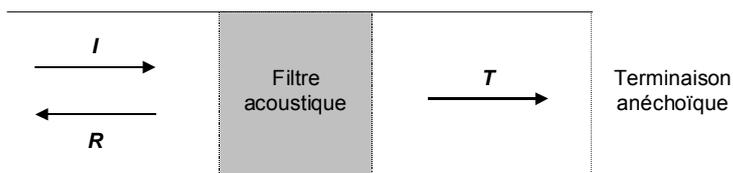


Figure 2.2: Configuration de calcul de la perte par transmission

La perte par transmission ou Transmission Loss (TL) traduit l'affaiblissement sonore par passage au travers d'un filtre acoustique correspondant dans notre cas à la zone du traitement absorbant. Elle est calculée à partir de la différence entre le niveau de puissance acoustique transmise  $W_t$  à l'aval de la région absorbante et le niveau de puissance acoustique incidente  $W_i$  sur le filtre.

$$TL = L_{wt} - L_{wi} = 10 \log \frac{W_t}{W_i} \quad (2.2)$$

Dans le cas particulier où seules des ondes planes sont présentes dans la conduite, la perte par transmission peut également s'exprimer par la différence entre le niveau de la pression transmise  $L_T$  et le niveau de la pression incidente  $L_I$ , voir figure 2.2.

$$TL = L_T - L_I = 20 \log \left| \frac{T}{I} \right| \quad (2.3)$$

La perte par transmission est par conséquent indépendante de la source, mais sa détermination requiert impérativement une terminaison de conduite anéchoïque, c'est-à-dire une absence d'onde réfléchie dans la partie de la veine en aval du traitement absorbant [78].



Figure 2.3: Configuration de calcul de la réduction de bruit

### Réduction de bruit

La réduction du bruit ou level différence (LD) est obtenue par la différence entre les niveaux de pression en deux points arbitraires respectivement situés en amont,  $P_1$ , et en aval,  $P_2$ , du filtre acoustique, voir figure 2.3.

$$LD = 20 \log \frac{P_2}{P_1} \quad (2.4)$$

L'estimation de la réduction de bruit n'exige aucune condition particulière et apparaît comme le paramètre le plus aisé à calculer et à mesurer. Néanmoins, dans le cas général, la perte par insertion est le seul indice qui représente réellement la performance d'un filtre acoustique. En outre, la bande de fréquences étendue considérée de 800 à 5000 Hz, induit la présence de modes supérieurs dans la conduite au-delà de la fréquence de coupure : dans le cas où la terminaison de la veine ne peut être anéchoïque pour les modes propagatifs supérieurs, le choix de la perte par transmission comme indice de performance caractérisant l'affaiblissement sonore dans la conduite MATISSE est alors exclu. Le paramètre sélectionné pour évaluer l'atténuation du bruit résultant de l'application d'un traitement d'impédance finie en paroi de la veine d'essai est par conséquent la perte par insertion. Cependant, lorsqu'on se limite au domaine des ondes planes, et puisque la sortie de la veine MATISSE est anéchoïque<sup>1</sup>, les indices de perte par insertion et de perte par transmission sont équivalents. Ainsi, lors des mesures comparatives ultérieures, les deux paramètres pourront être utilisés alternativement afin d'estimer les niveaux de réduction acoustique atteints dans la conduite.

## 2.2 Calcul de l'impédance optimale

### 2.2.1 Calcul Sysnoise

#### Configuration de calcul

La détermination de l'impédance optimale à partir de Sysnoise a été réalisée en considérant, dans un premier temps, une modélisation très simplifiée de la veine MATISSE, voir figure 2.4.

Le calcul des champs de pression et de vitesse acoustiques est effectué pour une conduite rectangulaire de longueur 3.20 m et de hauteur 0.066 m, dans un espace à deux dimensions. La source est représentée par un piston de vitesse fixée, placée sur la paroi supérieure de la conduite, en amont du traitement absorbant. Les deux extrémités de la conduite sont programmées anéchoïques : la condition de non réflexion, restreinte au domaine des ondes planes uniquement,

<sup>1</sup>L'indice de perte par transmission est par conséquent défini.

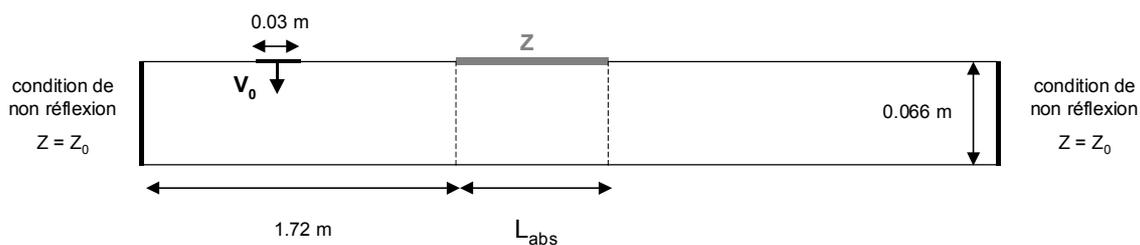


Figure 2.4: Calcul Sysnoise : configuration 1

est appliquée par une impédance égale à l'impédance caractéristique de l'air,  $Z_0 = \rho_0 c_0$ , correspondant en réalité à une absorption totale. La simulation est réalisée sans écoulement.

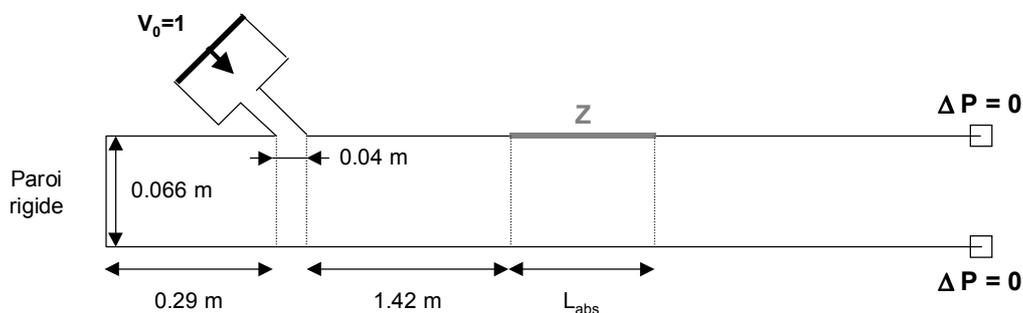


Figure 2.5: Calcul Sysnoise : configuration 2

Dans un deuxième temps, la configuration de la figure 2.4 a été modifiée, non seulement pour accéder à l'étude des fréquences supérieures à la fréquence de coupure du conduit, mais également dans le but de se rapprocher davantage des conditions expérimentales, voir figure 2.5. La source acoustique est modélisée par un piston de vitesse, situé dans un boîtier rectangulaire reliée à la veine par une colonnette, à l'image de la source réelle. En outre, l'extrémité de la conduite en amont de la région absorbante est fermée par une paroi rigide d'impédance infinie. La terminaison de la veine est programmée libre, en prenant la précaution d'insérer des conditions de saut de pression nul sur les deux bords libres à la sortie du conduit.

### Calcul de l'indice de performance

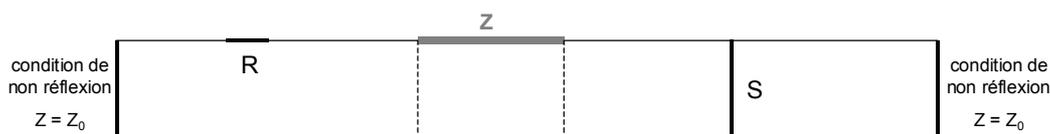


Figure 2.6: Calcul de l'indice de performance : configuration 1

L'évaluation de la perte par insertion dans le cas particulier du calcul Sysnoise est réalisée en considérant l'affaiblissement de la puissance acoustique dans une section  $S$  de la conduite MATISSE, située en aval de la région du traitement absorbant, voir figures 2.6 et 2.7.

$$IL = 10 \log \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}_{rig}} \quad (2.5)$$

$\mathcal{P}$  et  $\mathcal{P}_{rig}$  représentent respectivement les puissances acoustiques dans le plan  $S$  pour les cas avec et sans absorbant. L'équation (2.5) est valable pour une puissance constante fournie par la source. La référence source est choisie en paroi supérieure de la veine au niveau du piston de vitesse dans la configuration de calcul 1 et au niveau de la colonnette reliant le boîtier source à la paroi supérieure de la conduite dans la configuration de calcul 2. Le diamètre de la colonnette étant suffisamment faible, 0.030 m (fréquence de coupure associée 5666 Hz), les ondes acoustiques restent planes sur toute la gamme de fréquences étudiée (800-5000 Hz). Dans ces conditions, la référence considérée est ainsi la pression en un point  $R$  situé au centre de la colonnette, voir figure 2.7. Le calcul de la perte par insertion dans la configuration 2 est en fait réalisé à l'image des mesures ultérieures de l'indice de performance sur le banc d'essai MATISSE, voir chapitre 6.

Par ailleurs, la simulation étant réalisée dans le domaine de l'acoustique linéaire, la perte par insertion dans la veine est estimée par la relation 2.6.

$$IL = 10 \log \left| \frac{p_{rig}^R}{p^R} \right|^2 \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}_{rig}} \quad (2.6)$$

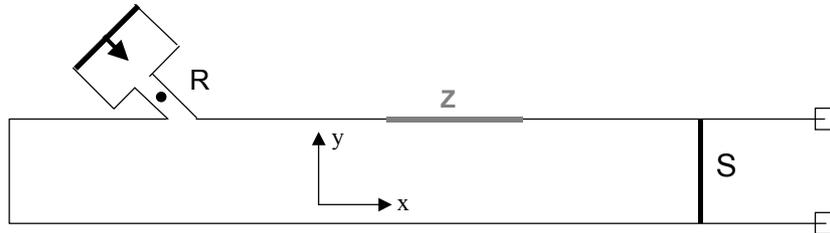


Figure 2.7: Calcul de l'indice de performance : configuration 2

$p_{rig}^R$  et  $p^R$  sont les pressions au point de référence  $R$  dans la colonnette pour les configurations parois rigides et avec traitement. La valeur de la puissance acoustique dans la section  $S$  de la conduite est obtenue en intégrant la composante axiale de l'intensité acoustique évaluée sous Sysnoise en un nombre discret de points  $N_p$  sur le plan  $S$ .

$$\mathcal{P} = \int_S I_x dy = \sum_{i=1}^{N_p} I_x(i) \Delta y \quad (2.7)$$

$$\mathcal{P}_{rig} = \int_S I_{x,rig} dy = \sum_{i=1}^{N_p} I_{x,rig}(i) \Delta y \quad (2.8)$$

$I_x$  et  $I_{x,rig}$  représentent les composantes axiales de l'intensité au niveau de la section  $S$  dans les cas avec et sans absorbant respectivement.  $\Delta y$  est le pas de discrétisation suivant la direction transversale  $y$ .

Lorsque la configuration 1 est considérée, la référence constante est la puissance sur les éléments source, et l'indice de performance est évalué par la formule (2.9).

$$IL = 10 \log \frac{\mathcal{P}_{rig}^R \mathcal{P}}{\mathcal{P}^R \mathcal{P}_{rig}} \quad (2.9)$$

$\mathcal{P}_{rig}^R$  et  $\mathcal{P}^R$  sont les puissances acoustiques sur les éléments sources respectivement pour la conduite entièrement rigide et la conduite partiellement traitée ; leurs valeurs sont déduites des équations (2.10) et (2.11) :

$$\mathcal{P}_{rig}^R = \sum I_{rig}^R \Delta x \quad (2.10)$$

$$\mathcal{P}^R = \sum I^R \Delta x \quad (2.11)$$

avec  $I_{rig}^R$  et  $I^R$  les intensités acoustiques au niveau des éléments sources.

Les simulations effectuées, afin de déterminer les valeurs de l'indice de performance pour différentes impédances en paroi de la conduite, ont montré que le maillage de la veine modélisée doit être suffisamment fin pour obtenir des résultats cohérents. En effet, la limite supérieure de la taille des éléments, généralement fixée au sixième de la longueur d'onde ( $\lambda/6$ ) pour les calculs sous Sysnoise, n'est plus valable dans notre cas. Afin de diminuer au maximum le temps de calcul, tout en assurant cependant un degré de précision important, trois domaines fréquentiels ont par conséquent été distingués ; chacun se caractérisant par la dimension retenue des éléments du maillage de la conduite :

- 800 à 2000 Hz inclus, taille des éléments du maillage : 0.010 m ( $\sim \lambda/16$ ).
- 2000 à 3150 Hz inclus, taille des éléments du maillage : 0.005 m ( $\sim \lambda/21$ ).
- 3150 à 5000 Hz inclus, taille des éléments du maillage : 0.0025 m ( $\sim \lambda/26$ ).

### Résultats : analyse de l'impédance optimale

Les premiers calculs ont été réalisés pour la configuration de la figure 2.4, jusqu'à 2000 Hz. La courbe en pointillés de la figure 2.8(a) représente les valeurs de l'impédance optimale obtenue dans ce cas, le pas sur la résistance et la réactance étant de  $0.2 * Z_0$ . La partie réelle de l'impédance optimale augmente avec la fréquence, tandis que la partie imaginaire décroît lorsque la fréquence s'élève. Dans un deuxième temps, la résistance et la réactance optimales sont évaluées sur toute la bande de fréquences entre 800 et 5000 Hz, pour la configuration de la figure 2.5. Les valeurs obtenues pour un pas de  $0.1 * Z_0$  sont présentées sur la figure 2.8(a) (courbe en trait gras). La partie réelle de l'impédance optimale, positive croissante, suit la même évolution que dans le cas de la configuration 1, alors que la partie imaginaire, toujours négative, décroît jusqu'à 2500 Hz, puis augmente au-delà de cette fréquence. Certaines valeurs de résistance, à 3150 Hz par exemple, ou de réactance apparaissent parfois extrêmes. Une analyse ultérieure de la sensibilité

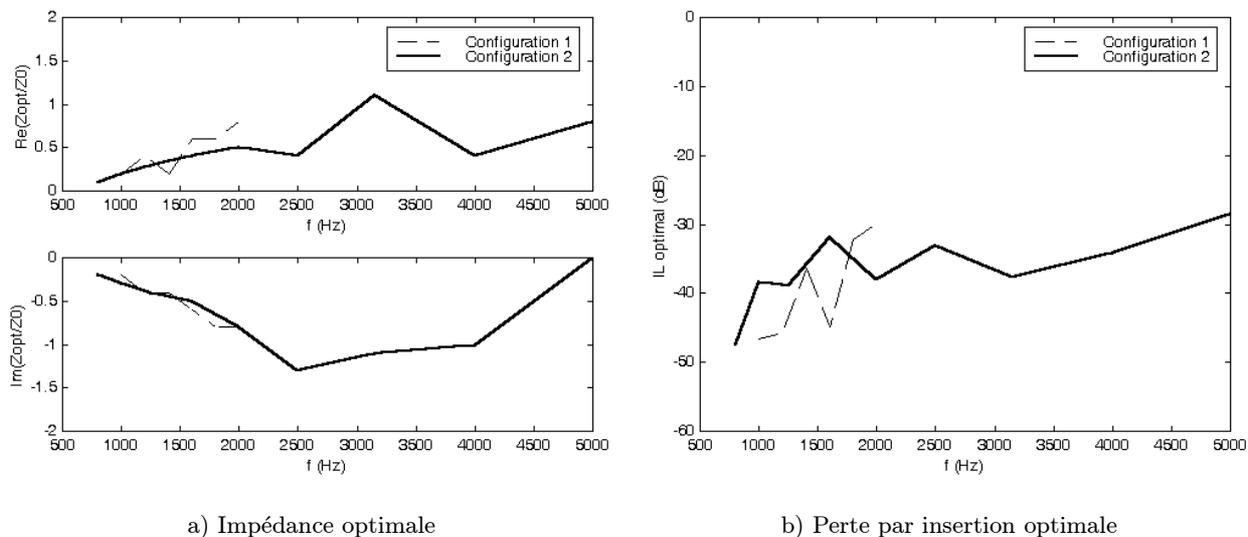


Figure 2.8: Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison entre les configurations 1 et 2

de l'atténuation à de faibles variations des parties réelle et imaginaire de l'impédance optimale tentera d'expliquer ce phénomène. En outre, les courbes d'impédance optimale, obtenues par la suite lors du calcul modal, mettent également en évidence de telles irrégularités lorsque le traitement absorbant est appliqué sur une seule paroi de la conduite. Des explications plus approfondies sont par conséquent développées à ce niveau de l'étude dans la partie 2.2.2.

L'atténuation correspondant aux résistances et réactances optimales a été tracée sur la figure 2.8(b), qui représente la perte par insertion en fonction de la fréquence. La valeur absolue de l'indice de performance optimal décroît légèrement lorsque la fréquence augmente. Les irrégularités présentes au niveau de la courbe d'atténuation révèlent que le pas choisi pour la détermination de l'impédance optimale n'est pas suffisamment réduit : l'écart de la valeur estimée de l'impédance optimale à sa valeur réelle est en effet différent pour chaque fréquence.

Enfin, une comparaison des résultats obtenus dans les configurations 1 et 2, a été réalisée sur la bande 1000-2000 Hz, voir figure 2.8(a). Les valeurs d'impédance optimales calculées apparaissent très proches l'une de l'autre, sachant toutefois que, d'une part les pas d'incrémentations sont différents dans les deux simulations, ainsi que le nombre de points en fréquence utilisés, et d'autre part, les conditions en sortie de veine sont également distinctes : anéchoïque pour la configuration 1 de la figure 2.4 et libre pour la modélisation 2 de la figure 2.5. Ces calculs ont été effectués dans le domaine des ondes planes, en-deçà de la fréquence de coupure du conduit : la modification des conditions limites aux extrémités de la veine ne semblent pas avoir d'influence importante sur l'impédance optimale dans ce cas.

### Résultats : étude de sensibilité de l'atténuation

Une étude de sensibilité de la perte par insertion par rapport aux parties réelle et imaginaire de l'impédance a été effectuée sur la gamme de fréquences complète étudiée. L'évaluation de l'indice de performance pour des variations de la résistance et de la réactance au voisinage de leur valeur optimale permet, d'une part, de caractériser l'ampleur de la zone d'atténuation maximale, et d'autre part, de mettre en évidence un intervalle de tolérance pour la réalisation future de l'impédance optimale. La figure 2.9 représente les pertes par insertion en fonction de la partie réelle en abscisse, et de la partie imaginaire de l'impédance en ordonnée, calculées pour un pas de  $0.1 * Z_0$  et pour différentes fréquences.

L'analyse des résultats confirme, dans un premier temps, l'information fournie par la figure 2.8(a) représentant l'évolution fréquentielle de l'impédance optimale. Les zones de réduction sonore maximale se déplacent vers les résistances plus élevées lorsque la fréquence augmente, et vers les réactances plus fortement négatives jusqu'à 2500 Hz, puis plus faiblement négatives au-delà. Dans un deuxième temps, les cartographies font apparaître l'étendue relativement réduite des régions d'atténuation maximale qui se concentrent autour de la valeur optimale de l'impédance. En effet, une frontière de zone optimale peut être définie en considérant tous les couples résistance-réactance qui conduisent à une atténuation supérieure ou égale à la valeur maximale minorée de 20 dB. Dans ces conditions, les régions optimales s'étalent sur une amplitude de  $0.2 * Z_0$  aussi bien sur la partie réelle que sur la partie imaginaire de l'impédance. En revanche, loin des zones de réduction sonore maximale, les variations de la perte par insertion sont minimales, de l'ordre de quelques décibels à quelques dixième de décibels. Enfin, l'étude de sensibilité révèle la présence de plusieurs régions optimales à certaines fréquences, d'autant plus éloignées les unes des autres que la fréquence augmente. Cette évolution de l'indice de performance n'est pas surprenante, et semble être à l'origine des irrégularités constatées dans la courbe de l'impédance optimale de la figure 2.8(a). Plusieurs couples distincts (résistance, réactance) peuvent, par conséquent, conduire à des valeurs très voisines, voire égales de la perte par insertion. La présence de plusieurs régions où l'atténuation est maximale présente un intérêt non négligeable : en effet, ce phénomène permet d'offrir des possibilités différentes de réaliser l'impédance optimale. La valeur la plus accessible au niveau pratique pourra être sélectionnée, puis privilégiée.

### 2.2.2 Calcul modal

Un calcul modal, parallèle à l'étude sous Sysnoise, a été mené notamment afin de prendre en compte ultérieurement un écoulement dans les simulations de l'impédance optimale et les prédictions de l'atténuation sonore. Dans un premier temps, la programmation des grandeurs acoustiques dans une conduite partiellement recouverte d'un traitement absorbant est réalisée dans la configuration sans écoulement sur la gamme de fréquences complète 800-5000 Hz. Dans un deuxième temps, puisque le banc MATISSE permet également la caractérisation de traitements acoustiques en écoulement sous incidence rasante, une modélisation simplifiée de la propagation sonore dans une veine traitée a été développée en présence d'un écoulement moyen uniforme : cette étude est cependant limitée au domaine 800-2500 Hz. L'objectif de nos travaux se concentre, en effet, essentiellement sur la conception d'un traitement absorbant optimal pour la configuration particulière du dispositif expérimental MATISSE. L'outil de calcul modal est, par conséquent, exploité dans le but de prévoir le comportement des absorbants en paroi de la veine d'une part, et de comparer leurs performances théoriques et leur efficacité réelle mesurée

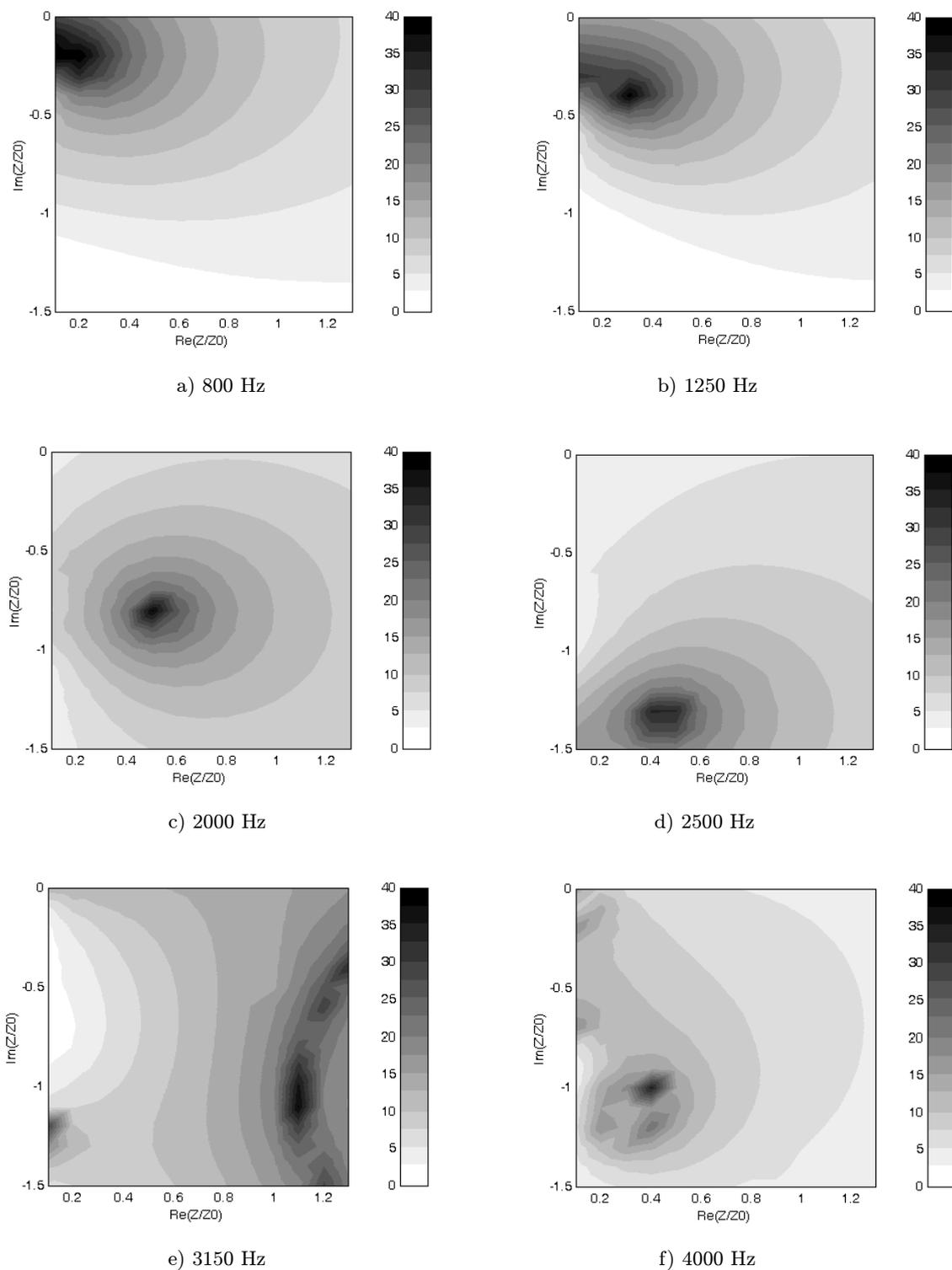


Figure 2.9: Etude de sensibilité de la perte par insertion : calcul Sysnoise

d'autre part.

Dans un cas plus général mettant en jeu, par exemple, des géométries plus complexes et des écoulements de vitesse plus élevée, une représentation plus réaliste du problème à partir de modèles de propagation en écoulement plus sophistiqués [80] [84] paraît inévitable afin de réaliser des prédictions convenables. Une bonne prise en compte de la condition limite d'impédance finie [13] ainsi que des effets de couche limite non négligeables dans la plupart des applications industrielles [39], sont en effet deux points essentiels à une modélisation plus complète et plus précise du problème. Dans le cadre de notre étude cependant, l'analyse modale et la considération d'un écoulement moyen uniforme s'avèrent très bien adaptées aux simulations et aux applications expérimentales envisagées pour les caractéristiques spécifiques du banc MATISSE.

Une description complète de la propagation acoustique dans un conduit semi-infini et dans le cas sans écoulement est présentée dans les travaux de Galland [44] et de Thenail [109]. Les expressions des champs de vitesse et de pression acoustiques sont entièrement définies par les conditions aux limites connues à différents niveaux de la conduite : source de vitesse, condition de paroi rigide (impédance infinie) ou absorbante (impédance donnée finie), terminaison spécifique...

### Configuration de calcul

La détermination de la pression et de la vitesse acoustiques par le calcul modal, est réalisée dans une conduite tri-dimensionnelle à terminaison anéchoïque. La configuration de calcul utilisée pour la modélisation du problème dans le cas sans écoulement est schématisée sur la figure 2.10. Les dimensions transversales de la conduite sont notées  $L_x$  et  $L_y$  et sont égales à 0.066 m, tandis que la dimension axiale totale  $L_z$  atteint 3.2 m. L'origine du repère  $(x, y, z)$  est placée au centre du conduit sur l'extrémité amont de la veine.

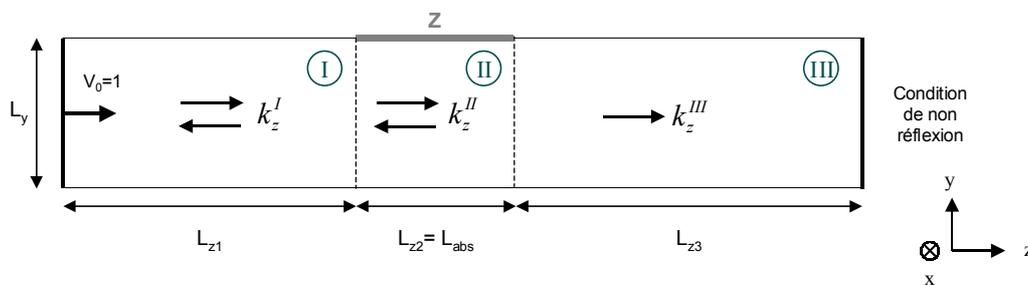


Figure 2.10: Configuration du calcul multimodal : sans écoulement

La veine simulée est séparée en trois zones d'analyse, voir figure 2.10, en fonction des conditions limites considérées au niveau des parois :

- Zone I : région source, à parois rigides, en amont du traitement absorbant.
- Zone II : région du traitement acoustique. La paroi supérieure, voire la paroi inférieure, de cette zone sont recouvertes d'une impédance finie donnée et notée  $Z$ . Le traitement acoustique considéré est supposé à réaction localisée.

- Zone III : région terminale de la conduite, en aval du traitement absorbant ; zone à parois rigides et à sortie anéchoïque.

Bien que la source acoustique soit modélisée par un piston de vitesse d'amplitude donnée, située à l'extrémité amont de la conduite, et non en paroi comme sur le banc MATISSE, la configuration modale se rapproche davantage des conditions expérimentales par rapport au calcul sous Sysnoise. En effet, le problème considéré est tridimensionnel, et la terminaison du conduit est supposée anéchoïque sur toute la gamme de fréquences étudiée, au-delà du domaine des ondes planes. Une simulation plus fidèle de la source réelle dans la conduite MATISSE est néanmoins possible, par implémentation d'une condition limite de vitesse sur la paroi supérieure de la veine schématisée sur la figure 2.11. Dans ces conditions, une zone supplémentaire sera prise en compte dans le développement du calcul. Dans notre cas, on se place suffisamment loin de la source acoustique pour considérer une propagation plane des ondes dans la veine ; la condition limite de piston de vitesse sur l'extrémité amont de la conduite est par conséquent représentative de la configuration pratique.

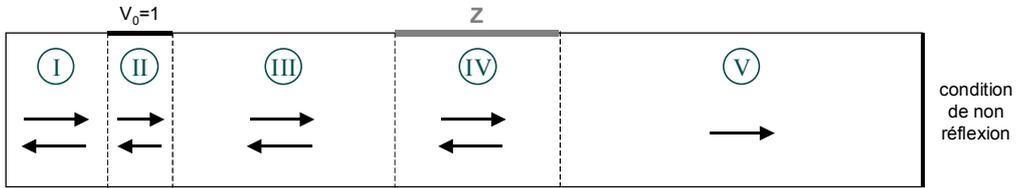


Figure 2.11: Configuration de calcul : prise en compte d'une source acoustique en paroi de la veine

### Calcul des champs de pression et de vitesse

Dans chacune des trois zones du conduit, définies sur la figure 2.10, le potentiel acoustique s'exprime à partir des fonctions propres  $\Phi_{mn}^i(x, y, z)$ , des nombres d'ondes axiaux  $k_{z,mn}^i$ , et des amplitudes modales  $A_{mn}^i$  et  $B_{mn}^i$  :

- Zones I et II, avec  $i = I, II$  :

$$\Phi^i(x, y, z) = \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^i(x, y) \left[ A_{mn}^i e^{-jk_{z,mn}^i z} + B_{mn}^i e^{jk_{z,mn}^i z} \right] \quad (2.12)$$

- Zone III :

$$\Phi^{\text{III}}(x, y, z) = \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{\text{III}}(x, y) A_{mn}^{\text{III}} e^{-jk_{z,mn}^{\text{III}} z} \quad (2.13)$$

L'annulation de la composante réfléchie  $B_{mn}^{\text{I,III}}$  dans la région III, est due à la terminaison anéchoïque de la veine.

La pression et la composante longitudinale de la vitesse se déduisent directement des expressions du potentiel acoustique  $\Phi^i$  (2.12) et (2.13), par les relations (2.14) et (2.15).

$$p^i(x, y, z) = j\omega\rho_0\Phi^i(x, y, z) \quad (2.14)$$

$$v_z^i = \frac{\partial \Phi^i(x, y, z)}{\partial z} = \Phi_z^i(x, y, z) \quad (2.15)$$

$i = \text{I, II, III}$  est l'indice correspondant à la zone de calcul des grandeurs acoustiques.

La détermination de la pression et de la vitesse axiale, en chaque point de la conduite MATISSE simulée, impose par conséquent une estimation préalable des fonctions propres ainsi que des nombres d'ondes transversaux et axiaux d'une part, et des amplitudes modales d'autre part.

**Détermination des modes propres du conduit :**

Les zones I et III, à parois rigides, identiques du point de vue des conditions limites transversales, sont traitées simultanément. L'impédance des parois étant infinie, les fonctions propres et les nombres d'ondes transversaux sont obtenus par les relations (2.16) et (2.17).

$$\Phi^{\text{I}}(x, y) = \Phi^{\text{III}}(x, y) = \cos \left[ \frac{m\pi}{L_x} \left( x - \frac{L_x}{2} \right) \right] \cos \left[ \frac{n\pi}{L_y} \left( y - \frac{L_y}{2} \right) \right] \quad (2.16)$$

$$\begin{cases} k_{x,m}^{\text{I}} = k_{x,m}^{\text{III}} = \frac{m\pi}{L_x} \\ k_{y,n}^{\text{I}} = k_{y,n}^{\text{III}} = \frac{n\pi}{L_y} \end{cases} \quad (2.17)$$

L'expression générale du nombre d'onde axial dans un conduit à parois rigides est donnée par la formule (2.18).

$$k_{z,mn}^i = \{ k_0^2 - [(k_{x,m}^i)^2 + (k_{y,n}^i)^2] \}^{1/2} \quad (2.18)$$

$k_0$ , étant la constante de propagation dans l'air définie par  $k_0 = \omega/c_0$ .

La zone II se résout différemment puisque les conditions limites aux parois  $y = L_y/2$ , voire  $y = -L_y/2$ , sont modifiées par la présence du traitement absorbant. Les équations de propagation dans la direction transversale, normale à l'absorbant, sont par conséquent formulées en prenant en compte l'impédance finie  $Z$  des parois traitées. Dans un premier temps, seul le cas du traitement simple, c'est à dire uniquement réparti sur la paroi supérieure de la veine, est considéré dans le développement du calcul, puisqu'il correspond à la configuration pratique sur le banc d'essai MATISSE. Les modifications apportées par l'ajout d'un traitement symétrique sur la paroi inférieure de la conduite seront exposées rapidement dans un deuxième temps.

L'équation de Helmholtz en l'absence de source acoustique associée aux conditions limites, absorbante sur la paroi supérieure (impédance  $Z$ ) et rigide sur la paroi inférieure, définit le système de départ (2.19) du problème [44] [79] [109] .

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi^{\text{II}}}{dy^2} + (k_y^{\text{II}})^2 \psi^{\text{II}} = 0 \\ \frac{d\psi^{\text{II}}}{dy} \Big|_{y=-\frac{L_y}{2}} = 0 \\ \frac{d\psi^{\text{II}}}{dy} \Big|_{y=+\frac{L_y}{2}} = -\frac{j\omega\rho_0}{Z} \psi^{\text{II}} \Big|_{y=+\frac{L_y}{2}} \end{cases} \quad (2.19)$$



et

$$\mathbf{\Lambda} = \begin{bmatrix} \ddots & & (0) \\ & \lambda_i & \\ (0) & & \ddots \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Soient  $(\lambda_n^2)_{n=1\dots N}$  les valeurs propres de la matrice  $\mathbf{M}$ , les nombres d'ondes transversaux dans la direction  $y$  sont obtenus par la relation (2.25).

$$(k_{y,n}^{\text{II}})^2 = - \left( \frac{\lambda_n}{\Delta y} \right)^2 \quad (2.25)$$

Les vecteurs propres de la matrice  $\mathbf{M}$  forment une base de fonctions propres suivant la direction  $y$ ,  $(\psi_n^{\text{II}}(y))_{n=1\dots N}$ , qui sont des fonctions numériques discrètes.

Dans la zone II du traitement acoustique, les fonctions propres et les nombres d'ondes longitudinaux s'expriment par conséquent par les équations suivantes du système (2.26)<sup>2</sup> :

$$\begin{cases} \Phi_{mn}^{\text{II}}(x, y) = \cos \left[ \frac{m\pi}{L_x} - \left( x - \frac{L_x}{2} \right) \right] \psi_n^{\text{II}}(y) \\ k_{z,mn}^{\text{II}} = \left[ k_0^2 - \left( \frac{m\pi}{L_x} \right)^2 - \left( \frac{\lambda_n}{\Delta y} \right)^2 \right]^{1/2} \end{cases} \quad (2.26)$$

### Cas particulier du traitement double :

Lorsque deux parois opposées du conduit sont traitées, en  $y = -L_y/2$  et  $y = L_y/2$ , le système de départ du problème, (2.19), est légèrement modifié au niveau de la condition limite sur la paroi inférieure de la veine, qui n'est plus nulle à présent mais tient compte de l'impédance finie :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi^{\text{II}}}{dy^2} + k_y^2 \psi^{\text{II}} = 0 \\ \frac{d\psi^{\text{II}}}{dy} \Big|_{y=-\frac{L_y}{2}} = \frac{j\omega\rho_0}{Z} \psi^{\text{II}} \Big|_{y=-\frac{L_y}{2}} \\ \frac{d\psi^{\text{II}}}{dy} \Big|_{y=+\frac{L_y}{2}} = -\frac{j\omega\rho_0}{Z} \psi^{\text{II}} \Big|_{y=+\frac{L_y}{2}} \end{cases} \quad (2.27)$$

---

<sup>2</sup>Les parois de la veine dans la direction parallèle à  $x$  étant rigides, les fonctions propres et les nombres d'ondes suivant  $x$  sont déterminés de façon analogue aux grandeurs des zones I et III



1. L'impédance terminale de la conduite MATISSE,  $\mathbf{Z}_{fin}$ , est définie à partir de la condition de sortie anéchoïque (voir annexe A.1). Puisqu'aucune onde réfléchie n'est présente dans la zone III, l'impédance de chaque section de ce domaine, d'abscisse  $z \geq z_2$ , et en particulier l'impédance à la frontière en  $z = z_2$ , est égale à l'impédance terminale  $\mathbf{Z}_{fin}$ .

$$\mathbf{Z}^{III}(z_2) = \mathbf{Z}_{fin} \quad (2.29)$$

2. Le passage de la zone III à la zone II s'effectue à partir des formules de raccordement, déterminée par les relations de continuité de la pression et de la vitesse axiale à la frontière  $z = z_2$ , et détaillées en annexe A.2 :

$$\mathbf{Z}^{II}(z_2) = \mathbf{F}^{III \rightarrow II} \mathbf{Z}^{III}(z_2) \quad (2.30)$$

$\mathbf{F}^{III \rightarrow II}$  est la matrice de passage du domaine III au domaine II.

3. Dans la zone II,  $z_1 \leq z \leq z_2$ , l'impédance  $\mathbf{Z}^{II}(z_2)$  est transportée jusqu'à la frontière d'abscisse  $z = z_1$ , par une relation de transport d'impédance définie en annexe A.3 :

$$\mathbf{Z}^{II}(z_1) = \mathbf{T}^{II} \mathbf{Z}^{II}(z_2) \quad (2.31)$$

$\mathbf{T}^{II}$  est la matrice de transport d'impédance dans le domaine II.

4. Le passage de la zone II à la zone I s'écrit alors :

$$\mathbf{Z}^I(z_1) = \mathbf{F}^{II \rightarrow I} \mathbf{Z}^{II}(z_1) \quad (2.32)$$

$\mathbf{F}^{II \rightarrow I}$  étant la matrice de passage du domaine II au domaine I.

5. Finalement, l'impédance sur le plan source d'abscisse  $z = 0$  est déterminée à partir de la relation de transport d'impédance dans la zone I.

$$\mathbf{Z}^I(0) = \mathbf{T}^I \mathbf{Z}^I(z_1) \quad (2.33)$$

$\mathbf{T}^I$  est la matrice de transport d'impédance dans le domaine I.

6. La vitesse sur le plan source  $\mathbf{V}^I(0)$  est une donnée du problème. Connaissant également l'impédance d'entrée  $\mathbf{Z}^I(0)$ , obtenue par le calcul antérieur, on déduit la valeur de la pression généralisée en  $z = 0$  :

$$\mathbf{P}^I(0) = \mathbf{Z}^I(0) \mathbf{V}^I(0) \quad (2.34)$$

7. Les grandeurs acoustiques généralisées à la frontière des zones I/II et II/III sont définies en remontant la conduite vers la sortie anéchoïque, par transport des vitesses vers les  $z$  croissants, et par les passages  $I \rightarrow II$  et  $II \rightarrow III$ , voir annexe A.3.

Ainsi, dans chacune des trois régions de la conduite MATISSE, on dispose d'un système de deux équations à deux inconnues, permettant la détermination des amplitudes modales  $A_{mn}^i$  et  $B_{mn}^i$  ( $i = I, II, III$ ).

- Dans la zone I :

$$\begin{cases} \Phi_{mn}^I(0) = A_{mn}^I + B_{mn}^I \\ \Phi_{z,mn}^I(0) = -jk_{z,mn}^I (A_{mn}^I - B_{mn}^I) \end{cases} \quad (2.35)$$

- Dans la zone II :

$$\begin{cases} \Phi_{mn}^{II}(z_1) = A_{mn}^{II} e^{-jk_{z,mn}^{II} z_1} + B_{mn}^{II} e^{-jk_{z,mn}^{II} z_1} \\ \Phi_{z,mn}^{II}(z_1) = -jk_{z,mn}^{II} (A_{mn}^{II} e^{-jk_{z,mn}^{II} z_1} - B_{mn}^{II} e^{-jk_{z,mn}^{II} z_1}) \end{cases} \quad (2.36)$$

- Dans la zone III :

$$\Phi_{mn}^{III}(z_2) = A_{mn}^{III} e^{-jk_{z,mn}^{III} z_2} \quad (2.37)$$

La pression et la vitesse acoustiques en chaque point  $(x, y, z)$  de la conduite MATISSE simulée sont alors calculées par les relations (2.14) et (2.15), après avoir identifié toutes les inconnues du problème : les fonctions propres transversales, les nombres d'onde longitudinaux et les amplitudes modales.

### Cas d'un écoulement moyen uniforme dans la veine

Un modèle de propagation avec prise en compte d'un écoulement moyen uniforme dans le conduit a été élaboré, à l'image de la description à nombre de Mach nul, à partir du formalisme de Roure [93]. La formulation multimodale du problème avec écoulement, détaillée dans le rapport interne de Cuesta [32], repose sur une adaptation du modèle de Roure, les champs acoustiques étant modifiés en tenant compte nombres d'onde axiaux et transversaux appropriés, calculés en présence de l'écoulement. La configuration de calcul présentée sur la figure 2.14 a été définie d'après la simulation effectuée dans le cas sans écoulement de la figure 2.10.

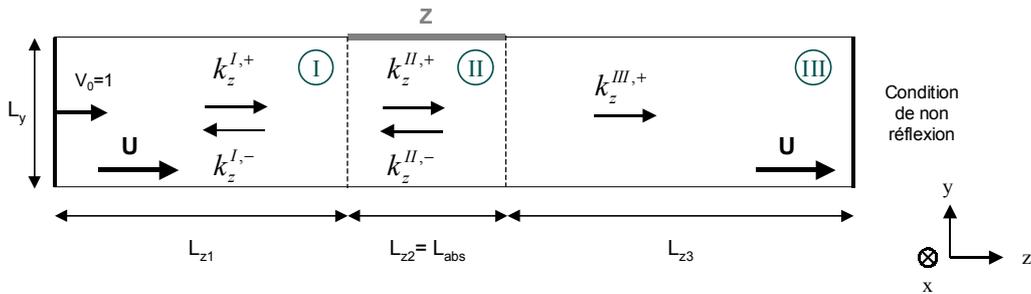


Figure 2.14: Configuration du calcul multimodal : avec un écoulement uniforme écoulement

Un écoulement de vitesse moyenne  $U$  est pris en compte dans les trois domaines I, II et III, modifiant la propagation des ondes dans la veine par rapport à la configuration sans écoulement, par l'intermédiaire des nombres d'onde longitudinaux  $k_{z,mn}^{i,+}$  et  $k_{z,mn}^{i,-}$  ( $i = I, II, III$ ), respectivement dans le sens de l'écoulement et dans le sens opposé à la vitesse  $U$ . Dans ces conditions les champ du potentiel acoustique dans les trois zones du conduit s'expriment à partir des relations (2.38) et (2.39)

- Zones I et II, avec  $i = \text{I, II}$  :

$$\Phi^i(x, y, z) = \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^i(x, y) \left[ A_{mn}^i e^{-jk_{z,mn}^+ z} + B_{mn}^i e^{jk_{z,mn}^- z} \right] \quad (2.38)$$

- Zone III :

$$\Phi^{\text{III}}(x, y, z) = \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{\text{III}}(x, y) A_{mn}^{\text{III}} e^{-jk_{z,mn}^{\text{III},+} z} \quad (2.39)$$

Le nombre d'onde axial, modifié par la présence de l'écoulement, est différent dans le cas de la propagation vers les abscisses  $z$  positives (dans le sens de l'écoulement) et dans le sens des  $z$  négatifs (dans le sens opposé à l'écoulement). Son expression devient :

$$k_{z,mn}^{\pm} = \frac{\mp M k_0 + [k_0^2 - (1 - M^2)(k_{x,m}^2 + k_{y,n}^2)]^{1/2}}{1 - M^2} \quad (2.40)$$

Les nombres d'onde axiaux dans les zones à parois rigides ne sont pas affectés par la présence de l'écoulement, les formules (2.17) sont toujours valables ici. Par contre, dans la zone du traitement acoustique, la condition limite à la paroi absorbante traduit non plus la continuité de la vitesse acoustique mais la continuité du déplacement acoustique, et le système (2.19) (sans écoulement) prend la forme (2.41) dans le cas d'un écoulement moyen uniforme dans la veine.

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi^{\text{II}}}{dy^2} + (k_y^{\text{II}})^2 \psi^{\text{II}} = 0 \\ \frac{d\psi^{\text{II}}}{dy} \Big|_{y=-\frac{L_y}{2}} = 0 \\ \frac{d\psi^{\text{II}}}{dy} \Big|_{y=+\frac{L_y}{2}} = -\frac{j\omega\rho_0}{Z} \left(1 - \frac{k_z^{\text{II}} M}{k_0}\right)^2 \psi^{\text{II}} \Big|_{y=+\frac{L_y}{2}} \end{cases} \quad (2.41)$$

Puis après discrétisation dans le cas d'un développement aux différences finies comparable au schéma de la figure 2.12 dans le cas de la configuration sans écoulement, le système (2.41) devient :

$$\begin{cases} \psi_{n+1}^{\text{II}} - 2\psi_n^{\text{II}} + \psi_{n-1}^{\text{II}} = -(k_{y,n}^{\text{II}} \Delta y)^2 \psi_n^{\text{II}} \\ -2\psi_1^{\text{II}} + 2\psi_2^{\text{II}} = -(k_{y,1}^{\text{II}} \Delta y)^2 \psi_1^{\text{II}} \\ -2(1 + \delta)\psi_N^{\text{II}} + 2\psi_{N-1}^{\text{II}} = -(k_{y,N}^{\text{II}} \Delta y)^2 \psi_N^{\text{II}} \end{cases} \quad (2.42)$$

$$\text{avec } \delta = \frac{j\omega\rho_0\Delta y}{Z} \left(1 - \frac{k_z^{\text{II}}}{k_0}\right)^2.$$

Le problème est simplifié en considérant une approximation (2.43) du nombre d'onde axial  $k_z^{\text{II}}$ , valable dans le cas des ondes planes uniquement [32] :

$$\begin{cases} k_z^{\text{II},+} = \frac{k_0}{1 + M} \\ k_z^{\text{II},-} = \frac{k_0}{1 - M} \end{cases} \quad (2.43)$$

Dans ce cas, la résolution du système est similaire au calcul réalisé dans le cas de la conduite au repos, mais reste limité à des fréquences inférieures à la fréquence de coupure de la veine, c'est à dire à 2500 Hz. Les différentes relations de passage entre deux zones distinctes du conduit et les formules de transport de l'impédance et de la vitesse généralisées sont détaillées dans l'annexe A, pour un écoulement uniforme de vitesse  $U$ . On retrouve la configuration du calcul sans écoulement dans le cas particulier d'un nombre de Mach nul,  $M = 0$ .

### Calcul de l'indice de performance

L'indice de performance de perte par insertion, utilisé pour déterminer l'impédance optimale issue de la formulation multimodale, est évalué par un calcul légèrement différent par rapport au cas de la simulation sous Sysnoise. En effet, dans la configuration modale schématisée sur la figure 2.15, la source acoustique est placée à une extrémité du conduit, de section  $0.066 \times 0.066 \text{ m}^2$ , et non en paroi. A partir de 2500 Hz (configuration sans écoulement), des modes supérieurs apparaissent dans la veine. Une référence de pression constante au niveau de la source n'est par conséquent plus valable sur l'intervalle entier de fréquences étudié (800-5000 Hz). La référence choisie est alors une puissance constante sur le plan source  $R$  ( $z = 0$ ), calculée à partir des intensités acoustiques axiales,  $I^R(x, y)$  et  $I_{rig}^R(x, y)$ , correspondant respectivement au cas de la conduite traitée et au cas de la veine entièrement rigide.

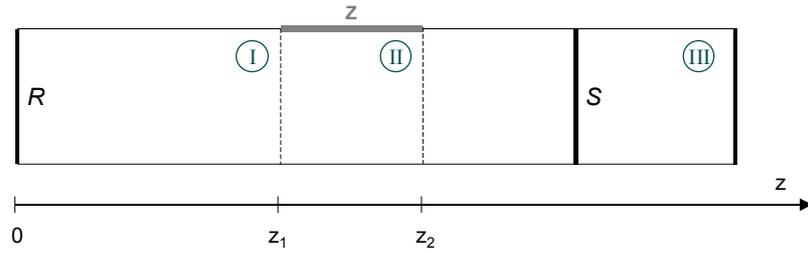


Figure 2.15: Configuration de calcul de la perte par insertion : développement multimodal

$$\mathcal{P}^R = \int_x \int_y I^R(x, y) dx dy \quad (2.44)$$

avec :

- Configuration sans écoulement :

$$I^R(x, y) = \overline{p^I(0)v_z^I(0)} = \frac{1}{2} \left( p^{I(0)} (v_z^I(0))^* \right) \quad (2.45)$$

- Ecoulement moyen uniforme de vitesse  $U$  :

$$I^R(x, y) = (1 + M^2) \overline{p^I(0)v_z^I(0)} + \frac{M}{Z_0} \overline{p^I(0)^2} + M Z_0 \overline{v_z^I(0)^2} \quad (2.46)$$

$Z_0 = \rho_0 c_0$  étant l'impédance caractéristique de l'air.

$$\mathcal{P}_{rig}^R = \int_x \int_y I_{rig}^R(x, y) dx dy \quad (2.47)$$

avec :

- Configuration sans écoulement :

$$I_{rig}^R(x, y) = \overline{p_{rig}^I(0) v_{z,rig}^I(0)} = \frac{1}{2} \left( p_{rig}^{I(0)} (v_{z,rig}^I(0))^* \right) \quad (2.48)$$

- Ecoulement moyen uniforme de vitesse  $U$  :

$$I_{rig}^R(x, y) = (1 + M^2) \overline{p_{rig}^I(0) v_{z,rig}^I(0)} + \frac{M}{Z_0} \overline{p_{rig}^I(0)^2} + M Z_0 \overline{v_{z,rig}^I(0)^2} \quad (2.49)$$

$\mathcal{P}^R$  et  $\mathcal{P}_{rig}^R$  étant respectivement les puissances de référence à l'abscisse  $z = 0$ , dans les configurations avec et sans traitement absorbant sur les parois de la veine MATISSE.

La sortie de la conduite étant anéchoïque, les puissances  $\mathcal{P}$  et  $\mathcal{P}_{rig}$ , utilisées pour estimer la perte par insertion (2.50) sont déterminées sur une section  $S$  quelconque dans la zone III, d'abscisse  $z \geq z_2$ , en aval de la zone absorbante, voir figure 2.15.

$$IL = 10 \log \frac{\mathcal{P}_{rig}^R}{\mathcal{P}^R} \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}_{rig}} \quad (2.50)$$

### Résultats : analyse de l'impédance optimale

L'impédance optimale pour la veine MATISSE a été évaluée pour de multiples configurations, dans le cas de l'analyse multimodale, afin de définir précisément l'évolution de cette grandeur cible, essentielle au choix d'une couche passive appropriée pour les cellules hybrides, en fonction de nombreux paramètres. Ainsi les influences de la longueur du traitement, de sa répartition, ainsi que de l'écoulement ont été envisagées. Le nombre de modes considérés pour la détermination du profil de la pression acoustique dans la veine, ainsi que l'estimation de l'indice de performance, est fixé à 10 pour le cas sans écoulement. Une étude paramétrique a montré que les résultats obtenus n'étaient pas modifiés pour un nombre de modes plus élevé. Lorsqu'un écoulement uniforme est présent dans la conduite, seuls les quatre premiers modes sont pris en compte pour effectuer les prédictions de réduction sonore, afin de limiter les temps de calcul. Les valeurs de perte par insertion résultantes se sont cependant révélées suffisamment précises pour en déduire une évaluation fiable de la résistance et de la réactance optimales.

Dans un premier temps, on s'intéresse à un traitement simple, appliqué sur la paroi supérieure de la conduite et réparti sur une longueur de 0.160 m, situation qui sera testée expérimentalement dans la suite de notre étude. Le calcul a tout d'abord été réalisé pour un pas de  $0.1 * Z_0$  sur la résistance et la réactance, voir figure 2.16. La figure 2.17 présente une comparaison entre les impédances optimales calculées à partir de Sysnoise et du développement multimodal dans la configuration sans écoulement. Sur l'intervalle 800-2000 Hz (domaine plan) les valeurs de résistance et réactance optimales issues du calcul modal (courbes en trait gras) sont conformes aux résultats obtenus par la configuration 1 simulée sous Sysnoise (courbes en pointillés). Sur

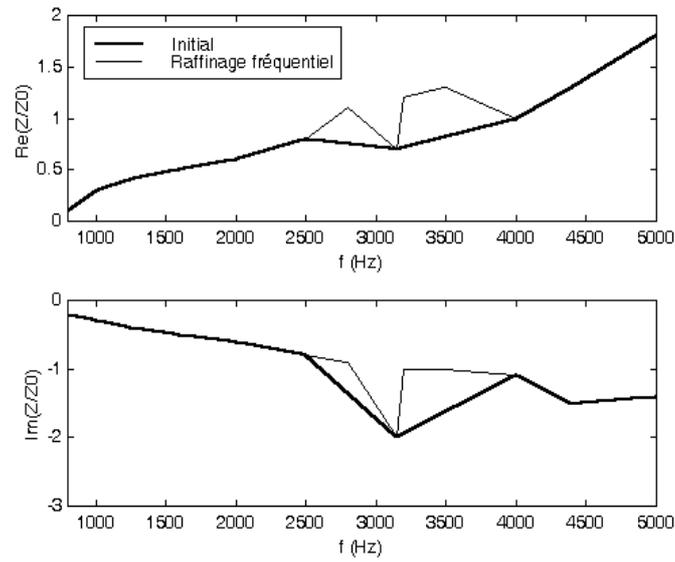


Figure 2.16: Impédance optimale pour un traitement simple de 0.160 m : raffinement fréquentiel

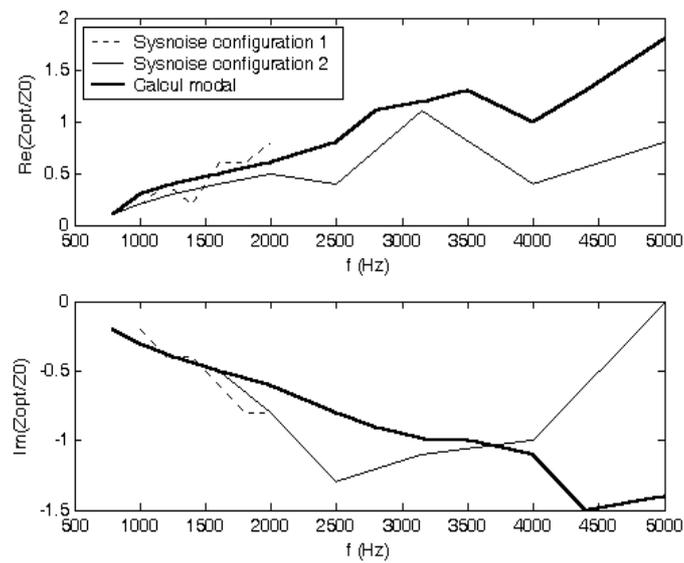


Figure 2.17: Impédance optimale : comparaison entre le calcul Sysnoise (configurations 1 et 2) et le calcul modal

la gamme complète de fréquences étudiée, l'évolution de la partie réelle de l'impédance optimale est comparable au calcul effectué sous Sysnoise (configuration 2) : la résistance, positive, croît avec la fréquence. En revanche, la partie imaginaire est négative décroissante sur toute la bande de fréquences considérée. Cette différence observée par rapport à la figure 2.8(a) semble due à la condition limite différente appliquée à la sortie du conduit : anéchoïque pour le calcul multimodal et libre pour le calcul Sysnoise. La courbe en trait gras de la figure 2.16 fait également apparaître certains points irréguliers, notamment au niveau de la réactance à 3150 Hz. Des points de calcul supplémentaires sont alors introduits, sur la courbe en trait fin de la figure 2.16, afin de vérifier la bonne évolution fréquentielle de l'impédance optimale autour de ces singularités. L'augmentation du nombre de fréquences pour la détermination des résistances et réactances optimales permet par conséquent de lisser les courbes, en particulier autour du point singulier à 3150 Hz. Enfin, la prise en compte d'un pas plus réduit  $0.01 * Z_0$ , voir les courbes de la figure 2.18, témoigne d'une estimation fiable de l'impédance optimale avec un pas de  $0.1 * Z_0$ .

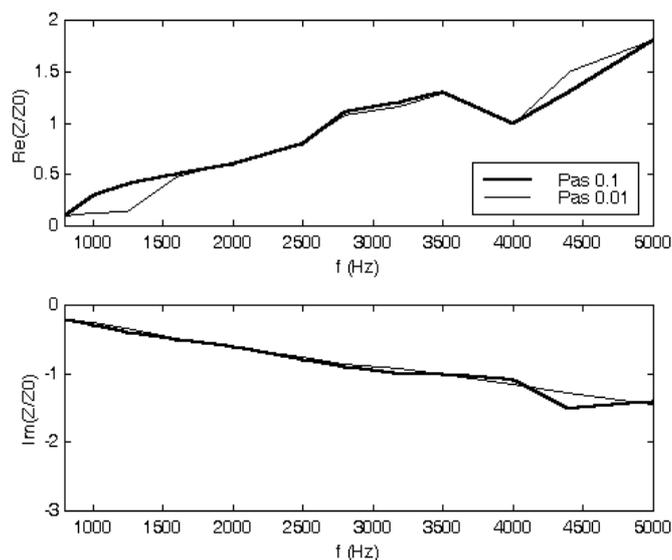


Figure 2.18: Impédance optimale pour un traitement simple de 0.160 m : variation du pas de calcul de la résistance et de la réactance

Dans un deuxième temps, un calcul de l'impédance optimale pour un traitement double de longueur totale 0.160 m, disposé sur la paroi inférieure et la paroi supérieure de la conduite, a été mené dans le but d'étudier l'influence de la répartition de l'absorbant acoustique. La figure 2.19(a) représente la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance optimale dans les configurations traitement simple (courbe en trait fin) et traitement double (courbe en trait gras), en fonction de la fréquence. Bien que les évolutions fréquentielles constatées soient semblables — résistance positive croissante et réactance négative décroissante — les valeurs absolues de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance du traitement simple sont quasiment deux fois plus élevées par rapport au cas d'une répartition de l'absorbant sur deux parois opposées de la veine. Par ailleurs, une comparaison des pertes par insertion optimales pour les traitements disposés sur une et deux parois de la conduite, voir figure 2.19(b), révèle une meilleure atténuation due à l'absorbant double face, notamment pour les fréquences supérieures

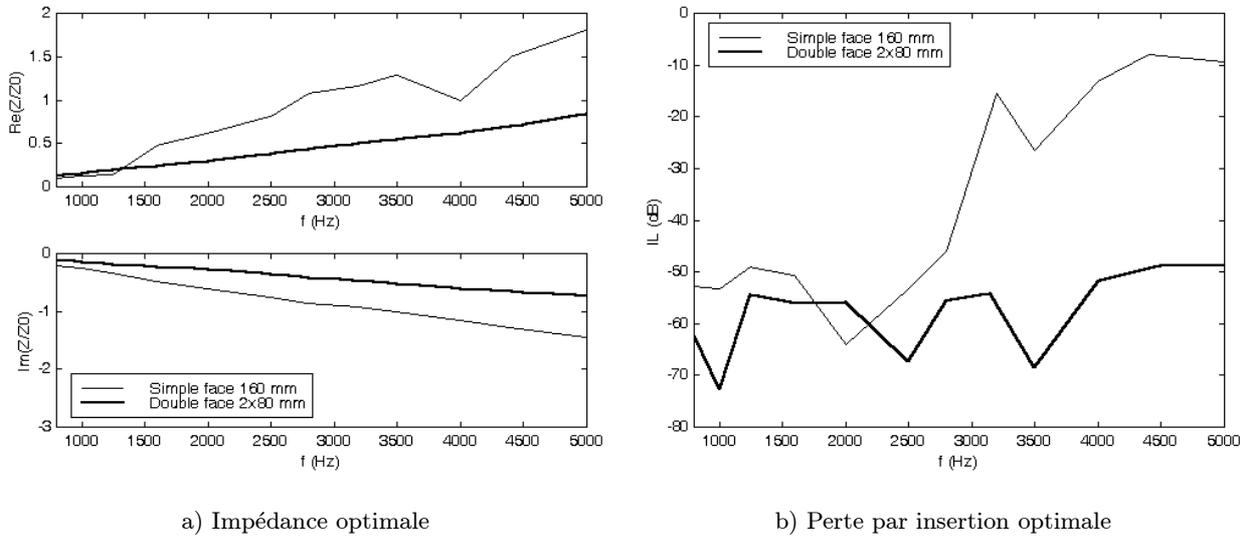


Figure 2.19: Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison entre les configurations traitement simple (paroi supérieure) et traitement double (deux parois opposées)

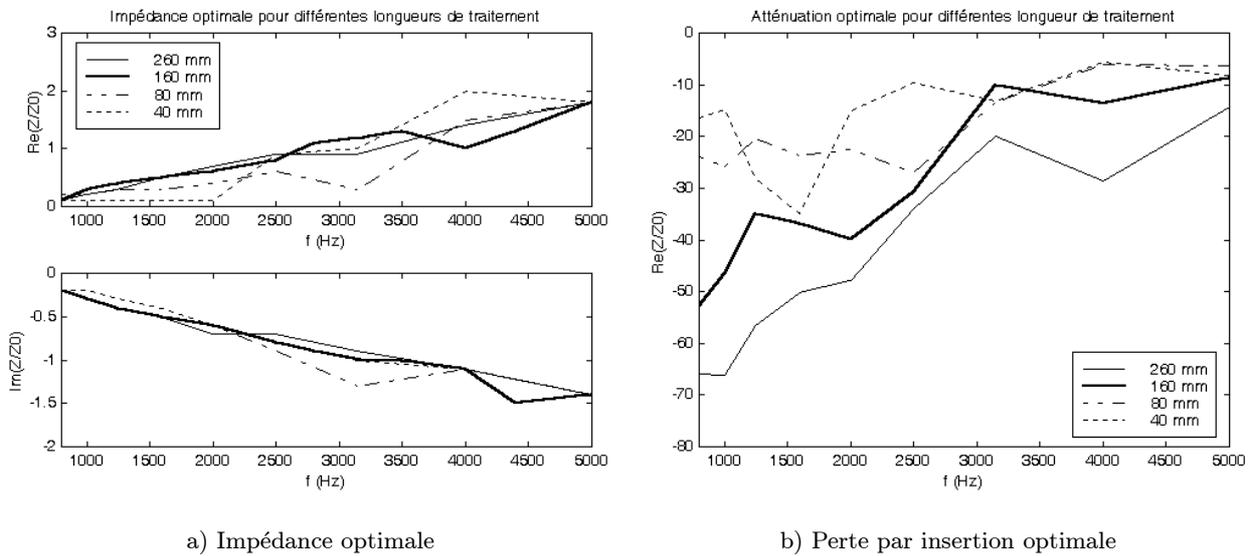


Figure 2.20: Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison entre différentes longueurs de traitement absorbant

à la fréquence de coupure de 2500 Hz, bien que la même surface de traitement soit considérée dans les deux cas.

Une dernière analyse sur l'influence de la longueur de l'absorbant est menée dans le cas de la veine sans écoulement. L'impédance optimale pour le banc MATISSE a été calculée pour différentes longueurs de traitement réparties sur une seule paroi (supérieure) de la conduite : les résultats relatifs à la longueur de référence de 0.160 m, correspondant à la surface effective couverte par quatre cellules hybrides, ont été comparés à des traitements de 0.260 m (surface totale d'un traitement passif), 0.080 m (deux cellules hybrides) et 0.040 m (une seule cellule hybride), voir figure 2.20(a). L'évolution fréquentielle de l'impédance optimale est semblable pour toutes les longueurs considérées. Cependant la résistance apparaît d'autant plus faible, en basses fréquences, que la surface couverte par le traitement est petite, alors qu'en hautes fréquences les résultats semblent plus aléatoires, dus aux irrégularités présentes sur les courbes d'impédance. En revanche, la réactance ne semble quasiment pas affectée par les variations de longueur de l'absorbant. En outre, l'analyse des pertes par insertion résultantes représentées sur la figure 2.20(b) en fonction de la fréquence, révèle des résultats cohérents : l'atténuation optimale augmente avec la surface de traitement absorbant. On retrouve néanmoins l'allure des courbes de l'indice de performance optimal caractéristique d'une répartition simple face : l'atténuation optimale se dégrade considérablement lorsque la fréquence augmente.

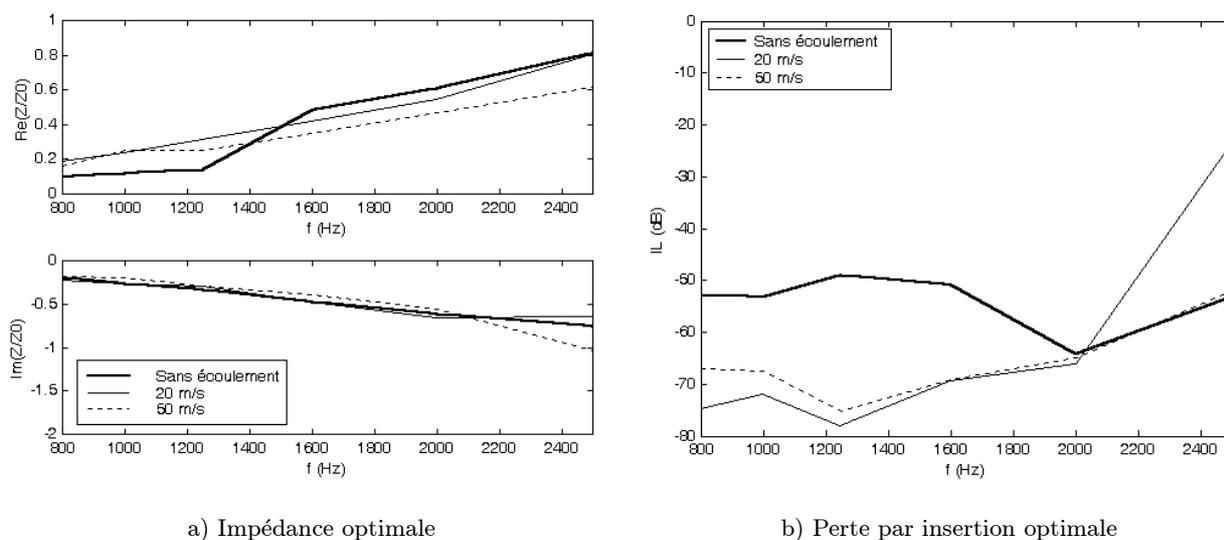


Figure 2.21: Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison pour différentes vitesses de l'écoulement

L'évolution de l'impédance optimale avec la vitesse d'un écoulement moyen uniforme présent dans la conduite MATISSE est représentée sur la figure 2.21(a) dans le domaine plan limité à 2500 Hz. Les résultats font apparaître, d'une part, que les tendances fréquentielles générales de la résistance et de la réactance sont conservées par rapport au cas sans écoulement. La partie réelle de l'impédance, positive, augmente avec la fréquence, alors que la partie imaginaire est négative décroissante sur l'intervalle considéré. D'autre part, la résistance diminue lorsque la

vitesse de l'écoulement devient plus importante. Au contraire, la réactance augmente, c'est-à-dire devient moins négative, dans ces conditions. L'impédance optimale n'est cependant pas modifiée de façon significative en présence de l'écoulement pour les faibles vitesses considérées dans notre étude. Les analyses et prédictions qui sont effectuées dans les étapes ultérieures de la procédure d'optimisation des cellules hybrides pourront par conséquent être menées sur la courbe d'impédance obtenue dans la configuration sans écoulement (courbe en trait gras de la figure 2.21(a)).

Les pertes par insertion optimales correspondant aux impédances de la figure 2.21(a), sont tracées en fonction de la fréquence sur la figure 2.21(b). La nature très oscillante des courbes présentées s'explique par un échantillonnage insuffisant sur la résistance et la réactance lors du calcul de l'impédance optimale. En effet, les valeurs obtenues à certaines fréquences sont plus proches de l'impédance optimale absolue. Enfin, l'évolution globale des courbes avec écoulement est semblable à la configuration traitement simple sans écoulement — chute de l'atténuation optimale lorsque la fréquence augmente. La présence d'un écoulement ne semble pas modifier considérablement la valeur absolue de l'indice de performance dans le cas général. En basses fréquences la différence observée de 20 dB sur la perte par insertion s'explique par un échantillonnage plus grossier sur la résistance et la réactance lors du calcul de l'impédance optimale sans écoulement. C'est pourquoi les atténuations correspondantes sont beaucoup plus faibles que dans la configuration avec écoulement.

### Résultats : étude de sensibilité de l'atténuation

A l'image du calcul sous Sysnoise, une étude de sensibilité a été effectuée, afin d'estimer l'influence des variations de la résistance et de la réactance autour de leur valeur optimale. Cette analyse est, en effet, indispensable dans le cas d'une réalisation future de l'impédance optimale, éventuellement non suffisamment précise. Les calculs ont été menés parallèlement dans les configurations avec et sans écoulement dans la veine MATISSE. Les conclusions étant absolument identiques dans les deux cas, on a choisi de présenter les résultats pour le cas sans écoulement, puisque le domaine d'analyse est plus étendu, jusqu'à 5000 Hz. La figure 2.22 représente les pertes par insertion tracées en fonction des parties réelle et imaginaire de l'impédance sur une plage de variations relativement étendue, et pour différentes fréquences. Le pas de calcul considéré aussi bien pour la résistance que la réactance du traitement absorbant est de  $0.1 * Z_0$ .

Les remarques déduites des cartographies de la figure 2.22, sont analogues au cas du calcul sous Sysnoise. Les zones d'atténuation optimale sont toujours définies par la région du plan d'impédance correspondant à des réductions sonores supérieures à la valeur maximale minorée de 20 dB. L'envergure des tâches optimales atteint à peine  $0.1 * Z_0$ , voire  $0.15 * Z_0$ , sur la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance, dans le domaine des basses fréquences, jusqu'à 2500 Hz. Au-delà de la fréquence de coupure du conduit, la forte chute de la perte par insertion induit l'existence de régions optimales beaucoup plus étendues. Dans ces conditions, le critère de définition des zones de réduction maximale doit être modifié, la frontière est alors fixée à partir d'une diminution de 5 à 10 dB au maximum par rapport à l'atténuation optimale. D'autre part, l'évolution fréquentielle de l'impédance optimale présentée sur la figure 2.16 est confirmée par cette étude de sensibilité. Les travaux de Wirt [114], certes essentiellement expérimentaux, présentant cependant aussi des cartographies de l'atténuation dans le plan d'impédance, aboutissent à des conclusions équivalentes : l'étendue extrêmement limitée des zones de réduction sonore

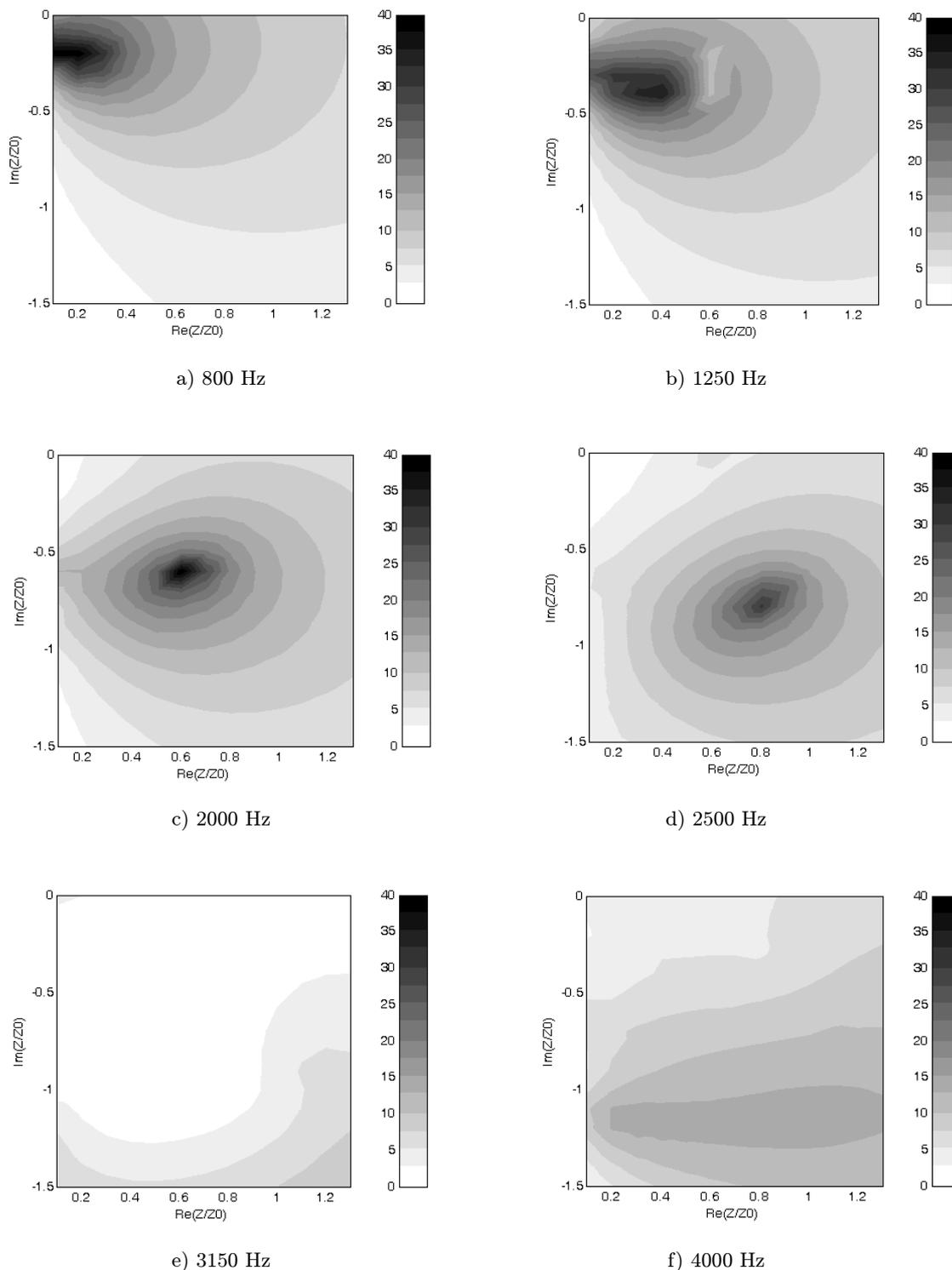


Figure 2.22: Etude de sensibilité de la perte par insertion : calcul modal sans écoulement

maximale ainsi que la forme quasiment circulaire des contours de perte par insertion constante autour des régions optimales.

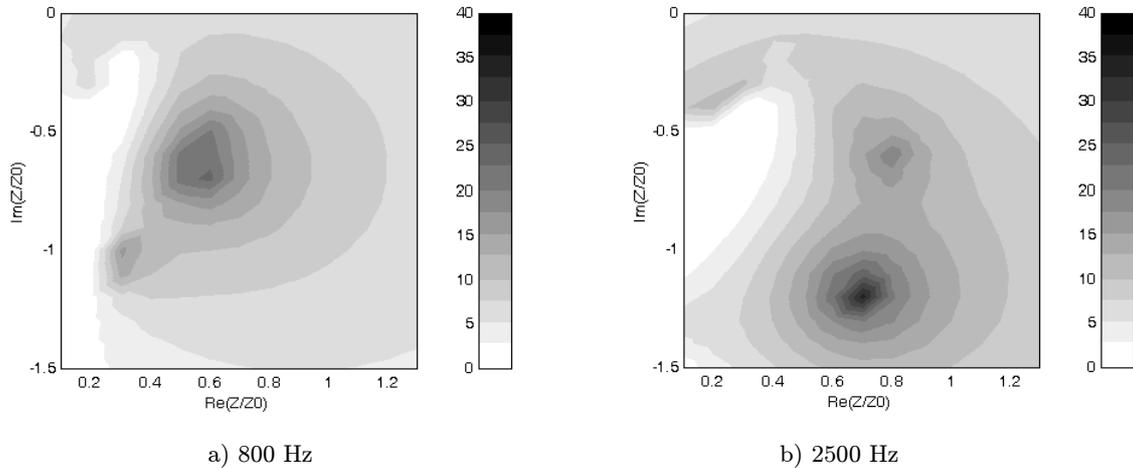


Figure 2.23: Etude de sensibilité de la perte par insertion : calcul modal et écoulement de 20 m/s

Enfin, l'apparition de plusieurs maxima locaux est également constatée lorsqu'un écoulement uniforme est présent dans la veine, voir figure 2.23(b). Les zones de forte réduction sonore sont, en général, assez proches dans le domaine basses fréquences, en-deçà de 2000 Hz, alors que pour des fréquences plus importantes, elles ont tendance à s'éloigner. Ce phénomène de dédoublement des zones optimales permet d'expliquer les fortes irrégularités apparaissant parfois sur les courbes d'impédance optimale. En revanche, dans certaines conditions, il peut avoir des conséquences non souhaitables dans la phase de réalisation de l'impédance cible : en effet, lorsque l'impédance pratique est située dans la région intermédiaire entre les deux zones optimales, l'atténuation correspondante peut atteindre des niveaux plutôt faibles, par rapport aux valeurs maximales, pourtant relativement proches.

## 2.3 Vérification du critère de Cremer

Afin de vérifier l'évolution fréquentielle de l'impédance optimale estimée dans le cas de notre dispositif expérimental MATISSE, et de mieux comprendre les irrégularités constatées au niveau des courbes de résistance et de réactance cibles, une comparaison a été réalisée entre les résultats obtenus dans la partie précédente 2.2.2, et les prédictions issues de la littérature. Dans un premier temps, Cremer propose une expression de l'impédance optimale d'une conduite infinie entièrement traitée en fonction de ses caractéristiques géométriques et de la fréquence. Tester généralise ensuite la formule de Cremer en présence d'un écoulement moyen d'abord uniforme, puis cisailé, dans la veine à paroi absorbante. Ces deux analyses complémentaires constituent en quelque sorte la référence dans le domaine de l'évaluation de l'impédance optimale à implémenter en paroi d'une conduite, dans le but de générer des réductions sonores maximales. Relativement peu d'approches analogues, voire nouvelles, ont été menées sur ce sujet qui, pourtant, semble avoir de nombreuses applications pratiques (turboréacteurs, conduits d'éjections, silencieux...).

Bien que nos simulations, considérant un traitement acoustique de longueur finie, ne soient pas directement semblables aux modélisations de Cremer et de Tester, une étude comparative a néanmoins été développée afin de valider la forme de l'impédance cible MATISSE, définie dans le domaine des basses fréquences essentiellement.

### 2.3.1 Comparaison avec les résultats de Cremer

Cremer [31] établit l'expression de l'impédance optimale dans une conduite rectangulaire infinie dont au moins une des parois présente une impédance finie  $Z$ , pour le cas sans écoulement et dans un espace à deux dimensions. Le principe de son calcul se base sur l'hypothèse de l'existence d'un mode le moins atténué (« least attenuated mode ») par rapport aux autres modes en présence dans le conduit. En effet, dans ces conditions, seul ce mode subsiste dans la veine à une certaine distance de la source acoustique et de toute discontinuité éventuelle, les amplitudes des autres modes étant devenues négligeables. Par conséquent, la réduction du bruit en cet endroit de la conduite est entièrement déterminée par le niveau de réduction sonore induit par le traitement absorbant et associé au mode le moins amorti. Cette supposition est notamment vérifiée dans le domaine des basses fréquences où peu de modes se propagent dans la veine, puisque la plupart des modes supérieurs sont évanescents.

L'impédance optimale de Cremer est alors évaluée en maximisant le long du tube l'atténuation sonore correspondant au mode le moins atténué. La réduction sonore est calculée à partir du nombre d'onde axial, et l'impédance optimale résultante s'exprime par la formule (2.51) en fonction de la fréquence  $f = ck/2\pi$  et de la hauteur  $h$  du conduit .

$$Z_{Cremer} = (0.91 - j * 0.76) \frac{kh}{\pi} \quad (2.51)$$

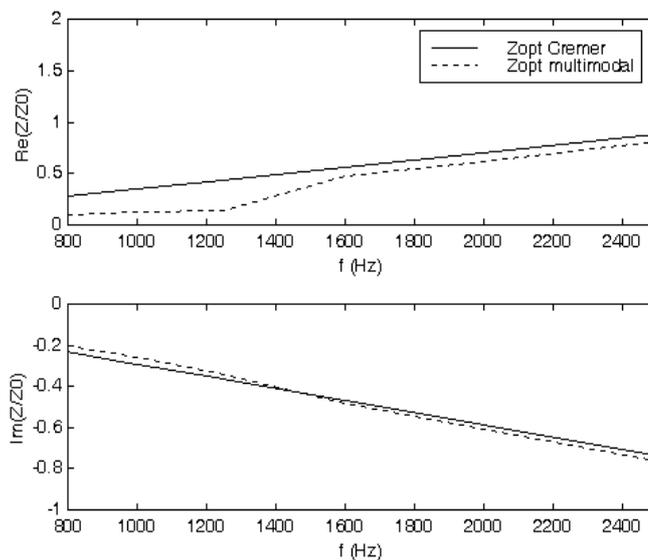


Figure 2.24: Comparaison avec la modélisation de Cremer

La figure 2.24 présente une comparaison entre l'impédance optimale calculée pour la veine d'essai MATISSE dont la paroi supérieure est partiellement traitée et l'impédance optimale définie par

Cremer. L'intervalle de fréquences étudié est limité aux basses fréquences, ainsi l'évaluation de l'indice de performance prend en compte le seul mode plan se propageant dans la conduite en-deçà de 2500 Hz. Les deux courbes suivent exactement la même évolution, sachant toutefois que, contrairement à notre simulation, Cremer considère une conduite infinie dont une paroi est entièrement recouverte d'un traitement absorbant d'impédance finie.

### 2.3.2 Comparaison avec les résultats de Tester

A partir d'une modélisation comparable à celle de Cremer, et dans la même configuration — conduite rectangulaire dont la paroi supérieure, par exemple, présente une impédance finie — Tester [108] fournit une relation permettant de prédire l'impédance optimale en présence d'un écoulement moyen uniforme de nombre de Mach  $M = U/c_0$  :

$$Z_{Tester} = \frac{(0.929 - j * 0.744) \frac{kh}{\pi}}{(1 + M)^2} \quad (2.52)$$

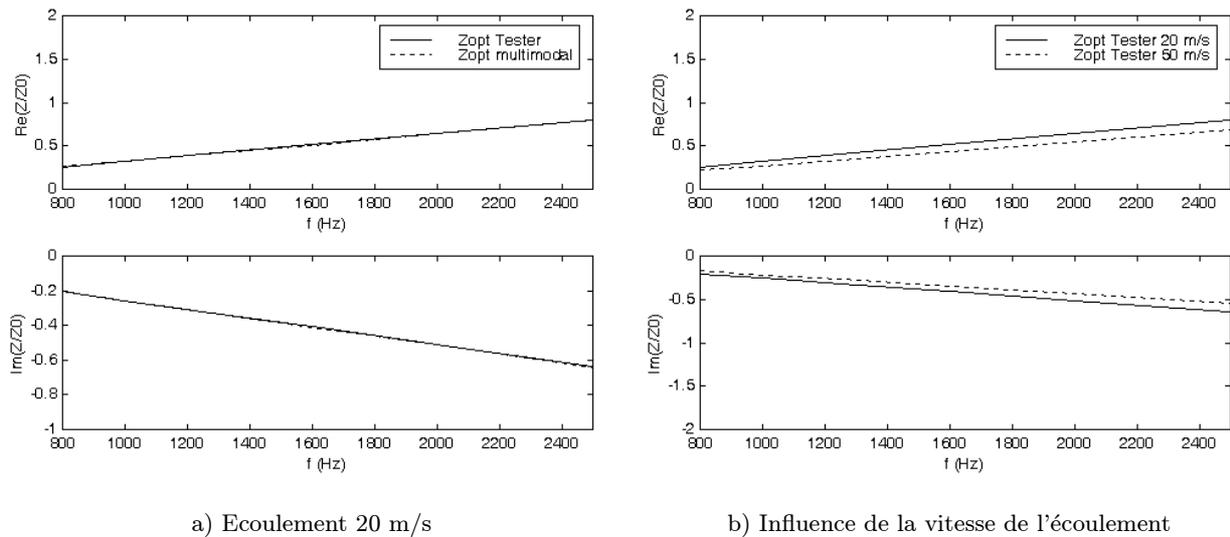


Figure 2.25: Comparaison avec la modélisation de Tester : (a) Comparaison Tester-simulation multimodale, (b) Impédance optimale de Tester pour différentes vitesses de l'écoulement

La figure 2.25(a) présente une comparaison entre l'impédance optimale définie par Tester [108] et l'impédance issue de notre calcul multimodal, pour un écoulement uniforme de vitesse 20 m/s. Les résultats font apparaître un très bon accord entre les deux courbes pour cette vitesse. Cependant puisque les deux configurations de calcul sont quelque peu différentes<sup>3</sup>, seule l'évolution fréquentielle, identique pour les deux impédances, nous intéresse ici. Par ailleurs, on vérifie également que la dépendance de l'impédance optimale avec la vitesse de l'écoulement, voir figure 2.21(a), est semblable aux prédictions de Tester, voir figure 2.25(b) : la partie réelle et la

<sup>3</sup>Pour les mêmes raisons évoquées dans le cas sans écoulement par rapport au développement de Cremer.

partie imaginaire de l'impédance optimale diminuent légèrement en valeur absolue lorsque la vitesse de l'écoulement augmente.

### 2.3.3 Analyse des irrégularités dans l'évolution de l'impédance cible

Les formules générales de l'impédance optimale déterminées par Cremer dans le cas sans écoulement (2.51), et par Tester en présence d'un écoulement moyen uniforme dans la conduite (2.52) prévoient une évolution régulière de la résistance et de la réactance. De même, les cartographies de l'atténuation dans le plan d'impédance témoignent d'une valeur unique pour la partie réelle et la partie imaginaire, correspondant à la réduction sonore maximale prédite. Afin de mieux comprendre les accidents constatés au niveau des courbes d'impédance cible, pour un traitement simple disposé sur la paroi supérieure de la veine MATISSE, les configurations de calcul aboutissant à l'évaluation de la résistance et de la réactance cibles ont été légèrement modifiées, pour se rapprocher des conditions du calcul de Cremer et de Tester.

Dans un premier temps, une analyse mode à mode a été effectuée dans la configuration sans écoulement. En effet, jusqu'à présent l'indice de performance, calculé pour évaluer les valeurs de l'impédance cible, prenait en compte tous les modes en présence dans le conduit, au-delà de la fréquence de coupure. A présent, seul le mode 0 (Mode plan) est introduit sur le plan source d'abscisse  $z = 0$ , et la perte par insertion est estimée dans la zone III uniquement à partir du mode plan, également au-delà de 2500 Hz. Les cartographies de la réduction sonore dans le plan d'impédance, obtenues dans ces conditions, sont tracées sur la figure 2.26 pour les deux fréquences 3150 Hz et 4000 Hz. De même, une étude analogue a été réalisée en ne considérant que le premier mode non plan ( $m = 0, n = 1$ ) pour évaluer l'atténuation due au traitement d'impédance finie. Les résultats correspondants sont présentés sur la figure 2.27.

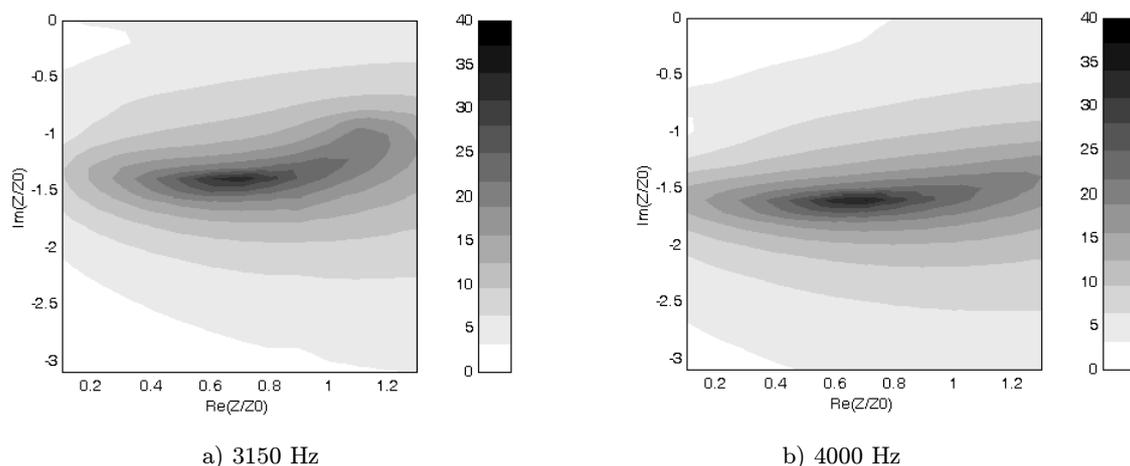


Figure 2.26: Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement simple, mode plan uniquement, sans écoulement

Cette analyse par séparation des modes fait apparaître qu'une impédance optimale unique peut être définie pour chaque mode, associée à une atténuation maximale relativement importante,

alors que l'interaction des deux modes au-delà de la fréquence de coupure de la veine semble néfaste à la détermination d'une seule valeur du couple (résistance, réactance) optimal, et surtout, induit des réductions sonores particulièrement faibles par rapport au cas d'un seul mode. Meslioui [75] aboutit à des conclusions similaires dans un conduit de section transversale plus importante. Il définit une admittance optimale (inverse de l'impédance optimale) pour chaque mode en présence dans la veine pris séparément. Puis il montre que la valeur optimale pour une superposition des modes tend vers l'admittance optimale des modes d'indice les plus faibles. Dans le cas d'une excitation multimodale, l'atténuation dans le conduit est par conséquent principalement gouvernée par le niveau de réduction sonore des modes les moins élevés. En outre la figure 2.22 fait apparaître que les zones d'atténuation optimale dans le plan d'impédance sont plus réduites pour une superposition des modes, figures 2.26 et 2.27, par rapport à la configuration d'un mode unique, résultat également confirmé par les études de Meslioui.

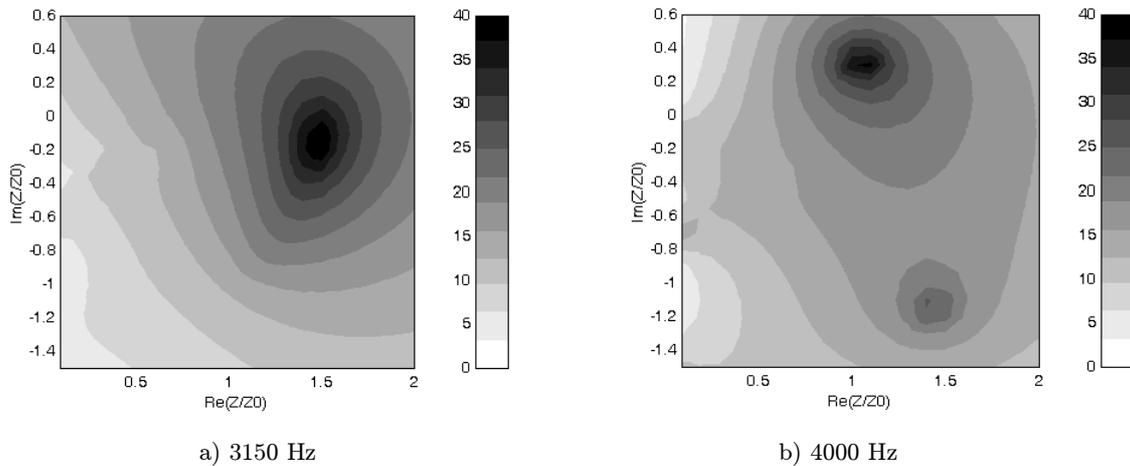


Figure 2.27: Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement simple, mode (0,1) uniquement, sans écoulement

Par ailleurs, les calculs réalisés pour le traitement double, réparti sur deux parois opposées de la conduite, permettent également de vérifier les observations précédentes. D'une part, l'impédance optimale suit une évolution régulière lorsque la fréquence augmente. D'autre part, les cartographies de sensibilité pour les fréquences supérieures à 2500 Hz, voir figure 2.28, présentent une zone unique d'atténuation maximale. En effet, l'application d'un traitement acoustique de même impédance sur les deux parois opposées du banc MATISSE symétrise le problème, interdisant l'établissement du premier mode asymétrique, présent au-delà de 2500 Hz dans le cas de l'absorbant simple face : jusqu'à la fréquence d'étude maximale de 5000 Hz, seul le mode plan se propage dans la conduite (situation comparable à l'analyse du mode 0 uniquement dans le cas du traitement simple).

En revanche, lorsqu'un écoulement moyen uniforme est présent dans la veine, l'apparition de plusieurs zones d'atténuation élevée persiste. La séparation des modes dans l'évaluation de l'impédance optimale ne suffit alors pas à expliquer l'origine des irrégularités dans l'évolution fréquentielle de la résistance et de la réactance cibles.

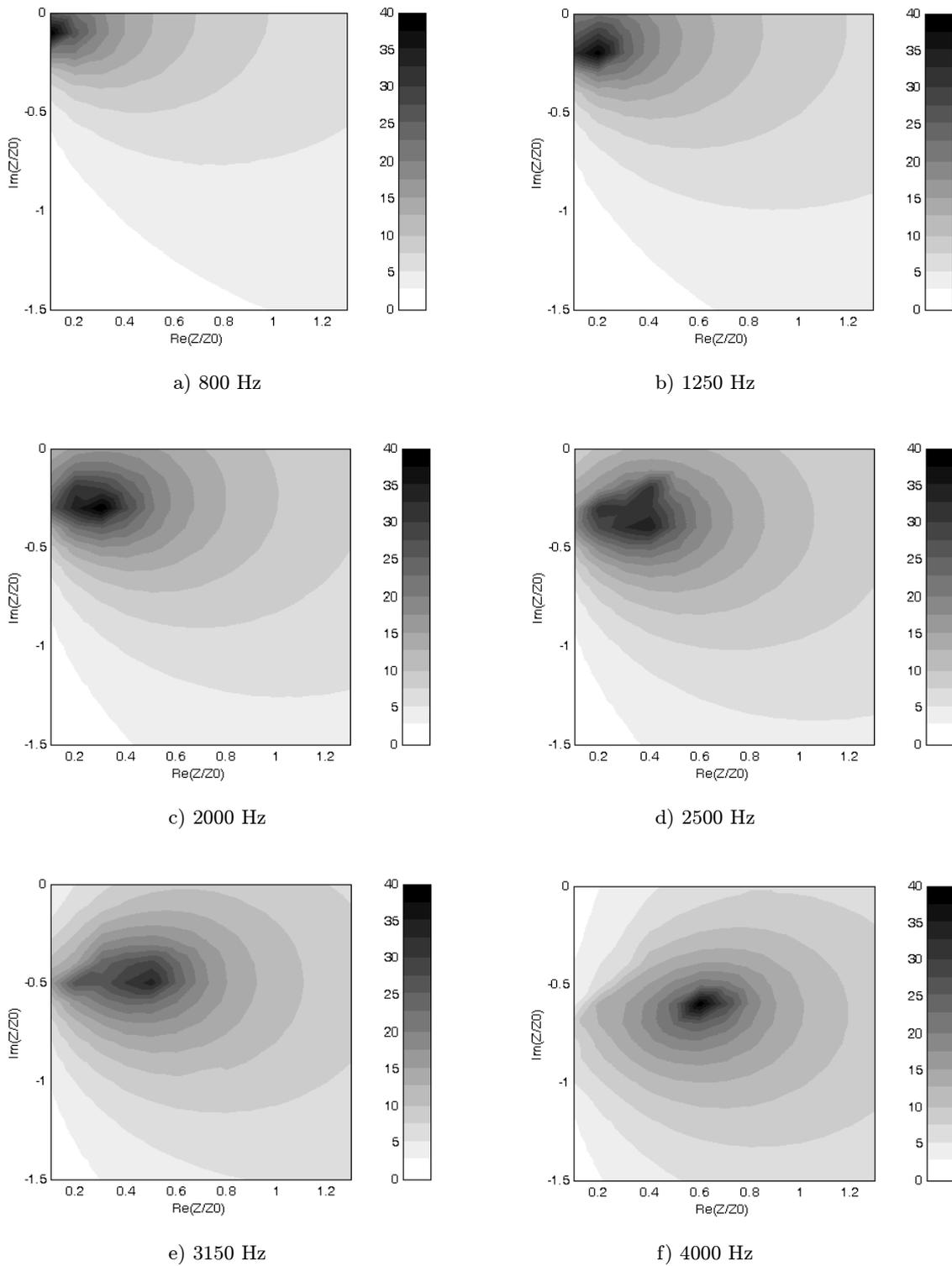


Figure 2.28: Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement double, sans écoulement

Une seconde étude a par conséquent été menée, dans un deuxième temps, pour un traitement acoustique de longueur infinie disposé sur toute la paroi supérieure du conduit MATISSE simulé. En effet, la considération d'une paroi de la veine entièrement absorbante induit la propagation d'une onde progressive vers les abscisses positives : l'absence de régions de discontinuité empêche l'apparition d'une composante réfléchie de la pression, contrairement à la configuration où l'absorbant acoustique recouvre une surface finie de la conduite.

L'indice de perte par insertion est évalué à une distance  $z = 0.160$  m de la source acoustique, située à l'extrémité amont de la veine, afin de prendre en compte une longueur de traitement comparable aux travaux antérieurs. Les cartographies obtenues dans le cas sans écoulement, puis avec écoulement de 50 m/s, sont respectivement tracées sur les figures 2.29 et 2.30, pour différentes fréquences. Les résultats constatés font apparaître une zone optimale unique, où la réduction sonore est maximale, quelles que soient la fréquence, et la vitesse de l'écoulement considérées.

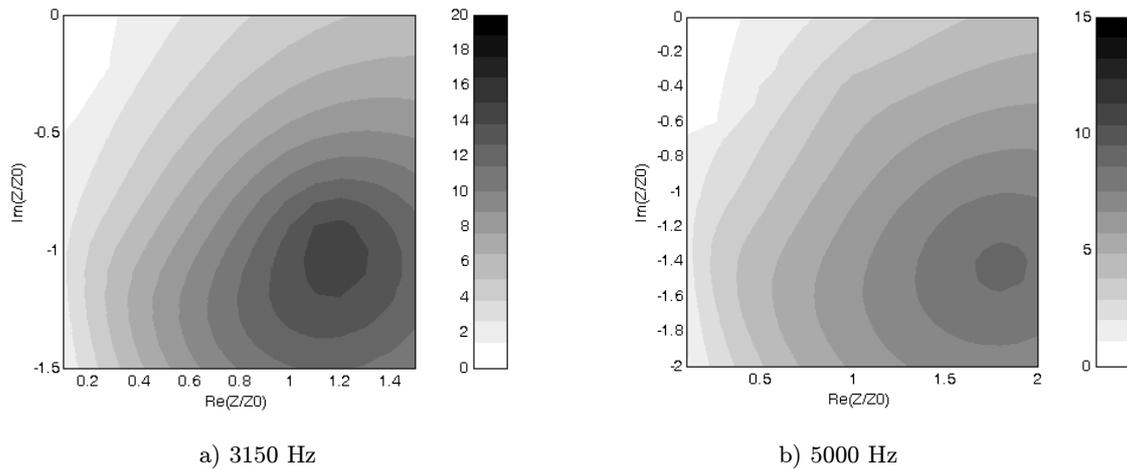


Figure 2.29: Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement infini sur la paroi supérieure, sans écoulement

Ainsi, les accidents relevés sur les courbes d'impédance optimale cible pour la veine MATISSE, voir figure 2.16, semblent dûs principalement à la génération d'ondes acoustiques réfléchies au niveau des discontinuités, créées par la présence du traitement absorbant de longueur finie sur la paroi supérieure de la conduite, à la frontière des zones I et II et à la frontière des zones II et III. La définition des valeurs de résistance et de réactance désirées, à atteindre en face avant des cellules hybrides est néanmoins toujours réalisée à partir de la méthode modale décrite dans la partie 2.2.2, pour un traitement acoustique de longueur fixée et réparti sur la paroi supérieure du banc MATISSE. En effet, les calculs sont effectués dans le but de concevoir un système absorbant optimal, adapté à la configuration particulière de notre dispositif expérimental, et conduisant à des réductions de bruit maximales, évaluées par le paramètre de perte par insertion. En outre, les résultats issus des prédictions théoriques déterminées dans ce chapitre seront comparés ultérieurement aux expériences directement réalisées sur la veine MATISSE.

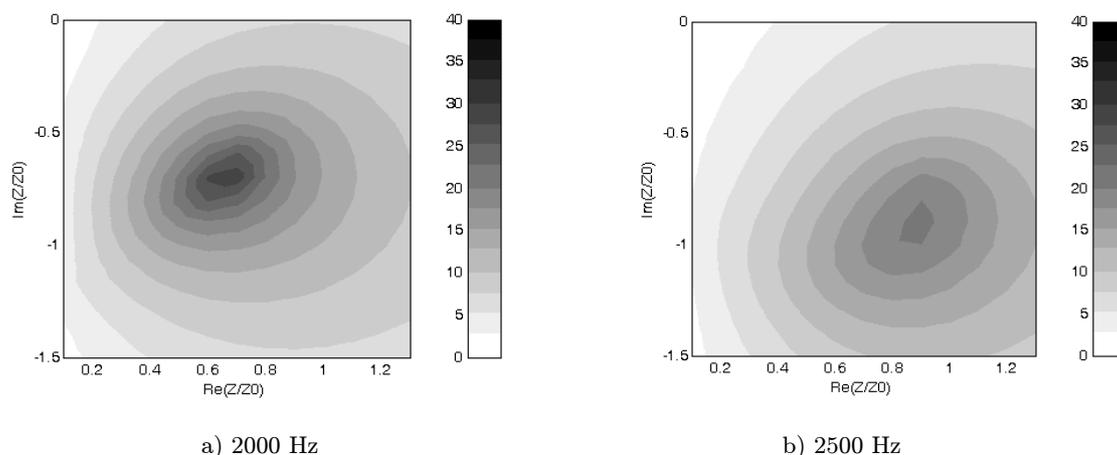


Figure 2.30: Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement infini sur la paroi supérieure, écoulement 50 m/s

## 2.4 Conclusion

L'impédance optimale pour la veine MATISSE a été calculée par deux simulations différentes : un développement modal a été effectué, reproduisant au maximum et le plus fidèlement possible toutes les conditions expérimentales du banc d'essai MATISSE, notamment sa géométrie et la sortie anéchoïque. En parallèle, une estimation de l'impédance optimale a été réalisée à partir du logiciel Sysnoise, car elle a permis de prendre en compte des géométries plus complexes et en particulier la forme de la source expérimentale. Par contre, la sortie n'a pu être programmée anéchoïque au-delà de la fréquence de coupure du conduit et la modélisation est restée en deux dimensions en première approximation. Ces deux études sont néanmoins complémentaires puisqu'elles ont permis de vérifier l'évolution fréquentielle de l'impédance optimale dans le domaine des ondes planes, et également de mettre en évidence la dépendance de la résistance et de la réactance cibles au type de sortie considérée.

L'évolution de l'impédance optimale dans la gamme de fréquences étudiée, 800-2500 Hz (voire 800-5000 Hz), a révélé une partie réelle positive croissante et une partie imaginaire négative décroissante sur un intervalle dont la longueur dépend de la sortie anéchoïque ou libre programmée. Ces résultats sont, par ailleurs, en parfait accord avec l'évolution fréquentielle de l'impédance optimale obtenue par Cremer [31], puis par Tester [107] [108]. Les matériaux poreux fréquemment utilisés dans le domaine aéronautique, les tissus métalliques ou wire mesh, présentent une résistance certes positive et ajustable en fonction de leurs caractéristiques. Leur réactance de surface est cependant légèrement positive lorsqu'un zéro de pression est réalisé sur leur face arrière, contrairement à la réactance optimale. Les études futures permettront de définir si un tel compromis est envisageable pour constituer les couches passives des cellules hybrides.

Par ailleurs, différents tests ont été effectués afin d'appréhender la sensibilité de l'impédance optimale à quelques paramètres importants pour l'application finale, tels que la longueur du traitement absorbant ainsi que sa répartition sur une ou plusieurs parois de la conduite. D'autres

analyses sur l'influence de la prise en compte d'un écoulement moyen uniforme dans la veine d'essai MATISSE, ont également révélé des modifications relativement faibles sur les courbes d'impédance optimale. Des études complémentaires menées par Tester [107] et Zlavog [116] ont de plus mis en valeur une forte dépendance de l'impédance optimale aux caractéristiques de la source acoustique et notamment à son contenu et à sa répartition modale. Enfin, des simulations supplémentaires effectuées sur une conduite de dimensions transversales plus grandes ont abouti à des valeurs d'impédance optimale plus élevées, résultats confirmés par la relation (2.51) établie par Cremer [31]. Toutes ces études soulignent ainsi l'importance d'une définition rigoureuse des conditions de fonctionnement pour l'application visée — géométrie de la conduite, terminaison, longueur et répartition du traitement absorbant —, pour atteindre les objectifs fixés. En outre, une analyse de la sensibilité de l'atténuation à des variations plus ou moins importantes de la résistance et de la réactance autour de leur valeur optimale a été menée. La taille extrêmement réduite des régions où la réduction sonore est maximale impose une réalisation relativement précise de l'impédance désirée aussi bien en partie réelle qu'en partie imaginaire.

L'impédance optimale calculée pour un traitement simple de 0.160 m réparti sur la paroi supérieure de la conduite, figure 2.16, pour les deux configurations avec et sans écoulement dans la veine MATISSE, constitue la valeur cible à atteindre en surface des cellules absorbantes dans les travaux futurs. La réalisation de cette impédance par le choix de matériaux poreux adaptés, nécessite, dans un premier temps, une définition précise des caractéristiques intrinsèques de la couche passive poreuse et des conditions limites actives et passives appliquées sur sa face arrière. Les deux chapitres suivants 3 et 4 sont par conséquent consacrés à la mise en place d'une méthode d'identification des milieux poreux, après avoir d'une part, décrit la propagation du son dans un tel milieu, et d'autre part, défini les paramètres qui le caractérisent. Le dispositif expérimental mis au point permettra par la suite d'identifier complètement tous les matériaux envisagés pour équiper la couche passive des prototypes acoustiques hybrides.



## Chapitre 3

# La couche passive : caractéristiques et lois de propagation

La couche passive des cellules absorbantes hybrides est constituée d'un matériau poreux dont les caractéristiques sont les inconnues à optimiser, afin d'atteindre les spécifications de réduction sonore requises. Les milieux poreux sont, en effet, largement utilisés comme absorbants acoustiques pour atténuer le bruit dans l'industrie du bâtiment, et plus récemment dans l'industrie des transports terrestres et aériens. Une connaissance précise et approfondie de la propagation des ondes sonores dans un milieu poreux, ainsi que de ses caractéristiques intrinsèques, apparaît par conséquent essentielle, non seulement afin de mieux maîtriser et d'optimiser leur utilisation, mais également de sélectionner les matériaux les plus adaptés à une application donnée. En outre, elle permet, dans le cas qui nous intéresse, de développer des traitements absorbants de propriétés acoustiques spécifiques. L'exploration des différentes descriptions du comportement des milieux poreux soumis à une excitation acoustique s'inscrit ainsi dans la démarche d'optimisation de la couche passive des cellules hybrides.

La première partie de ce chapitre s'attache à définir les caractéristiques propres des milieux poreux, ainsi qu'à décrire la mise en équation du problème qui constitue la base du développement des différents modèles de propagation. Dans un deuxième temps, la distinction des milieux poreux dont la structure peut être considérée rigide et des matériaux de squelette élastique conduit à l'élaboration des trois modèles de comportement, Johnson–Allard [9] [6], Lafarge–Allard [67] et Biot–Allard [20] [21], que nous avons sélectionnés afin de caractériser ultérieurement les matériaux destinés à être appliqués en face avant des traitements hybrides. Enfin, les différentes techniques existantes de mesure des grandeurs intrinsèques d'un milieu poreux sont rapidement résumées.

### 3.1 Les milieux poreux

#### 3.1.1 Caractéristiques

Un matériau poreux est un milieu diphasique, constitué d'une matrice solide, rigide ou élastique, qui définit un réseau de pores saturés par un fluide visqueux et compressible, qui est souvent de l'air dans les applications courantes, voir figure 6.1. La structure des matériaux poreux est en général très complexe puisque le milieu, souvent considéré homogène au niveau macroscopique, est désordonné du point de vue microscopique.

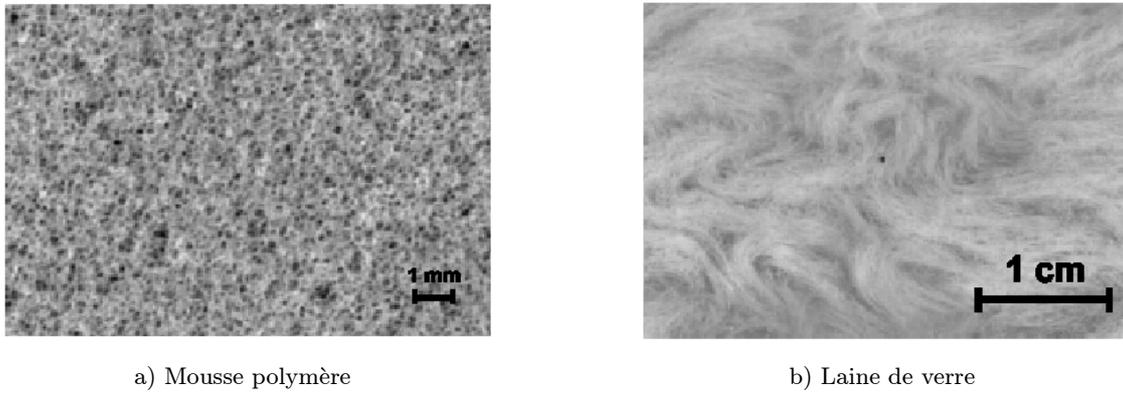


Figure 3.1: Echelles caractéristiques d'un milieu poreux, d'après Olny [81]

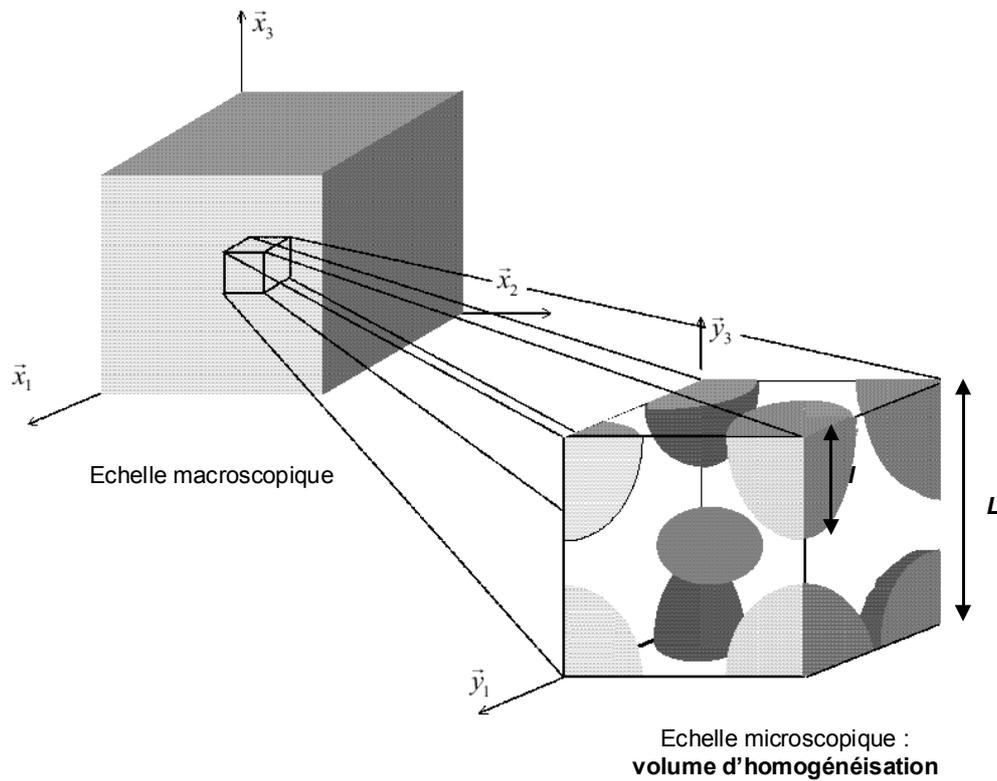


Figure 3.2: Echelles caractéristiques d'un milieu poreux, d'après Olny [81]

Trois échelles de longueur distinctes caractérisent par conséquent ces milieux poreux, dits à simple porosité<sup>1</sup> : une longueur  $l$  représente la taille des inhomogénéités microscopiques du milieu, les pores, tandis qu'une longueur  $L$  d'homogénéisation, sur laquelle les désordres microscopiques sont lissés, assure la définition des grandeurs physiques moyennes relatives au matériau, voir figure 3.2. Enfin, l'échelle macroscopique est caractérisée par la longueur d'onde acoustique. L'extrême complexité de la géométrie des matériaux poreux ne permet pas, dans le cas général, une description des interactions fluide-structure au niveau microscopique. Ainsi des modèles macroscopiques empiriques ont, d'une part, été développés, comme par exemple les équations de Delany et Bazley [36] pour décrire le comportement des laines de verre. L'élaboration de lois phénoménologiques, d'autre part, est basée sur la considération de pores à géométrie simple, essentiellement de section circulaire [6] [104] [110].

Lorsque le squelette du matériau peut être considéré rigide, soit par une forte densité et/ou des coefficients de rigidité importants, soit par des conditions de montage particulières du matériau (matériau posé sur une paroi rigide,...), seule la phase fluide constitue un support à la propagation des ondes acoustiques [6]. En revanche, dans le cas où la structure est élastique, les ondes sonores incidentes sur le matériau poreux ébranlent à la fois la phase fluide et la phase solide : les ondes se propagent par conséquent dans les deux milieux [20] [21].

### 3.1.2 Mise en équation du problème

Lorsqu'une onde acoustique pénètre à l'intérieur d'un pore du matériau, un cycle de compression-dilatation se produit à la fréquence de l'onde incidente dans le fluide saturant. La description du phénomène se base sur un moyennage des équations de l'acoustique linéaire sur un volume d'homogénéisation de dimensions  $L^3$ , voir figure 3.2. Zwikker et Kosten [117], puis Stinson [104] introduisent l'hypothèse que les effets visqueux et thermiques peuvent être traités séparément. Ainsi les couplages visqueux et inertiels sont modélisés par l'introduction d'une densité dynamique complexe, la densité effective  $\rho_e(\omega)$ , dans l'équation du mouvement (3.1) :

$$\rho_e(\omega) j\omega \mathbf{v} = -\nabla p \quad (3.1)$$

Parallèlement, les échanges thermiques entre le fluide et la matrice solide poreuse sont décrits par une compressibilité dynamique complexe  $K(\omega)$ , dans l'équation d'état du fluide (3.2) :

$$\frac{p}{K(\omega)} = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (3.2)$$

En revanche, l'équation de conservation de la masse (3.3) reste inchangée.

$$j\omega \rho + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.3)$$

Les trois relations de base caractérisant la perturbation acoustique sont exprimées pour une onde plane monochromatique définie avec la convention  $e^{j\omega t}$ . Elles traduisent le comportement d'un fluide fictif, appelé fluide équivalent, de densité  $\rho_e(\omega)$  et de compressibilité  $K(\omega)$ , complexes et dépendantes de la fréquence. L'équation de Helmholtz permettant d'obtenir la pression et la vitesse acoustiques dans le milieu poreux, se met par conséquent sous la forme (3.4) :

$$\Delta p + \omega^2 \frac{\rho_e}{K} = 0 \quad (3.4)$$

<sup>1</sup>Quatre échelles sont définies dans le cas des milieux à double porosité, voir les travaux de thèse de Olly [81].

Cette équation induit l'existence d'une constante de propagation  $k(\omega)$  (3.5) dans le milieu diphasique ainsi que d'une impédance caractéristique  $Z_c(\omega)$  (3.6), définie par le rapport entre la pression et la vitesse macroscopiques du matériau.

$$k(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho_e(\omega)}{K(\omega)}} \quad (3.5)$$

$$Z_c(\omega) = \sqrt{\rho_e(\omega)K(\omega)} \quad (3.6)$$

La propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux est alors entièrement caractérisée par l'un des deux couples :

- densité effective et compressibilité dynamique :  $(\rho_e, K)$ ,
- ou impédance caractéristique et constante de propagation :  $(Z_c, k)$ .

### 3.1.3 Méthode de détermination des caractéristiques

La modélisation des caractéristiques du fluide équivalent au niveau macroscopique, est une démarche complexe du fait des inhomogénéités microscopiques. Trois approches différentes, mais complémentaires, ont été développées afin d'aboutir à une expression de la densité effective et de la compressibilité dynamique en fonction de la fréquence.

D'une part, une description détaillée de la propagation acoustique dans le cas de pores à géométrie simple, de section homogène circulaire, rectangulaire ou triangulaire [6] [104] [92] est réalisée, dans un premier temps. A partir des expressions obtenues, une généralisation au cas des pores à section quelconque mais uniforme est effectuée en introduisant un premier facteur de forme [104] [12], dans un deuxième temps. Puis, un second facteur de forme est considéré pour traiter les milieux poreux de géométrie microscopique aléatoire [104].

D'autre part, une approche asymptotique a été mise en oeuvre par Allard, Champoux et Lafarge [9] [67], basée sur une étude préalable du comportement stationnaire des milieux poreux. En basses fréquences, la taille des pores, approximée par un rayon  $R$ , est petite devant les épaisseurs de peau visqueuse et thermique, qui envahissent, par conséquent, tout le domaine fluide. Les effets visqueux sont ainsi prédominants, l'écoulement étant perturbé sur l'ensemble du pore, tandis que les échanges thermiques avec la structure solide, de conductivité thermique très élevée, sont isothermes. En hautes fréquences, au contraire, les couches limites visqueuse et thermique deviennent négligeables par rapport au rayon  $R$ , et les variations de la vitesse ainsi que de la température acoustiques s'effectuent sur une zone très réduite. Les effets inertiels sont, par conséquent, importants et les échanges thermiques du fluide faiblement conducteur sont adiabatiques. Les effets visqueux sont donc concentrés dans les régions où les pores ont tendance à se resserrer, alors que les effets thermiques sont dominants dans les pores de grande taille disposant d'une surface importante de contact avec le squelette solide. Les comportements limites basses fréquences et hautes fréquences du fluide équivalent permettent de définir des expressions asymptotiques de la densité effective et de la compressibilité dynamique, voir tableau<sup>2</sup> 3.1. Une

---

<sup>2</sup> $\sigma$ ,  $\Phi$  et  $\alpha_\infty$  sont des paramètres caractéristiques du milieu poreux considéré, respectivement la résistivité, la porosité et la tortuosité, qui sont définies dans la partie 3.2 de ce chapitre.  $P_0$  est la pression atmosphérique et  $\gamma$ , la constante des gaz parfaits.

Fonction caractéristiques	Limite basses fréquences	Limite hautes fréquences
$\rho_e$	$\sigma\phi / j\omega$	$\rho_0\alpha_\infty$
$K$	$P_0$	$\gamma P_0$

Tableau 3.1: Expressions asymptotiques des fonctions caractéristiques d'un milieu poreux

généralisation à toute la gamme de fréquences est ensuite réalisée en introduisant une tortuosité dynamique ou une perméabilité visqueuse dynamique dans le cas des couplages visqueux et inertiels [9], ainsi qu'une perméabilité thermique dynamique [67] concernant les échanges thermiques.

Enfin, la dernière approche consiste à établir les équations de propagation macroscopiques d'un milieu poreux, à partir d'une description détaillée des phénomènes en jeu, réalisée au niveau microscopique. La méthode employée pour résoudre ce problème, appelée méthode d'Homogénéisation des Structures Périodiques (HSP) [14] [24], est applicable dans le cas des milieux poreux à structure déformable, d'une part si le matériau poreux considéré a une matrice périodique (dont la période est définie par le volume d'homogénéisation  $L^3$ ), et d'autre part, si le critère de séparation d'échelle (3.7) est respecté<sup>3</sup>.

$$l \leq L \leq \lambda \quad (3.7)$$

La condition (3.7) est en général vérifiée dans la gamme des fréquences audibles, la taille caractéristique des inhomogénéités microscopiques étant de l'ordre de  $10^{-4}$  m. Le processus détaillé de la méthode HSP appliquée à un matériau poreux quelconque<sup>4</sup>, est décrit dans la thèse de Olny [81]. Les différentes étapes de la démarche se résument en quatre points :

1. écriture des équations (mouvement, masse, chaleur) à l'échelle microscopique,
2. introduction des développements asymptotiques des grandeurs acoustiques (pression, vitesse et température) en fonction du facteur de séparation d'échelle  $l/L$ ,
3. résolution des systèmes obtenus après identification des termes de même ordre,
4. calcul des grandeurs macroscopiques par moyennage sur le volume d'homogénéisation.

Les fonctions caractéristiques macroscopiques sont déterminées par identification des équations issues de la méthode HSP aux équations macroscopiques décrivant la propagation dans le matériau poreux.

A partir de ces trois approches, le comportement macroscopique des milieux poreux, et en particulier les expressions des grandeurs caractéristiques, densité effective et compressibilité

<sup>3</sup>La séparation d'échelle implique l'absence de diffusion des ondes acoustiques dues aux hétérogénéités microscopiques.

<sup>4</sup>à simple porosité

dynamique, ou impédance caractéristique et constante de propagation, ont été développés par de nombreux modèles. Seules les trois descriptions, que nous utiliserons dans les étapes futures de notre étude, sont explicitées rapidement :

- modèle de **Johnson–Allard** pour les milieux poreux à structure rigide,
- modèle de **Lafarge–Allard** pour les milieux poreux à structure rigide avec une description plus fine des échanges thermiques dans le domaine des basses fréquences,
- modèle de **Biot–Allard** pour les milieux poreux à squelette élastique.

## 3.2 Milieux à structure rigide

Un milieu poreux à structure rigide est caractérisé par un certain nombre de paramètres intrinsèques, qui varie selon le modèle de propagation acoustique considéré et la complexité de sa description. Les cinq paramètres les plus utilisés dans la pratique sont la résistivité, la porosité, la tortuosité et les deux longueurs caractéristiques visqueuse et thermique, associées à leurs facteurs de forme respectifs  $s$  et  $s'$ . D'autres paramètres ont également été introduits ultérieurement, tels que la constante de piégeage [67] et les paramètres de Pride [90], dans le but de préciser la modélisation et d'assurer une meilleure prédiction du comportement des milieux poreux par rapport aux observations expérimentales.

### 3.2.1 Paramètres caractéristiques

#### La résistivité

La résistivité d'un milieu poreux est sa résistance au passage de l'air évaluée par unité de longueur. Elle est associée au comportement asymptotique basses fréquences du matériau et s'exprime à partir de la perméabilité visqueuse  $k_0$  et de la viscosité dynamique  $\eta$ , équation (3.8), introduites dans la loi de Darcy :

$$\sigma = \frac{\eta}{k_0} \quad (3.8)$$

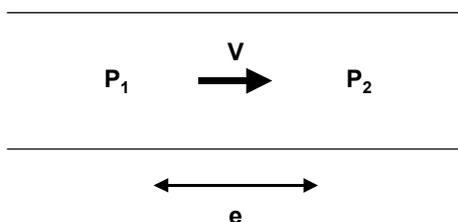


Figure 3.3: Définition de la résistivité

Elle se définit également à partir de la différence de pression  $\Delta p$ , appliquée aux extrémités d'un matériau placé dans un tube, qui génère un flux macroscopique de vitesse  $V$  à travers l'échantillon poreux. La loi de Darcy (3.9) relie alors la résistivité du matériau à la vitesse  $V$ , à la différence de pression  $\Delta p = p_1 - p_2$  et à son épaisseur  $e$ , voir figure 3.3.

$$\sigma = \frac{\Delta p}{V e} \quad (3.9)$$

La résistivité s'exprime en rayls par mètre.

### La porosité

La porosité caractérise la proportion de fluide saturant contenu dans les pores du matériau. Elle se définit par le rapport entre le volume d'air disponible dans les inclusions du milieu  $\mathcal{V}_a$  et le volume total du matériau  $\mathcal{V}_m$  :

$$\Phi = \frac{\mathcal{V}_a}{\mathcal{V}_m} \quad (3.10)$$

Lorsque les milieux poreux étudiés sont à structure rigide, seule la porosité dite ouverte, qui correspond à un réseau de pores interconnectés ouvert sur le milieu extérieur, est considérée. En effet, dans ce cas particulier, l'air emprisonné dans les inclusions fermées du matériau n'intervient pas dans la propagation des ondes acoustiques.

### La tortuosité

La tortuosité représente l'allure des chemins fluides à l'intérieur d'un milieu poreux. Elle caractérise ainsi les matériaux présentant des pores quelconques de géométrie complexe et non homogènes. La figure 3.4 justifie la prise en compte de la tortuosité dans les modèles de propagation des ondes acoustiques à travers un matériau poreux [7]. Le vecteur vitesse acoustique dans le fluide saturant subit une dispersion non seulement au niveau de sa direction, figure 3.4(b), mais également au niveau de son module lors d'éventuels étranglements, figure 3.4(c). La tortuosité est par conséquent définie par la relation (3.11).

$$\alpha_\infty = \frac{\int_{\mathcal{V}_L} |v|^2 d\mathcal{V}}{\left| \int_{\mathcal{V}_L} v d\mathcal{V} \right|^2} \quad (3.11)$$

Dans le cas d'un fluide parfait, l'équation (3.11) peut se mettre sous la forme (3.12) :

$$\alpha_\infty = \frac{\langle v_{micro}^2 \rangle}{v_{macro}^2} \quad (3.12)$$

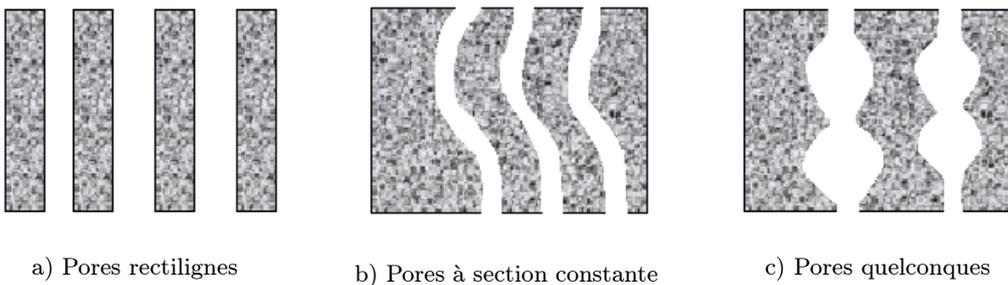


Figure 3.4: Définition de la tortuosité

### La longueur caractéristique visqueuse

La longueur caractéristique visqueuse  $\Lambda$  a été introduite par Johnson et *coll.* [58], dans l'expression de la densité effective, afin de prendre en compte correctement les effets visqueux et inertiels

dans le domaine des hautes fréquences. La longueur  $\Lambda$  se définit par le rapport (3.13) :

$$\Lambda = \frac{\int_{\mathcal{V}_i} |v|^2 d\mathcal{V}}{\int_{\mathcal{S}_i} |v|^2 d\mathcal{S}} \quad (3.13)$$

L'intégration de la vitesse microscopique  $v$  est réalisée sur le volume du pore au numérateur et sur la surface de contact déterminée par les parois du pore au dénominateur. La quantité  $\Lambda$  ne dépend pas, par conséquent, des caractéristiques du fluide saturant, mais uniquement de la géométrie des pores du milieu.  $\Lambda$  est de l'ordre de la taille des inhomogénéités les plus petites, où les vitesses et les dissipations visqueuses sont les plus importantes.

### La longueur caractéristique thermique

La longueur caractéristique thermique  $\Lambda'$  a été introduite par Champoux et Allard [26], afin de tenir compte des échanges thermiques entre la structure solide et le fluide saturant les pores. Elle se définit par la relation (3.14), à partir d'une approche similaire à la description des effets visqueux.

$$\Lambda = \frac{\int_{\mathcal{V}_i} d\mathcal{V}}{\int_{\mathcal{S}_i} d\mathcal{S}} \quad (3.14)$$

$\Lambda'$  est de l'ordre du rayon des pores les plus grands où les surfaces d'échange et les dissipations thermiques sont les plus notables. Ainsi dans le cas général, la longueur caractéristique visqueuse est plus faible que la longueur caractéristique thermique :  $\Lambda \leq \Lambda'$ .

Lorsque les pores du matériau sont à section circulaire, les longueurs caractéristiques sont égales et s'expriment à partir des autres paramètres caractéristiques sous la forme suivante (3.15) :

$$\Lambda = \Lambda' = \left( \frac{8\alpha_\infty\eta}{\Phi\sigma} \right)^{1/2} \quad (3.15)$$

La généralisation de l'expression (3.15) à des milieux poreux quelconques de géométrie microscopique plus complexe, s'effectue par l'intégration de deux facteurs de forme visqueux et thermique, respectivement  $s$  et  $s'$ , dans la relation (3.15), exprimant l'écart à la configuration des pores cylindriques de section circulaire.

$$\Lambda = s \left( \frac{8\alpha_\infty\eta}{\Phi\sigma} \right)^{1/2} \quad (3.16)$$

$$\Lambda' = s' \left( \frac{8\alpha_\infty\eta}{\Phi\sigma} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

### 3.2.2 Le modèle de Johnson–Allard à 5 paramètres

Dans le modèle de Johnson–Allard, les expressions générales de la densité effective et de la compressibilité dynamique sont déterminées à partir des cinq paramètres caractéristiques préalablement définis.

- Effets visqueux et inertiels [9] :

$$\rho_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left[ 1 - \frac{j\sigma\Phi G(\omega)}{\rho_0 \alpha_\infty \omega} \right] \quad (3.18)$$

avec :

$$G(\omega) = \left( 1 + \frac{4j\alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Phi^2 \Lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.19)$$

- Effets thermiques [26] :

$$K(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) H(\omega)} \quad (3.20)$$

avec :

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + \frac{8\eta}{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega} \left( 1 + \frac{j\Lambda'^2 \rho_0 P_r \omega}{16\eta} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.21)$$

### 3.2.3 Le modèle de Lafarge–Allard à 6 paramètres

Le modèle de Lafarge–Allard [66] [67] introduit un paramètre supplémentaire, la perméabilité thermique  $k'_0$ , afin de modéliser plus précisément les échanges thermiques entre l'air et la structure rigide dans la gamme des basses fréquences. En effet, la perméabilité thermique est définie, par analogie avec la perméabilité visqueuse dans la loi de Darcy [67]. Ce nouveau paramètre s'exprime à partir de la constante de piègeage<sup>5</sup>  $\Gamma$  du matériau poreux, et d'un facteur de forme  $M'$ , traduisant essentiellement l'écart au modèle de Johnson–Allard.

$$k'_0 = \frac{M'}{\Gamma} \quad (3.22)$$

Dans le cas de pores cylindriques à section circulaire, la constante de piègeage est évaluée à partir de la formule (3.23).

$$\Gamma = \frac{8}{\Phi \Lambda'} \quad (3.23)$$

La densité effective ne prenant en compte que les couplages visqueux et inertiels entre le fluide saturant et le squelette, son expression n'est par conséquent pas modifiée par l'introduction de la perméabilité thermique dans la modélisation. Seule la compressibilité dynamique prend une nouvelle forme (3.24) incluant le paramètre  $k'_0$  par l'intermédiaire de son facteur de forme  $M'$ .

$$K(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - \frac{1}{1 - j \frac{\omega'_0}{\omega} \left[ 1 + j \frac{M'}{2} \frac{\omega}{\omega'_0} \right]^{\frac{1}{2}}}} \quad (3.24)$$

L'expression précédente (3.20) de la compressibilité dynamique, dans le cas du modèle de Johnson–Allard, s'obtient en remplaçant  $M'$  par 1 dans la relation (3.24).

<sup>5</sup>La constante de piègeage modélise la rapidité avec laquelle une particule fluide en mouvement brownien heurte la structure solide [66].

### 3.2.4 Etude comparative entre les deux modèles

La densité effective et la compressibilité dynamique peuvent se mettre sous forme simplifiée (3.25) et (3.26) dans le cas des modèles de Johnson–Allard et Lafarge–Allard.

- Densité effective

$$\rho_e(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left[ 1 - j \frac{\omega_0}{\omega} F(\omega) \right] \quad (3.25)$$

- Compressibilité dynamique

$$K(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - \frac{1}{1 - j \frac{\omega'_0}{\omega} F_p(\omega)}} \quad (3.26)$$

Chacun des termes intervenant dans les formules (3.25) et (3.26) est explicité dans le tableau 3.2 qui résume les principales différences entre les expressions développées par Johnson–Allard et par Lafarge–Allard.

Afin d'évaluer l'influence de la prise en compte du facteur de forme  $M'$  (ou de la perméabilité thermique  $k'_0$ ) au niveau de la compressibilité dynamique, une étude paramétrique est réalisée sur le domaine fréquentiel 0-2500 Hz, considéré dans la suite de notre étude. Soit un matériau poreux dont les paramètres caractéristiques, résumés dans le tableau 3.3, correspondent en moyenne aux échantillons testés dans le chapitre 4, et d'épaisseur 0.020 m.

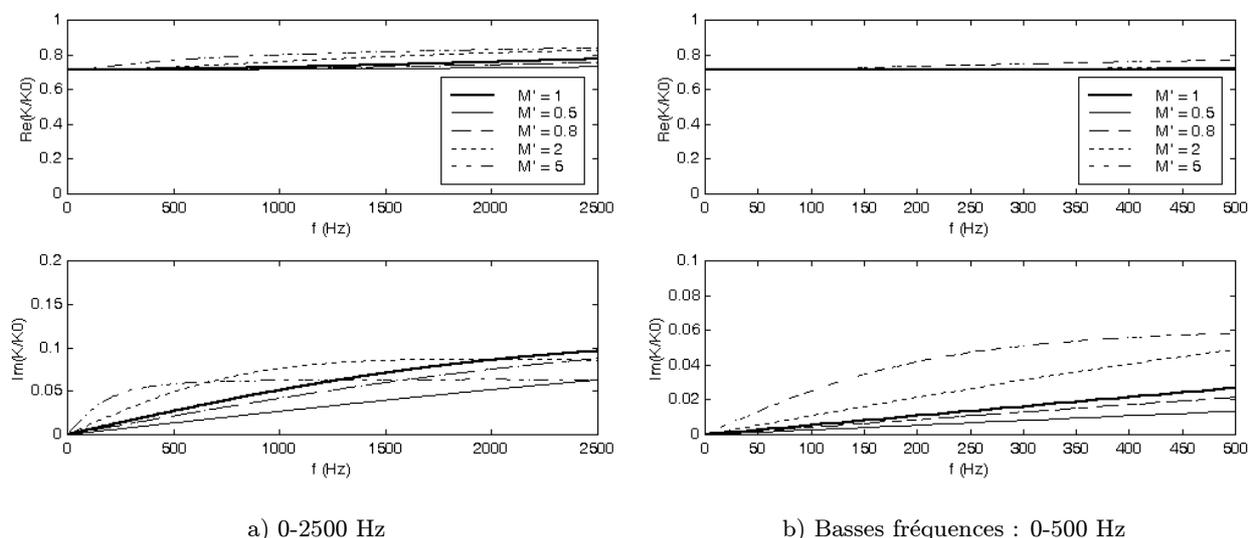


Figure 3.5: Influence de la variation du facteur de forme  $M'$  sur la compressibilité dynamique

La figure 3.5 présente la compressibilité dynamique normalisée par  $K_0 = \gamma P_0$ , en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $M'$  comprises entre 0.5 et 5. Les résultats font apparaître

Variables	Modèle de Johnson–Allard	Modèle de Lafarge–Allard
$M$	$\frac{8\alpha_\infty\eta}{\sigma\Phi\Lambda^2}$	$\frac{8\alpha_\infty\eta}{\sigma\Phi\Lambda^2}$
$M'$	1	$\frac{8k'_0}{\Phi\Lambda'^2}$
$\omega_0$	$\frac{\sigma\Phi}{\rho_0\alpha_\infty}$	$\frac{\sigma\Phi}{\rho_0\alpha_\infty}$
$\omega'_0$	$\frac{8\eta}{\rho_0Pr\Lambda'^2}$	$\frac{8\eta}{\rho_0Pr\Lambda'^2 M'}$
$F$	$\left[1 + \frac{\omega}{\omega_0} \frac{M}{2}\right]^{\frac{1}{2}}$	$\left[1 + \frac{\omega}{\omega_0} \frac{M}{2}\right]^{\frac{1}{2}}$
$F_p$	$\left[1 + i\frac{1}{2} \frac{\omega}{\omega'_0}\right]^{\frac{1}{2}}$	$\left[1 + i\frac{M'}{2} \frac{\omega}{\omega'_0}\right]^{\frac{1}{2}}$

Tableau 3.2: Comparaison entre les modèles de Johnson–Allard et Lafarge–Allard

Paramètre	Valeur fixée
$\sigma$ (rayls/m)	20000
$\Phi$	1
$\alpha_\infty$	1
$s$	1
$s'$	1

Tableau 3.3: Valeur des paramètres pour l'étude paramétrique du modèle de Lafarge–Allard

d'une part que le facteur de forme  $M'$  a une influence relativement faible sur la partie réelle de la compressibilité. D'autre part, en revanche, la partie imaginaire est d'autant plus affectée par les variations de  $M'$  que la fréquence est proche de 0 : dans le domaine des basses fréquences jusqu'à environ 800 Hz dans ce cas précis, elle croît avec la valeur de  $M'$ . Par contre, lorsque la fréquence s'élève, la tendance s'inverse. Cette analyse d'influence du facteur de forme thermique introduit par le modèle de Lafarge–Allard nous sera particulièrement utile lors de l'étape d'identification de  $M'$  décrite au chapitre suivant.

### 3.2.5 Caractérisation acoustique

Connaissant les expressions de la densité effective et de la compressibilité dynamique, la constante de propagation et l'impédance caractéristique du milieu sont déterminées à partir des relations (3.5) et (3.6). Les qualités acoustiques d'un matériau poreux sont estimées à partir de son coefficient d'absorption et de son impédance de surface — dans une configuration de montage bien précise — qui constituent des grandeurs fondamentales traduisant les performances absorbantes d'un milieu. Ces deux paramètres essentiels nous permettront dans la suite de l'étude (chapitre 4), à la fois d'identifier les caractéristiques intrinsèques de différents matériaux poreux, ainsi que d'évaluer leurs efficacités relatives.

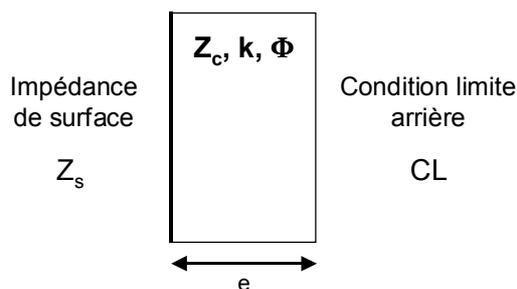


Figure 3.6: Configuration de calcul de l'impédance de surface d'un matériau poreux

#### Impédance de surface

L'impédance de surface d'un échantillon poreux, définie par le rapport entre la pression et la vitesse normale sur sa face avant<sup>6</sup>, dépend non seulement des paramètres caractéristiques du milieu considéré, mais également des conditions de montage particulières de l'échantillon poreux : épaisseur, condition limite arrière, incidence des ondes acoustiques... Dans une situation donnée, voir figure 3.6, elle est évaluée à partir des relations de transport d'impédance (annexe B.1) dans le milieu fluide équivalent et des formules de raccordement d'impédance (annexe B.1) entre deux milieux de caractéristiques distinctes.

Pour les trois conditions limites utiles dans les travaux futurs, mur rigide d'impédance infinie, lame d'air de profondeur  $d$  variable, et zéro de pression<sup>7</sup> correspondant à une impédance nulle,

<sup>6</sup>La normale est dirigée par convention vers l'intérieur du matériau poreux.

<sup>7</sup>L'annulation de la pression sur la face arrière du matériau poreux est réalisée expérimentalement par contrôle actif, voir chapitre 4.

l'impédance de surface d'un échantillon poreux d'épaisseur  $e$  est respectivement donnée par les relations (3.27), (3.28) et (3.30).

- Mur rigide, figure 3.7 :

$$Z_s = -\frac{1}{\Phi} j Z_c \cot(ke) \quad (3.27)$$

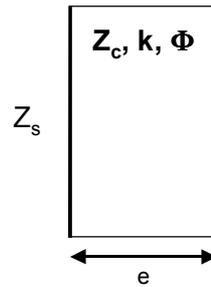


Figure 3.7: Configuration de calcul de l'impédance de surface : MUR RIGIDE

- lame d'air d'épaisseur  $d$ , figure 3.8 :

$$Z_s = \frac{Z_c - j Z_a \cot(ke) + Z_c}{\Phi \frac{Z_a - j Z_c \cot(ke)}{Z_c}} \quad (3.28)$$

avec  $Z_a$ , l'impédance sur la face arrière du matériau poreux :

$$Z_a = -j \Phi Z_0 \cot(k_0 d) \quad (3.29)$$

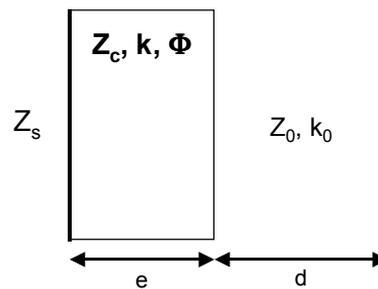


Figure 3.8: Configuration de calcul de l'impédance de surface : LAME D'AIR

- Zéro de pression, figure 3.9 :

$$Z_s = \frac{Z_c}{\Phi} \tan(ke) \quad (3.30)$$

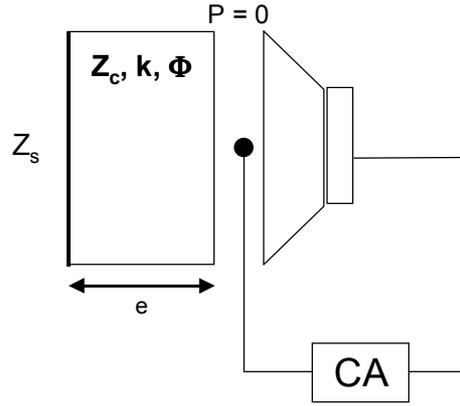


Figure 3.9: Configuration de calcul de l'impédance de surface : ZERO DE PRESSION

### Coefficient d'absorption

Lorsqu'un matériau poreux est soumis à une excitation acoustique de pulsation  $\omega$  sous incidence normale de direction  $x$ , la pression et la vitesse normale dans l'air en avant de l'échantillon poreux s'écrivent sous forme complexe, respectivement par les relations (3.31) et (3.32), avec la convention  $e^{j\omega t}$ ,  $Z_0$  étant l'impédance caractéristique de l'air.

$$p = Ie^{-jk_0x} + Re^{jk_0x} \quad (3.31)$$

$$v = \frac{1}{Z_0} [Ie^{-jk_0x} - Re^{jk_0x}] \quad (3.32)$$

$I$  et  $R$  représentent respectivement les ondes incidentes sur le milieu poreux et réfléchies par l'échantillon. Le coefficient de réflexion à la surface du matériau  $r = R/I$  s'exprime alors directement à partir de l'impédance caractéristique de l'air et de l'impédance de surface du milieu poreux  $Z_s = p/v$ , voir équation (3.33) :

$$r = \frac{Z_s - Z_0}{Z_s + Z_0} \quad (3.33)$$

Le coefficient d'absorption sous incidence normale, défini à partir du coefficient de réflexion en énergie  $\alpha_r = |r|^2$ , se déduit par conséquent de la relation (3.33) :

$$\alpha = 1 - \alpha_r = 1 - \left| \frac{Z_s - Z_0}{Z_s + Z_0} \right|^2 \quad (3.34)$$

### 3.3 Milieux à structure élastique

Certains matériaux poreux, comme les mousses polyurethane (PU) ou la mélamine, présentent une structure solide déformable. Un comportement mécanique de ces milieux poro-élastiques est par conséquent pris en compte, notamment accentué lorsque les matériaux sont utilisés dans des configurations particulières : par exemple, fixation sur des panneaux vibrants ou adjonction d'un film imperméable. Le squelette élastique est ébranlé au passage d'une onde sonore au même titre que la phase fluide du milieu poreux, et un phénomène de couplage fluide-solide s'établit au sein

du matériau. Aux fréquences acoustiques considérées (notamment le domaine audible), trois ondes se propagent dans le milieu diphasique : une onde de compression dans le fluide saturant, et deux ondes, respectivement de compression et de cisaillement, dans la matrice déformable. Ces deux ondes de structure sont très peu modifiées par les fluctuations acoustiques présentes dans la phase fluide, de densité négligeable par rapport à la densité du squelette élastique. En revanche, l'onde se propageant dans le fluide est profondément affectée par les vibrations de la structure.

Le modèle de Biot [20] [21], initialement développé pour décrire le comportement de roches poreuses, propose une description macroscopique de la propagation couplée de perturbations de faible amplitude dans un milieu élastique diphasique. Le formalisme de Biot a été appliqué au cas de matériaux poreux acoustiques saturés d'air, un développement complet des équations de propagation est réalisé dans les références [6] et [51]. La prise en compte de la vibration du squelette déformable dans les équations du milieu poreux introduit deux paramètres mécaniques supplémentaires, intrinsèques à la structure élastique du milieu : le module d'Young  $E$  et le coefficient de Poisson  $\nu$ .

Les nombres d'onde et les impédances caractéristiques, relatifs à chacune des ondes propagatives, s'expriment en fonction des cinq paramètres caractéristiques du modèle de Johnson–Allard, des deux paramètres mécaniques, et de la masse volumique de l'armature du matériau [6]. Les expressions de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption dans le cas particulier des conditions limites de mur rigide [6] et de zéro de pression [51] sont données dans l'annexe B.2. Pour la condition limite de lame d'air de profondeur  $d$ , un développement analogue a été effectué : les détails du calcul sont présentés en annexe B.2.

### Etude paramétrique

Une analyse de l'influence des paramètres mécaniques sur les grandeurs acoustiques, telles que l'impédance de surface et le coefficient d'absorption, a été réalisée à partir du modèle de Biot–Allard dans le but d'effectuer ultérieurement une identification du module d'Young et du coefficient de Poisson, à partir de mesures acoustiques, voir chapitre 4. Au cours de cette étude paramétrique, les paramètres physiques, résistivité, porosité, tortuosité et les trois facteurs de forme  $s$ ,  $s'$  et  $M'$  sont fixés, voir tableau 3.4. L'épaisseur du matériau poreux considéré est constante égale à 0.020 m, valeur moyenne par rapport aux différents échantillons qui sont testés par la suite.

Les figures 3.10 à 3.12 présentent les cartographies de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption en fonction de la fréquence en abscisse et du module d'Young  $E$  en ordonnée. Le coefficient de Poisson est fixé à  $\nu = 0.3$ . Les résultats font apparaître une influence relativement faible du module d'Young à la fois sur le coefficient d'absorption et l'impédance de surface pour les trois conditions limites étudiées. En effet, seule la présence d'un pic qui se déplace vers les plus hautes fréquences lorsque le module d'Young augmente permet d'identifier le comportement mécanique élastique du matériau poreux testé. En outre, la réactance de surface n'est quasiment pas affectée par une modification de la valeur de  $E$ , excepté dans le cas de la condition limite de pression nulle.

L'effet des variations du coefficient de Poisson sur les grandeurs acoustiques est synthétisé sur les

Paramètres	Valeurs fixées
$\sigma$ (rayls/m)	20000
$\Phi$	1
$\alpha_\infty$	1
$s$	1
$s'$	1
$M'$	1
$\rho_1$ (kg/m <sup>3</sup> )	50

Tableau 3.4: Valeur des paramètres pour l'étude paramétrique du modèle de Biot–Allard

figures 3.13 à 3.15. Le module d'Young est constant fixé à  $10^5$  Pa pour les simulations. L'allure des graphiques obtenus révèle l'impact pratiquement nul du coefficient de Poisson aussi bien sur les parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface que sur le coefficient d'absorption pour les différentes conditions limites considérées.

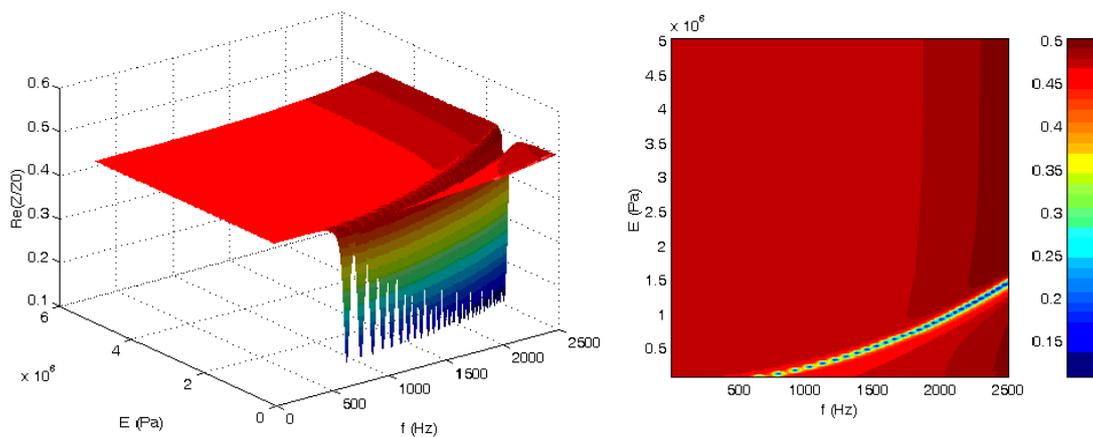
La variation des paramètres mécaniques, module d'Young et coefficient de Poisson, a une conséquence certes notable sur les grandeurs acoustiques étudiées, qui se traduit par la formation d'un pic d'affaiblissement dépendant également de la fréquence. Cependant, d'une part ce pic n'a une amplitude significative que pour la condition limite de mur rigide, et d'autre part, l'influence des paramètres mécaniques est relativement négligeable dans le cas général. En outre, le pic mécanique représente l'influence simultanée du module d'Young et du coefficient de Poisson : une modification unique sur l'impédance de surface et sur le coefficient d'absorption est ainsi générée à partir des deux paramètres mécaniques liés. Ces conclusions indiquent dès à présent la difficulté d'une identification précise du comportement élastique de la structure solide des milieux poreux dans les études ultérieures présentées au chapitre 4.

### 3.4 Mesure des caractéristiques d'un milieu poreux

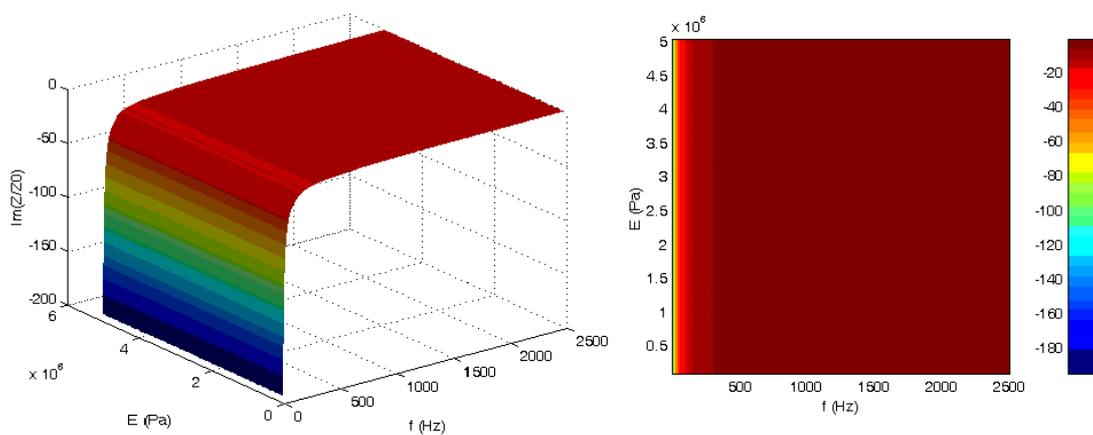
La description complète de la propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux quelconque requiert la connaissance des couples de fonctions caractéristiques précédemment introduites  $(\rho_e, K)$  ou  $(Z_c, k)$ , ou des paramètres caractéristiques, cinq au minimum dans le cas du modèle de Johnson–Allard et huit au maximum lorsque le caractère élastique déformable du squelette poreux est considéré. Pour les matériaux poreux dont la matrice définit des pores à géométrie simplifiée, les fonctions et paramètres caractéristiques peuvent être directement déduits par le calcul [6] [104]. En revanche, lorsque la section, voire le volume des pores, sont relativement complexes, une mesure précise des diverses grandeurs caractéristiques s'avère indispensable pour prédire la réponse du milieu poreux à une excitation acoustique. Les différentes techniques mises en place pour obtenir les fonctions et les paramètres caractéristiques d'un échantillon poreux sont par conséquent résumées dans cette partie. En outre, dans le cas où la densité effective et la compressibilité dynamique, ou l'impédance caractéristique et la constante de propagation d'un milieu ne sont pas accessibles directement par la mesure, une évaluation expérimentale des paramètres caractéristiques<sup>8</sup> définis dans les parties 3.2 et 3.3, permet de re-

---

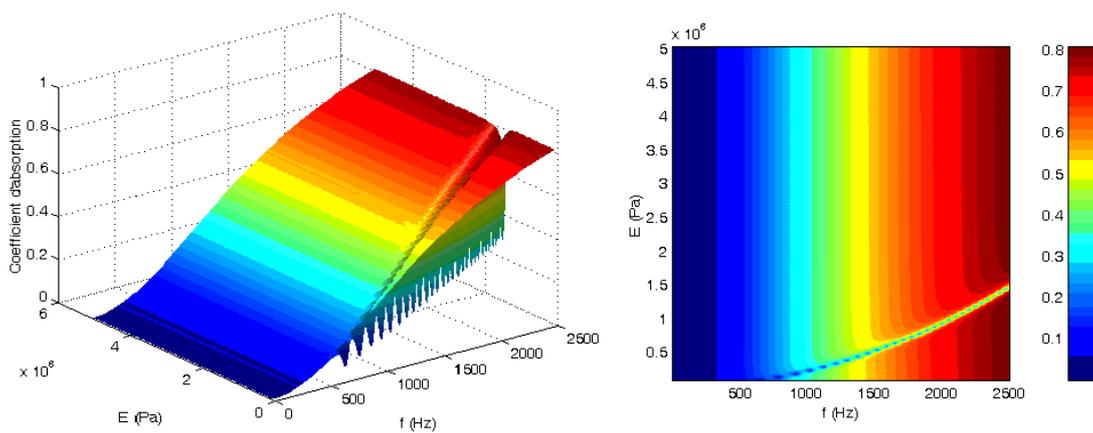
<sup>8</sup>La résistivité, la porosité, la tortuosité, les trois facteurs de forme  $s$ ,  $s'$ ,  $M'$  et les deux paramètres mécaniques, module d'Young et coefficient de Poisson.



a) Partie réelle de l'impédance de surface

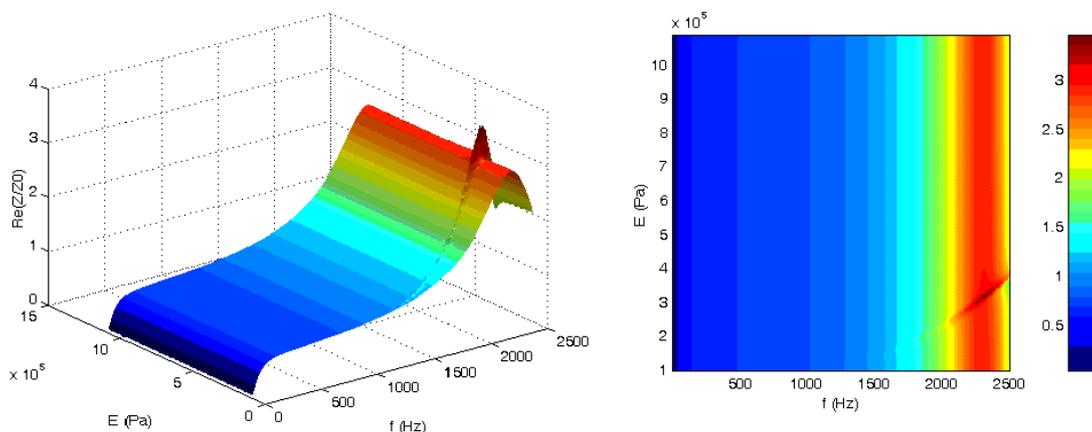


b) Partie imaginaire de l'impédance de surface

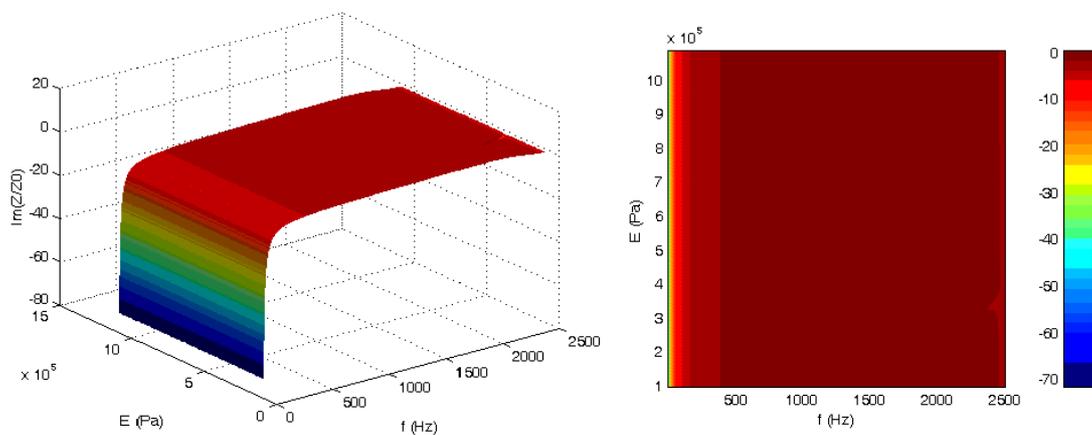


c) Coefficient d'absorption

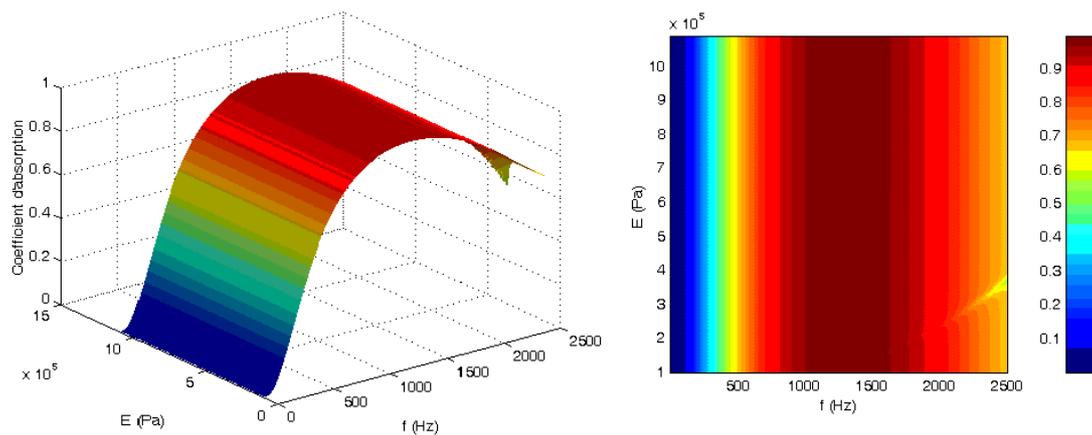
Figure 3.10: Influence du module d'Young : MUR RIGIDE



a) Partie réelle de l'impédance de surface

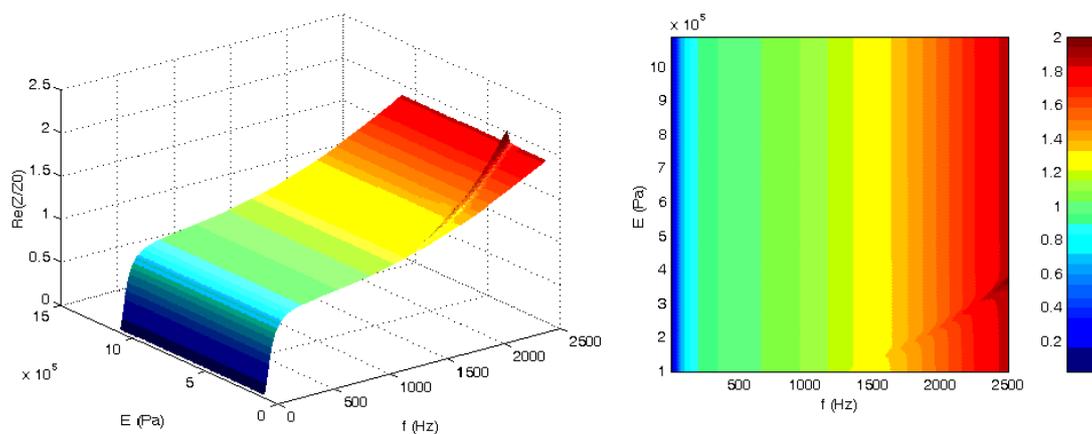


b) Partie imaginaire de l'impédance de surface

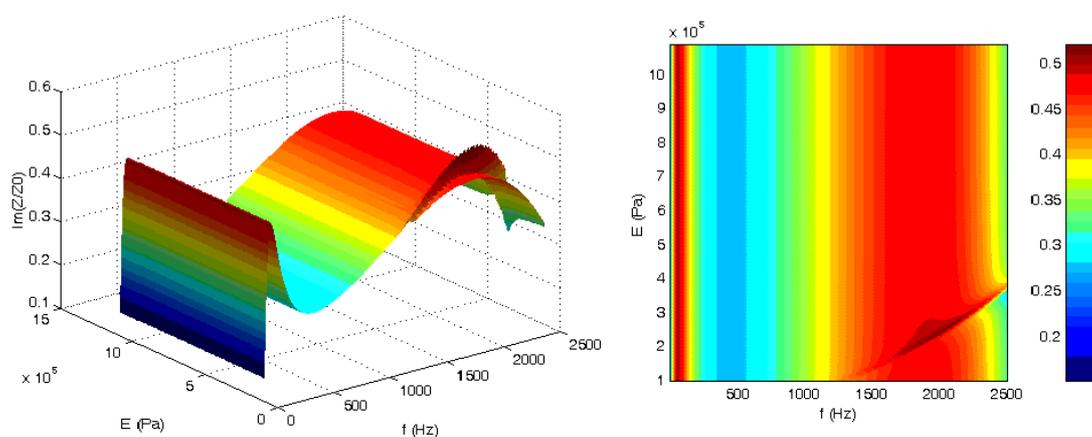


c) Coefficient d'absorption

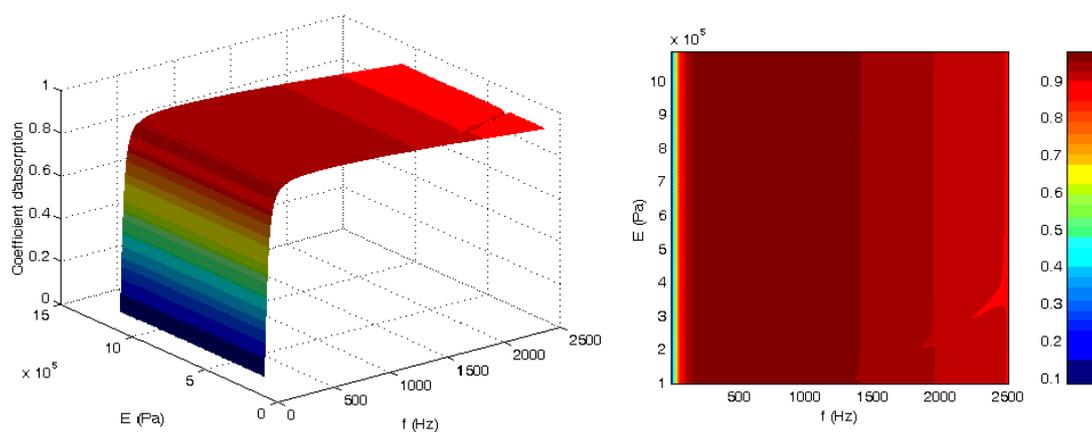
Figure 3.11: Influence du module d'Young : LAME D'AIR de 0.048 m



a) Partie réelle de l'impédance de surface

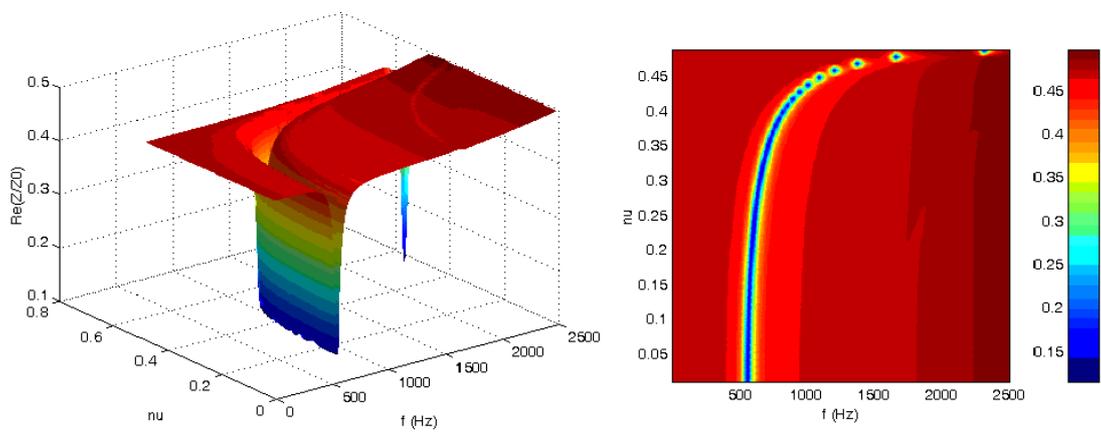


b) Partie imaginaire de l'impédance de surface

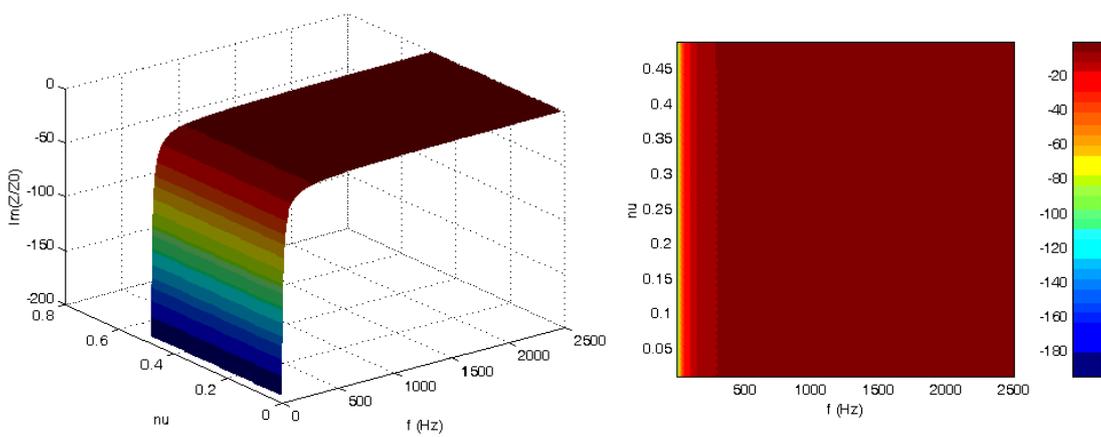


c) Coefficient d'absorption

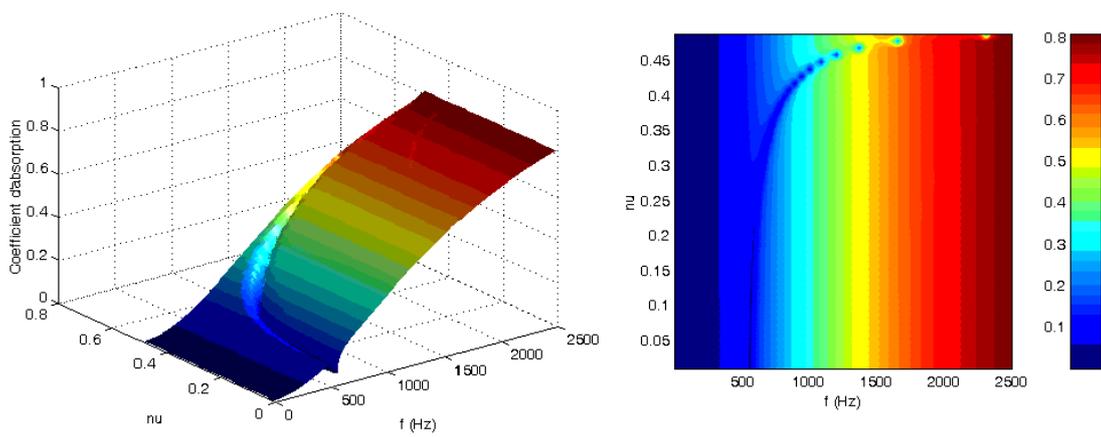
Figure 3.12: Influence du module d'Young : ZERO DE PRESSION



a) Partie réelle de l'impédance de surface

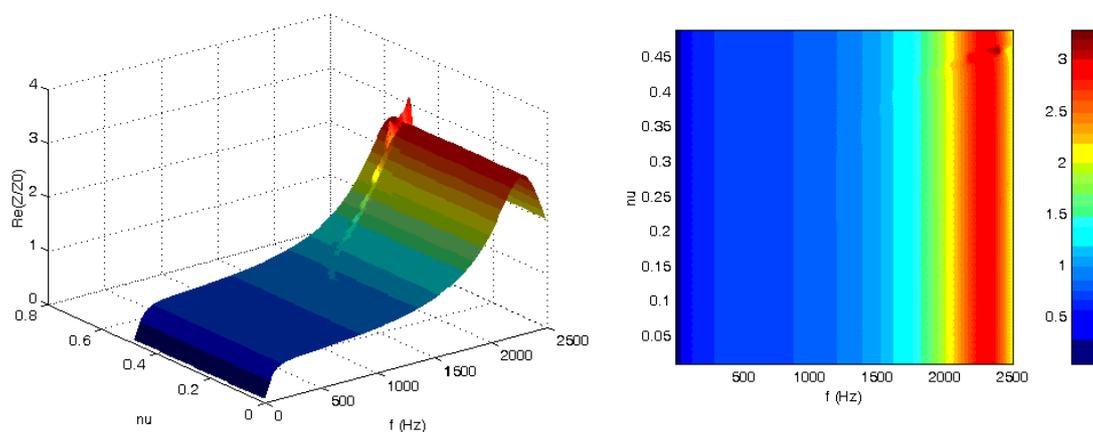


b) Partie imaginaire de l'impédance de surface

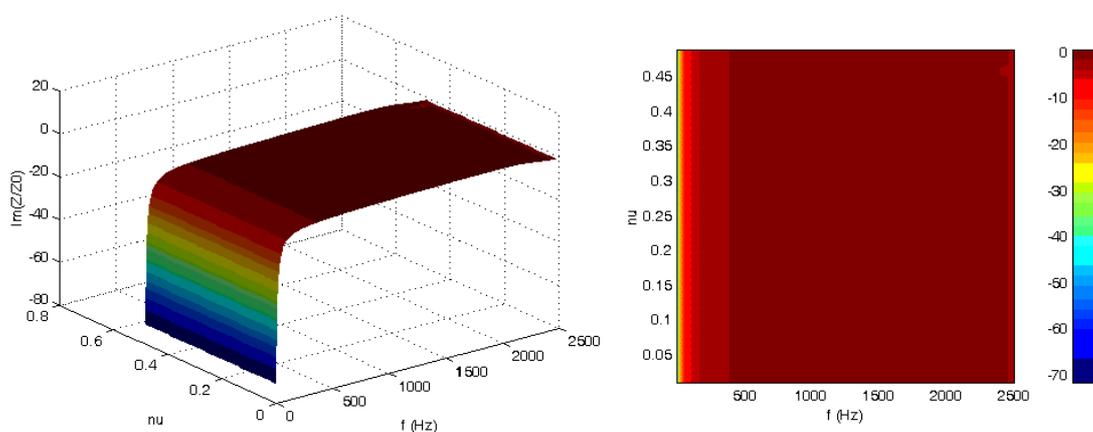


c) Coefficient d'absorption

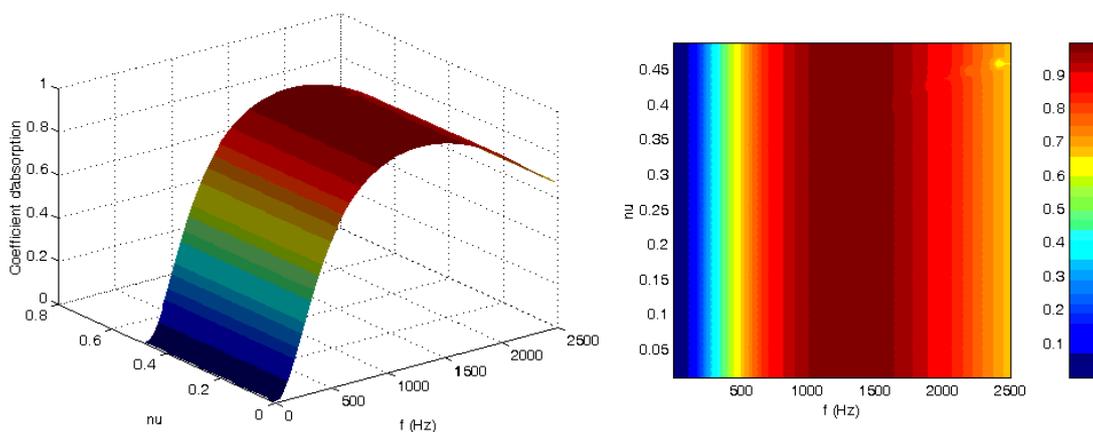
Figure 3.13: Influence du coefficient de Poisson : MUR RIGIDE



a) Partie réelle de l'impédance de surface

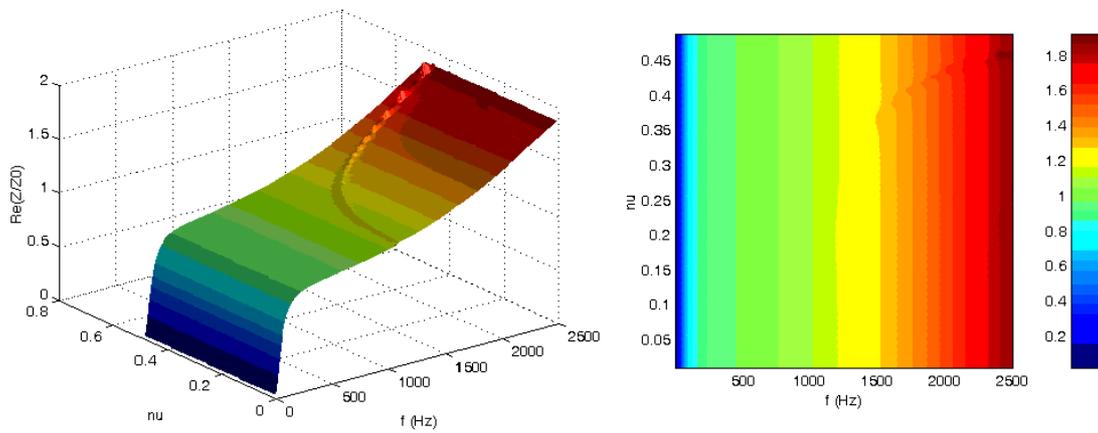


b) Partie imaginaire de l'impédance de surface

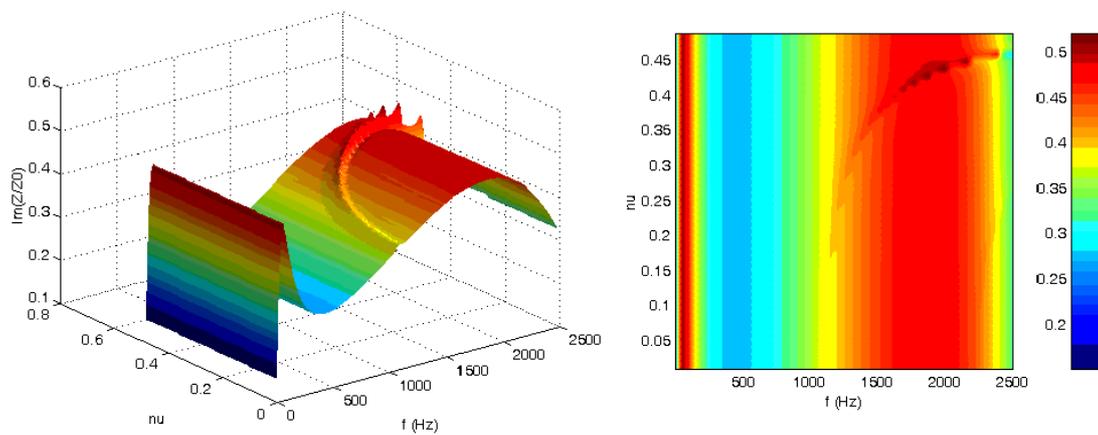


c) Coefficient d'absorption

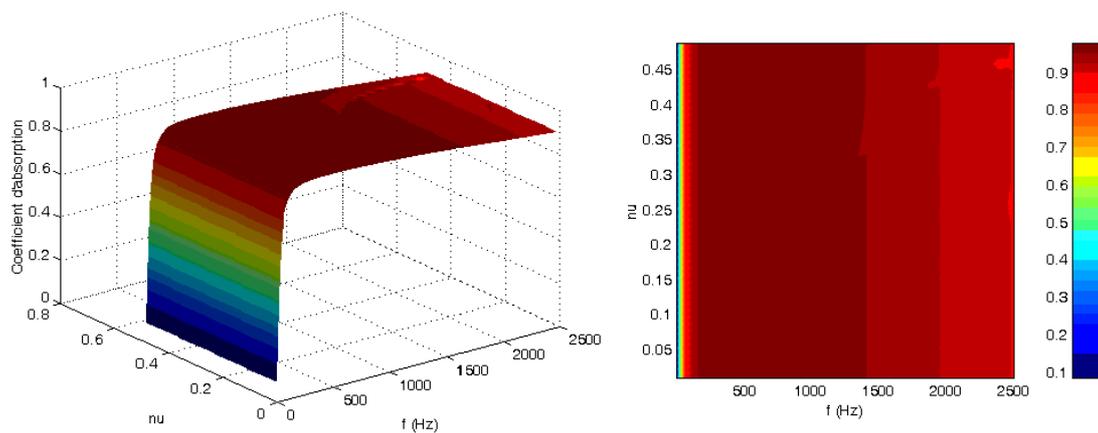
Figure 3.14: Influence du coefficient de Poisson : LAME D'AIR de 0.048 m



a) Partie réelle de l'impédance de surface



b) Partie imaginaire de l'impédance de surface



c) Coefficient d'absorption

Figure 3.15: Influence du coefficient de Poisson : ZERO DE PRESSION

constituer ces grandeurs à partir des relations (3.25), (3.26) (structure rigide) et (B.16), (B.18) et (B.19) (structure élastique).

### 3.4.1 Mesure des caractéristiques dynamiques

Dans un premier temps, deux types de méthodes ont été élaborées pour déterminer directement la constante de propagation et l'impédance caractéristique d'un matériau poreux. La première proposée par Scott [94], consiste à mesurer l'atténuation et les changements de phase d'une onde acoustique se propageant dans un milieu poreux. Cette technique suppose l'utilisation à la fois d'une épaisseur suffisante de matériau pour empêcher les réflexions parasites à l'extrémité de l'échantillon, et d'une sonde microphonique traversant le matériau. Les nombreuses contraintes liées à la méthode de Scott ont encouragé le développement de nouveaux moyens de mesure basés sur la détermination d'impédances de surface suffisamment différentes afin d'évaluer la constante de propagation et l'impédance caractéristique. Des méthodes variées reposant sur ce principe ont alors été développées, chacune se distinguant soit par la nature des conditions limites envisagées à l'arrière d'un matériau poreux d'épaisseur fixe, soit par les différentes épaisseurs d'échantillon testées pour une condition limite donnée. Yaniv [115] effectue ses mesures fréquence par fréquence pour un échantillon poreux posé sur mur rigide puis écarté d'une distance égale au quart de la longueur d'onde de l'excitation acoustique (annulation de la pression). Pour étendre les expériences à une gamme fréquentielle élargie, la méthode d'Utsuno [112] qui considère deux cavités de profondeurs judicieusement choisies a été mise au point, alors que, dans les travaux de Frey [41], les conditions limites arrières sont réalisées par contrôle actif d'impédance. Enfin, la méthode à deux épaisseurs de Smith et Parott [103] [5] permet de déterminer l'impédance caractéristique et la constante de propagation pour une condition limite de mur rigide.

Dans un deuxième temps, Tarnow [105] [106] propose une mesure directe de la compressibilité dynamique à partir d'un dispositif expérimental spécifique composé de deux tubes à ondes stationnaires séparés par un filtre, destiné à supprimer les harmoniques de la source. Un microphone placé à une distance du matériau égale au quart de la longueur d'onde de la fréquence d'excitation, permet d'évaluer les fréquences de résonance, respectivement dans les configurations avec et sans (mur rigide) échantillon poreux inséré à l'extrémité du tube. La comparaison des deux fréquences de résonance mesurées, qui doivent être suffisamment différenciables, permet de remonter à la valeur de la partie réelle de la compressibilité dynamique. La partie imaginaire est obtenue à partir d'une estimation du facteur de qualité.

### 3.4.2 Mesure des paramètres caractéristiques

Les paramètres caractéristiques d'un milieu poreux sont en général identifiés indépendamment les uns des autres, par des dispositifs expérimentaux associés à des techniques non acoustiques dans la plupart des cas.

#### La résistivité

De part sa définition, loi de Darcy (3.9), la détermination de la résistivité nécessite la mesure de la différence de pression entre les deux faces d'un échantillon de matériau poreux d'épaisseur  $e$ , et la mesure de la vitesse de l'écoulement. Les appareils de mesure décrits par Stinson et Daigle [104], ainsi que par Ingard [57], réalisent en réalité une détermination de la résistance au

passage de l'écoulement  $R$  définie par :

$$R = \frac{\Delta P}{u} \quad (3.35)$$

$u$  étant le débit volumique de l'écoulement.

Les différents systèmes de mesure mis en place pour déterminer la résistance  $R$  peuvent être classés en deux catégories : appareils de mesure directe et analyses comparatives. Les méthodes directes requièrent, d'une part, la mesure de la chute de pression à travers l'échantillon poreux et, d'autre part, une mesure du débit volumique ou de la vitesse de l'écoulement. Connaissant ces deux quantités la résistance au passage de l'écoulement, puis la résistivité sont directement calculées, respectivement à partir des expressions (3.35) et (3.36).

$$\sigma = \frac{R}{e} \quad (3.36)$$

Les méthodes comparatives utilisent un échantillon de référence dont la résistance au passage de l'écoulement  $R_c$  est calibrée. Cet élément est placé en série avec l'échantillon de matériau poreux à tester. Les mesures de la chute de pression  $\Delta p_c$  à travers l'élément de référence et  $\Delta p_x$  à travers l'échantillon test permettent de remonter à la valeur de la résistance  $R_x$  cherchée, voir équation (3.37). La valeur de la résistance calibrée est obtenue soit à partir d'un modèle théorique précis, soit en effectuant une mesure directe préalable.

$$R_x = R_c \frac{\Delta p_x}{\Delta p_c} \quad (3.37)$$

Les techniques de mesure de la résistivité, de type comparatives, présentent l'avantage d'être précises et rapides par rapport aux méthodes expérimentales directes.

### La porosité

La détermination de la porosité est réalisée par un appareil de mesure proposé par Beranek [16] dont le principe repose sur la considération de la loi des gaz parfaits à température constante. Champoux, Stinson et Daigle [27] présentent une méthode similaire, cependant plus précise, puisque leur banc d'essai est équipé de transducteurs électroniques permettant une mesure minutieuse de la pression.

Le dispositif expérimental global élaboré par Beranek est schématisé sur la figure 3.16. L'objectif de l'appareil est la mesure du volume d'air  $\mathcal{V}_a$  saturant les pores du matériau. Soient  $\mathcal{V}_0$ , le volume d'air résiduel contenu dans la chambre et  $\mathcal{V}_m$ , le volume de l'échantillon poreux obtenu par des considérations géométriques. Alors, le volume d'air total  $\mathcal{V} = \mathcal{V}_0 + \mathcal{V}_a$  est déterminé par la mesure de la variation  $\Delta p$  de la pression  $p$  dans la chambre à température constante.

$$\mathcal{V} = -\frac{p_0 + \Delta p}{\Delta p} \Delta \mathcal{V} \quad (3.38)$$

$p_0$  étant la pression initiale dans la chambre, et  $\Delta \mathcal{V}$  la variation du volume d'air total associée à la variation de pression  $\Delta p$ . La porosité est alors identifiée par la relation (3.10).

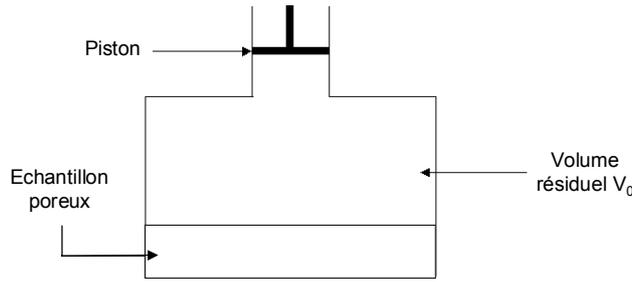


Figure 3.16: Appareil de mesure de la porosité

### La tortuosité

La tortuosité traduit l'effet de la dispersion non visqueuse de la vitesse des particules du fluide saturant les pores, en direction et en module [7], voir partie 3.2. L'analogie entre le champ de vitesse des ions d'un fluide conducteur saturant une couche poreuse et le champ de vitesse des molécules d'un fluide non visqueux qui sature la même matrice solide, permet une évaluation de la tortuosité par des mesures de résistivité [8] [23], voir équation (3.39).

$$\alpha_\infty = \Phi \frac{\sigma_f}{\sigma_c} \quad (3.39)$$

$\sigma_f$  étant la résistivité de l'échantillon poreux saturé de fluide non visqueux et  $\sigma_c$  la résistivité du matériau dont les pores sont remplis du fluide conducteur.  $\Phi$  est la porosité du milieu diphasique considéré.

Une deuxième méthode développée par Castagnède [25], puis reprise par Kelders [64], est basée sur l'estimation de la tortuosité par des mesures ultrasonores de basse fréquence. En effet, l'expression asymptotique hautes fréquences de la vitesse de propagation du son  $c = \sqrt{K/\rho_e}$  dans un matériau poreux saturé d'air, est donnée par la relation (3.40) dans le modèle de Johnson–Allard.

$$c_{HF}(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\rho_0 \alpha_\infty} \left[ 1 - \sqrt{\frac{2\eta}{\rho_0 \omega}} (1 - j) \left( (\gamma - 1) \frac{1}{B\Lambda'} + \frac{1}{\Lambda} \right) \right] \quad (3.40)$$

Dans l'expression (3.40),  $P_0$  est la pression atmosphérique,  $\rho_0$  la densité de l'air,  $\gamma$  la constante des gaz parfaits, et  $B$  le nombre de Prandtl. Pour les hautes fréquences, la célérité  $c$  ne dépend que de la tortuosité et de la vitesse du son dans l'air  $c_0 = \sqrt{\gamma P_0/\rho_0}$ . La célérité acoustique dans le matériau est alors déterminée à partir de pulses ultrasonores traversant l'échantillon poreux dans les hautes fréquences<sup>9</sup>, et détectés par un transducteur. Une fois la célérité obtenue, tracée en fonction de l'inverse de la racine carrée de la fréquence, la courbe résultante étant une droite (voir expression (3.40)), la tortuosité est identifiée par l'évaluation de la valeur de l'ordonnée à l'origine. Cette mesure de  $\alpha_\infty$  est particulièrement intéressante lorsqu'il est difficile de saturer l'échantillon poreux par un fluide conducteur. En revanche, une mauvaise estimation

<sup>9</sup>La structure du matériau poreux reste immobile dans les hautes fréquences, le modèle de Johnson–Allard pour décrire le comportement du milieu est par conséquent adapté à la détermination de la célérité  $c$ .

de la tortuosité peut subvenir dans le cas où l'amortissement du pulse ultrasonore est trop importante à travers le matériau poreux.

#### Les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique

Les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sont identifiées simultanément par des mesures ultrasonores de basse fréquence également [25] [64]. D'une part, l'échantillon poreux est saturé alternativement par de l'air et par de l'hélium. Un système de deux équations à deux inconnues, obtenu à partir de la formule asymptotique de la célérité  $c$  (3.40), permet d'extraire les valeurs des deux longueurs caractéristiques. D'autre part, lorsque le fluide contenu dans les pores du milieu est uniquement de l'air, une méthode d'ajustement du modèle de Johnson–Allard, sur la droite définie par l'équation  $\alpha_\infty c^2/c_0^2 = f(1/\sqrt{f})$  conduit au couple de longueurs caractéristiques cherché.

La longueur caractéristique thermique peut également être obtenue par une méthode de chimie des surfaces de Brunauer, Emmett et Teller, appelée méthode BET [69]. Cette technique est, en effet, basée sur la mesure de surfaces spécifiques, la surface des pores dans notre cas, par unité de masse de la structure solide. L'évaluation de la surface  $\mathcal{S}_p$  des pores est effectuée par la détermination du volume d'un gaz, environnant l'échantillon testé, adsorbé par le squelette poreux. D'autre part, le volume des pores  $\mathcal{V}_p$  est estimé à partir des densités de la matrice poreuse et du matériau la constituant. Connaissant les deux grandeurs  $\mathcal{S}_p$  et  $\mathcal{V}_p$ , la longueur caractéristique thermique peut être calculée par la relation (3.14).

#### La perméabilité thermique

La perméabilité thermique est obtenue expérimentalement par une méthode d'ajustement du modèle de Lafarge–Allard sur les valeurs mesurées de la compressibilité dynamique [67]. Le paramètre  $k'_0$  optimal correspond à un écart minimal entre les courbes théoriques et expérimentales du module de compressibilité. Cette technique suppose par conséquent une prédétermination de la compressibilité dynamique, voir partie 3.4.1.

#### Les paramètres mécaniques

Les propriétés d'élasticité d'un matériau poreux ne concernent que sa structure, bien qu'elles aient souvent un effet non négligeable sur les qualités absorbantes du milieu poreux (voir partie 3.3). Plusieurs techniques expérimentales ont ainsi été développées afin de mesurer les paramètres mécaniques d'un milieu poreux dans une enceinte sous vide [57] [101]. Cependant, dans certains cas, les conditions de vide peuvent changer les propriétés du matériau poreux d'une part, et/ou en basses fréquences la compressibilité du fluide saturant les pores peut être négligée par rapport à la compressibilité du squelette poreux déformable d'autre part. La plupart des expériences sont par conséquent menées à pression atmosphérique.

Des méthodes relativement variées permettent de mesurer les paramètres mécaniques : le module d'Young complexe (module d'Young réel et facteur d'amortissement) et le coefficient de Poisson. Dans un premier temps, les méthodes dites de la résonance considèrent un échantillon cylindrique auquel on adjoint une masse additionnelle. Le système complet est excité en compression et la détermination de la première fréquence de résonance de la fonction de transfert force-excitation fournit le module d'Young tandis que le coefficient d'amortissement est obtenu

à partir d'un ajustement sur les courbes mesurées. Ingard présente une méthode de mesure du module d'Young pour un échantillon placé dans une enceinte sous vide, afin d'éliminer tout couplage entre la structure et le fluide saturant les pores, voir figure 3.17. Le principe de détermination du module d'Young est basé sur l'évaluation de la fonction de transfert entre les vitesses mesurées par des accéléromètres sur la face supérieure et sur la face inférieure de l'échantillon poreux. Une identification similaire du module d'Young, voire du coefficient de Poisson, a été développée par Metravib RDS [40] dans le cadre du projet CAMELIA. Les mesures sont cependant réalisées à l'air libre. La méthode d'identification d'Ingard consiste à inverser la fonction de transfert par des méthodes spectrales, alors que dans le cas de la mesure effectuée par Metravib RDS un ajustement de la valeur théorique de la fonction sur sa valeur expérimentale est réalisée, permettant de remonter à la valeur optimisée du module d'Young.

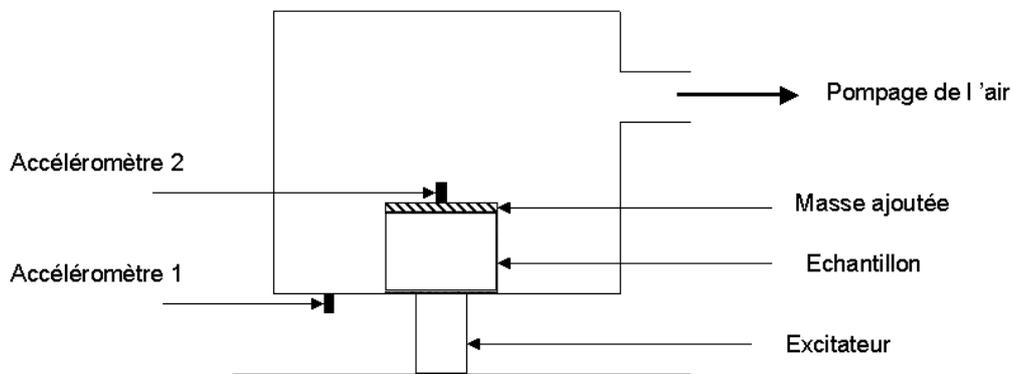


Figure 3.17: Appareil de mesure des paramètres mécaniques

Pritz [91] propose une technique de mesure à partir d'échantillons poreux sous forme de poutre (échantillons longs et peu épais) réduisant ainsi les effets de bord présents sur les échantillons de taille réduite. Le module d'Young mesuré est issu des déformations longitudinales de la poutre poreuse alors que le coefficient de Poisson est identifié à partir des changements de la section transversale de l'échantillon.

D'autres méthodes de mesure s'appuient sur des échantillons circulaires de dimensions plus faibles. Mariez [37], Sim et Kim [102] utilisent un modèle par éléments finis prenant en compte la taille finie des matériaux testés. Les échantillons considérés sont insérés entre un plateau supérieur fixe et un plateau inférieur soumis à une excitation sinusoïdale. D'une part, Mariez identifie les paramètres mécaniques à partir de l'impédance mécanique longitudinale (définie par le rapport de la force longitudinale appliquée au plateau supérieur sur le déplacement de la face inférieure de l'échantillon) et des fonctions de transfert entre déplacements longitudinaux et latéraux par une méthode d'inversion. D'autre part, Sim et Kim utilisent une méthode éléments finis itérative à partir d'échantillons poreux de facteurs de forme très différents<sup>10</sup>. Les itérations convergent vers les valeurs cherchées du module d'Young et du coefficient de Poisson.

<sup>10</sup>Le facteur de forme est défini par le demi rapport entre le rayon de la section transversale et la longueur de l'échantillon poreux.

Par ailleurs, Langlois, Panneton et Atalla [68] [86] déterminent les paramètres mécaniques par l'intermédiaire de la partie réelle de l'impédance mécanique associée à une modélisation polynomiale. Les mesures réalisées sur deux échantillons de matériau poreux présentant des facteurs de forme très différents permettent de définir un système de deux équations à deux inconnues (module d'Young et coefficient de Poisson). Le facteur d'amortissement est obtenu à partir des parties réelle et imaginaire de l'impédance mécanique.



Figure 3.18: Appareil de mesure du module d'Young : poutre d'Oberst, d'après rapport IMPACT [4]

Enfin, une détermination du module d'Young par une adaptation de la méthode de la poutre d'Oberst, initialement développée pour les matériaux visco-élastiques, est proposée par le Laboratoire des Sciences de l'Habitat (LASH) de l'ENTPE<sup>11</sup> [33] [4]. Le dispositif expérimental a été modifié en supprimant la condition d'encastrement à une extrémité de la poutre délicate à réaliser dans la pratique. L'échantillon poreux est excité au niveau de son centre, voir figure 3.18, et la poutre est libre à ses deux extrémités. Le principe de mesure du module d'Young repose sur la comparaison des fréquences de résonance de la poutre seule et de la multicouche poutre + matériau poreux. Moyennant un certain nombre d'hypothèses essentiellement liées à l'échantillon poreux, cette méthode mécanique vibratoire fournit des résultats intéressants [4]. Une des conditions les plus contraignantes, conduisant cependant à des résultats hétérogènes pour un même matériau, concerne en particulier les déformations inhomogènes de l'échantillon au niveau de son épaisseur.

Le coefficient de Poisson de la structure solide déformable d'un matériau poreux apparaît en général difficile à déterminer expérimentalement. Il est en revanche inférieur à 0.3 pour la plupart des matériaux poreux utilisés dans la pratique. En outre, la complexité d'une détermination rigoureuse et précise des deux paramètres mécaniques est liée à leur dépendance fréquentielle qui est essentiellement due aux caractéristiques intrinsèques du matériau polymère constituant le squelette élastique.

---

<sup>11</sup>Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat

### 3.4.3 Limitations : méthodes inverses

La procédure globale, décrite dans la partie précédente, permettant de déterminer tous les paramètres caractéristiques d'un milieu poreux, présente de nombreux inconvénients liés au nombre et à la variété des dispositifs expérimentaux considérés. En effet, pratiquement un appareil de mesure est dédié à l'identification d'un seul paramètre intrinsèque au matériau. Dans un premier temps, la multiplication des bancs d'essai induit un encombrement non négligeable qui a souvent pour conséquence une réalisation des mesures dans des endroits distincts, et donc dans des conditions atmosphériques de pression, de température et d'humidité différentes. Dans un deuxième temps, la diversité des moyens de mesure impose la considération d'échantillons de matériau de tailles, voire d'épaisseurs, variées. Ces échantillons sont également, éventuellement issus de diverses parties d'une même plaque de matériau. Cet échantillonnage répété, et par conséquent souvent peu représentatif, pose des problèmes lorsque le matériau testé présente une forte dispersion au niveau de ses propriétés acoustiques<sup>12</sup>. Enfin, le procédé d'identification complet apparaît long et coûteux, sachant que dans certains cas, les paramètres mesurés sont réajustés par comparaison des courbes expérimentales et des courbes prédites de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption sous incidence normale.

Des méthodes inverses ont par conséquent été développées afin d'obtenir simultanément un ensemble plus ou moins important de paramètres à partir de mesures acoustiques au tube de Kundt. L'objectif des techniques d'inversion est de minimiser une fonction coût définie par la différence entre une grandeur caractéristique mesurée (coefficient d'absorption, impédance de surface, densité effective, compressibilité dynamique...) et évaluée par un modèle de propagation acoustique. Y. Atalla [11] propose par exemple une identification des deux longueurs caractéristiques d'un milieu poreux à partir de la réactance de surface d'un échantillon posé sur mur rigide. Par ailleurs, l'équipe de l'ENTPE<sup>13</sup> étudie, d'une part, des procédures d'optimisation basées sur les algorithmes génétiques ou les réseaux de neurones [111] permettant une détermination simultanée des cinq paramètres du modèle de Johnson-Allard, à partir des mesures du coefficient d'absorption, ou de la densité effective et de la compressibilité dynamique. D'autre part Olny et *coll.* [82] présentent une méthode d'inversion de la densité effective et de la compressibilité dynamique mesurées au tube de Kundt, basée sur l'hypothèse de séparation des effets visqueux et thermiques, et qui fournit les valeurs de la tortuosité, des longueurs caractéristiques et de la perméabilité thermique.

L'objectif de notre étude consiste à mettre au point une méthode d'identification acoustique de tous les paramètres caractérisant un matériau poreux, permettant de supprimer toutes les contraintes précédemment évoquées. Notre dispositif expérimental est constitué d'un banc d'essai unique (encombrement restreint) sur lequel un seul échantillon (mêmes caractéristiques car un seul prélèvement, et mêmes dimensions) est entièrement identifié. La procédure globale de mesure permet ainsi également un gain de temps considérable.

---

<sup>12</sup>Cette remarque s'applique par exemple notamment au cas de certaines mousses polyuréthane étudiées dans le chapitre suivant 4.

<sup>13</sup>Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat

### 3.5 Conclusion

L'analyse des matériaux poreux saturés par un fluide visqueux et compressible, qui est souvent de l'air dans les applications de réduction du bruit, a révélé deux comportements distincts des milieux diphasiques, suivant que leur structure solide peut être considérée rigide ou élastique. Dans le cas de matériaux poreux à squelette rigide, la propagation des ondes acoustiques n'est permise que par la phase fluide contenue dans les pores, et les caractéristiques du milieu fluide équivalent peuvent être entièrement décrites par le modèle de Johnson–Allard ou plus rigoureusement par la théorie de Lafarge–Allard. Lorsque la matrice du matériau est déformable, la structure solide constitue également un support pour la propagation acoustique, et un couplage intervient entre les phases fluide et solide du milieu poreux. Dans ces conditions le comportement du matériau poro-élastique est modélisé par la théorie de Biot–Allard.

Les différentes propriétés acoustiques, densité effective et compressibilité dynamique, ou impédance caractéristique et constante de propagation, introduites par les modèles de comportement acoustique des milieux poreux peuvent être mesurées directement ou par l'intermédiaire des nombreux paramètres physiques et mécaniques qui caractérisent le matériau diphasique. Les diverses procédures existantes de détermination des paramètres, en général longues et coûteuses, ainsi que les différents modèles de propagation présentés dans ce chapitre nous ont conduit à développer une nouvelle méthode d'identification rapide, réalisée exclusivement à partir de mesures acoustiques sur un banc d'essai unique. Cette technique, développée dans la suite de l'étude, constitue une étape essentielle dans notre processus d'optimisation de la couche passive des cellules hybrides, puisqu'elle permettra non seulement la caractérisation complète des différentes solutions poreuses envisagées pour les traitements absorbants hybrides, mais également la prédiction de leur comportement en présence d'un champ acoustique.

## Chapitre 4

# Elaboration d'une méthode d'identification des caractéristiques d'un milieu poreux

La propagation du son dans un milieu poreux apparaît comme un phénomène physique complexe introduisant un grand nombre de paramètres caractéristiques. Jusqu'à sept paramètres distincts sont pris en compte dans le modèle poro-élastique de Biot–Allard. Une détermination rigoureuse et précise de toutes ces grandeurs caractéristiques suppose une procédure souvent contraignante, puisque la plupart des identifications sont, en général, réalisées séparément.

L'objectif de ce chapitre est de montrer qu'un banc d'essai unique peut conduire à une caractérisation complète et rapide de toutes les fonctions décrivant la propagation du son à l'intérieur d'un milieu poreux, à partir de mesures exclusivement acoustiques. La méthode de détermination des paramètres intrinsèques d'un matériau associée à ce dispositif spécifique se base sur les trois modèles théoriques décrits dans le chapitre précédent 3 : les modèles de Johnson–Allard et Lafarge–Allard pour les matériaux à structure rigide, et le modèle de Biot–Allard pour les configurations dans lesquelles le matériau est amené à avoir un comportement élastique<sup>1</sup>. La procédure d'identification développée au cours de cette étude consiste, par conséquent, à déterminer six inconnues physiques — résistivité, porosité, tortuosité, longueur caractéristique visqueuse, longueur caractéristique thermique et perméabilité thermique — et deux inconnues mécaniques — module d'Young et coefficient de Poisson.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés dans le cadre de deux projets complémentaires : CAMELIA<sup>2</sup> (industrie automobile) et IMPACT<sup>3</sup>. Dans un premier temps, le contrat national PREDIT CAMELIA 99A0530 en collaboration avec Renault, Metravib RDS et Marmontier prévoyait le développement d'un dispositif de mesure unique de tous les paramètres caractéristiques d'un matériau poreux. Une première méthode d'identification a par conséquent été mise en place au Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL), parallèlement au développement d'un prototype de mesure par Metravib RDS, l'objectif final étant la réalisation d'un banc d'essai industriel. Dans un deuxième temps, une comparaison de différentes techniques de mesure des paramètres caractéristiques d'un milieu poreux a été effectuée dans le contexte du projet régional IMPACT. en partenariat avec le LASH<sup>4</sup> de l'ENTPE et le LTDS<sup>5</sup> de l'ECL.

---

<sup>1</sup>Conditions de montage particulières en vibration par exemple.

<sup>2</sup>Caractérisation des matériaux visco-poro-élastiques à usage vibroacoustique

<sup>3</sup>Innovation en Mécanique Passive et Active pour la Prévision et le Contrôle Vibroacoustique

<sup>4</sup>Laboratoire des Sciences de l'Habitat

<sup>5</sup>Laboratoire de Tribologie et de Dynamique des Systèmes

Cette collaboration nous a permis non seulement de perfectionner la méthode d'identification initialement développée mais également de tester un grand nombre d'échantillons poreux de caractéristiques variées.

Dans un premier temps, les principes de la méthode d'identification sont exposés pour chacun des paramètres considéré, qu'il soit obtenu indépendamment ou non des autres inconnues du problème. Dans un deuxième temps, sont présentés, d'une part, le dispositif de mesure ainsi que toutes ses caractéristiques spécifiques à la détermination des paramètres, puis, d'autre part, l'identification expérimentale des inconnues physiques et mécaniques. Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'évaluation des performances de la méthode et à l'estimation de la fiabilité des résultats obtenus.

## 4.1 Principe de la méthode d'identification

### 4.1.1 Principe de base

Les premiers travaux concernant la mise en place de la méthode d'identification, décrite tout au long de ce chapitre, ont été présentés dans les références [55] et [99]. La procédure de détermination des paramètres caractéristiques d'un milieu poreux est développée à partir de mesures exclusivement acoustiques. L'échantillon testé est par conséquent soumis à un champ acoustique généré par une source primaire, et des mesures de pression sonore sont réalisées dans le but de caractériser le matériau poreux. Le principe de base de la méthode, synthétisé sur la figure 4.1, repose sur l'évaluation expérimentale des variations de l'impédance à la surface d'un échantillon poreux, résultantes d'une modification des conditions limites imposées sur la face arrière du matériau considéré.

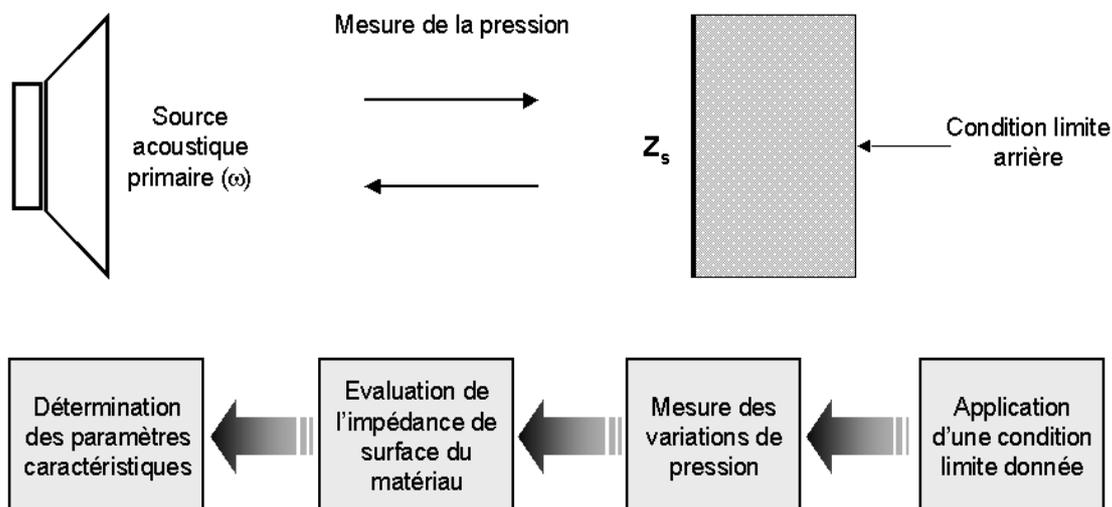


Figure 4.1: Principe de base de la méthode de détermination des paramètres caractéristiques d'un matériau poreux

Le nombre élevé de paramètres caractéristiques à identifier, soit huit au maximum<sup>6</sup>, induit

<sup>6</sup>Les six paramètres de la théorie de Lafarge–Allard et les deux paramètres mécaniques du modèle de Biot–

l'application de conditions limites relativement variées à l'arrière du matériau poreux, afin de disposer d'un jeu suffisamment important de données expérimentales distinctes. En outre, les conditions limites sont alors sélectionnées judicieusement de manière à extraire chacune des inconnues du problème.

Enfin, deux méthodes de détermination spécifiques différentes mais complémentaires permettent d'identifier toutes les caractéristiques d'un matériau poreux. Dans un premier temps, certains paramètres sont déduits par mesure directe : leur valeur est en effet calculée directement par inversion d'une grandeur acoustique expérimentale. Cette technique de mesure permet de déterminer un paramètre à la fois. Dans un deuxième temps, des procédures d'ajustement des modèles théoriques sur les grandeurs acoustiques expérimentales ont été développées, afin d'aboutir aux valeurs optimales des autres paramètres caractéristiques, non accessible par mesure directe.

### 4.1.2 Mesures directes

#### Résistivité

La résistivité est la première inconnue déterminée à partir de la méthode d'identification développée dans ce chapitre, car elle peut être mesurée directement, indépendamment des cinq autres paramètres caractéristiques du modèle de Lafarge–Allard. En effet, l'expression asymptotique basses fréquences de l'impédance de surface d'un matériau poreux d'épaisseur  $e$  s'exprime par la relation (4.1), lorsque la condition limite arrière est un zéro de pression.

$$Z = \sigma e + j \left[ e \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\Phi} \left( 1 + \frac{M}{4} \right) - \frac{\sigma^2 \Phi}{3P_0} e^3 \right] \omega \quad (4.1)$$

L'équation (4.1), valable aussi bien dans la théorie de Johnson–Allard que dans le modèle de Lafarge–Allard, met en évidence le rôle de la résistivité en basses fréquences, qui réalise un contrôle de la partie réelle de l'impédance de surface du milieu poreux. La détermination de la résistivité est par conséquent assurée par une mesure, dans le domaine des très basses fréquences, de la résistance de surface d'un échantillon d'épaisseur connue et dont la face arrière est ramenée à pression nulle. La valeur expérimentale de la résistivité est alors déduite de cette mesure par la formule (4.2).

$$\sigma = \frac{Re(Z)}{e} \quad (4.2)$$

#### Porosité

La première méthode de détermination de la porosité est également basée sur la considération d'expressions asymptotiques basses fréquences de grandeurs acoustiques. En effet, pour un matériau poreux posé sur mur rigide, le développement limité au deuxième ordre de l'admittance de surface de l'échantillon s'écrit, lorsque la fréquence tend vers zéro :

$$A = \frac{1}{Z} = \left[ \frac{e\Phi}{\omega'_0 P_0} \left[ \left( 1 + \frac{M'}{4} \right) - \frac{1}{\gamma} \left( 1 + \frac{M'}{4} \gamma \right) \right] + \omega_0 \frac{\rho_0 \alpha_\infty \Phi}{P_0^2} \frac{e^3}{3} \right] \omega^2 + j \frac{\omega e}{P_0} \Phi \quad (4.3)$$

---

Allard.

L'expression (4.3) fait apparaître que la partie imaginaire de l'admittance est proportionnelle à la porosité  $\Phi$  du matériau ainsi qu'à la fréquence d'excitation  $f = \omega/2\pi$ . Une identification directe de la porosité est par conséquent permise par une mesure basses fréquences de la partie imaginaire de l'admittance de surface de l'échantillon poreux posé sur un mur rigide, voir équation (4.4).

$$\Phi = \frac{P_0}{e\omega} \text{Im}(A) \quad (4.4)$$

La formule (4.4) souligne l'importance d'une connaissance *a priori* précise de la pression atmosphérique  $P_0$ . Les expériences ultérieures ont cependant révélé que, lors d'une mesure complète, les variations de la pression  $P_0$  sont minimales, et pour cette raison, ont une influence négligeable sur la détermination de la porosité.

Les résultats obtenus à partir de cette méthode ont conduit à des valeurs de porosité assez faibles en général. En effet, les porosités mesurées sur différents échantillons de feutre, de mousse et de laine étaient inférieures à 0.9, voire 0.8, alors que la plupart de ces matériaux poreux usuels ont une porosité très proche de 1. Une meilleure détermination de la porosité apparaît, par conséquent, indispensable afin d'aboutir à des résultats expérimentaux plus conformes à la réalité. Plusieurs pistes ont été envisagées, mais toutes ne mènent pas à une détermination plus fiable de la porosité. La méthode la mieux adaptée à notre banc d'essai consiste à corriger les mesures de l'impédance de surface du matériau poreux par la prise en compte de l'impédance réelle du piston à l'arrière de l'échantillon, qui n'est pas forcément rigoureusement infinie.

La détermination de la porosité par l'équation (4.3) suppose une condition limite de mur parfaitement rigide en face arrière du matériau. A présent, l'impédance réelle du piston, notée  $Z_p$ , considérée finie, est introduite dans le calcul de l'impédance puis de l'admittance de surface de l'échantillon poreux. La formule de transport de l'impédance à l'intérieur d'un milieu d'épaisseur  $e$ , caractérisé par son nombre d'onde  $k$  et son impédance caractéristique  $Z_c$ , est donnée par l'équation (4.5).

$$Z_s = \frac{Z_c}{\Phi} \frac{-jZ_p\Phi \cot(ke) + Z_c}{Z_p\Phi - jZ_c \cot(ke)} \quad (4.5)$$

$Z_s$  est l'impédance en face avant du matériau poreux. Dans le cas idéal, où le piston est parfaitement rigide, c'est-à-dire d'impédance infinie, la relation (4.5) se simplifie :

$$Z_{si} = -j \frac{Z_c}{\Phi} \cot(ke) \quad (4.6)$$

avec :

$$Z_c = (1 - j) \sqrt{\frac{\sigma\Phi P_0}{2\omega}} \quad (4.7)$$

L'impédance de surface idéale,  $Z_{si}$ , est alors introduite dans l'équation (4.5). En outre, l'impédance caractéristique  $Z_c$  du milieu poreux peut se mettre sous sa forme asymptotique (4.7) en basses fréquences. Dans ces conditions, l'admittance de surface pour une condition limite arrière de mur rigide s'exprime en fonction de l'impédance du piston  $Z_p$  et de l'impédance de surface du matériau  $Z_s$  :

$$A_{si} = \frac{1}{Z_{si}} = \frac{Z_p - Z_s}{Z_s Z_p + j \frac{\sigma P_0}{\Phi \omega}} \quad (4.8)$$

La partie imaginaire de l'admittance de surface peut ainsi se mettre sous la forme :

$$Im(A_{si}) = Im\left(\frac{1}{Z_{si}}\right) = \frac{A - \frac{B}{\Phi}}{C + \frac{D}{\Phi} + \frac{E}{\Phi}} \quad (4.9)$$

avec :

- $A = Im(Z_p - Z_s)Re(Z_s Z_p) - Re(Z_p - Z_s)Im(Z_s - Z_p)$
- $B = Re(Z_p - Z_s)\frac{\sigma P_0}{\omega}$
- $C = |Z_s Z_p|^2$
- $D = 2Im(Z_p Z_s)\frac{\sigma P_0}{\omega}$
- $E = \frac{\sigma^2 P_0^2}{\omega^2}$
- $F = \frac{\omega e}{P_0}$

En considérant l'expression asymptotique basses fréquences de la partie imaginaire de l'admittance fournie par la relation (4.3), la porosité apparaît comme la solution d'une équation du second degré de la forme :

$$a\Phi^2 + b\Phi + c = 0 \quad (4.10)$$

Les coefficients  $a$ ,  $b$  et  $c$  dépendent de la fréquence et s'expriment sous la forme :

- $a = FC$
- $b = FD - A$
- $c = FE + B$

Ainsi, deux valeurs sont envisageables pour la porosité, l'une étant pratiquement nulle, et l'autre, très proche de 1, constitue la solution de notre problème d'identification. Cette deuxième méthode de détermination de la porosité fait intervenir la résistivité de l'échantillon poreux, à travers le développement basses fréquences de l'impédance caractéristique. Une identification préalable de la résistivité est, par conséquent, indispensable : la porosité n'est alors plus accessible indépendamment de toutes les inconnues physiques du matériau poreux.

### 4.1.3 Ajustements sur les mesures

Contrairement à la résistivité et à la porosité, les autres paramètres physiques et les deux paramètres mécaniques sont obtenus simultanément par ajustement des modèles préalablement décrits de Johnson/Lafarge– et Biot–Allard sur les valeurs mesurées de l'impédance de surface, du coefficient d'absorption, de la densité effective et de la compressibilité dynamique.

La théorie de propagation des ondes sonores dans les milieux poreux, la mieux adaptée à la phase d'optimisation des inconnues, est sélectionnée en fonction du type de paramètre à caractériser :

- La tortuosité et les deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$ , respectivement visqueux et thermique, sont identifiés grâce au modèle de Johnson–Allard.
- La tortuosité, les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique, ainsi que la perméabilité thermique sont obtenues à partir de la théorie de Lafarge–Allard.
- Enfin, le module d'Young et le coefficient de Poisson sont déterminés en considérant la théorie de Biot–Allard.

### **Tortuosité et facteurs de forme $s$ et $s'$**

On choisit, dans un premier temps, d'identifier les deux longueurs caractéristiques visqueuse et thermique par l'intermédiaire de leur facteur de forme associé, respectivement  $s$  et  $s'$ , voir équations (3.16) et (3.17). En effet, les variations des paramètres  $s$  et  $s'$  sont plus aisées à mettre en oeuvre dans les procédures d'ajustement, puisque  $s$  est en général inférieur ou égal à 1 (voir référence [6]), tandis que  $s'$ , supérieur à  $s$ , est pratiquement toujours plus grand que 1. En outre, les facteurs de forme sont adimensionnels et souvent proche de l'unité, alors que les longueurs caractéristiques sont de l'ordre du dixième, voire du centième de millimètre.

La tortuosité et les deux facteurs de forme sont déterminés simultanément par ajustement du modèle de Johnson–Allard à cinq paramètres sur les courbes expérimentales du coefficient d'absorption ou de l'impédance de surface de l'échantillon testé. Cette méthode d'identification suppose, par conséquent, la connaissance de la résistivité et de la porosité du matériau, préalablement obtenues par mesure directe. Le principe de l'ajustement des valeurs théoriques de ces deux grandeurs acoustiques repose sur la variation du triplet  $(\alpha_\infty, s, s')$  à partir d'une valeur initiale donnée, jusqu'à sa valeur optimisée. La recherche des paramètres optimaux s'effectue par une méthode de minimisation moindres carrés sur la bande de fréquences expérimentale exploitable. Après avoir identifié les deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$ , les valeurs des deux longueurs caractéristiques visqueuse et thermique sont déduites des équations (3.16) et (3.17), rappelées ici, et faisant intervenir tous les paramètres mesurés :

$$\Lambda = s \sqrt{\frac{8\eta\alpha_\infty}{\sigma\Phi}} \quad (4.11)$$

$$\Lambda' = s' \sqrt{\frac{8\eta\alpha_\infty}{\sigma\Phi}} \quad (4.12)$$

### **Tortuosité, longueurs caractéristiques et perméabilité thermique**

Dans un deuxième temps, on cherche à déterminer simultanément quatre paramètres du modèle de Lafarge–Allard : la tortuosité, les deux longueurs caractéristiques visqueuse et thermique ainsi que la perméabilité thermique. La résistivité et la porosité sont également supposées connues à ce stade de la procédure d'identification. Les ajustements réalisés pour obtenir le quadruplet  $(\alpha_\infty, \Lambda, \Lambda', k'_0)$  se distinguent de la méthode décrite dans la partie précédente à deux niveaux. En effet, d'une part, les optimisations ne sont plus effectuées sur les valeurs mesurées du coefficient d'absorption ou de l'impédance de surface, la minimisation moindres carrés à quatre paramètres

variables ne fournissant pas de résultats satisfaisants<sup>7</sup>. L'ensemble des quatre inconnues est, par conséquent, divisé en deux couples indépendants,  $(\alpha_\infty, \Lambda)$  et  $(\Lambda', k'_0)$ , déterminés parallèlement à partir de deux grandeurs intrinsèques caractérisant l'échantillon poreux : la densité effective qui ne dépend que de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse, et la compressibilité dynamique qui fait intervenir les deux autres paramètres, longueur caractéristique et perméabilité thermiques. Les longueurs caractéristiques et la perméabilité thermique sont ainsi identifiées directement, non plus par l'intermédiaire de leurs facteurs de forme respectifs  $s$ ,  $s'$  et  $M'$ . La prise en compte des trois facteurs de forme ne permet pas, en effet, de constituer des couples d'inconnues indépendants vis à vis de la densité effective et de la compressibilité dynamique.

Les deux ajustements parallèles sur la densité effective et la compressibilité dynamique sont réalisés par une minimisation moindres carrés sur toute la bande de fréquences exploitable, les couples inconnus variant de leur valeur initiale fournie, à la valeur optimisée cherchée.

### Paramètres mécaniques

Une étude paramétrique réalisée sur le coefficient d'absorption et l'impédance de surface pour plusieurs conditions aux limites différentes — mur rigide, lames d'air, zéro de pression, voir partie 3.3 — a révélé que les deux paramètres mécaniques, le module d'Young et le coefficient de Poisson, n'ont qu'une influence relativement négligeable sur ces deux grandeurs acoustiques. Seule la présence d'un comportement résonant dans les basses fréquences, qui se traduit par l'apparition d'un pic d'affaiblissement, notamment sur les courbes de coefficient d'absorption pour une condition limite de mur rigide, témoigne de la prise en compte des paramètres mécaniques dans les lois de propagation, voir figures (3.10) à (3.15).

Deux méthodes ont été développées afin de déterminer le module d'Young  $E$  et le coefficient de Poisson  $\nu$  à partir de mesures exclusivement acoustiques. En effet, d'une part, relativement peu d'éléments de comparaisons sont disponibles pour les matériaux poreux testés et, d'autre part, les modifications occasionnées par les paramètres mécaniques sur les courbes de coefficient d'absorption et d'impédance de surface sont relativement discrètes. Les deux configurations présentées imposent une prédétermination des cinq paramètres caractéristiques de la théorie de Johnson–Allard, voire des six paramètres du modèle de Lafarge–Allard.

#### Première méthode : Ajustement sur le coefficient d'absorption

Dans un premier temps, les deux paramètres mécaniques sont identifiés par ajustement de la théorie de Biot–Allard sur la courbe expérimentale du coefficient d'absorption. La condition limite retenue à l'arrière de l'échantillon poreux à caractériser est un zéro de pression réalisé sur une bande de fréquences étendue. En effet, l'annulation de la pression sur une face du matériau impose, en cet endroit, une vitesse acoustique maximale, condition favorable à un comportement élastique de la structure du matériau, lorsqu'elle est déformable. La procédure d'optimisation du couple  $(E, \nu)$  permet un recalage de la courbe théorique par rapport aux valeurs expérimentales grâce à une méthode de minimisation moindres carrés sur tout le domaine fréquentiel étudié.

#### Deuxième méthode : Localisation du pic d'affaiblissement

Dans un deuxième temps, une méthode originale a été développée basée sur l'évolution spécifique du coefficient d'absorption et de l'impédance de surface d'un matériau dont la matrice solide

<sup>7</sup>En particulier, les temps de calculs associés sont très longs.

est élastique. En effet, la présence d'un pic d'amplitude particulièrement importante, exclusivement dû à la prise en compte des paramètres mécaniques de la structure poreuse, est constatée lorsque l'échantillon poreux à squelette déformable est posé sur un piston rigide. Les expériences réalisées sur la plupart des matériaux ont, cependant, révélé que ce pic mécanique était très difficilement localisable au niveau des deux grandeurs acoustiques mesurées. Un amortissement non négligeable intervient pour la majorité des échantillons poreux étudiés et le pic dû aux paramètres mécaniques n'émerge pas, ou peu, des oscillations expérimentales présentes dans les courbes d'impédance et de coefficient d'absorption. En outre, il apparaît d'autant plus délicat à repérer que l'épaisseur de l'échantillon poreux est faible, puisque, dans ce cas, le coefficient d'absorption mesuré est proche de zéro et comporte de nombreuses oscillations.

On propose par conséquent, dans cette partie, de mettre en oeuvre un moyen permettant d'augmenter au niveau expérimental l'amplitude du pic d'affaiblissement mécanique, afin de le localiser plus facilement. Une fois la position fréquentielle du pic déterminée avec précision, un ajustement théorique sur le coefficient d'absorption à partir du modèle de Biot–Allard est alors effectué, les deux paramètres, module d'Young et coefficient de Poisson, étant optimisés simultanément. Puisque le pic mécanique expérimental présente une amplitude en général nettement plus faible que le pic prédit, un amortissement pourra être introduit sur les paramètres mécaniques afin d'assurer une bonne superposition de la théorie sur la mesure.

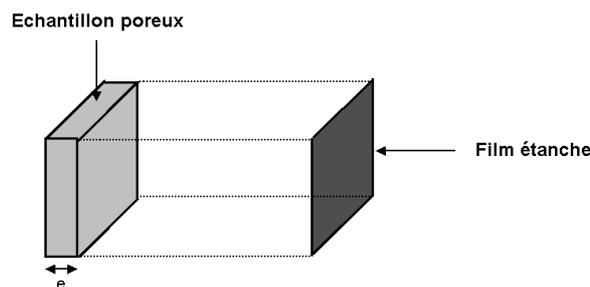


Figure 4.2: Echantillon poreux + couche mince imperméable

L'objectif des travaux réalisés dans cette partie est de mettre en valeur le comportement élastique des matériaux poreux testés. Des études théoriques ont ainsi été menées en considérant des échantillons sur lesquels une couche mince non poreuse, de masse surfacique  $m_s$  connue, a été appliquée en face avant, voir figure 4.2. La description de la propagation acoustique dans un tel ensemble, milieu poreux + film non poreux, peut être représentée par la théorie de Biot–Allard associée à une loi de masse qui prend en compte l'impédance de la couche supplémentaire [18]. Le modèle détaillé fournissant l'impédance de surface du matériau poreux avec film additionnel est exposé dans l'annexe B. Plusieurs valeurs distinctes de la masse surfacique  $m_s$  ont été testées. La figure 4.3 présente par exemple une comparaison des coefficients d'absorption prédits dans les cas du modèle de Biot–Allard seul et du modèle de Biot–Allard associé à une loi de masse, pour différents films de masses surfaciques respectives :  $m_s = 0.10 \text{ kg/m}^2$ ,  $m_s = 0.05 \text{ kg/m}^2$ , et  $m_s = 0.015 \text{ kg/m}^2$ .

Les résultats obtenus permettent de vérifier que les positions des pics d'affaiblissement dûs aux paramètres mécaniques coïncident entre les cas matériau poro-élastique seul (modèle de Biot–

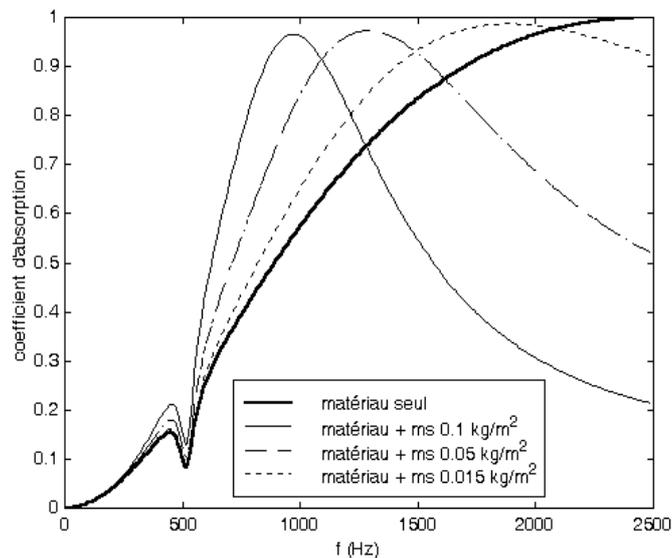


Figure 4.3: Comparaison du coefficient d'absorption du modèle de Biot–Allard seul et du modèle de Biot–Allard associé à une loi de masse.

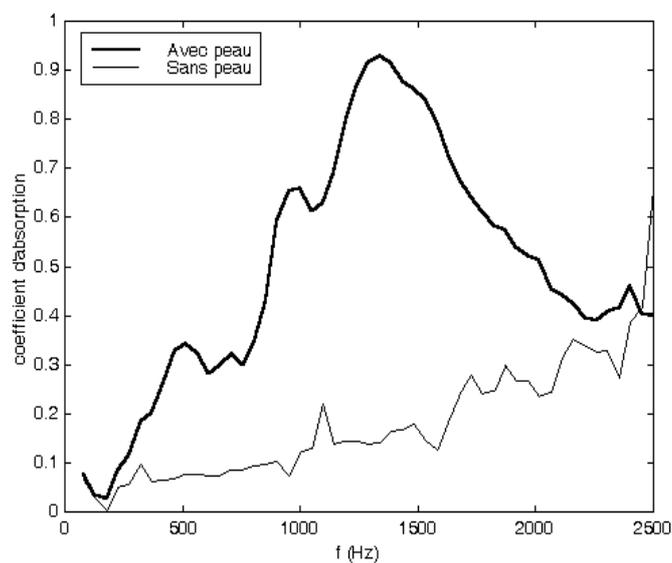


Figure 4.4: Comparaison des coefficients d'absorption d'une mousse PE avec et sans peau étanche appliquée sur sa face avant.

Allard) et matériau poro-élastique + fine couche non poreuse (modèle de Biot–Allard associé à une loi de masse) ; elles ne dépendent pas non plus de la valeur de la masse surfacique  $m_s$  considérée. En revanche, les courbes du coefficient d'absorption, relatives à chacune des configurations étudiées, ne se superposent pas, puisque le film étanche génère un phénomène de résonance : un comportement similaire a été observé pour des mousses à peau testées au laboratoire<sup>8</sup>, voir figure 4.4. Par ailleurs, les courbes de la figure 4.3 font apparaître que l'amplitude du pic mécanique est d'autant plus importante que la masse surfacique de la fine couche additionnelle est faible. En effet, au-delà d'une masse de  $0.50 \text{ kg/m}^2$ , le pic mécanique disparaît.

L'application d'un film mince non poreux, de masse surfacique correctement choisie, sur un échantillon poreux semble, par conséquent, un moyen intéressant de localiser la position fréquentielle du pic d'affaiblissement mécanique au niveau des courbes de coefficient d'absorption, lorsque le comportement du matériau considéré est poro-élastique.

Les principes de base, permettant la mise en place de la méthode d'identification acoustique, ont été exposés pour chacun des paramètres intrinsèques à un milieu poreux. Les travaux suivants sont, par conséquent, consacrés à la description du dispositif expérimental associé, qui assure la réalisation pratique de la procédure de détermination des caractéristiques physiques et mécaniques d'un échantillon poreux donné.

## 4.2 Détermination expérimentale des paramètres caractéristiques

### 4.2.1 Description du banc d'essai



Figure 4.5: Banc d'essai : le tube CAMELIA

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser toutes les mesures des grandeurs acoustiques est un tube à ondes stationnaires, également appelé tube de Kundt, à section carrée de  $0.055 \text{ m}$  de côté, voir photo 4.5. Le schéma détaillé du banc d'essai est représenté sur la figure 4.6. Les

---

<sup>8</sup>Le comportement résonant des mousses à peau a essentiellement été étudié au niveau expérimental, les mesures ayant été effectuées au tube de Kundt.

mesures réalisées avec ce dispositif s'étalent sur une bande de fréquences de 50 à 2500 Hz correspondant au domaine des ondes planes dans le conduit. La source sonore, placée à une extrémité du tube, génère des ondes qui se propagent vers l'échantillon de matériau poreux situé à l'autre extrémité de la conduite. Par ailleurs, un système spécifique, équipé de rails métalliques, permet d'interchanger rapidement les conditions limites à l'arrière du matériau testé. Enfin, un microphone électret, fixé sur une tige mobile, se déplace au centre du tube pour effectuer les mesures de la pression acoustique.

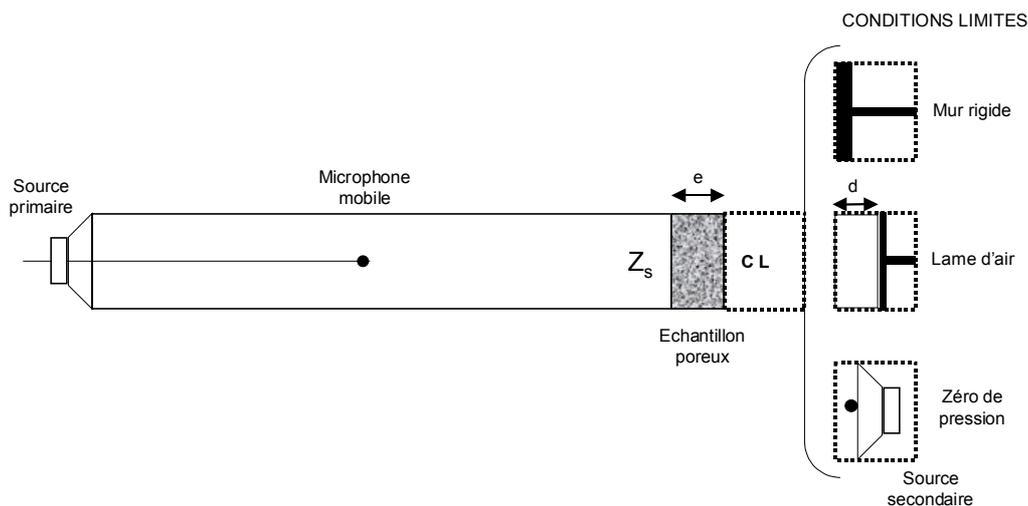


Figure 4.6: Dispositif expérimental : tube de Kundt

### La source

La source primaire génère alternativement des signaux basses fréquences entre 50 et 300 Hz, en bruit blanc lorsqu'il s'agit de déterminer la résistivité, ou en balayage sinus dans le cas des mesures de la porosité. Pour l'identification des autres paramètres caractéristiques, la source émet, sur la gamme entière de fréquences du tube (50-2500 Hz), des signaux en sinus glissant et en bruit blanc, afin d'obtenir la valeur des inconnues physiques et des inconnues mécaniques du matériau poreux.

### Le microphone

Le microphone, permettant les mesures de la pression acoustique, est fixé à l'extrémité d'une tige métallique, mobile sur l'axe central du tube de Kundt. L'avantage de disposer d'un microphone placé dans la conduite évite de nombreuses erreurs expérimentales, telles qu'une mauvaise estimation du centre acoustique de mesure des récepteurs, ainsi que la présence éventuelle d'effets de champ proche dus à la discontinuité d'impédance en paroi introduite par les microphones. Ce type d'erreur apparaît notamment dans le cas où les microphones de mesure sont fixés au niveau de la paroi du tube de Kundt, et sont par conséquent soumis à une incidence rasante des ondes sonores [22].

### Les conditions aux limites

Différentes conditions aux limites sont applicables sur la face arrière de l'échantillon poreux. Les configurations testées dans notre étude, afin de remonter aux valeurs des inconnues physiques et mécaniques, sont multiples, voir figure 4.6 : matériau posé sur mur rigide, lames d'air d'épaisseurs variables entre la face arrière de l'échantillon poreux et le piston rigide, réalisées à partir d'un ensemble d'entretoises de différentes dimensions, et finalement zéro de pression. L'annulation de la pression sur toute la surface arrière du matériau poreux est obtenue par un système de contrôle actif, notamment composé d'une source secondaire, de caractéristiques identiques à la source primaire, et d'un microphone de contrôle. L'algorithme LMS à référence filtrée utilisé pour réaliser le contrôle est présenté en détail dans les références [51] et [55].

### Les matériaux poreux testés

Différents types de matériaux ont été testés sur le dispositif expérimental, chacun intervenant dans une phase très précise de développement ou d'exploitation de la méthode d'identification des caractéristiques d'un milieu poreux. Dans un premier temps, des échantillons de mousse polyuréthane (PU) et de feutre d'épaisseurs variées (figures 4.7(a) et 4.7(b)) ont permis d'élaborer, puis d'affiner progressivement les étapes successives de la procédure de détermination des paramètres physiques et mécaniques. Dans un deuxième temps, des laines de roches, des mélamines, et des laines blanches (figures 4.7(c), 4.7(d), 4.7(e) et 4.7(f)) ont été caractérisées entièrement afin de valider notre méthode d'identification par comparaison à d'autres procédures expérimentales mises au point en particulier au Laboratoire des Sciences de l'Habitat (LASH) de l'ENTPE<sup>9</sup> et au Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke (GAUS) [4]. Enfin, des tissus métalliques, ou wire mesh, de résistivité élevée ont été complètement identifiés par la méthode définitive [46] : ces matériaux sont, en effet, étudiés par la suite dans le but d'équiper les couches passives des cellules absorbantes hybrides présentées dans le chapitre 1.

## 4.2.2 Mesure des grandeurs acoustiques

### Impédance de surface et coefficient d'absorption

L'impédance de surface et le coefficient d'absorption apparaissent non seulement comme des grandeurs importantes dans les problèmes d'ondes acoustiques sous incidence normale, mais constituent également la base de la méthode d'identification élaborée dans ce chapitre. Une détermination expérimentale rapide et efficace de ces deux grandeurs s'avère, par conséquent, essentielle. La première méthode élaborée pour déterminer l'impédance de surface d'un échantillon sous incidence normale en tube de Kundt, appelée méthode SWR (Standing Wave Ratio) ou méthode du taux d'ondes stationnaires consistait à mesurer le profil du champ de pression acoustique, fréquence par fréquence, à l'aide d'un microphone mobile à l'intérieur du conduit [2]. Une fois la position du premier maximum de pression repérée, et après avoir calculé le taux d'ondes stationnaires<sup>10</sup>, l'impédance de surface du matériau est déduite de la valeur des amplitudes complexes incidente et réfléchie de l'onde acoustique. Cette méthode longue et fastidieuse a été remplacée par une procédure de mesure à deux microphones [3], introduite par Seybert et Ross

---

<sup>9</sup>Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat

<sup>10</sup>Le taux d'ondes stationnaires est le rapport entre l'amplitude maximale et l'amplitude minimale de la pression acoustique.

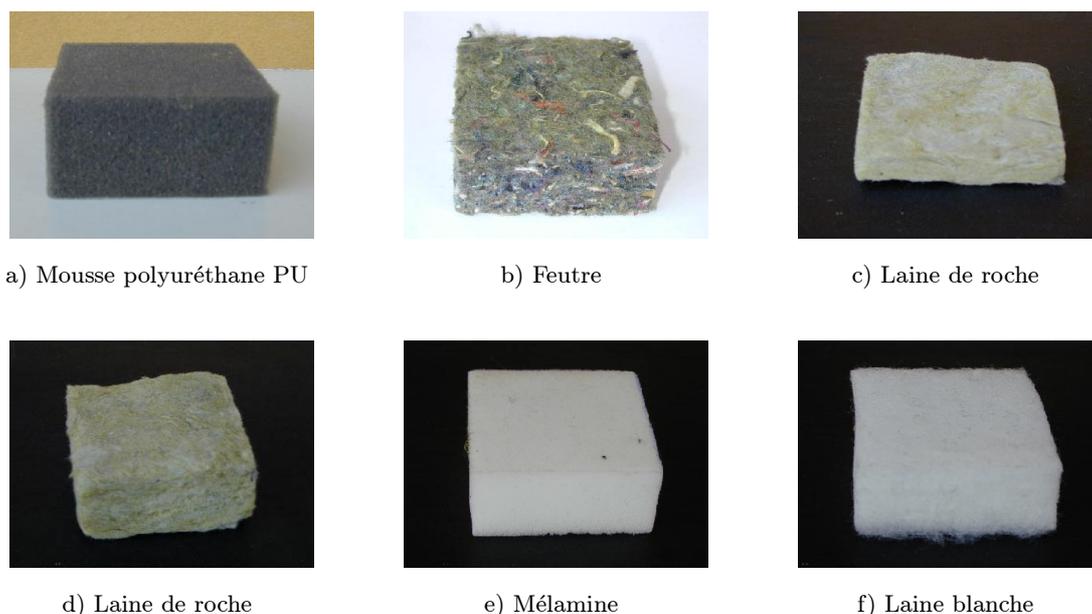


Figure 4.7: Matériaux poreux testés

[100], puis améliorée par Chung et Blaser [29] [30]. La technique de mesure à deux microphones apparaît efficace et rapide, puisqu'elle permet notamment la détermination expérimentale des grandeurs acoustiques sur une bande de fréquences étendue.

La méthode de mesure proposée par Chung et Blaser s'appuie sur l'enregistrement des fonctions de réponse en fréquence de la pression acoustique entre deux microphones distincts, situés en paroi du tube de Kundt.

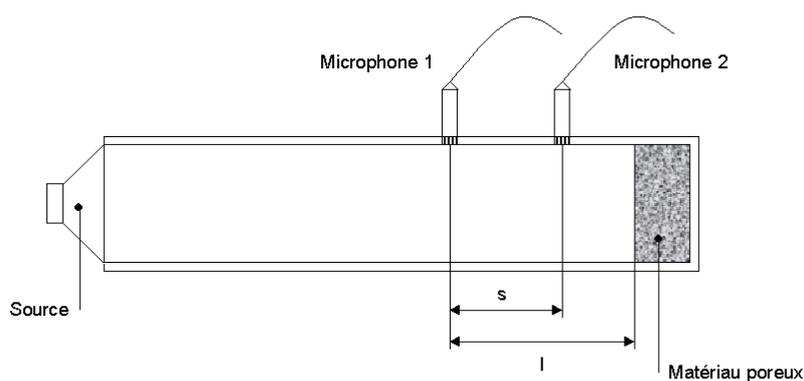


Figure 4.8: Schéma du dispositif expérimental de Chung et Blaser

Soient deux microphones, espacés de la distance  $s$ , placés en parois du tube à ondes stationnaires, voir figure 4.8. Le coefficient de réflexion sous incidence normale est évalué par la fonction de réponse en fréquence  $h_{12}$  entre ces deux microphones. L'impédance à la surface du matériau poreux est alors calculée par la formule (4.13), directement déduite de l'expression du coefficient

de réflexion ;

$$\frac{Z}{Z_0} = j \frac{h_{12} \sin(kl) - \sin[k(l-s)]}{\cos[k(l-s)] - h_{12} \cos(kl)} \quad (4.13)$$

$Z_0$  étant l'impédance caractéristique de l'air et  $l$  la distance séparant le premier microphone de la surface de l'échantillon poreux, voir figure 4.8. Une détermination fiable de l'impédance de surface impose, par conséquent, une mesure précise de la fonction  $h_{12}$  entre les deux microphones. Afin d'obtenir une bonne calibration des facteurs de gain et de phase de  $h_{12}$ , deux mesures successives de la fonction de réponse en fréquence sont réalisées en intervertissant la position des deux microphones. La fonction  $h_{12}$  est alors déduite de la moyenne géométrique des deux mesures précédentes.

Le tube de Kundt, figure 4.6, utilisé pour caractériser les différents échantillons poreux, est équipé d'un seul microphone mobile au centre du conduit. Une adaptation de la méthode à deux microphones de Chung et Blaser est par conséquent réalisée pour obtenir les valeurs expérimentales de l'impédance de surface. Le microphone mobile relève la pression acoustique en deux positions distinctes, définissant un écartement  $s$  : les mesures sont référencées par rapport à la source afin d'assurer une origine des phases commune. La fonction de réponse en fréquence  $h_{12}$ , entre les positions 1 et 2 du microphone mobile, est alors évaluée à partir des fonctions de réponse en fréquence  $h_{s1}$ , entre la source et le microphone en position 1, et  $h_{s2}$ , entre la source et le microphone en position 2, équation (4.14).

$$h_{12} = \frac{h_{s2}}{h_{s1}} \quad (4.14)$$

Enfin, les dernières méthodes développées pour déduire la valeur expérimentale de l'impédance de surface d'un échantillon poreux, se basent sur des mesures de la pression en de multiples positions à l'intérieur du tube de Kundt : ce sont les méthodes multipoints proposées par Cheung [28]. Les composantes incidente et réfléchie de l'onde acoustique sont obtenues à partir d'une procédure d'optimisation basée sur une minimisation moindres carrés de la fonction d'erreur entre les champs mesurés et prédits.

Une étude comparative [59] entre les différentes méthodes de mesure<sup>11</sup> de l'impédance de surface d'un échantillon poreux, placé à l'extrémité d'un tube à ondes stationnaires, a cependant montré que la technique de mesure à un microphone fournit des résultats précis, en particulier lorsque la source acoustique émet des signaux sinus (cohérence maximale entre la source et le microphone) ; cette configuration est par conséquent utilisée majoritairement tout au long de notre procédure d'identification.

Afin d'obtenir les valeurs de l'impédance de surface dans le cas particulier de notre dispositif expérimental, représenté sur la figure 4.6, sur la gamme complète de fréquences 0-2500 Hz, les mesures de la fonction de réponse en fréquence source-microphone sont réalisées pour trois positions distinctes du microphone,  $x_1 = 0.05$  m,  $x_2 = 0.10$  m et  $x_3 = 0.20$  m.  $(x_i)_{i=1-3}$  correspond à la distance entre le microphone et la face avant du matériau poreux placé à l'extrémité du conduit.

---

<sup>11</sup>Méthode de mesure à deux microphones, méthode de mesure à une sonde microphonique et méthode multipoints.

Les trois positions  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  correspondent à trois écartements différents :

- $x_3 - x_1 = 0.15$  m pour la mesure des grandeurs acoustiques dans la gamme des basses fréquences entre 50 et 500 Hz ;
- $x_3 - x_2 = 0.10$  m pour la mesure des grandeurs acoustiques dans la gamme des moyennes fréquences entre 500 et 700 Hz ;
- $x_2 - x_1 = 0.15$  m pour la mesure des grandeurs acoustiques dans la gamme des hautes fréquences entre 700 et 2500 Hz.

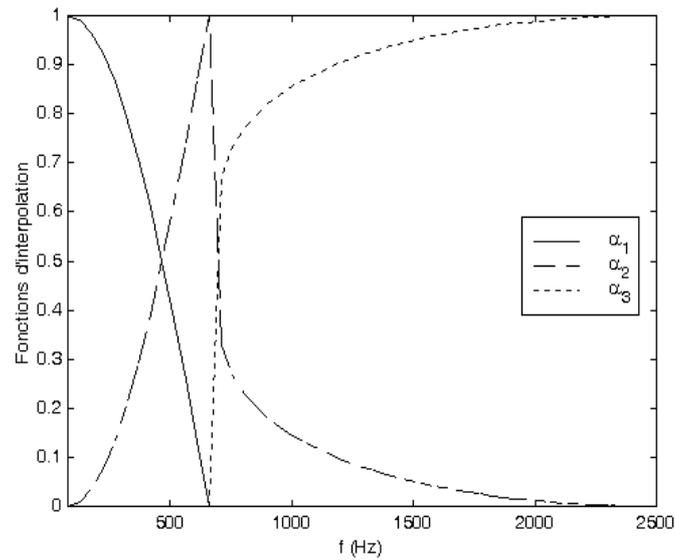


Figure 4.9: Fonctions d'interpolation de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption sur toute la gamme de fréquences du tube de Kundt :  $\alpha_1$  pour les basses fréquences,  $\alpha_2$  pour les moyennes fréquences et  $\alpha_3$  pour les hautes fréquences, d'après Hilbrunner [51]

Trois fonctions d'interpolation adaptées [51], voir figure 4.9, permettent de recomposer les impédances de surface mesurées sur le domaine fréquentiel complet. Un module d'acquisition SIGLAB à quatre voies enregistre les informations ultérieurement traitées sous Matlab.

### Densité effective et module de compressibilité

La détermination de la tortuosité, des longueurs caractéristiques visqueuse et thermique, ainsi que de la perméabilité thermique est réalisée à partir des valeurs expérimentales de la densité effective et de la compressibilité dynamique. Ces deux grandeurs acoustiques, caractéristiques intrinsèques du milieu poreux, peuvent être évaluées directement, ou par l'intermédiaire de l'impédance caractéristique et de la constante de propagation du matériau, voir partie 3.4.1.

Deux méthodes ont été proposées pour déterminer l'impédance caractéristique  $Z_c$  et la constante de propagation  $k$  dans un milieu poreux : la méthode à deux cavités de Yaniv [115] puis Utsuno [112] et la méthode à deux épaisseurs de Smith et Parott [103] [5]. Le calcul des grandeurs  $Z_c$

et  $k$  est élaboré à partir d'un ensemble de valeurs suffisamment différentes de l'impédance de surface mesurée en face avant d'un matériau poreux.

Le dispositif expérimental présenté dans la partie précédente 4.2.1, spécialement conçu pour un changement rapide des conditions limites à l'arrière du matériau poreux testé, a par conséquent favorisé le choix de la méthode d'Utsuno pour identifier l'impédance caractéristique et la constante de propagation. En outre, la méthode à deux épaisseurs ne peut être appliquée que dans le cas de milieux poreux homogènes au niveau de leurs propriétés acoustiques. Or, une étude approfondie de plusieurs échantillons de mousse PU (voir partie 4.3.3) a mis en évidence de fortes variations des grandeurs acoustiques mesurées, qui excluent définitivement l'emploi de la méthode de Smith et Parott.

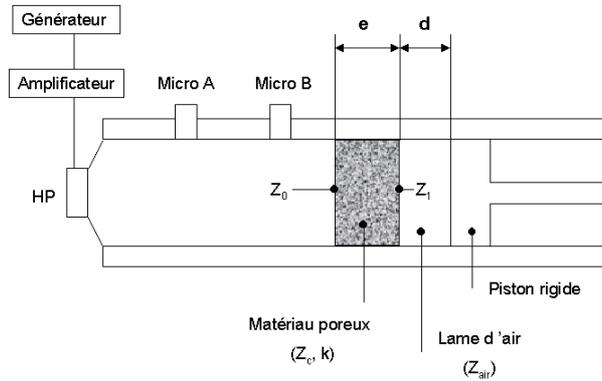


Figure 4.10: Schéma du dispositif expérimental de mesure de l'impédance caractéristique et de la constante de propagation par Utsuno.

L'impédance caractéristique et la constante de propagation déterminée par la méthode d'Utsuno, sont obtenues à partir de mesures de l'impédance de surface d'un échantillon poreux pour deux lames d'air arrières d'épaisseurs distinctes, voir figure 4.10. Dans notre cas, une adaptation de la méthode à deux cavités a été réalisée en considérant des conditions limites de mur rigide (lame d'air d'épaisseur nulle) et de cavité de profondeur 0.048 m.

$$Z_{s1} = Z_c \frac{Z_{a1} \cosh(ke) + Z_c \sinh(ke)}{Z_{a1} \sinh(ke) + Z_c \cosh(ke)} \quad (4.15)$$

$$Z_{s2} = Z_c \frac{Z_{a2} \cosh(ke) + Z_c \sinh(ke)}{Z_{a2} \sinh(ke) + Z_c \cosh(ke)} \quad (4.16)$$

$Z_{s1}$  et  $Z_{s2}$  sont respectivement les impédances de surface mesurées pour la condition de mur rigide et de lame d'air de 0.048 m.  $Z_{a1}$  et  $Z_{a2}$  représentent les impédances, estimées par le calcul, pour les mêmes conditions limites, sur la face arrière de l'échantillon poreux. On note que  $Z_{a1}$  tend vers l'infini (impédance du piston rigide), alors que  $Z_{a2}$  est finie. Les équations (4.15) et (4.16) peuvent également se mettre sous la forme suivante (4.17), pour  $i = 1, 2$  :

$$\frac{Z_{ai} + Z_c}{Z_{ai} - Z_c} \frac{Z_{si} - Z_c}{Z_{si} + Z_c} = \exp(2j ke) \quad (4.17)$$

$e$  étant l'épaisseur du matériau poreux considéré. Le système (4.17) aboutit alors aux expressions de l'impédance caractéristique (4.18) et de la constante de propagation (4.19), en fonction des impédances en face avant et en face arrière de l'échantillon poreux :

- Impédance caractéristique :

$$Z_c = \pm \left( \frac{Z_{a1}Z_{a2}(Z_{s1} - Z_{s2}) - Z_{s1}Z_{s2}(Z_{a1} - Z_{a2})}{(Z_{s1} - Z_{s2}) - (Z_{a1} - Z_{a2})} \right)^{1/2} \quad (4.18)$$

- Constante de propagation :

$$k = \frac{1}{2je} \ln \left( \frac{Z_{a1} + Z_c}{Z_{a1} - Z_c} \frac{Z_{s1} - Z_c}{Z_{s1} + Z_c} \right) \quad (4.19)$$

Le signe de  $Z_c$  est défini de façon à obtenir une partie réelle de l'impédance caractéristique positive. La méthode d'Utsuno permet une détermination des grandeurs acoustiques  $Z_c$  et  $k$  sur une large bande de fréquences qui est cependant limitée par le choix relatif des deux profondeurs de cavité  $d_1$  et  $d_2$  à l'arrière de l'échantillon testé. Pour éviter toute indétermination, survenant pour deux impédances de surface mesurées trop proches, la condition  $f\Delta d = f(d_2 - d_1) < c_0/2$  doit être respectée,  $c_0$  étant la célérité des ondes acoustiques dans l'air. Pour une fréquence maximale de 2500 Hz, cette condition devient :

$$\Delta d < \frac{c_0}{2f} = 0.068 \quad (4.20)$$

On vérifie ainsi que les deux conditions limites sélectionnées pour nos mesures, mur rigide et cavité de 0.048 m, correspondant à une différence  $\Delta d = 0.048$  m, permettent une mesure fiable de la constante de propagation et de l'impédance caractéristique.

La densité effective et la compressibilité dynamique sont alors respectivement déduites des valeurs expérimentales de  $Z_c$  et  $k$ , par les relations (4.21) et (4.22).

$$\rho_e(\omega) = \frac{1}{\omega^2} Z_c(\omega) k(\omega) \quad (4.21)$$

$$K(\omega) = \omega^2 \frac{Z_c(\omega)}{k(\omega)} \quad (4.22)$$

### Mesure de la vitesse du son dans le tube

Les mesures réalisées sur différents échantillons poreux ont mis en évidence l'importance d'une détermination précise de la vitesse du son dans l'air  $c_0$ , qui intervient dans l'identification de chacun des huit paramètres considérés dans notre étude. Dans un premier temps, la célérité  $c_0$  est évaluée à partir de la loi des gaz parfaits, équation (4.23) ; elle est par conséquent uniquement dépendante de la température ambiante  $T_0$ .

$$c_0 = \sqrt{\gamma r T_0} \quad (4.23)$$

$\gamma$  est la constante des gaz parfaits.

Dans un deuxième temps, une autre détermination de la vitesse du son, plus précise, car ne prenant pas exclusivement en compte les variations de la température  $T_0$ , a été élaborée par une méthode d'ajustement théorie-mesure sur les valeurs de la pression acoustique à l'intérieur du tube de Kundt. En effet, la connaissance de la pression acoustique en trois positions distinctes du conduit à ondes stationnaires, voir figure 4.11, permet de remonter à la célérité  $c_0$ .

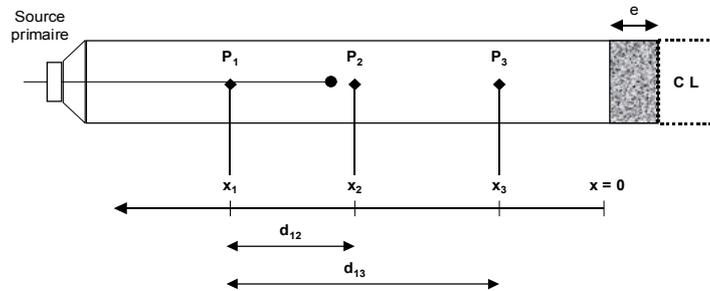


Figure 4.11: Mesure de la vitesse du son dans l'air

Soient trois positions  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  dans le tube, respectivement situées aux abscisses  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$ . Les valeurs de la pression  $p_1$  et  $p_2$ , mesurées aux points  $P_1$  et  $P_2$ , conduisent d'une part à l'évaluation des composantes incidente et réfléchie des ondes sonores dans le conduit, puis, d'autre part, à la valeur théorique de la pression  $p_3$  au point  $P_3$ , voir équation (4.24).

$$p_3 \sin(k_0 x) = p_2 \sin(k_0 y) - p_1 \sin(k_0 (y - x)) \quad (4.24)$$

$k_0 = \omega/c_0$  est la constante de propagation dans l'air. Les écartements  $x$  et  $y$  sont définies à partir des abscisses  $x_1$ ,  $x_2$  et  $x_3$  :

$$\begin{cases} x = x_1 - x_2 \\ y = x_1 - x_3 \end{cases} \quad (4.25)$$

Au niveau expérimental, les fonctions de réponse en fréquence par rapport à la source  $h_{s1}$ ,  $h_{s2}$  et  $h_{s3}$  sont déterminées pour assurer une référence de phase commune à toutes les mesures. Un ajustement de la valeur de  $h_{s3}$ , calculée à partir des fonctions de réponse en fréquence mesurées  $h_{s1}$  et  $h_{s2}$ , sur la valeur expérimentale de  $h_{s3}$  est réalisé en faisant varier la célérité  $c_0$  d'une valeur initiale donnée à sa valeur optimisée. Le processus d'optimisation théorique de la vitesse du son se base sur une méthode de minimisation moindres carrés dans la bande de fréquences exploitable du tube jusqu'à 2500 Hz.

La vitesse du son obtenue à partir de la loi des gaz parfaits est souvent très proche de la valeur de célérité mesurée. Cependant pour certaines expériences, ces deux vitesses diffèrent de plusieurs mètres par seconde : jusqu'à 8 m/s d'écart ont été constatés pour un air très sec par exemple.

### 4.2.3 Mesure des paramètres caractéristiques

Dans cette partie, un échantillon poreux a été sélectionné parmi les différents matériaux testés sur le tube de Kundt pour illustrer la méthode globale d'identification des paramètres caractéristiques. Tout au long de la procédure de détermination des huit inconnues physiques et mécaniques du milieu, intervenant dans les modèles de Johnson/Lafarge et Biot-Allard, on considère dorénavant un même échantillon de feutre de 0.025 m d'épaisseur.

## Mesures directes

### La résistivité :

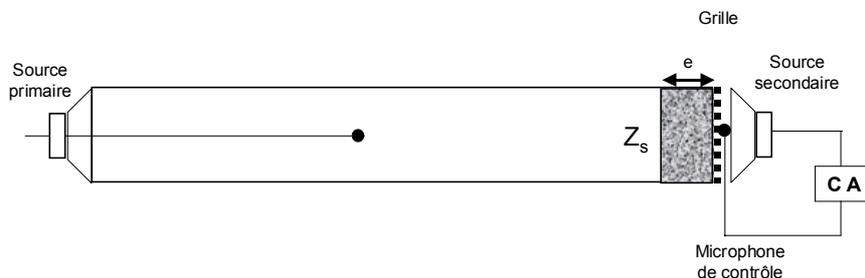


Figure 4.12: Matériau poreux avec condition limite de pression nulle

Le matériau poreux, d'épaisseur  $e$ , est placé à l'extrémité du tube de Kundt, figure 4.12, plaqué en face arrière contre une grille métallique, acoustiquement transparente, qui permet de se rapprocher expérimentalement des conditions de structure rigide, hypothèse de base des modèles de Johnson– et Lafarge–Allard. En effet, la résistance de surface présente des comportements très basses fréquences différents lorsque l'échantillon testé est à structure rigide ou à squelette élastique. La figure 4.13 compare les impédances de surface théoriques, calculées pour une condition limite arrière de pression nulle, dans les cas du modèle de Lafarge–Allard et du modèle de Biot–Allard. Lorsque la matrice solide du matériau est élastique, la partie réelle de l'impédance n'atteint pas immédiatement sa valeur asymptotique  $\sigma e$ . Dans ces conditions, le principe de détermination de la résistivité décrit dans la partie 4.1.2 n'est plus valable.

La condition limite de zéro de pression en face arrière de l'échantillon poreux est réalisée par un système de contrôle actif qui induit une réduction de bruit supérieure ou égale à 20 dB sur la bande de fréquences 30-300 Hz. La source primaire génère un bruit blanc sur le même domaine fréquentiel, et les mesures sont exploitées dans la gamme 50-200 Hz. Après avoir sélectionné un intervalle de fréquences d'amplitude fixée, dans lequel la partie réelle de l'impédance mesurée est la plus proche de sa valeur moyenne constante, la résistivité est déduite d'un moyennage fréquentiel sur cet intervalle optimal défini :

$$\sigma = \frac{\overline{Re(Z)}}{e} \quad (4.26)$$

Plusieurs mesures de l'impédance de surface sont effectuées pour un même échantillon, afin de vérifier la reproductibilité des valeurs de résistivité mesurées. La figure 4.14 présente l'impédance de surface de l'échantillon de feutre étudié, en fonction de la fréquence, pour une condition limite arrière de pression nulle. La résistivité obtenue pour ce matériau est de 23150 rayls/m.

### La porosité :

L'échantillon poreux, d'épaisseur  $e$ , est placé à l'extrémité du tube à ondes stationnaires, posé sur un piston supposé parfaitement rigide dans un premier temps, voir figure 4.15. L'admittance de surface du matériau est mesurée en basses fréquences jusqu'à 200 Hz, la source générant un

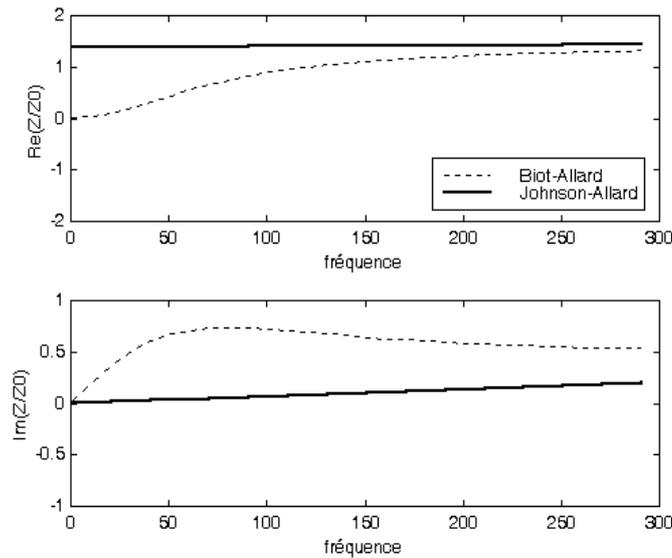


Figure 4.13: Comparaison de l'impédance de surface basses fréquences dans le cas des modèles de Johnson–Allard (squelette rigide) et Biot–Allard (squelette déformable) : condition limite arrière de pression nulle

bruit blanc dans cette gamme. Un intervalle de fréquences optimal, dans lequel l'expression  $(1/\omega) \text{Im}(A)$  est la plus proche de sa valeur moyenne constante, est déterminé, à l'image du calcul de la résistivité. Après avoir effectué une mesure précise de la pression atmosphérique  $P_0$ , à l'aide d'un baromètre, la porosité est identifiée à partir de la formule (4.27) :

$$\Phi = \frac{P_0}{e} \frac{\overline{\text{Im}(A)}}{\omega} \quad (4.27)$$

La partie imaginaire de l'admittance de surface, ramenée à la fréquence, de l'échantillon de feutre plaqué contre le piston rigide, est tracée sur la figure 4.16 en fonction de la fréquence. La valeur de la porosité mesurée  $\Phi = 0.87$  issue de cette méthode apparaît relativement faible.

Dans un deuxième temps, le piston à l'arrière du matériau poreux n'est pas, *a priori*, considéré parfaitement rigide. La source émet un signal sinus, balayé de 50 à 200 Hz. La première étape de cette seconde méthode d'identification de la porosité consiste à effectuer une mesure de l'impédance de surface  $Z_p$  du piston seul. Puis, l'impédance de l'échantillon plaqué contre le piston est déterminée dans les mêmes conditions expérimentales, voir figure 4.17. Une moyenne fréquentielle de la solution adaptée  $\Phi_s$  de l'équation (4.10), voir partie 4.1.2, est alors réalisée sur un intervalle optimal d'amplitude fixée, bande sur laquelle les variations de  $\Phi_s$  autour de sa valeur moyenne sont les plus faibles. On peut remarquer que la résistivité, mesurée précédemment, a été prise en compte dans l'estimation de la solution  $\Phi_s$ . La porosité est finalement donnée par la relation (4.28).

$$\Phi = \bar{\Phi}_s \quad (4.28)$$

La solution  $\Phi_s$  pour l'échantillon de feutre testé est tracée en fonction de la fréquence sur la figure 4.18. Sa valeur moyenne sur l'intervalle optimal sélectionné atteint 0.93 et fournit la valeur

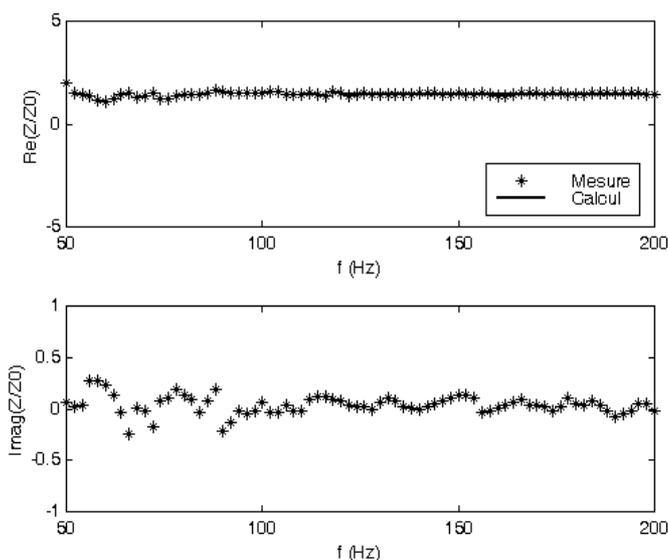


Figure 4.14: Impédance de surface basses fréquences du feutre pour une condition arrière de pression nulle

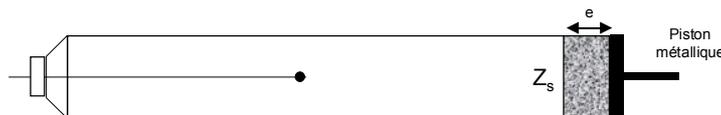


Figure 4.15: Configuration expérimentale de la première méthode de mesure de la porosité

de porosité cherchée.

La reproductibilité des valeurs de porosité obtenues par les deux méthodes est également vérifiée, en effectuant plusieurs mesures successives des grandeurs acoustiques indispensables au calcul.

## Ajustements

### Tortuosité et facteurs de forme $s$ et $s'$ :

Le coefficient d'absorption et l'impédance de surface de l'échantillon poreux sont mesurés sur la bande de fréquences complète du tube, pour une condition limite de lame d'air d'épaisseur 0.048 m, voir figure 4.19. En effet, la condition de cavité d'air à l'arrière du matériau, permet un décalage des courbes expérimentales vers les plus basses fréquences, par rapport à la configuration matériau posé sur mur rigide. Ce décalage a pour conséquence d'augmenter le domaine fréquentiel d'analyse exploitable pour identifier les paramètres caractéristiques. La condition limite de lame d'air est, par conséquent, particulièrement intéressante lorsque les échantillons poreux testés sont de faible épaisseur, puisque dans ces conditions, le coefficient d'absorption sur piston rigide en basses fréquences, est non seulement trop faible, mais également trop oscillant pour réaliser des ajustements satisfaisants.

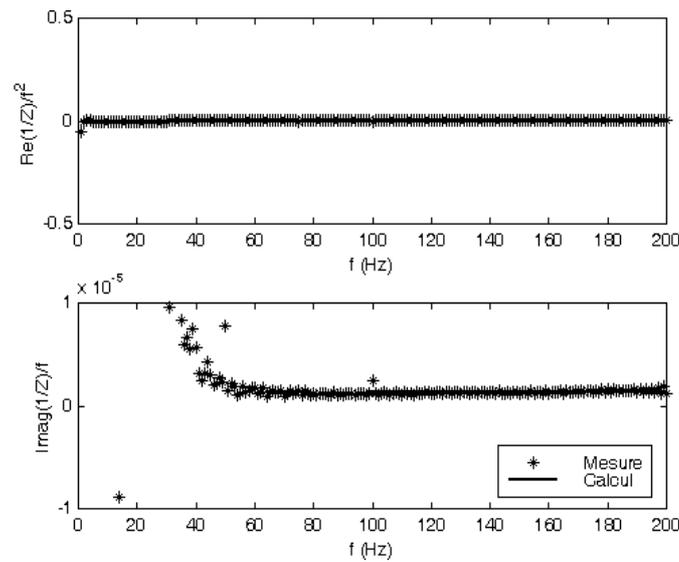


Figure 4.16: Partie réelle de l'admittance de surface ramenée au carré de la fréquence et partie imaginaire de l'admittance de surface ramenée à la fréquence pour le feutre posé sur un piston métallique

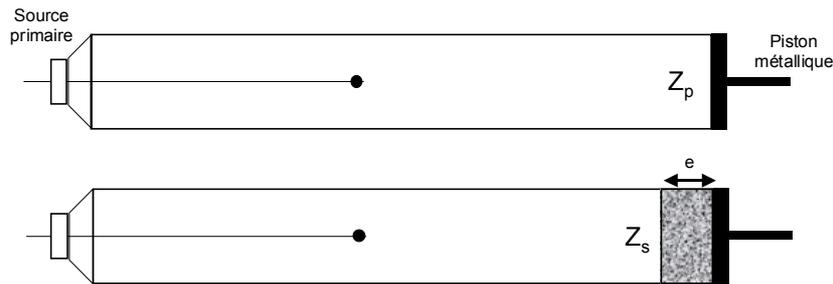


Figure 4.17: Configuration expérimentale de la deuxième méthode de mesure de la porosité

Après avoir introduit les valeurs de résistivité et de porosité précédemment identifiées dans le modèle de Johnson–Allard, l'ajustement théorie-mesure peut être réalisé alternativement sur le coefficient d'absorption ou le module<sup>12</sup> de l'impédance de surface de l'échantillon testé. La figure 4.20 présente les résultats obtenus pour l'échantillon de feutre de 0.025 m d'épaisseur pour une optimisation des paramètres sur le coefficient d'absorption expérimental. Les coefficients d'absorption mesuré (\*) et ajusté (trait plein) sont tracés en fonction de la fréquence sur la figure 4.20(a). Les paramètres caractéristiques identifiés sont  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $s = 0.5$  et  $s' = 1.4$ . Les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique correspondantes sont évaluées à partir des équations (4.11) et (4.12) :  $\Lambda = 4.34 \cdot 10^{-5}$  m et  $\Lambda' = 1.21 \cdot 10^{-4}$  m. La figure 4.20(b) présente une comparaison entre les impédances de surface expérimentale (\*) et calculée (trait plein) par le modèle de Johnson–Allard et les cinq paramètres identifiés : les prédictions apparaissent en

<sup>12</sup>L'ajustement sur le module d'une grandeur acoustique complexe mesurée  $g_{mes}$  correspond à la minimisation de la fonction coût :  $\sum_f [(Re(g) - Re(g_{mes}))^2 + (Im(g) - Im(g_{mes}))^2]^{1/2}$ .

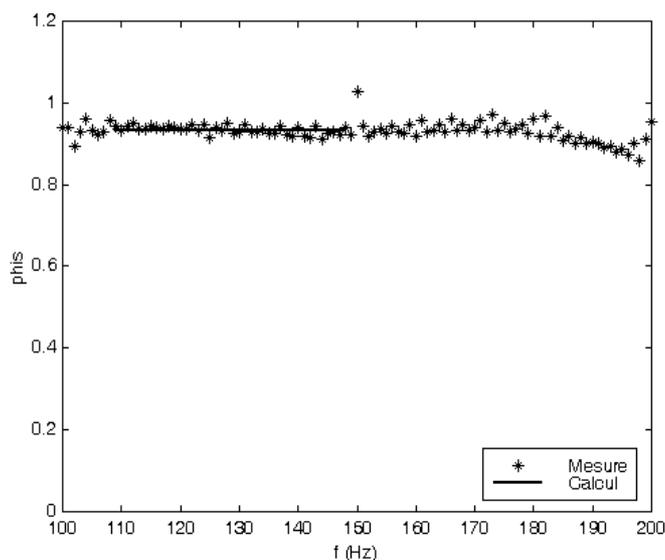
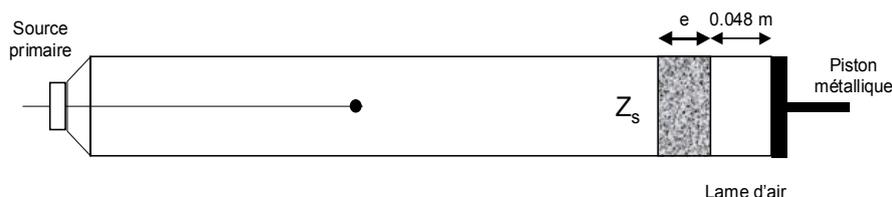


Figure 4.18: Porosité du feutre

Figure 4.19: Configuration expérimentale de mesure de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$ 

très bon accord avec les mesures.

Une analyse comparative des résultats obtenus pour l'ensemble des matériaux étudiés a montré que l'identification à partir des valeurs expérimentales du coefficient d'absorption est la plus fiable. En effet, la détermination des paramètres caractéristiques à partir de l'impédance de surface de certains matériaux poreux n'aboutit pas à un jeu de valeurs acceptables. En particulier, le facteur de forme  $s'$  converge dans certains cas vers une valeur très élevée conduisant à un décalage important entre les coefficients d'absorption mesurés et prédits. Par exemple l'ajustement sur l'impédance de surface réalisé pour un échantillon de feutre de 0.013 m d'épaisseur<sup>13</sup> fournit un facteur de forme thermique égal à 4.8. Le tableau 4.1 regroupe les triplets  $(\alpha_\infty, s, s')$  respectivement identifiés par ajustement sur le coefficient d'absorption et sur l'impédance de surface.

Une comparaison entre les mesures au tube de Kundt et les prédictions réalisées à partir des deux jeux de paramètres identifiés permet alors de sélectionner la méthode la plus intéressante. La figure 4.21 présente par exemple les résultats obtenus pour l'échantillon de feutre de 0.013 m posé sur une cavité de 0.120 m de profondeur. L'ajustement sur l'impédance de surface con-

<sup>13</sup>Echantillon le plus pénalisant. La résistivité et la porosité de cet échantillon de feutre ont été déterminées par mesure directe, les valeurs obtenues sont présentées en annexe D.

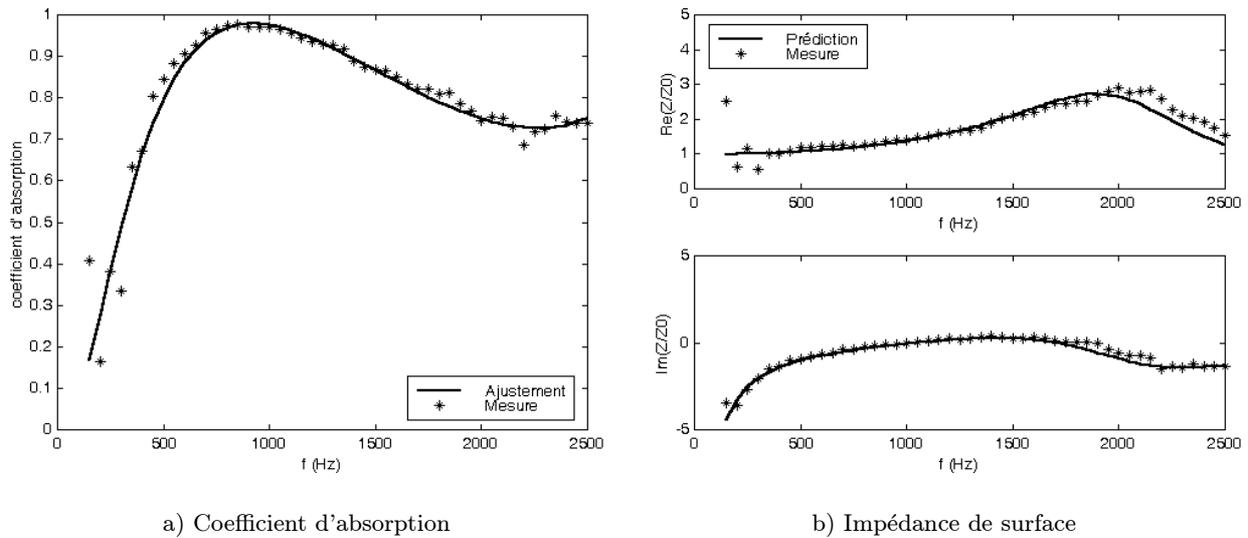


Figure 4.20: Ajustement sur le coefficient d'absorption : lame d'air de 0.048 m

	Ajustement sur coefficient d'absorption	Ajustement sur impédance de surface
$\alpha_\infty$	1.0	1.0
$s$	0.6	1.0
$s'$	1.3	4.8

Tableau 4.1: Résultats des ajustements sur les valeurs expérimentales du coefficient d'absorption et de l'impédance de surface, pour l'échantillon de feutre de 0.013 m d'épaisseur.

duit à un décalage relativement important sur les courbes du coefficient d'absorption. Lorsque l'optimisation du triplet  $(\alpha_\infty, s, s')$  est effectué sur le coefficient d'absorption un décalage apparaît également lors des prédictions de l'impédance de surface. Toutefois l'écart constaté est plus faible. Les conclusions sont analogues pour une condition limite de mur rigide à l'arrière du matériau poreux.

L'ajustement sur le coefficient d'absorption est par conséquent sélectionné pour déterminer la tortuosité ainsi que les deux facteurs de forme visqueux et thermique. Cette première procédure d'ajustement du modèle de Johnson–Allard sur le coefficient d'absorption mesuré est baptisée MIRAJ (Méthode d'Identification pour les matériaux à structure Rigide par Ajustement du modèle de Johnson–Allard).

#### Tortuosité, longueurs caractéristiques et perméabilité thermique :

L'impédance caractéristique et la constante de propagation de l'échantillon poreux sont déterminées sur la gamme 50-2500 Hz par une adaptation de la méthode d'Utsuno, pour les deux conditions limites arrières : mur rigide et cavité de profondeur 0.048 m. La densité effective et la compressibilité dynamique sont alors déduites des valeurs expérimentales de ces deux fonctions caractéristiques intrinsèques du matériau (voir équations (4.21) et (4.22)). A ce niveau de la

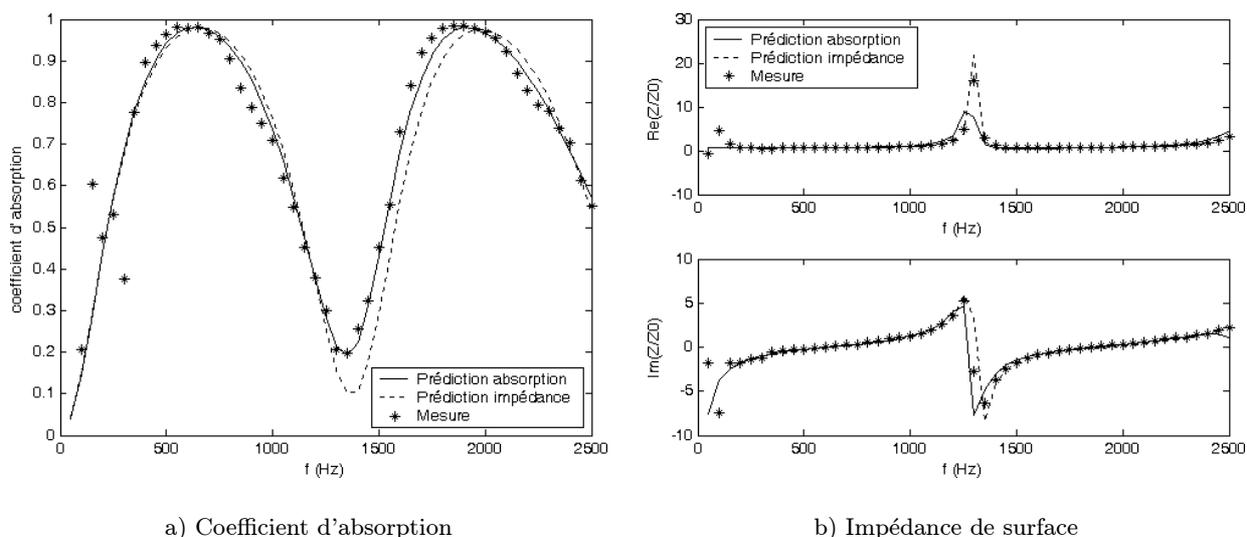


Figure 4.21: Comparaison prédictions-mesures pour un échantillon de feutre de 0.013 m d'épaisseur posé sur une cavité de profondeur 0.120 m

méthode d'identification, la résistivité et la porosité ont déjà été identifiées et leurs valeurs sont implémentées dans le modèle de Lafarge–Allard.

Les résultats de l'optimisation de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse, réalisée sur le module de la densité effective, sont présentés sur la figure 4.22(a) : les parties réelles et imaginaires mesurées (\*) et ajustées (trait plein) sont tracées en fonction de la fréquence. Les paramètres caractéristiques obtenus sont  $\alpha_\infty = 1$  et  $\Lambda = 3.6 \cdot 10^{-5}$ , correspondant à un facteur de forme  $s = 0.44$ . L'ajustement de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique est illustré par la figure 4.22(b). Les valeurs de compressibilité expérimentales (\*) et optimisées (trait plein) sont présentées en fonction de la fréquence. Les résultats fournis par cette méthode sont  $\Lambda' = 1.78 \cdot 10^{-4}$  et  $k'_0 = 3.7 \cdot 10^{-9}$ , associées à leurs facteurs de forme respectifs  $s' = 2.15$  et  $M' = 1$ .

La détermination des paramètres caractéristiques, intervenant dans la théorie de Lafarge–Allard, pour les différents matériaux étudiés dans le but d'élaborer la méthode d'identification, a souvent abouti à un facteur de forme  $M'$  égal à 1, ou très proche de 1 le cas échéant. Le modèle de Johnson–Allard semble par conséquent suffisant pour décrire la propagation des ondes acoustiques dans ces milieux poreux testés, et en particulier dans l'échantillon de feutre considéré dans cette partie.

La méthode de caractérisation décrite ici est définie par le sigle MIRAL (Méthode d'Identification pour les matériaux poreux à structure Rigide par Ajustement du modèle de Lafarge–Allard).

Module d'Young et coefficient de Poisson :

Dans un premier temps, un zéro de pression est réalisé sur toute la bande de fréquences

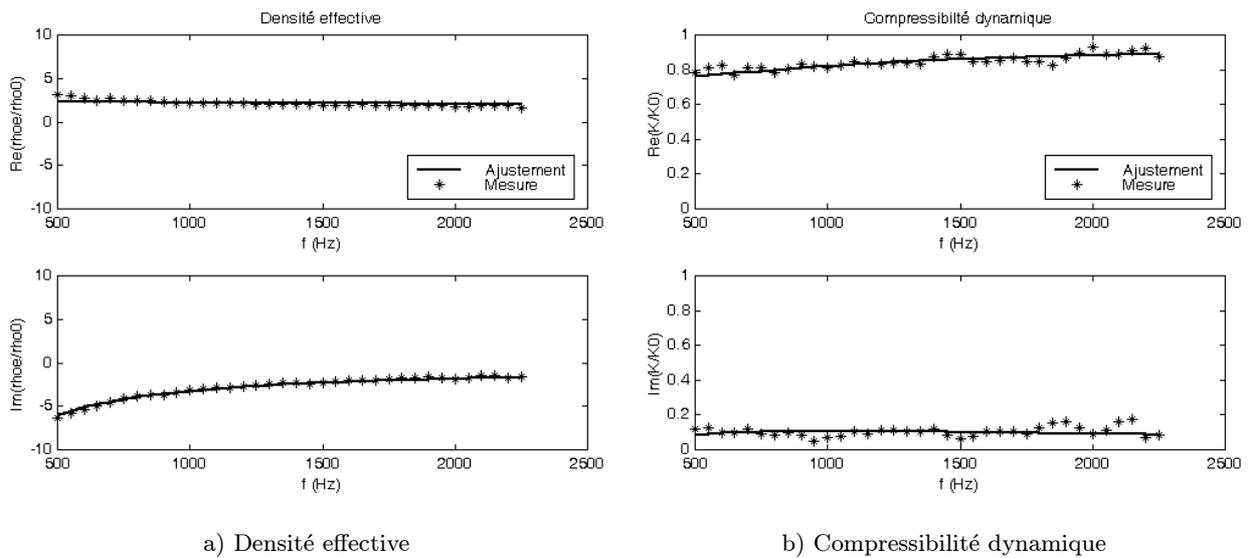


Figure 4.22: Ajustement sur la densité effective et la compressibilité dynamique

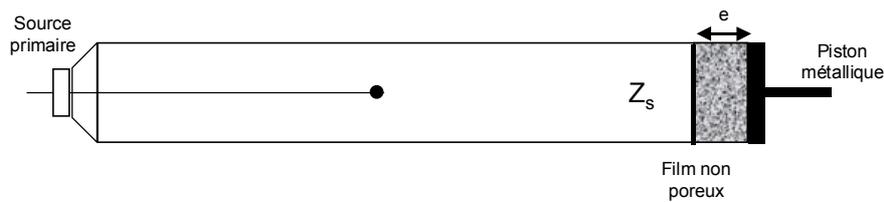


Figure 4.23: Configuration expérimentale de mesure des paramètres mécanique : ajout d'un film non poreux

du tube de Kundt, à l'arrière de l'échantillon poreux, placé à l'extrémité du conduit, voir figure 4.12. La source primaire émet un bruit blanc entre 50 et 2500 Hz. Le coefficient d'absorption et l'impédance de surface sont représentés sur la figure 4.24 en fonction de la fréquence. L'optimisation du couple  $(E, \nu)$  a été effectuée sur le coefficient d'absorption. La présence de nombreuses oscillations sur les courbes expérimentales s'explique par la génération, à partir du système de contrôle actif, du signal aléatoire de la source primaire qui n'est, par conséquent, pas échantillonné à la même fréquence que les fonctions de réponse en fréquence enregistrées par le module d'acquisition SIGLAB. L'ajustement n'est pas perturbé par ces oscillations ; en revanche, la fiabilité des paramètres mécaniques obtenus,  $E = 320000$  Pa et  $\nu = 0.2$ , reste difficile à évaluer. En effet, puisque le module d'Young et le coefficient de Poisson n'ont pas une influence considérable sur le coefficient d'absorption, une modification, certes peu importante, des paramètres mécaniques n'entraîne pas de changements notables sur la courbe théorique déterminée par le modèle de Biot–Allard. Cette méthode, appelée MIDCA (Méthode d'Identification pour les matériaux poreux à structure Déformable par Contrôle Actif) ne permet donc *a priori* que de fournir un ordre de grandeur des deux inconnues mécaniques.

Dans un deuxième temps, une couche mince non poreuse est appliquée sur la face avant de

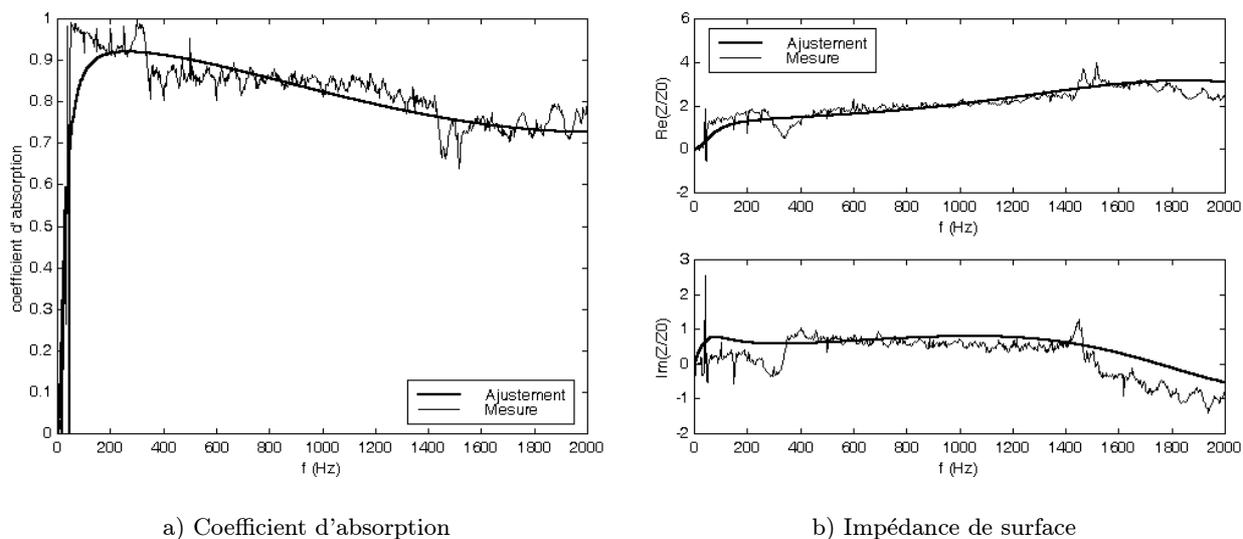


Figure 4.24: Ajustement du modèle de Biot–Allard sur le coefficient d'absorption : zéro de pression

Film additionnel	Masse surfacique ( $\text{kg}/\text{m}^2$ )
scotch aluminium	0.13
scotch double face	0.18
scotch carton	0.06
scotch double face + plastique transparent	0.25

Tableau 4.2: Masses surfaciques des différents film non poreux appliqués sur la face avant du feutre

l'échantillon poreux (méthode MIDMS : Méthode d'Identification pour les matériaux poreux à structure Déformable par adjonction d'une Masse Surfacique). Une fois l'ensemble, matériau + film, placé à l'extrémité du tube à ondes stationnaires et appuyé sur le piston rigide, une mesure du coefficient d'absorption est réalisée sur le domaine fréquentiel de 50 à 2500 Hz, voir figure 4.23. Plusieurs films étanches, constitués de scotch aluminium, de scotch double face et de scotch carton, ont été testés dans le but de vérifier une bonne localisation du pic mécanique. Les masses surfaciques correspondantes sont synthétisées dans le tableau 4.2.

Les premiers résultats obtenus ont révélé que les pics, certes amplifiés pour la plupart des matériaux étudiés, ne se superposaient pas systématiquement ainsi que le prévoyait la théorie, voir figure 4.25. En effet, les divers scotchs utilisés comme film non poreux ont une largeur standard de 0.05 m, alors que les échantillons testés présentent une section carrée de 0.055 m de côté. La masse additionnelle ne recouvre pas, par conséquent, la surface totale du matériau poreux,

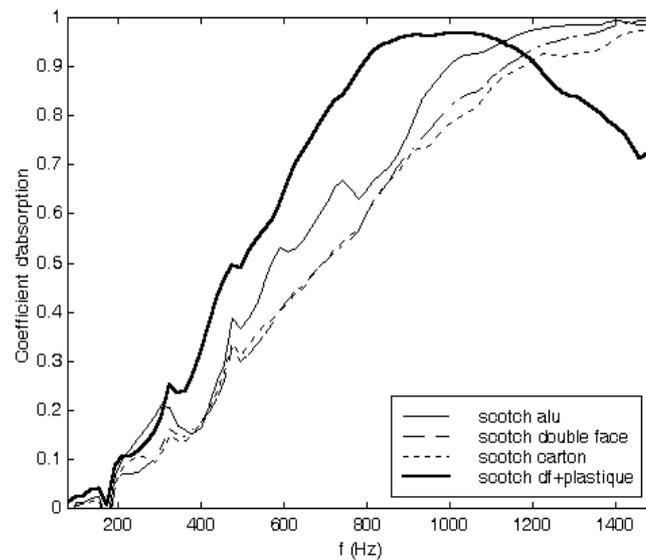


Figure 4.25: Coefficients d'absorption sur mur rigide du feutre associé à plusieurs film étanches de masses surfaciques distinctes

contrairement à ce que suppose la théorie. Ce phénomène de décalage des pics d'affaiblissement mécaniques a également été constaté pour des échantillons de mousses à peaux, voir figure 4.26, lorsque la peau est sectionnée en de multiples endroits.

Afin de mesurer des grandeurs acoustiques comparables aux études théoriques, un recouvrement total a été réalisé à partir d'un scotch double face<sup>14</sup> sur lequel est appliqué un film plastique transparent, voir figure 4.27. La masse surfacique totale de la couche résultante atteint  $0.25 \text{ kg/m}^2$ .

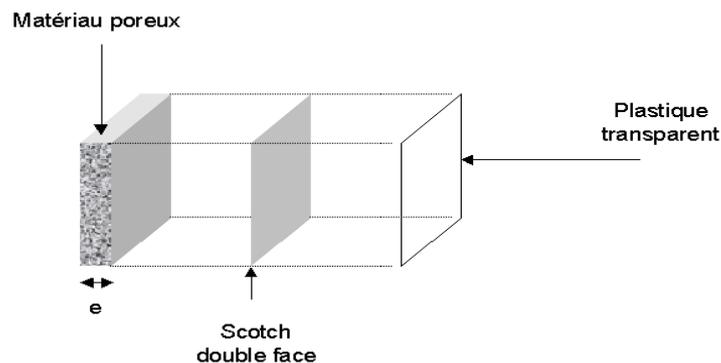


Figure 4.27: Feutre + scotch double face + film transparent

La courbe en trait plein gras de la figure 4.25 présente le coefficient d'absorption et l'impédance

<sup>14</sup>L'utilisation d'une colle classique a été écartée, pour éviter d'obstruer les pores des matériaux absorbants étudiés.

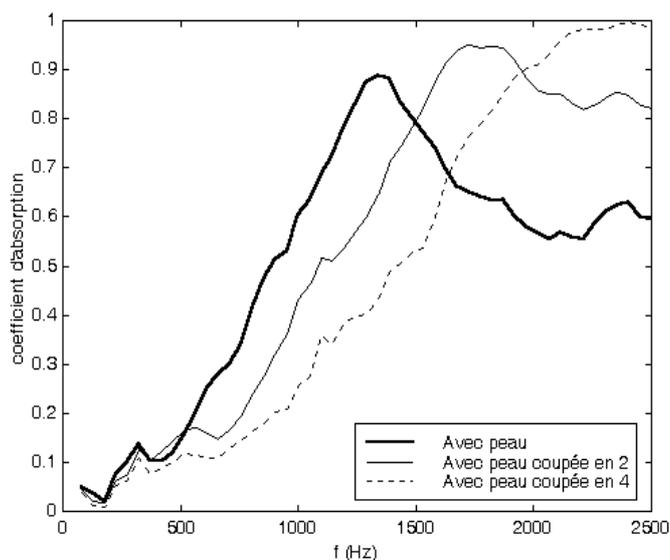


Figure 4.26: Coefficients d'absorption sur mur rigide d'un échantillon de mousse PU dont la peau a été sectionnée

de surface de l'ensemble feutre + scotch double face + film plastique posé sur mur rigide. Le pic dû aux paramètres mécaniques est repéré autour de la fréquence 360 Hz. L'ajustement de la théorie de Biot–Allard est alors effectué connaissant la position fréquentielle de l'affaiblissement au niveau du coefficient d'absorption, voir figure 4.28 : le module d'Young et le coefficient de Poisson atteignent leurs valeurs optimisées :  $E = 80000$  Pa et  $\nu = 0.15$ .

La comparaison des deux jeux de valeurs obtenus pour les paramètres mécaniques, ( $E = 320000$  Pa,  $\nu = 0.2$ ) (MIDCA) et ( $E = 80000$  Pa,  $\nu = 0.15$ ) (MIDMS), révèle des résultats relativement distincts, notamment dans le cas du module d'Young. Les paramètres mécaniques du feutre ont également été mesurés par les laboratoires LASH de l'ENTPE et GAUS de l'Université de Sherbrooke. Le tableau 4.3 présente une synthèse des modules d'Young et coefficients de Poisson déterminés pour le feutre de 0.025 m.

L'analyse des différentes valeurs obtenues pour les paramètres mécaniques semblent privilégier la méthode de caractérisation MIDMS à partir de l'adjonction d'un film étanche sur le matériau poreux. Cependant, la fiabilité des procédures d'obtention des paramètres mécaniques à partir de mesures acoustiques au tube de Kundt n'est pas prouvée. En effet, les dimensions finies de l'échantillon testées ainsi que les conditions limites latérales sur les bords du tube à ondes stationnaires ne sont pas prises en compte dans la modélisation. En outre, les deux procédures MIDCA et MIDMS de détermination des caractéristiques mécaniques de la structure solide d'un matériau poreux présentent un défaut commun : la procédure d'ajustement considère deux paramètres, module d'Young et coefficient de Poisson, optimisés simultanément à partir d'une seule grandeur acoustique : le coefficient d'absorption. Or les résultats ont montré que plusieurs couples ( $E, \nu$ ) étaient envisageables comme solution des ajustements effectués, ce qui n'était pas le cas pour les autres paramètres caractéristiques physiques considérés (procédures

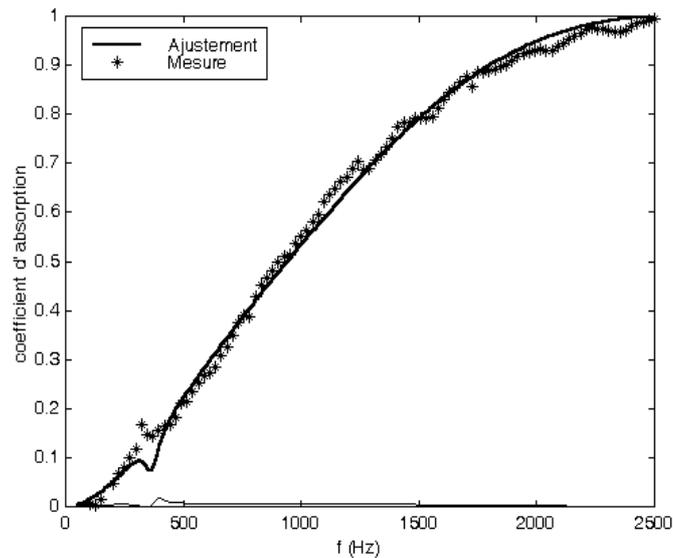


Figure 4.28: Ajustement de la position du pic mécanique de la théorie de Biot–Allard sur le coefficient d'absorption mesuré pour une condition limite de mur rigide

MIRAJ et MIRAL). L'obtention du module d'Young et du coefficient de Poisson par des mesures exclusivement acoustiques semble par conséquent compromise.

### 4.3 Evaluation des performances de la méthode

La méthode d'identification développée au cours de ce chapitre permet de déterminer les six paramètres du modèle de Lafarge–Allard, ainsi que, éventuellement les deux paramètres mécaniques de la théorie de Biot–Allard. Afin de vérifier la fiabilité des résultats obtenus, des comparaisons ont d'une part été effectuées avec des mesures plus classiques issues de laboratoires extérieurs : le LASH de l'ENTPE et le GAUS de l'Université de Sherbrooke. D'autre part, les prédictions de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption dans des configurations variées (conditions

Paramètres	Valeurs MIDCA	Valeurs MIDMS	Valeurs LASH	Valeurs GAUS
Module d'Young (kPa)	320	80	20	12
Coefficient de Poisson	0.2	0.15	0	.06

Tableau 4.3: Paramètres mécaniques du feutre de 0.025 m : comparaison des méthodes MIDCA et MIDMS avec les résultats obtenus par le LASH et le GAUS

limites différentes, multicouches) réalisées à partir des paramètres déterminés par les méthodes MIRAJ et MIRAL ont été confrontées aux mesures en tube de Kundt. Enfin, de nombreuses contraintes expérimentales doivent être prises en compte afin d'assurer aussi bien la fiabilité que la précision des inconnues identifiées.

Dans cette partie, les différents tests de fiabilité sont réalisés pour le feutre de 0.025 m d'épaisseur caractérisé précédemment. Les résultats obtenus pour les autres matériaux identifiés dans le cadre du projet IMPACT sont présentés dans l'annexe D.

#### 4.3.1 Comparaisons avec les mesures classiques

Le tableau 4.4 résume les paramètres caractéristiques du feutre d'épaisseur 0.025 m, identifiés par les deux méthodes d'ajustement décrites dans la partie 4.1.3 ainsi que les valeurs obtenues par le LASH et le GAUS.

L'analyse des paramètres caractéristiques du modèle de Johnson-Allard (résistivité, porosité, tortuosité et les deux longueurs caractéristiques) issus des différents processus de caractérisation témoigne de la fiabilité des paramètres identifiés. En effet, les écarts observés sur les cinq premiers paramètres sont peu importants et les résultats MIRAJ et MIRAL apparaissent en général encadrées par les mesures du LASH et du GAUS. Seule la valeur de porosité semble un peu faible. En revanche, les différences constatées sur la perméabilité thermique, ou son facteur de forme  $M'$ , sont relativement importantes. L'intervalle fréquentiel d'identification de cette grandeur est relativement étendu (jusqu'à 2500 Hz) alors que la perméabilité thermique caractérise essentiellement les échanges thermiques basses fréquences. Cependant les résultats obtenus pour les autres matériaux testés, notamment pour la mousse polyuréthane de 0.0265 m d'épaisseur ainsi que pour la laine de roche de 0.027 m, sont confirmés par les mesures du LASH, voir annexe D.

#### 4.3.2 Comparaisons prédictions-mesures

Dans un premier temps, les coefficients d'absorption et les impédances de surface des divers matériaux étudiés sont mesurés pour plusieurs conditions aux limites : mur rigide et lames d'air d'épaisseurs variables. Dans un deuxième temps, des multicouches formées par plusieurs matériaux entièrement caractérisés ont également été envisagées afin d'évaluer l'efficacité de la méthode d'identification.

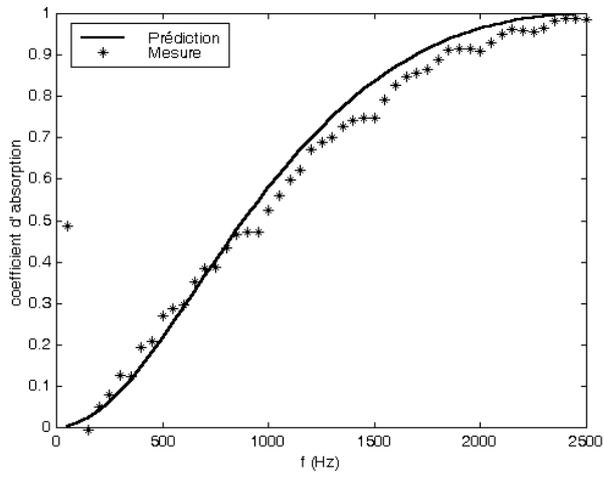
Les comparaisons entre les valeurs prédites et mesurées des grandeurs acoustiques considérées permettent également de sélectionner la méthode d'ajustement la plus performante parmi les optimisations effectuées à partir du coefficient d'absorption (MIRAJ) ou de la densité effective et de la compressibilité dynamique (MIRAL).

#### Modification des conditions limites

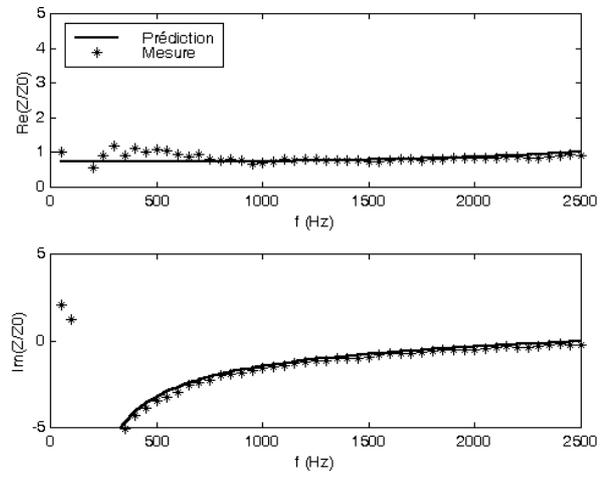
Les figures 4.29 et 4.30 représentent les coefficients d'absorption ainsi que les impédances de surface prédits (trait plein) et mesurés (\*) en fonction de la fréquence, respectivement pour les conditions limites arrière de mur rigide et de cavité de profondeur 0.120 m. Les paramètres caractéristiques introduits dans les simulations ont été déterminés par ajustement du modèle de Johnson-Allard sur le coefficient d'absorption. Les résultats font apparaître, dans l'ensemble,

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL	Valeurs LASH	Valeurs GAUS
Résistivité (rayls/m)	23150	23150	20601	28504
Porosité	0.93	0.93	0.97	0.97
Tortuosité	1.1	1.0	1.0	1.12
$s$	0.5	0.44	0.58	0.39
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	44	36	50	30
$s'$	1.4	2.15	1.17	1.84
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	121	175	110	142
$M'$	-	1.0	2.38	-
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$3.7 \cdot 10^{-9}$	$2.89 \cdot 10^{-9}$	-

Tableau 4.4: Paramètres caractéristiques du feutre de 0.025 m : comparaison des méthodes MIRAJ et MIRAL et des résultats obtenus par le LASH et le GAUS

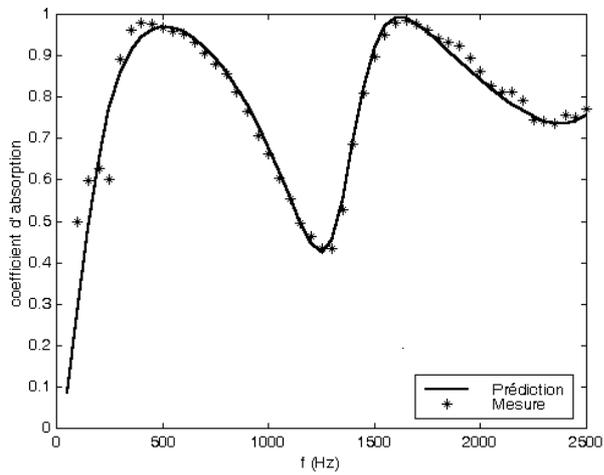


a) Coefficient d'absorption

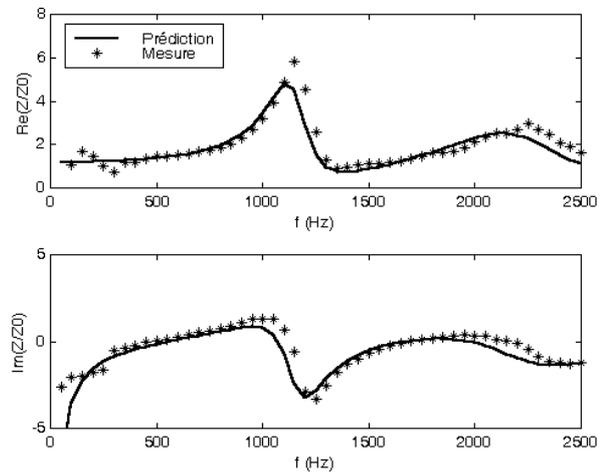


b) Impédance de surface

Figure 4.29: Comparaison prédictions MIRAJ - mesures : mur rigide

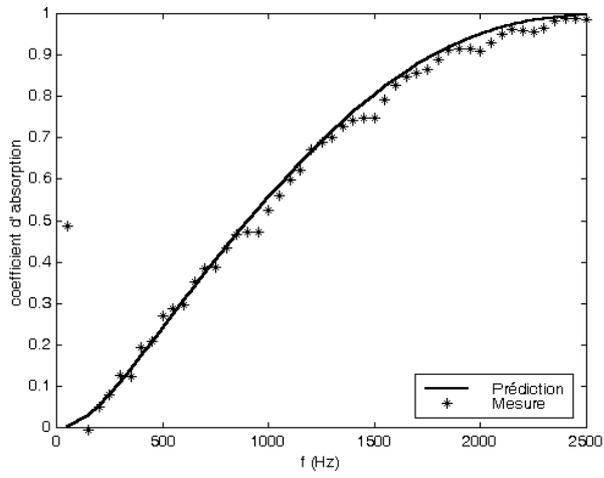


a) Coefficient d'absorption

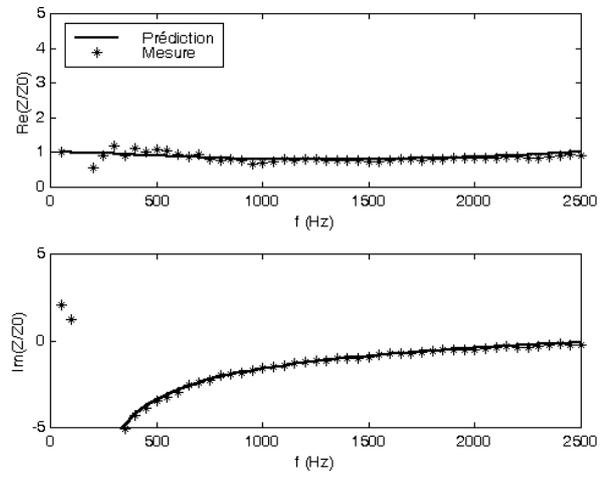


b) Impédance de surface

Figure 4.30: Comparaison prédictions MIRAJ - mesures : lame d'air de 0.120 m

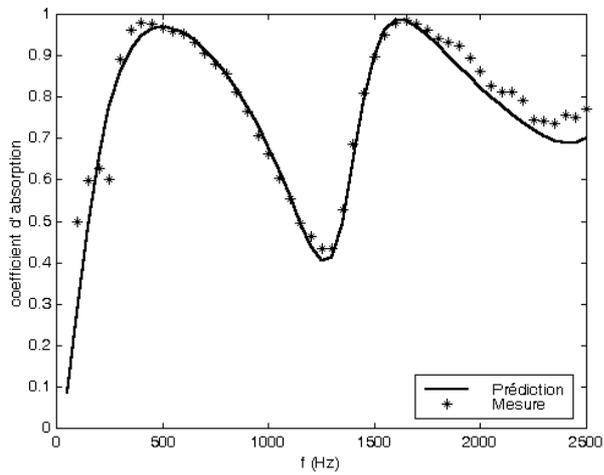


a) Coefficient d'absorption

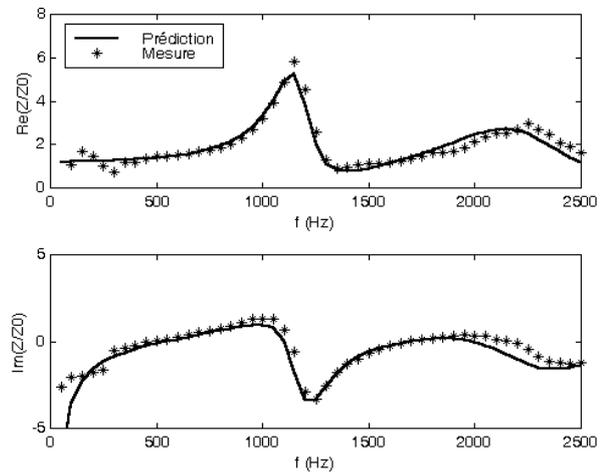


b) Impédance de surface

Figure 4.31: Comparaison prédictions MIRAL - mesures : mur rigide



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

Figure 4.32: Comparaison prédictions MIRAL - mesures : lame d'air de 0.120 m

une très bonne prédiction des coefficients d'absorption, notamment pour la condition limite de lame d'air à l'arrière de l'échantillon. On constate également une très bonne prédiction au niveau des parties réelles et imaginaires des impédances de surface, malgré l'apparition d'un léger décalage lorsque la fréquence devient importante, voir figure 4.30(b).

Les figures 4.31 et 4.32 présentent les comparaisons prédictions-mesures pour un ajustement des paramètres caractéristiques de la théorie de Lafarge–Allard sur la densité effective et la compressibilité dynamique. Les deux conditions limites envisagées sont identiques au cas de l'optimisation précédente. Les prédictions réalisées sur le coefficient d'absorption sont en très bon accord avec les valeurs expérimentales : une légère différence de niveau est cependant discernable pour les fréquences élevées, notamment lorsque la condition limite à l'arrière de l'échantillon poreux est une cavité de 0.120 m, voir figure 4.32(a). En revanche, les résistances et réactances de surface théoriques se superposent bien aux courbes mesurées, les décalages constatés lors de l'ajustement sur le coefficient d'absorption sont considérablement réduits, voire à peine perceptibles sur les figures 4.31(b) et 4.32(b).

Cette première étude de la performance des méthodes d'identification exposées révèle que les paramètres caractéristiques, issus de l'ajustement sur les modules de la densité effective et de la compressibilité dynamique (procédure MIRAL), conduisent à une meilleure prédiction des grandeurs acoustiques lorsque les conditions limites sont modifiées en face arrière du matériau poreux. En effet, cette méthode présente un double avantage : d'une part, elle aboutit à un meilleur compromis sur les prédictions du coefficient d'absorption et de l'impédance de surface, puisque les décalages éventuels sont rendus pratiquement négligeables. D'autre part, le modèle de propagation sur lequel elle se base, la théorie de Lafarge–Allard à six paramètres, est également plus complet.

Par ailleurs, toutes les expériences menées au cours de notre étude ont révélé des conclusions équivalentes. En effet, une dizaine de milieux poreux distincts (du type mousses PU, feutres, laines, mélamines...) ont été entièrement caractérisés à partir des deux procédures MIRAJ et MIRAL. La grande diversité d'échantillons testés, de propriétés acoustiques relativement différentes et également d'épaisseurs variées, a par conséquent permis de valider la méthode de détermination des paramètres caractéristiques d'un milieu poreux la plus robuste : il s'agit de la méthode MIRAL.

### Multicouches

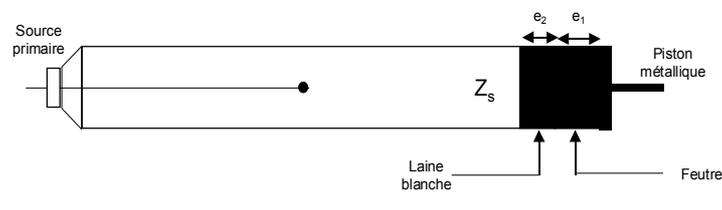


Figure 4.33: Mesure de l'impédance de surface d'une association de deux matériaux poreux

Un test de validation supplémentaire a permis de contrôler la fiabilité des paramètres identifiés. Les différents matériaux poreux caractérisés ont été associés deux à deux, voir figure 4.33. Les

impédances de surface et les coefficients d'absorption des multicouches constituées ont alors été mesurés pour la condition limite de piston rigide. La figure 4.34 montre, par exemple, la comparaison prédictions-mesures pour une composition feutre de 0.025 m d'épaisseur et laine blanche de 0.022 m. Les valeurs théoriques des deux grandeurs acoustiques ont été simulées à partir des paramètres caractéristiques de la laine et du feutre, déterminés par ajustement sur les modules de la densité effective et de la compressibilité dynamique. Les résultats font apparaître un très bon accord entre les courbes expérimentales et prédites, confirmant l'efficacité de la méthode d'identification employée.

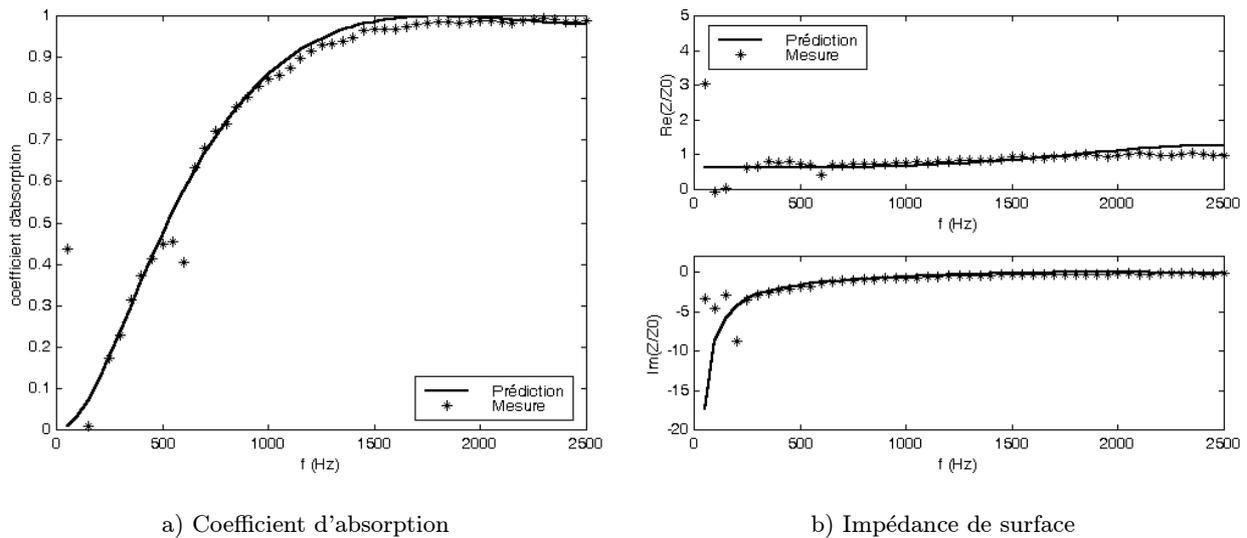


Figure 4.34: Comparaison prédictions MIRAL - mesures : association feutre et laine blanche sur mur rigide

On remarque cependant la présence d'un pic d'affaiblissement sur les courbes mesurées (\*) du coefficient d'absorption et de l'impédance de surface, autour de la fréquence 600 Hz. Cette irrégularité correspond, en effet, au comportement mécanique de la multicouche poreuse qui n'est pas pris en compte par le modèle théorique de Lafarge–Allard utilisé pour réaliser les simulations : ainsi, ce pic n'apparaît pas sur les courbes de prédiction de la figure 4.34, représentées en trait plein.

### 4.3.3 Contraintes expérimentales

Tout au long de la procédure d'identification des caractéristiques d'un milieu poreux, un certain nombre de contraintes entrent en jeu et constituent parfois des facteurs limitants à une détermination correcte des paramètres. Ces contraintes peuvent être de nature variée, géométriques, ou atmosphériques ; d'autres concernent une bonne réalisation des conditions limites à l'arrière de l'échantillon poreux. La plupart d'entre elles sont maîtrisées, le cas échéant, elles doivent être prises en compte dans le processus d'identification.

### Contraintes relatives à l'échantillon

Les conditions de montage d'un échantillon poreux à l'extrémité du tube de Kundt peuvent avoir une influence non négligeable sur les mesures d'impédance de surface et de coefficient d'absorption. En particulier, dans le cas des matériaux poreux dont la structure solide est déformable, les conditions limites aux bords de l'échantillon doivent être prises en compte rigoureusement pour assurer une évaluation fiable des grandeurs acoustiques [113]. Lorsque le comportement élastique du matériau ne peut être négligé, les mesures du coefficient d'absorption (incidence normale) en champ libre sont préférables, les grandeurs acoustiques du matériau n'étant pas affectées par les conditions limites transverses [10]. Différentes méthodes éléments finis ont été développées afin de prendre en compte les contraintes imposées par les parois du tube de Kundt sur les bords de l'échantillon poreux [89] [63].

La taille de l'échantillon est également un facteur très important, qui peut influencer de manière non négligeable les mesures de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption, voir figure 4.35. En effet, un échantillon de dimensions supérieures à la section du tube de Kundt engendre de nombreuses conséquences néfastes lorsqu'il est inséré à l'extrémité du conduit : notamment des phénomènes de compressions apparaissent, entraînant irrémédiablement une modification, non seulement des conditions limites transverses de montage, mais également de la densité, de la porosité et de l'épaisseur qui ne sont plus constantes sur toute la surface du matériau. En outre, l'utilisation d'un échantillon de section trop grande conduit à des erreurs importantes au niveau des mesures de porosité, et, dans certains cas, des comportements mécaniques non négligeables sont constatés, affectant les grandeurs acoustiques mesurées. En revanche, lorsque la taille du matériau poreux testé est inférieure à la section du tube à ondes stationnaires, des fuites naissent sur les bords du matériaux entraînant des modifications importantes au niveau des grandeurs acoustiques mesurées [10].

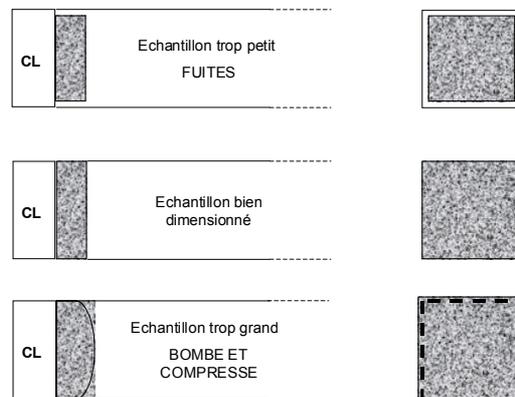


Figure 4.35: Taille de l'échantillon poreux

Dans un deuxième temps, certains milieux poreux présentent des inhomogénéités au niveau de leurs propriétés acoustiques. Dans ces conditions, les coefficients d'absorption et les impédances de surface de plusieurs échantillons, pourtant extraits d'une même plaque de matériau, ne sont pas toujours identiques.

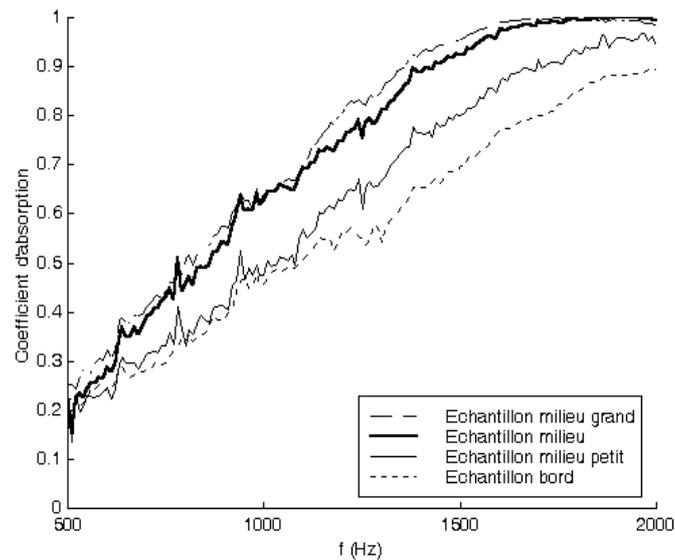


Figure 4.36: Coefficient d'absorption d'une mousse PU : influence de la taille de l'échantillon et de l'inhomogénéité du matériau

La figure 4.36 illustre les trois contraintes expérimentales directement liées au matériau poreux testé. Les coefficients d'absorption de plusieurs échantillons, de dimensions transversales variées et prélevés en différents endroits d'une même plaque de mousse PU, ont été tracés en fonction de la fréquence. Les résultats mettent essentiellement en évidence une forte hétérogénéité des caractéristiques acoustiques de la mousse PU, ainsi qu'un affaiblissement important des propriétés absorbantes lorsque la taille de l'échantillon (notamment trop petit) ne correspond pas aux dimensions du tube de Kundt.

Les contraintes relatives au matériau poreux testé soulignent, par conséquent, deux points essentiels : d'une part, la phase de découpe du matériau poreux est une opération délicate, qui doit permettre d'obtenir un échantillon aux dimensions exactes du banc d'essai, pour éviter les problèmes évoqués précédemment. D'autre part, pour les milieux poreux présentant une forte dispersion au niveau de leurs propriétés acoustiques, la solution envisagée consiste à effectuer des mesures sur un nombre suffisant d'échantillons différents, représentatifs de la plaque poreuse étudiée, afin de fournir non seulement une valeur moyenne des paramètres caractéristiques du milieu, mais également une plage de variations maximales associée.

### Conditions limites

Les conditions limites à l'arrière du matériau poreux sont également soumises à certaines contraintes imposées par une réalisation fidèle, par rapport aux hypothèses théoriques qui constituent les bases de la méthode d'identification.

La condition limite de pression nulle apparaît la plus contraignante à obtenir. En effet, le contrôle actif est considéré efficace lorsque la réduction de bruit sur la face arrière de l'échantillon atteint 20 dB au minimum. Le niveau de la source primaire est en général assez élevé afin d'atteindre une

telle atténuation. En outre, pour certains matériaux poreux étudiés de résistivité et d'épaisseur importantes, essentiellement dans le cas des laines de roche haute densité, l'absorption des ondes sonores à travers l'échantillon est si importante qu'il apparaît parfois difficile de réaliser la réduction de 20 dB. La résistivité étant une caractéristique intrinsèque du milieu poreux, on réduit par conséquent dans ce cas l'épaisseur des échantillons testés.

La condition limite de mur rigide est assurée par un piston métallique sur lequel est plaqué l'échantillon poreux. Pour la majorité des mesures de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption effectuées, le piston est considéré parfaitement rigide. Une mesure précise et fiable de la porosité nécessite cependant la prise en compte de l'impédance de surface réelle de la plaque métallique, voir partie 4.1.2.

### Contraintes atmosphériques

Les contraintes atmosphériques qui interviennent au niveau des mesures des différentes grandeurs acoustiques, essentielles à l'identification des paramètres caractéristiques d'un milieu poreux, sont de trois sortes : la pression atmosphérique, la température ambiante et l'humidité de l'air.

La pression atmosphérique est contrôlée, lors de chaque mesure, par un baromètre. Elle apparaît directement dans le calcul de la densité de l'air et indirectement au niveau des autres grandeurs acoustiques (densité effective, impédance de surface, coefficient d'absorption...). Ses variations sont cependant d'amplitude suffisamment faible pour ne pas influencer les mesures de façon notable.

La température ambiante intervient essentiellement dans le calcul de la vitesse du son dans l'air. Elle a, par conséquent, également une influence sur toutes les mesures effectuées. Lorsque les expériences sont relativement longues, les variations de température peuvent atteindre plusieurs degrés et entraîner des modifications non négligeables sur la vitesse du son. Afin d'assurer la fiabilité des grandeurs acoustiques mesurées, la température est contrôlée régulièrement d'une part, et la célérité du son est déterminée expérimentalement d'autre part, voir partie 4.2.2, pour chaque nouvelle mesure.

Enfin, les expériences d'identification de la porosité principalement, puis également des autres paramètres caractéristiques, ont révélé une influence particulièrement importante de l'humidité de l'air sur la valeur des résultats obtenus. En effet, lorsque le taux d'humidité est faible, inférieur à 40 %, la détermination expérimentale des grandeurs acoustiques conduit à des paramètres caractéristiques très différents par rapport à des mesures effectuées pour une humidité plus élevée. On peut remarquer que la limite critique de 40 % apparaît également dans les contraintes à respecter impérativement, lors des mesures d'absorption en champ diffus dans la cabine  $\alpha$  (voir le protocole [1]). Des expériences ont été réalisées sur une mousse PU de 0.0265 m d'épaisseur, afin de quantifier l'importance du facteur humidité de l'air. Les mesures directes de résistivité et de porosité, effectuées pour une humidité de 45 % puis de 35 %, ont respectivement fourni les valeurs des couples de paramètres : ( $\sigma = 9900$  rayls/m,  $\Phi = 0.96$ ) et ( $\sigma = 8800$  rayls/m,  $\Phi = 0.85$ ).

L'humidité de l'air apparaît, par conséquent, comme une contrainte très importante, influant fortement sur la détermination de tous les paramètres caractéristiques d'un milieu poreux. Pour cette raison, un contrôle strict et régulier de l'humidité est assuré par un hygromètre, tout au

long des expériences. Un humidificateur permet également d'augmenter rapidement le taux d'humidité lorsqu'il est inférieur à la limite admissible de 40 %.

## 4.4 Conclusion

Après avoir étudié différents modèles de propagation du son dans un milieu poreux, nous avons mis en place un banc d'essai unique, le tube à ondes stationnaires (tube de Kundt), qui permet, à l'aide de mesures exclusivement acoustiques, la détermination de tous les paramètres caractéristiques d'un matériau poreux. Les différentes grandeurs acoustiques mesurables en incidence normale, l'impédance de surface et le coefficient d'absorption qui caractérise le matériau poreux dans une configuration bien précise (épaisseur, condition limite en face arrière), ainsi que la densité effective et la compressibilité dynamique qui sont des grandeurs intrinsèques au milieu poreux, nous ont permis de mettre en place différentes méthodes d'identification.

Après avoir comparé les performances de ces procédures de détermination acoustique sur des configurations variées — matériau posé sur mur rigide, conditions aux limites de lames d'air d'épaisseur variable, multicouches — la méthode la plus fiable a été sélectionnée. L'identification des paramètres comporte des étapes successives qui doivent être réalisées dans un ordre précis. Le schéma 4.37 résume le processus global d'identification élaboré dans ce chapitre.

Les valeurs obtenues pour les différents paramètres caractéristiques sont relativement fiables lorsque les contraintes, liées à la taille de l'échantillon poreux ainsi que les conditions atmosphériques, sont maîtrisées et prises en compte précisément dans la procédure. Certains paramètres apparaissent cependant plus difficiles à identifier que d'autres, tels que la porosité, le module d'Young et le coefficient de Poisson. Si une mesure précise de la porosité est assurée par un contrôle rigoureux des conditions atmosphériques et de la condition limite de piston rigide, la complexité de l'identification des paramètres mécaniques réside principalement dans le choix d'une méthode adaptée de détermination acoustique. En effet, les matériaux poreux testés dans le cadre de cette étude ne présentent pas, au niveau des grandeurs acoustiques mesurées au tube de Kundt, de caractéristiques notables dues à un comportement élastique du squelette. L'utilisation de méthodes vibratoires pour déterminer de manière précise le module d'Young et le coefficient de Poisson s'avère, par conséquent, incontournable.

La méthode d'identification des paramètres caractéristiques d'un milieu poreux [98], développée dans ce chapitre, a été validée sur un jeu relativement important de matériaux absorbants de propriétés acoustiques et d'épaisseurs différentes. Elle présente, en outre, de nombreux avantages : son principal atout réside dans une détermination extrêmement rapide des six inconnues physiques du modèle de Lafarge–Allard. Une caractérisation complète d'un milieu poreux est, en effet, réalisée en un quart d'heure. D'autre part, l'utilisation d'un dispositif expérimental unique, et donc peu encombrant, le tube de Kundt, induit l'exploitation d'un seul échantillon permettant l'obtention de tous les paramètres caractéristiques du milieu poreux testé. Notre méthode est, par conséquent, particulièrement adaptée à l'identification des matériaux de propriétés acoustiques hétérogènes, qui requièrent un nombre élevé de mesures, autorisant, d'une part, l'établissement de valeurs moyennes des paramètres recherchés et, d'autre part, la définition d'une plage de variations associée.

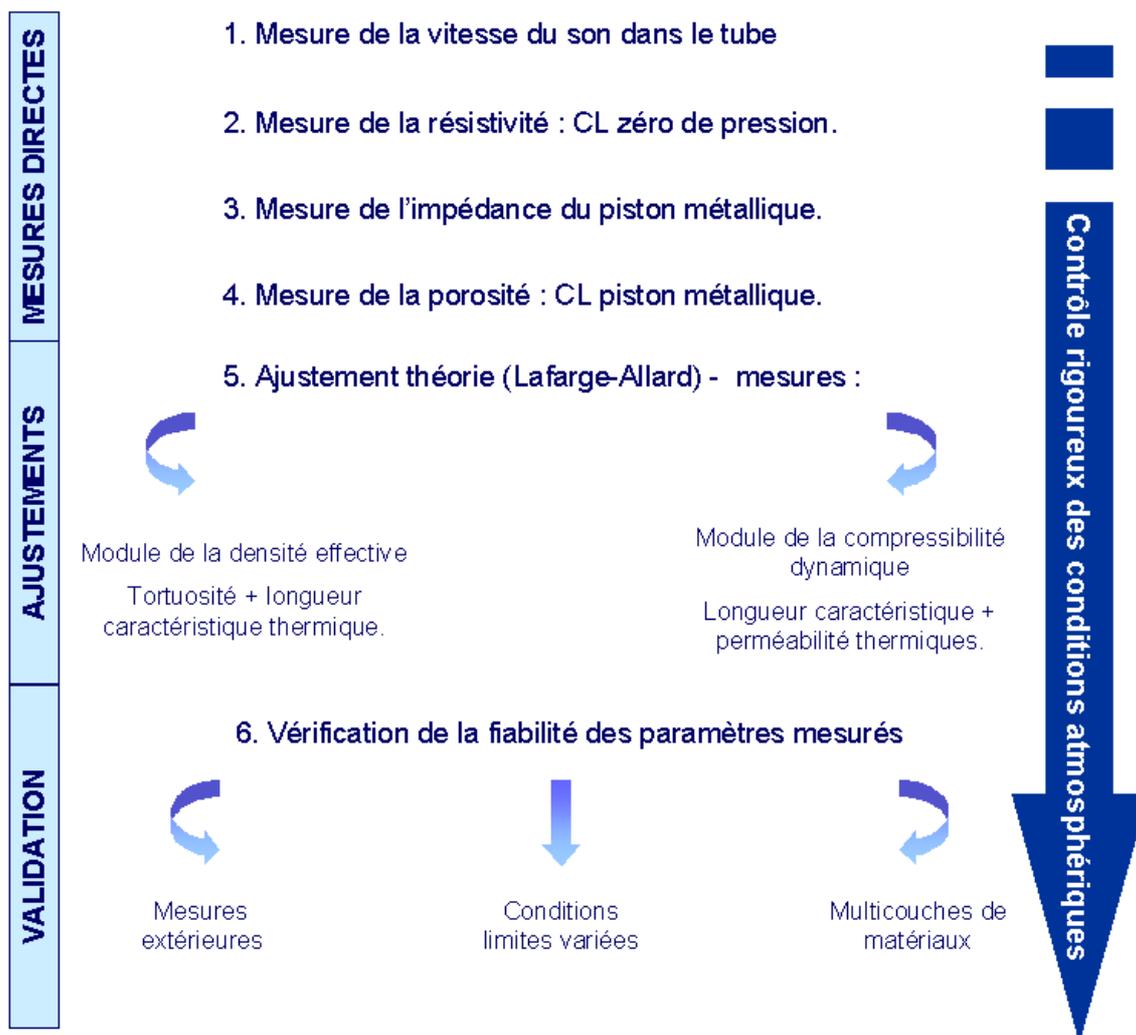


Figure 4.37: Résumé de la méthode d'identification des paramètres

Dans le cas des applications aéronautiques, l'utilisation de matériaux poreux est soumise à de nombreuses contraintes liées à l'absorption néfaste d'eau (glace), et à leur résistance thermique. A cela s'ajoutent des conditions de montage souvent spécifiques (encombrement, poids) ainsi qu'une maintenance rigoureuse et indispensable, due aux niveaux sonores importants et au flux d'air de forte vitesse qui sont appliqués sur les traitements acoustiques placés dans les entrées d'air et les conduits d'éjection des turboréacteurs. Dans la suite de notre étude, l'élaboration de la procédure d'identification nous permettra en particulier de caractériser les matériaux poreux généralement utilisés dans les traitements acoustiques destinés aux moteurs d'avion : les toiles résistives. Une connaissance précise des caractéristiques intrinsèques de ces milieux poreux est, en effet, indispensable à la réalisation des prédictions de l'atténuation acoustique résultante, et ainsi à l'évaluation de leurs performances respectives.



## Chapitre 5

# Réalisation de l'impédance cible MATISSE

L'impédance optimale calculée au chapitre 2 définit les valeurs de résistance et de réactance cibles à atteindre en face avant des cellules absorbantes hybrides. La détermination des caractéristiques précises de la couche poreuse passive, ainsi que de la condition limite arrière associée, constitue l'objectif de notre étude, qui est de réaliser l'impédance désirée à la surface du traitement hybride. Les premiers travaux concernant le choix de la couche passive des absorbants acoustiques actifs/passifs [48] [47] se sont essentiellement concentrés sur une reproduction précise de la résistance en face avant des cellules absorbantes, la réactance étant ramenée à une valeur très proche de zéro. Par ailleurs, la détermination de l'impédance optimale au chapitre 2 a révélé les caractéristiques non négligeables de la réactance cible, notamment sur le domaine fréquentiel plus élevé, où elle apparaît assez fortement négative. Plusieurs pistes ont par conséquent été envisagées, d'une part dans le but d'obtenir non seulement la résistance désirée mais également la réactance optimale pour la veine MATISSE, puis d'autre part, afin d'aboutir à une atténuation finale maximale, lorsque les cellules sont placées en paroi de la conduite.

Les simulations et les ajustements réalisés dans ce chapitre s'appuient sur la courbe d'impédance cible définie pour la veine MATISSE dans la configuration sans écoulement, les résultats antérieurs ayant montré une relativement faible influence de l'écoulement pour les vitesses<sup>1</sup> envisagées dans notre étude sur l'évolution fréquentielle de la résistance et de la réactance optimales. La réalisation des parties réelle et imaginaire de l'impédance cible s'effectue, dans un premier temps, par la considération de matériaux poreux fictifs dont les paramètres caractéristiques forment les inconnues du problème [46] [45]. Dans un deuxième temps, des configurations réelles sont analysées, associant des matériaux existants de caractéristiques connues à différentes conditions limites arrières. Enfin, la constitution de multicouches composées de matériaux préalablement identifiés, puis judicieusement sélectionnés, a été explorée afin d'atteindre de nouvelles valeurs de résistance et de réactance, non accessibles directement par des milieux poreux simples [96].

Les atténuations correspondantes ont alors été évaluées, après avoir inséré les différents couples (matériau poreux, condition limite) sur la paroi supérieure de la veine MATISSE, non seulement afin de déterminer leur efficacité respective, mais surtout pour définir la configuration optimale. En outre, des études complémentaires ont été menées dans le but d'étendre la bande de fréquences sur laquelle la réduction sonore obtenue est maximale : elles concernent en particulier l'influence de la répartition du traitement acoustique sur l'indice de perte par insertion, ainsi que le réglage de la fréquence de commutation entre les modes de fonctionnement actif et passif

---

<sup>1</sup>Vitesse maximale 50 m/s.

de la cellule hybride.

## 5.1 Réalisation d'une impédance optimale

### 5.1.1 Matériaux fictifs

La première étape de la réalisation de l'impédance cible pour la veine MATISSE consiste à déterminer s'il existe un matériau poreux fictif dont les caractéristiques, identifiées du point de vue théorique, permettent de suivre le plus précisément possible l'impédance désirée définie au chapitre 2 (figure 2.16). Pour résoudre ce problème, on considère le modèle de Lafarge–Allard à six paramètres : résistivité, porosité, tortuosité, ainsi que les trois facteurs de forme visqueux et thermiques  $s$ ,  $s'$ ,  $M'$ . Cependant, l'impédance de surface d'un matériau poreux ne dépend pas uniquement de ses caractéristiques intrinsèques, mais également de ses conditions de montage : en particulier, l'épaisseur du matériau et sa condition limite arrière sont notamment deux facteurs essentiels. L'objectif de cette partie est, par conséquent, de déterminer la valeur des sept, voire huit<sup>2</sup> paramètres cités précédemment, aboutissant à une prédiction fidèle de la résistance et de la réactance optimales pour la veine MATISSE.

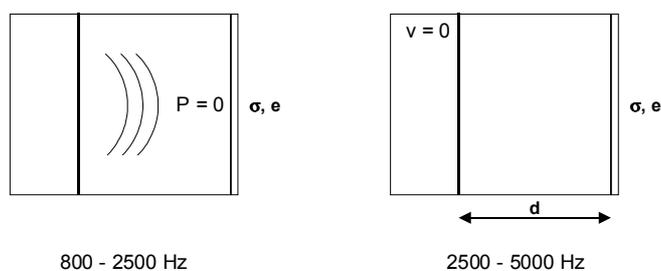


Figure 5.1: Principe du fonctionnement de la cellule hybride fictive

L'identification des huit inconnues est réalisée en considérant un fonctionnement hybride du traitement absorbant acoustique. Ainsi la bande de fréquences étudiée 800-5000 Hz a été divisée en deux zones distinctes, chacune correspondant à un mode de fonctionnement précis des cellules. De 800 à 2500 Hz, le contrôle actif est opérationnel assurant une condition limite de pression nulle sur la face arrière de la couche poreuse. De 2500 à 5000 Hz, le système de contrôle actif est stoppé, le matériau repose alors sur une cavité dont la profondeur optimale est à définir.

Une étude préliminaire, menée dans le but de simplifier le problème, a montré que la détermination de trois paramètres principaux suffit, dans un premier temps, pour sélectionner un matériau poreux fictif d'impédance équivalente à la valeur optimale MATISSE. Ces trois inconnues sont la résistivité  $\sigma$  du matériau, son épaisseur  $e$ , et enfin, la profondeur  $d$  de la cavité à l'arrière de la couche poreuse dans le domaine des hautes fréquences, voir figure 5.1. En effet, une analyse de l'influence des autres paramètres sur l'impédance de surface du matériau, a révélé que les meilleurs conditions d'obtention de la résistance et de la réactance optimales, correspondent aux valeurs :  $\Phi = 1 = \alpha_\infty = s = s' = M'$ . En outre, les milieux poreux adaptés à la réalisation de l'impédance cible pour la veine MATISSE, présentent essentiellement une forte

<sup>2</sup>six paramètres caractéristiques, l'épaisseur du matériau et éventuellement un paramètre lié à la condition limite considérée sur sa face arrière.

résistivité, induisant un domaine fréquentiel étendu sur lequel l'approximation basses fréquences  $R = \sigma e$  est valable. Dans ces conditions, les autres paramètres caractéristiques n'ont qu'une influence négligeable sur l'impédance de surface du matériau poreux. La porosité, la tortuosité et les trois facteurs de forme  $s$ ,  $s'$  et  $M'$  sont par conséquent fixés à 1 pour la suite de l'étude.

La détermination du triplet  $(\sigma, e, d)$  optimal, est réalisée par ajustement de l'impédance théorique du modèle de Lafarge–Allard sur les valeurs cibles définies pour le banc MATISSE, dans le cas des deux conditions limites basses et hautes fréquences préalablement fixées. Trois procédures d'optimisation des paramètres ont été effectuées : un ajustement sur la partie réelle, un ajustement sur la partie imaginaire et finalement un ajustement sur le module de l'impédance de surface désirée. Une condition supplémentaire, qui traduit l'encombrement limité autorisé pour la cellule hybride, a été introduite dans le calcul. L'épaisseur totale du traitement absorbant hybride est restreinte à 0.020 m au maximum, les deux paramètres  $e$  et  $d$  sont, par conséquent, liés par la relation :  $e + d = cste = 0.02$  m. Les trois ajustements ont été réalisés alternativement afin de sélectionner ultérieurement la configuration de couche passive fictive la plus adaptée.

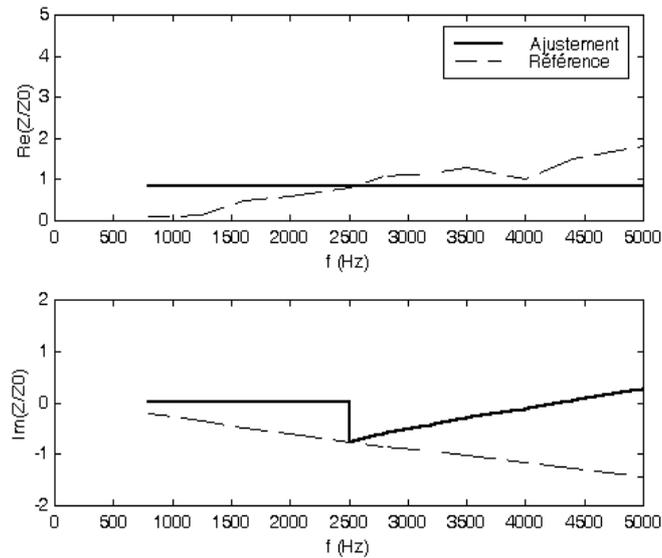


Figure 5.2: Ajustement sur la partie réelle de l'impédance optimale MATISSE

Les résultats concernant l'ajustement sur la résistance optimale sont présentés sur la figure 5.2. Les paramètres obtenus,  $\sigma = 2.61 \cdot 10^6$  rayls/m,  $e = 133 \cdot 10^{-6}$  et  $d \approx 0.020$  m, correspondent aux caractéristiques spécifiques d'une toile métallique de résistance  $R \approx 347$  rayls. La partie réelle fictive de l'impédance, pratiquement constante sur toute la bande de fréquences, assure une bonne prédiction de la résistance optimale, quoique légèrement supérieure en basses fréquences et inférieure en hautes fréquences à la valeur souhaitée. En revanche, la réactance fictive apparaît fort peu satisfaisante sur l'intervalle fréquentiel complet considéré, puisque son évolution, constante quasi nulle en basses fréquences et croissante en hautes fréquences, est contraire à la tendance négative décroissante de la réactance cible.

L'ajustement sur la partie imaginaire de l'impédance optimale fournit le triplet :  $\sigma = 3.81 \cdot 10^6$

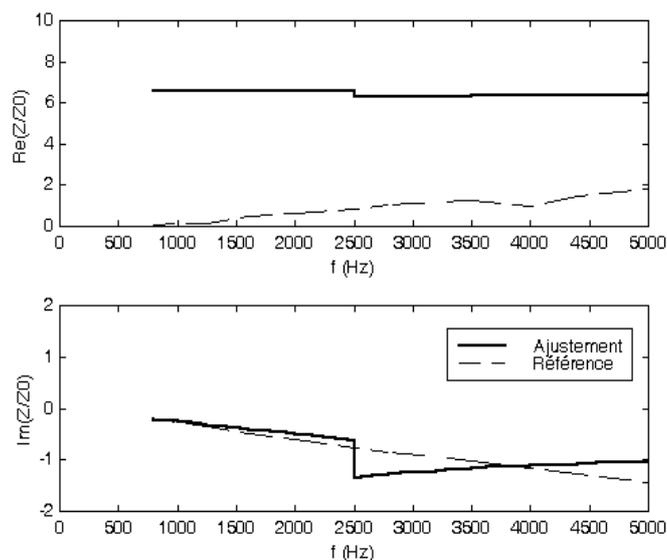


Figure 5.3: Ajustement sur la partie imaginaire de l'impédance optimale MATISSE

rayls/m,  $e = 715 \cdot 10^{-6}$  et  $d \approx 0.0193$  m. La figure 5.3 représente les impédances désirée et ajustée en fonction de la fréquence. Les résultats font apparaître une très bonne réalisation de la réactance cible aussi bien dans les basses fréquences pour la condition limite de zéro de pression, que pour le fonctionnement passif hautes fréquences des cellules hybrides fictives. La résistance moyenne prédite, de l'ordre de 2724 rayls, soit environ 6.5 fois l'impédance caractéristique de l'air, est cependant beaucoup trop élevée par rapport à la valeur optimale sur toute la gamme de fréquences.

Les deux ajustements précédents sur la résistance, puis sur la réactance optimales pour la veine MATISSE, soulignent la difficulté d'une réalisation simultanée précise des parties réelle et imaginaire de l'impédance cible, en modifiant la valeur des trois paramètres pilotes. Un compromis s'impose par conséquent, afin de déterminer la solution la plus avantageuse dans la pratique du point de vue efficacité :

- une résistance correctement prédite en moyenne sur tout le domaine fréquentiel, malgré une réactance proche de zéro, et supérieure à la valeur optimale,
- une partie imaginaire fidèle à la valeur désirée, au détriment d'une partie réelle de l'impédance largement surestimée sur toute la bande de fréquences.

Un ajustement intermédiaire sur le module de l'impédance cible MATISSE a ainsi été effectué afin de définir, dans un premier temps, une couche poreuse fictive prenant en compte simultanément les contraintes respectives de la résistance et de la réactance optimales. Les courbes de l'impédance de surface ajustée et désirée sont tracées en fonction de la fréquence sur la figure 5.4. Les paramètres identifiés,  $\sigma = 2.71 \cdot 10^6$  rayls/m,  $e = 129 \cdot 10^{-6}$  et  $d \approx 0.020$  m, révèlent des valeurs relativement proches de l'ajustement effectué sur la résistance cible. Les parties réelle et imaginaire de l'impédance prédite suivent par conséquent des évolutions comparables au cas de la figure 5.2. Ainsi, l'ajustement sur le module de l'impédance désirée pour la veine

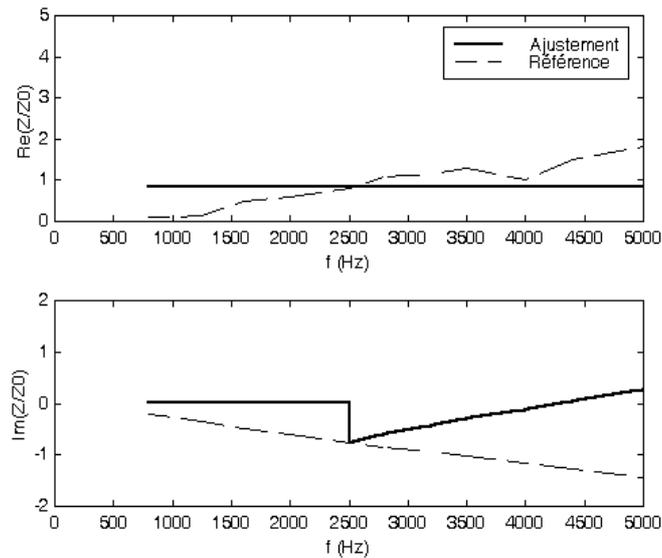


Figure 5.4: Ajustement sur le module de l'impédance optimale MATISSE

MATISSE tend à privilégier une bonne réalisation de la résistance, par rapport à la réactance, qui surestime alors les valeurs cibles sur tout l'intervalle de fréquences étudié.

### 5.1.2 Matériaux réels

La deuxième étape dans la démarche de réalisation de l'impédance optimale pour le banc MATISSE se base sur l'utilisation de matériaux poreux existants de caractéristiques connues, préalablement identifiées au niveau expérimental. Trois types de couches poreuses ont été étudiées dans cette partie : d'une part, des tissus métalliques, souvent employés dans les applications aéronautiques<sup>3</sup>, ont été envisagés pour atteindre l'impédance cible. D'autre part, les performances d'une laine de roche haute densité, de caractéristiques assez différentes des toiles résistives, généralement utilisée comme isolant acoustique dans l'industrie du bâtiment, ont été analysées. Enfin, une combinaison des ces deux matériaux a été explorée pour équiper la couche passive des traitements absorbants hybrides.

Bien que les milieux poreux considérés soient réels, l'évaluation de leur efficacité est toutefois purement théorique, dans un premier temps. Après avoir déterminé leurs paramètres caractéristiques intrinsèques à partir de mesures acoustiques au tube de Kundt, par les méthodes d'identification MIRAJ ou MIRAL décrites au chapitre 4, les simulations de l'impédance de surface par le modèle de Lafarge–Allard<sup>4</sup>, sont ensuite comparées aux valeurs optimales de la résistance et de la réactance. Chaque configuration a été testée pour les trois conditions limites arrière de mur rigide, de lame d'air de 0.020 m et de zéro de pression. Des mesures complémentaires, en incidence normale, ont été réalisées au tube à ondes stationnaires, afin de vérifier la fiabilité des prédictions. L'intervalle de fréquences considéré est par conséquent restreint à 500-2500 Hz (domaine correspondant aux ondes planes).

<sup>3</sup>Premières cellules actives [48] [47] et face avant des traitements passifs [77]

<sup>4</sup>voir partie 3.2.3

### Les toiles résistives

Les toiles résistives sont des matériaux poreux caractérisés par une résistivité très élevée et une épaisseur extrêmement faible, notamment utilisées en face avant des traitements acoustiques actifs et passifs, destinés à réduire le bruit des turboréacteurs. En effet, ces tissus sont, d'une part, particulièrement adaptés pour la réalisation d'une protection mécanique, essentiellement dans le cas où les absorbants sont soumis à des écoulements de vitesses non négligeables. Leurs caractéristiques spécifiques, associées à des conditions de montage précises (annulation de la pression sur leur face arrière, lames d'air d'épaisseurs variables), permettent d'atteindre des niveaux de réduction sonore élevés, d'autre part. De plus, leur forte résistivité induit un comportement asymptotique sur une gamme de fréquences étendue, intéressant dans l'application envisagée ici.

Deux types de tissus résistifs ont été testés dans le cadre de cette étude, afin de répondre aux objectifs fixés par l'impédance cible calculée pour la veine MATISSE : la toile métallique *i130* de résistance  $R = \sigma e$  proche de l'impédance caractéristique de l'air  $Z_0$ , et la toile *h320* de résistance, plus faible, égale à  $0.3 Z_0$  environ. Chacun de ces deux milieux poreux a, dans un premier temps, été caractérisé par une adaptation de la méthode d'identification MIRAJ<sup>5</sup>, notée MIRAJ\*. La résistivité a été obtenue par mesure directe. Par contre, la détermination de la porosité s'est avérée impossible par la méthode développée dans la partie 4.1.2, les impédances de surface mesurées du piston métallique seul et du piston associé à la toile résistive, d'épaisseur négligeable, n'étant pas suffisamment différentiables. Le facteur de forme thermique  $s'$  a par conséquent été arbitrairement fixé à 1<sup>6</sup>. La porosité, la tortuosité et le facteur de forme visqueux sont alors identifiés par ajustement sur le coefficient d'absorption expérimental, mesuré pour une condition limite de lame d'air de 0.048 m à l'arrière de l'échantillon résistif. Une fois les deux tissus métalliques entièrement caractérisés au tube de Kundt, une prédiction de leur comportement pour les conditions limites arrière de pression nulle et de cavité de 0.020 m de profondeur, a été réalisée sur la gamme 500-2500 Hz. La condition arrière de mur rigide n'est, en effet, pas envisagée puisque l'épaisseur, quasiment négligeable, de ces matériaux ne fournit pas de résultats intéressants pour l'application finale, l'atténuation résultante étant pratiquement nulle.

#### Le tissu *i130* :

Le tissu métallique *i130* (GANTOIS) a une résistance au passage de l'air proche de  $Z_0$ . Son épaisseur,  $e = 151 \cdot 10^{-6}$  m étant donnée, les paramètres caractéristiques identifiés par la méthode MIRAJ\* sont résumés dans le tableau 5.1.

La figure 5.5(a) présente les résultats de l'ajustement sur le coefficient d'absorption. La prédiction de l'impédance de surface par rapport aux valeurs mesurées, voir figure 5.5(b), témoigne de la fiabilité des paramètres caractéristiques déterminés.

Dans le cas de la condition limite de cavité de 0.020 m de profondeur, les impédances prédites et mesurées au tube de Kundt sont tracées sur la figure 5.6 en fonction de la fréquence. Les

---

<sup>5</sup>Le modèle de Johnson–Allard,  $M' = 1$ , est en général suffisant pour décrire la propagation acoustique dans la plupart des milieux poreux.

<sup>6</sup>Le facteur de forme  $s'$  peut être négligé dans une description simplifiée des tissus résistifs, du fait de leur comportement asymptotique valable sur une large plage de fréquences incluant notre intervalle d'étude.

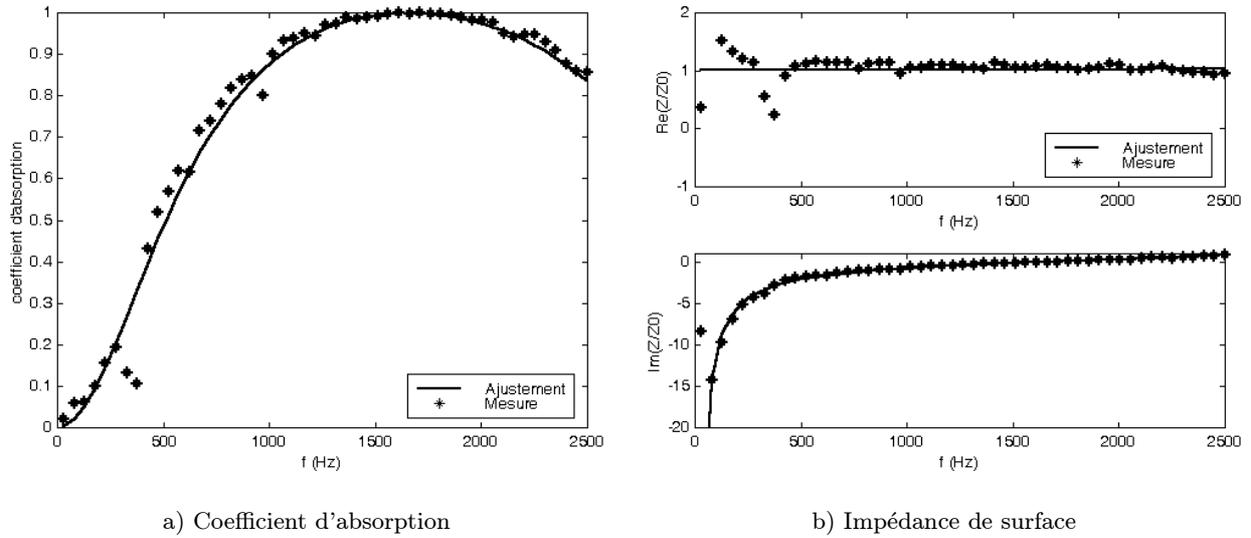


Figure 5.5: Identification des paramètres caractéristiques du tissu *i130* sur le coefficient d'absorption

résultats font apparaître, d'une part, une résistance constante, environ égale à  $Z_0$ , sur toute la bande de fréquences, et une réactance, certes négative, mais croissante, contrairement à la partie imaginaire de l'impédance optimale. D'autre part, les prédictions de l'impédance de surface sont en accord avec les résultats expérimentaux obtenus au tube de Kundt.

Lorsque la condition limite arrière est un zéro de pression, voir figure 5.7, la résistance du tissu *i130* affiche toujours une valeur constante, très proche de  $Z_0$ . En revanche, la réactance devient quasiment nulle, légèrement positive, sur l'intervalle de fréquences considéré. Les mesures au tube de Kundt confirment les valeurs de l'impédance de surface évaluée à partir des simulations théoriques. Finalement, la toile métallique *i130* permet de réaliser la résistance optimale pour les fréquences élevées à partir de 2000 Hz. Cependant, la réactance prédite ne correspond pas aux valeurs cibles, que la condition limite en face arrière soit passive, lame d'air de 0.020 m, ou

Paramètres caractéristiques	Valeurs mesurées / fixées
$\sigma$ (rayls/m)	$2.7 \cdot 10^6$
$\Phi$	0.4
$\alpha_\infty$	1.3
$s$	0.2
$s'$	1
$M'$	1
$e$ (m)	$151 \cdot 10^{-6}$

Tableau 5.1: Paramètres caractéristiques de la toile résistive *i130*

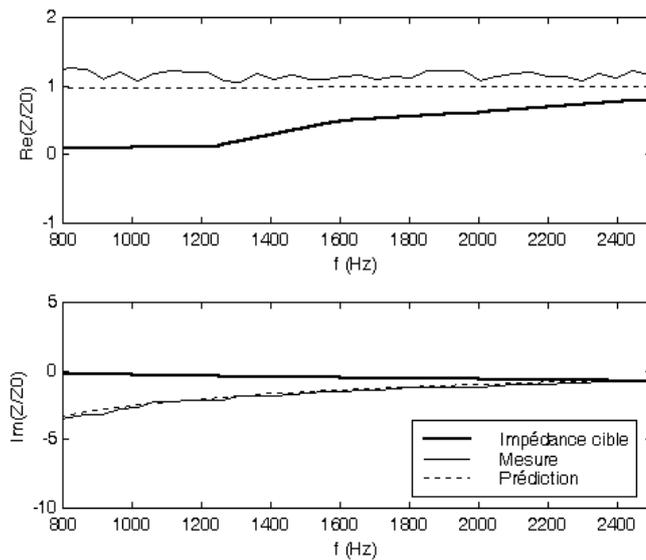


Figure 5.6: Prédiction et mesure de l'impédance de la toile *i130* pour une condition limite de cavité de 0.020 m

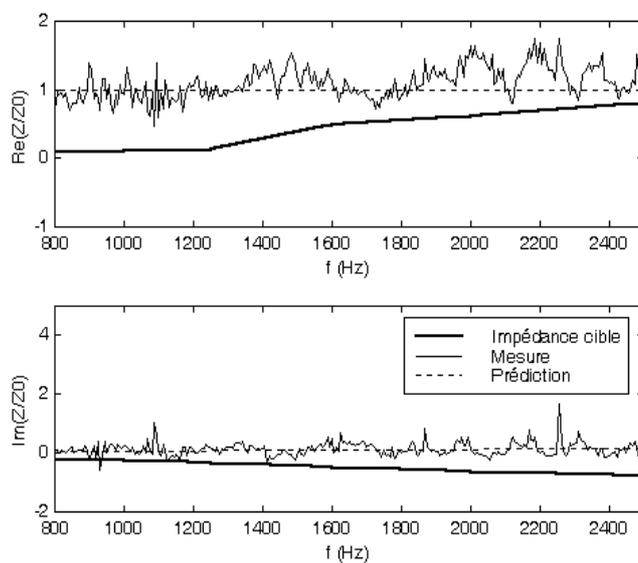


Figure 5.7: Prédiction et mesure de l'impédance de la toile *i130* pour une condition limite de zéro de pression

Paramètres caractéristiques	Valeurs mesurées / fixées
$\sigma$ (rayls/m)	$0.4 \cdot 10^6$
$\Phi$	1.0
$\alpha_\infty$	1.0
$s$	0.2
$s'$	1
$M'$	1
$e$ (m)	$285 \cdot 10^{-6}$

Tableau 5.2: Paramètres caractéristiques de la toile résistive *h320*

active, annulation de la pression.

#### Le tissu *h320* :

Le tissu *h320* (GANTOIS) est caractérisé par une résistance au passage de l'air de  $0.3 Z_0$  environ, et par une épaisseur de  $e = 285 \cdot 10^{-6}$  m. Ses paramètres identifiés par des mesures acoustiques au tube de Kundt (méthode MIRAJ\*) sont regroupés dans le tableau 5.2.

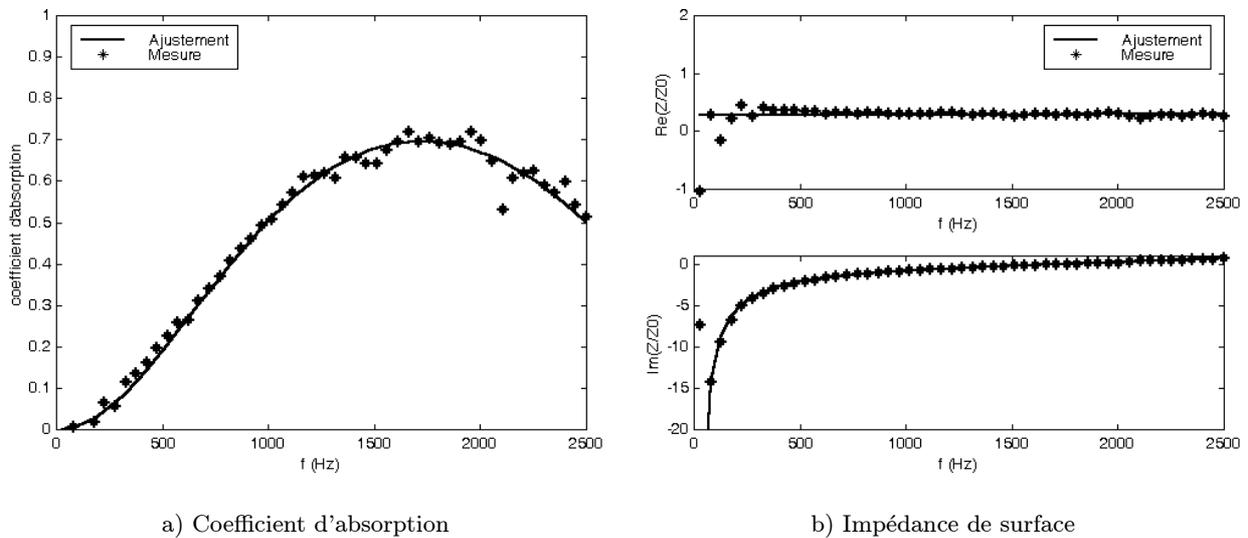


Figure 5.8: Identification des paramètres caractéristiques du tissu *h320* sur le coefficient d'absorption

L'ajustement réalisé sur le coefficient d'absorption, pour une condition limite de lame d'air de 0.048 m à l'arrière de l'échantillon de toile *h320*, est présenté sur la figure 5.8(a). La fiabilité du triplet  $(\sigma, \Phi, \alpha_\infty)$  obtenu est vérifiée par une bonne prédiction de l'impédance de surface sur la totalité du domaine fréquentiel, voir figure 5.8(b).

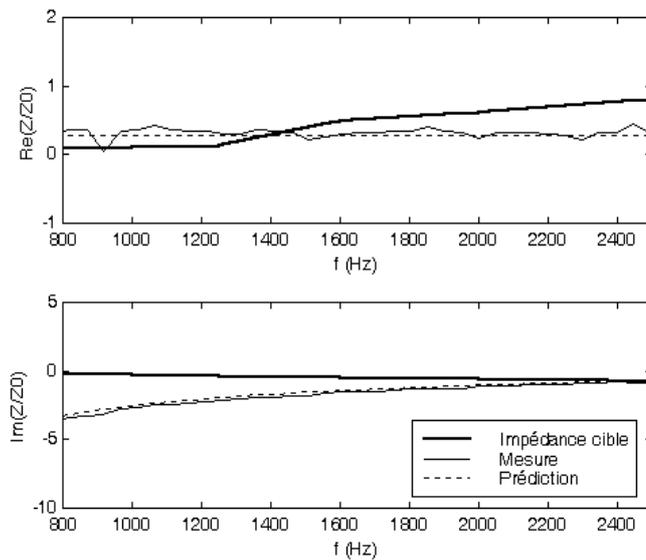


Figure 5.9: Prédiction et mesure de l'impédance de la toile *h320* pour une condition limite de cavité de 0.020 m

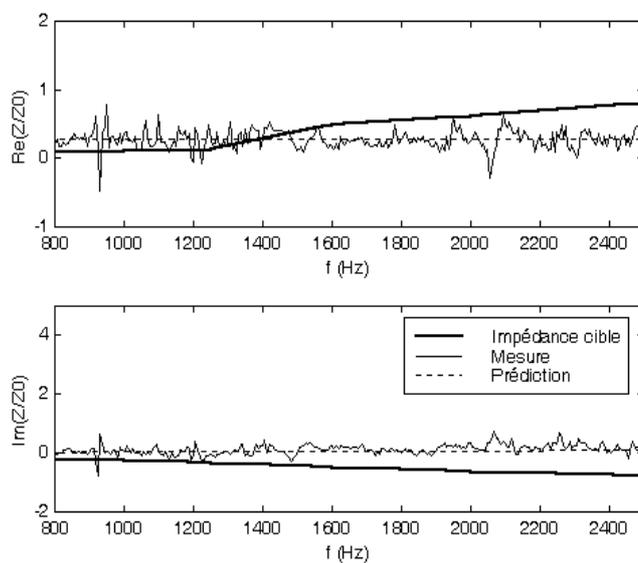


Figure 5.10: Prédiction et mesure de l'impédance de la toile *h320* pour une condition limite de zéro de pression

Les résultats de la simulation de l'impédance à la surface du tissu métallique *h320* pour la condition limite arrière de cavité d'air de 0.020 m, sont représentés sur la figure 5.9 en fonction de la fréquence. La résistance théorique de la toile *h320*, constante égale à  $0.26 Z_0$ , apparaît plus faible que la valeur prédite pour le tissu *i130*, mais plus proche de la résistance optimale, dans le domaine des basses fréquences. Par contre, les réactances des deux toiles métalliques sont similaires, puisque les tissus résistifs, d'épaisseur infime, n'apportent quasiment pas de partie imaginaire [18]. La réactance obtenue est par conséquent entièrement attribuée à la lame d'air. Les courbes mesurées de l'impédance de surface témoignent, par un excellent accord avec les courbes théoriques, la fiabilité des prédictions.

Les impédances de surface déterminées dans le cas d'une annulation de la pression sur la face arrière du tissu *h320* sont tracées sur la figure 5.10, en fonction de la fréquence. La résistivité prédite est toujours constante légèrement inférieure à  $0.3 Z_0$ , alors que la réactance théorique devient positive, très légèrement croissante lorsque la fréquence augmente. En outre, les prédictions de l'impédance de surface sont en parfait accord avec les valeurs expérimentales, mesurées au tube de Kundt. La toile métallique *h320* assure, par conséquent, une bonne reproduction de la résistance cible dans les fréquences inférieures à 1500 Hz. En revanche, de même que pour le tissu *i130*, la réactance prédite pour les deux conditions limites testées ne présente aucune similitude avec la partie imaginaire de l'impédance désirée.

L'étude théorique et expérimentale des tissus résistifs a révélé, d'une part, que ces matériaux permettent de contrôler la résistance par un choix judicieux du produit  $\sigma e$ . En effet, leur résistivité très élevée a pour conséquence d'étendre la bande de fréquences sur laquelle l'approximation asymptotique<sup>7</sup> est applicable. Ainsi, afin de réaliser au mieux la valeur cible de l'impédance pour la veine MATISSE, il suffit de choisir une toile résistive dont le produit  $\sigma e$  correspond à la résistance optimale. Cependant, la résistance désirée n'étant pas constante sur toute la bande de fréquences étudiée, le produit  $\sigma e$  doit, par conséquent, évoluer pour suivre la valeur optimale. Le tissu métallique *h320* présente ainsi une résistance pratiquement optimale en basses fréquences, alors que le tissu *i130* semble plus adapté pour réaliser la résistance cible dans le domaine des plus hautes fréquences. D'autre part, les toiles résistives n'apportent pas de partie imaginaire : dans le cas de la lame d'air de 0.020 m toute la réactance est fournie par la cavité d'air, alors que pour la condition limite de zéro de pression, la réactance est quasiment nulle sur toute la gamme fréquentielle étudiée. Par conséquent, l'utilisation de toiles résistives ne permet pas d'atteindre la partie imaginaire de l'impédance cible. Enfin, ce type de matériau illustre parfaitement le compromis sur les parties réelle et imaginaire de l'impédance, mis en évidence au niveau de l'étude des couches passives absorbantes fictives, voir partie 5.1.1

### La laine de roche haute densité

Un autre milieu poreux, la laine de roche haute densité, de caractéristiques très différentes des toiles métalliques, a été testé dans le but, notamment, de réaliser une réactance négative décroissante, aussi proche que possible de la valeur optimale pour la veine MATISSE. La laine de roche haute densité est un matériau poreux de résistivité relativement importante, quoique plus faible que la valeur associée aux tissus métalliques, et de porosité élevée. Ce type de milieu

<sup>7</sup> $R = \sigma e$ ,  $R$  est la partie réelle de l'impédance de surface.

Paramètres caractéristiques	Valeurs mesurées / fixées
$\sigma$ (rayls/m)	$1.37 \cdot 10^5$
$\Phi$	0.94
$\alpha_\infty$	1.0
$s$	0.3
$\Lambda$ (m)	$1.01 \cdot 10^{-5}$
$s'$	1.9
$\Lambda'$ (m)	$6.42 \cdot 10^{-5}$
$M'$	1
$k'_0$ (m <sup>2</sup> )	$4.85 \cdot 10^{-10}$
$e$ (m)	$4 \cdot 10^{-3}$

Tableau 5.3: Paramètres caractéristiques de la laine de roche haute densité

absorbant, essentiellement utilisé dans l'industrie du bâtiment, n'apparaît pas jusqu'à présent dans les applications aéronautiques, bien que, *a priori*, aucune contre-indication ne semble interdire son emploi<sup>8</sup>. Son étude s'avère néanmoins très intéressante pour les étapes futures de réalisation de l'impédance optimale désirée.

La laine de roche a été complètement identifiée par la méthode MIRAL décrite dans le chapitre 4. Les paramètres caractéristiques obtenus sont présentés dans le tableau 5.3 : dans un premier temps, ils sont introduits dans le modèle de Lafarge–Allard afin de réaliser les prédictions de l'impédance pour les trois conditions limites préalablement définies<sup>9</sup>. Afin de vérifier la fiabilité des valeurs théoriques de la résistance et de la réactance de surface, des mesures en incidence normale ont, dans un deuxième temps, été effectuées au tube de Kundt.

La résistivité de la laine de roche étant relativement importante, le comportement asymptotique basses fréquences, résistance égale au produit  $\sigma e$ , est assurée sur la majeure partie du domaine fréquentiel étudié. L'épaisseur de l'échantillon considéré a par conséquent été fixée à 0.004 m, afin d'une part, de réaliser une résistance aussi proche que possible de la valeur optimale, et d'autre part, dans le but d'effectuer les mesures de validation au tube de Kundt avec un échantillon envisageable dans la pratique. Les résultats concernant les trois conditions limites testées sont respectivement représentés sur les figures 5.11, 5.12 et 5.13. Dans les trois configurations analysées, la résistance, quasiment constante sur toute la bande de fréquences, est néanmoins plus élevée que la valeur souhaitée pour le banc MATISSE. En outre, la réactance prédite ne suit absolument pas l'évolution de la partie imaginaire de l'impédance désirée : elle est fortement négative et croissante dans le cas des deux conditions limites passives, et positive légèrement croissante pour la condition limite active.

La réalisation d'une réactance négative décroissante est néanmoins possible en augmentant l'épaisseur de l'échantillon de laine de roche. En effet, la forme asymptotique basses fréquences de l'impédance de surface d'un échantillon poreux, associée à la condition limite arrière de

<sup>8</sup>Matériau hydrophobe, relativement résistant si protégé par une plaque perforée ou une grille.

<sup>9</sup>Mur rigide, lame d'air de 0.020 m et zéro de pression.

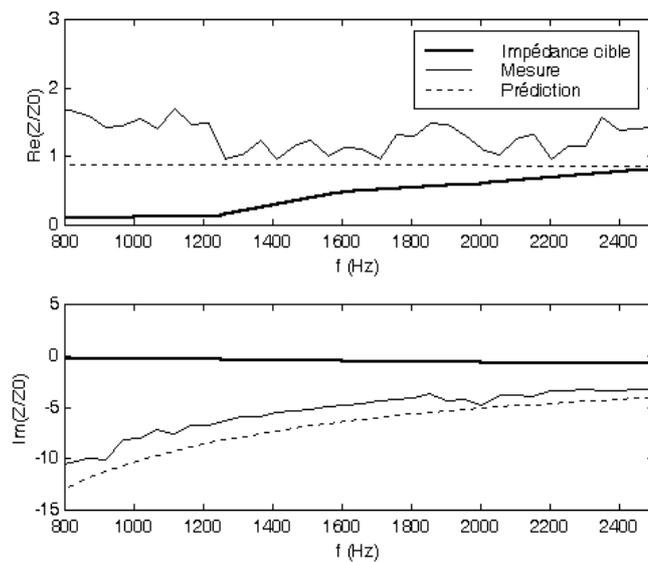


Figure 5.11: Prédiction et mesure de l'impédance de la laine de roche pour une condition limite de mur rigide

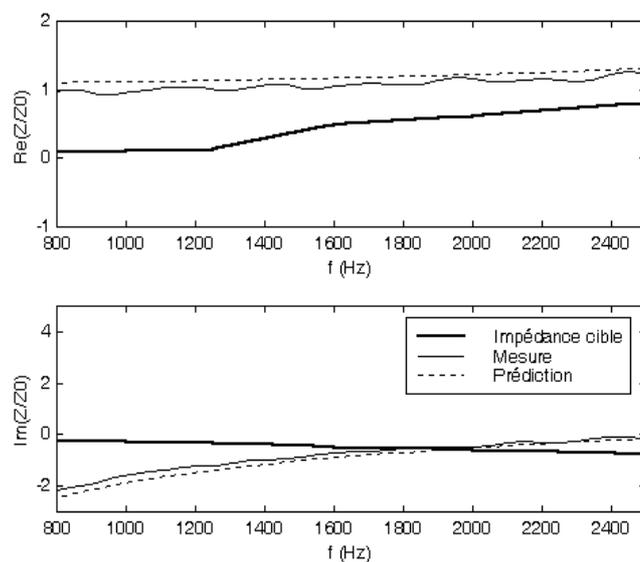


Figure 5.12: Prédiction et mesure de l'impédance de la laine de roche pour une condition limite de cavité de 0.020 m

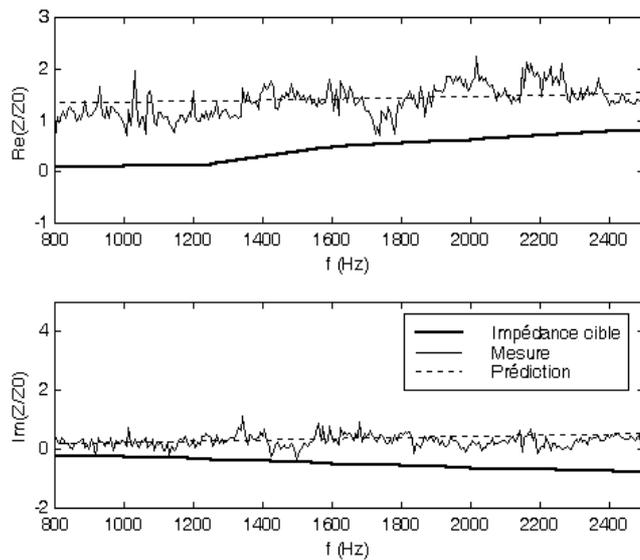


Figure 5.13: Prédiction et mesure de l'impédance de la laine de roche pour une condition limite de zéro de pression

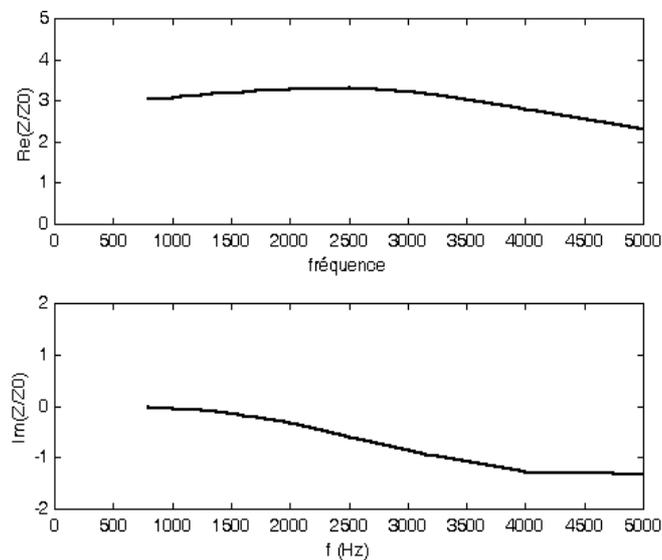


Figure 5.14: Prédiction de l'impédance d'un échantillon de laine de roche d'épaisseur 0.009 m pour une condition limite de zéro de pression

pression nulle (5.1), permet de mettre en évidence l'influence de l'épaisseur du matériau sur la réactance de surface de la couche passive.

$$Z = \sigma e + j \left[ e \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\Phi} \left( 1 + \frac{M}{4} \right) - \frac{\sigma^2 \Phi}{3P_0} e^3 \right] \omega \quad (5.1)$$

Dans ces conditions, la partie imaginaire de l'impédance est négative si et seulement si la relation (5.2) est vérifiée.

$$\sigma^2 e^2 \geq \frac{3P_0}{\Phi^2} \rho_0 \alpha_\infty \left( 1 + \frac{1}{4s^2} \right) \quad (5.2)$$

Or, pour un matériau poreux quelconque, la porosité et le facteur de forme visqueux sont inférieurs ou égaux à 1,  $\Phi \leq 1$  et  $s \leq 1$ , et la tortuosité est supérieure ou égale à 1,  $\alpha_\infty \geq 1$ . L'inégalité (5.2) se simplifie par conséquent :

$$\sigma e \geq \sqrt{\frac{15P_0 \rho_0}{4}} \approx 678 \approx 1.64Z_0 \quad (5.3)$$

Ainsi, l'obtention d'une réactance de surface négative décroissante<sup>10</sup> pour une condition limite arrière de zéro de pression impose la considération d'épaisseur de matériau d'autant plus importantes que la résistivité, caractéristique intrinsèque fixée du milieu, est faible.

La figure 5.14 présente, par exemple, l'impédance de surface d'un échantillon de la laine de roche étudiée d'épaisseur 0.009 m ( $\sigma e \approx 3Z_0 \geq 1.64Z_0$ ). La réactance de surface correspondante est par conséquent négative décroissante. Toutefois, la résistance, estimée par le produit  $\sigma e$  en basses fréquences, apparaît alors trop élevée par rapport à la valeur cible moyenne qui atteint à peine  $0.7 Z_0$ .

Contrairement aux tissus résistifs, la laine de roche haute densité permet de réaliser la réactance cible déterminée pour la veine MATISSE. Cependant l'obtention de la partie imaginaire optimale impose la considération d'épaisseurs de matériau très importantes, qui aboutissent à la génération d'une partie réelle largement surestimée. La reproduction d'une résistance proche de la valeur désirée est néanmoins possible en réduisant considérablement l'épaisseur du matériau. On retrouve, dans ce cas, pratiquement le même comportement que le tissu métallique *i130*, analysé dans la partie précédente. Ce type de matériau ne permet pas, par conséquent, de satisfaire à la fois les deux conditions suivantes, à savoir une bonne réalisation de la résistance cible et une réactance prédite suffisamment proche de la valeur optimale.

### Les multicouches

Les études précédentes ont certes montré la possibilité de réaliser alternativement la résistance optimale (par les toiles résistives) ou la réactance cible (par une laine de roche d'épaisseur suffisante), à partir de matériaux poreux simples de caractéristiques différentes. Cependant, une reproduction simultanée de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance MATISSE est apparue difficile. L'objectif de cette partie est d'analyser une composition multicouche de plusieurs milieux poreux distincts, afin d'atteindre une réactance de surface négative décroissante

<sup>10</sup>La condition (5.3) impose également une réactance décroissante car la partie imaginaire de l'impédance est proportionnelle à la fréquence, voir équation (5.1)

tout en conservant des valeurs de résistance raisonnables, c'est-à-dire pas trop élevées par rapport à la partie réelle de l'impédance optimale. Deux configurations multicouches ont été envisagées à partir des deux toiles résistives *i130* (*multicouche 1*) et *h320* (*multicouche 2*), et de la laine de roche haute densité, séparées par une lame d'air de 0.017 m, voir figure 5.15 : les tissus métalliques sont sélectionnés pour contrôler la partie réelle de l'impédance de surface, alors que l'association de la lame d'air et de la laine de roche permet de fournir la réactance négative. Seuls les résultats concernant la multicouche, composée du tissu *h320* sont présentés, puisque la toile *i130*, de résistivité trop élevée ne constitue pas une solution performante pour notre application.

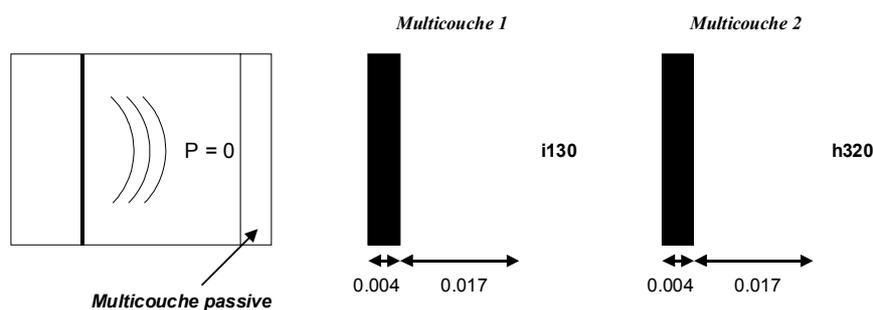


Figure 5.15: Schéma des multicouches simulées et testées : *multicouche 1* et *multicouche 2*

Les impédances de surface prédites et mesurées de la *multicouche 2* sont tracées sur les figures 5.16, 5.17 et 5.18 en fonction de la fréquence, respectivement pour les trois conditions limites de mur rigide, de lame d'air de 0.020 m et de zéro de pression. Dans le cas des conditions limites passives, les résistances théoriques sont légèrement croissantes sur la gamme fréquentielle étudiée, et suivent, par conséquent une évolution semblable à la partie réelle de l'impédance optimale. Les réactances obtenues, quoique toujours croissantes, apparaissent toutefois moins négatives par rapport au cas des matériaux poreux simples, voir les figures 5.6–5.9 (tissus résistifs) et 5.11–5.12 (laine de roche haute densité). Elles sont ainsi proches des valeurs optimales sur un intervalle de fréquences intermédiaire. Par ailleurs, la condition de pression nulle met en évidence un résultat intéressant : la réactance théorique de la *multicouche 2* est négative décroissante à l'image de la réactance cible. Enfin, les mesures de l'impédance de surface, réalisées au tube de Kundt, confirment les prédictions effectuées pour les trois conditions limites arrières envisagées.

L'étude des multicouches de matériaux poreux constituées d'un tissu résistif de caractéristiques correctement choisies et d'une laine de roche haute densité, séparés par une lame d'air, s'est avérée particulièrement constructive dans la démarche de réalisation de l'impédance optimale pour la veine MATISSE. En effet, des valeurs nouvelles de la résistance et de la réactance ont été atteintes : en particulier, les configurations passives assurent une très bonne reproduction de la partie réelle de l'impédance désirée, et une réactance moins négative que dans le cas des matériaux poreux simples. De plus, la configuration active apparaît d'autant plus prometteuse qu'elle permet, à la fois la réalisation d'une réactance négative décroissante, et d'une résistance, certes encore élevée, mais tout de même moins éloignée de la valeur optimale par rapport aux simulations et mesures précédentes (résistance de l'ordre de  $1.6Z_0$ ).

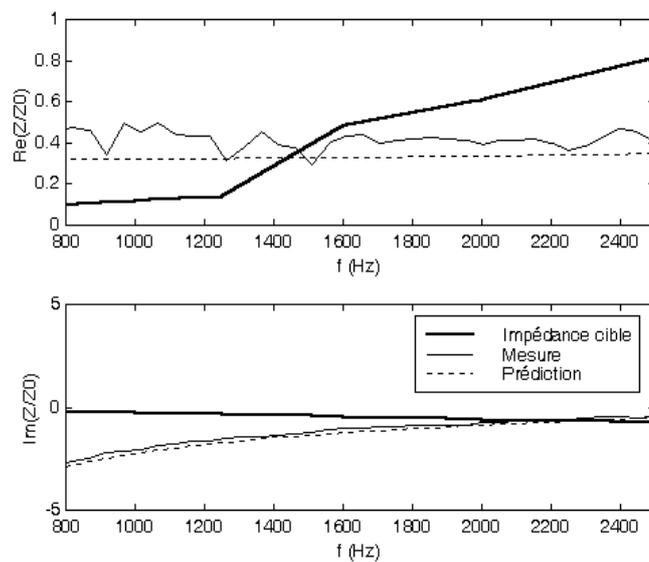


Figure 5.16: Prédiction et mesure de l'impédance de la *multicouche 2* pour une condition limite de mur rigide

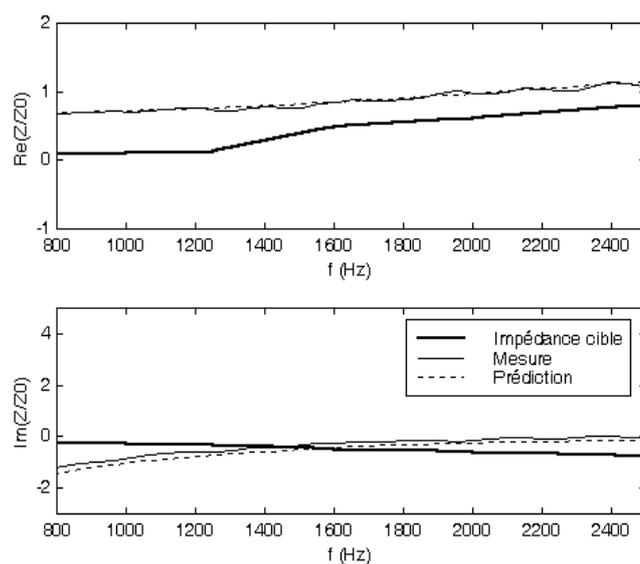


Figure 5.17: Prédiction et mesure de l'impédance de la *multicouche 2* pour une condition limite de cavité de 0.020 m

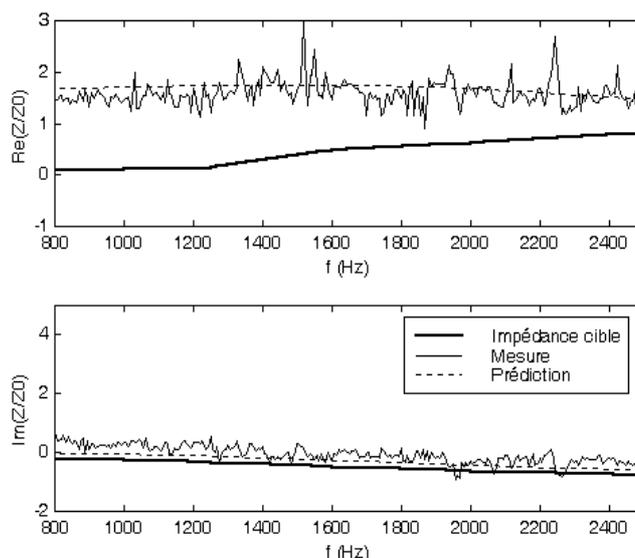


Figure 5.18: Prédiction et mesure de l'impédance de la *multicouche 2* pour une condition limite de zéro de pression

## 5.2 Réalisation d'une atténuation optimale

Les études antérieures ont souligné la difficulté de reproduire précisément l'impédance cible sur la bande complète de fréquences considérée. L'objectif final étant de réduire le niveau sonore dans la conduite MATISSE en disposant les traitements absorbants hybrides sur les parois de la veine, l'obtention de niveaux d'atténuation élevés constitue une priorité. Différents moyens ont par conséquent été envisagés, outre la réalisation de l'impédance désirée, dans le but d'aboutir à une diminution importante du niveau acoustique dans la conduite. Dans un premier temps, une optimisation des conditions limites à l'arrière de la couche passive est analysée, afin de définir les plages fréquentielles relatives des deux modes de fonctionnement des cellules hybrides. Dans un deuxième temps, une étude plus approfondie de la répartition des traitements absorbants sur les parois de la veine est effectuée, afin d'augmenter les niveaux d'atténuation sonore sur l'ensemble de la bande de fréquences.

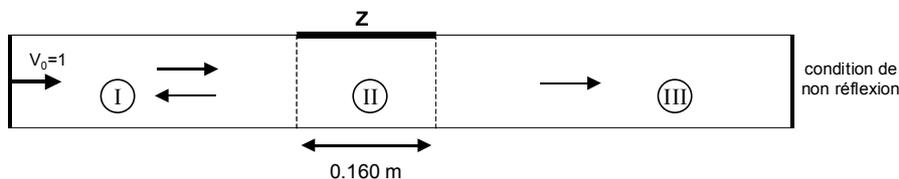


Figure 5.19: Principe de calcul de l'indice de performance

### 5.2.1 Performances des configurations testées

Les configurations matériau poreux simple ou multicouche, associées aux différentes conditions limites testées, ont été appliquées en paroi de la conduite MATISSE simulée, sur une longueur de 0.160 m, voir figure 5.19. Les pertes par insertion correspondantes aux impédances prédites ont alors été évaluées à partir du calcul multimodal développé au chapitre 2. Les performances relatives obtenues permettent ainsi de sélectionner la configuration la plus efficace du point de vue atténuation.

#### Matériaux fictifs

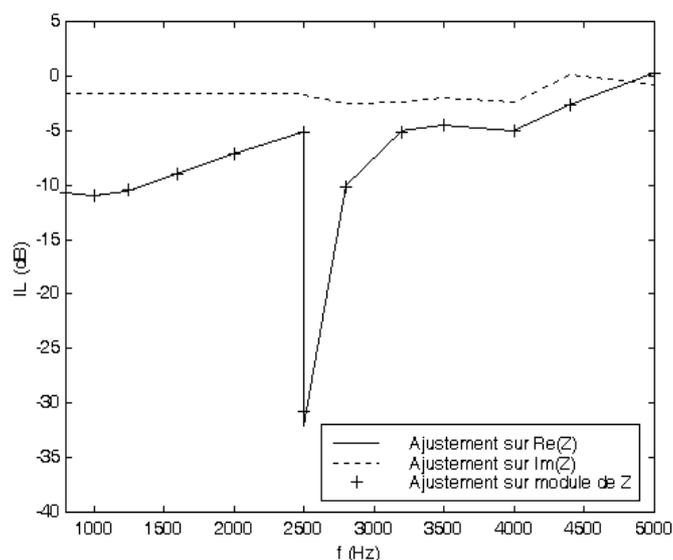


Figure 5.20: Pertes par insertion relatives aux impédances issues de l'ajustement sur l'impédance optimale MATISSE

La figure 5.20 présente les pertes par insertion résultantes de l'ajustement du triplet  $(\sigma, e, d)$  sur les parties réelle et imaginaire, ainsi que sur le module de l'impédance optimale. La courbe correspondant à un ajustement réalisé sur la réactance cible, fait apparaître un indice de performance quasiment nul. En outre, les courbes relatives aux optimisations à partir de la partie réelle et du module de l'impédance désirée, atteignent des niveaux d'atténuation intéressants de l'ordre de 8 dB environ jusqu'à 3500 Hz. D'autre part, on constate que les pertes par insertion issues de ces deux ajustements se superposent ; ce résultat étant prévisible d'après les valeurs très proches des impédances prédites respectives des figures 5.2 et 5.4. La comparaison des indices de performance, calculés à partir des impédances théoriques des trois matériaux fictifs définis dans la partie 5.1.1, aboutit au choix du compromis le plus adapté à la réalisation d'une couche poreuse efficace pour les cellules hybrides : une résistance proche de la valeur optimale sur la bande de fréquences totale est privilégiée, tout en acceptant une réactance, certes différente des valeurs cibles, mais cependant quasiment nulle, légèrement positive, voire légèrement négative de préférence.

### Matériaux réels

Dans un premier temps, l'efficacité des matériaux existants, simples et multicouches, est analysée pour une condition limite fixée. La figure 5.21 représente les pertes par insertion estimées à partir du calcul multimodal pour la configuration couche passive posée sur mur rigide. Les multicouches 1 (*i130*) et 2 (*h320*) apparaissent, notamment, les plus performantes sur la gamme fréquentielle complète, alors que les matériaux poreux simples, d'épaisseur insuffisante, induisent par conséquent des atténuations tout à fait négligeables, voire nulles à certaines fréquences.

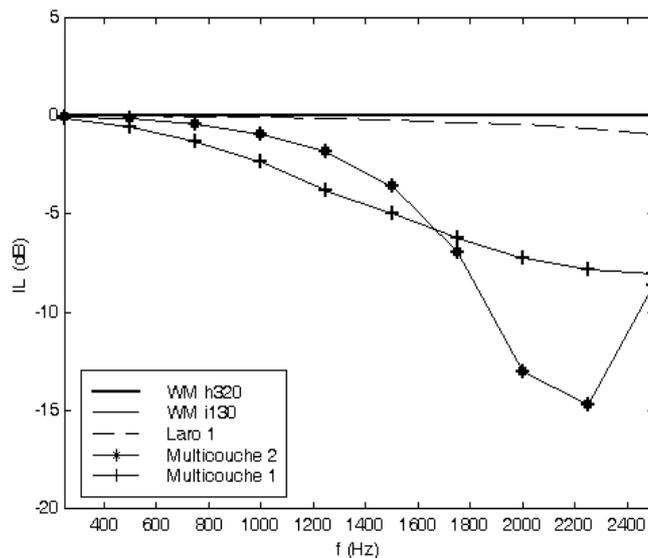


Figure 5.21: Pertes par insertion relatives aux impédances des matériaux existants, simulées pour une condition limite de mur rigide

Lorsque la condition limite de lame d'air de 0.020 m est envisagée, voir figure 5.22, les matériaux simples génèrent des indices de performance intéressants — de -5 à -10 dB — à partir de 1800 Hz, alors que les multicouches révèlent toujours des niveaux de réduction sonore élevés, jusqu'à 13 dB à 1400 Hz. Dans cette configuration, la *multicouche 2* est incontestablement le traitement passif le plus efficace.

Enfin, dans le cas d'une annulation de la pression sur la face arrière des couches poreuses, les résultats sont présentés sur la figure 5.23. Dans ces conditions les absorbants les plus performants, essentiellement en basses fréquences, sont les tissus métalliques. En particulier, l'atténuation maximale de 18 dB est atteinte à 800 Hz pour la toile résistive *h320*, puisque, à cette fréquence, son impédance de surface est très proche des valeurs optimales de la résistance et de la réactance. Lorsque la fréquence augmente, le tissu *i130*, d'impédance plus adaptée, affiche des pertes par insertion maximales en valeur absolue.

Dans un deuxième temps, les trois couples (couche poreuse passive, condition limite) les plus efficaces du point de vue réduction acoustique ont été rassemblés sur une même figure 5.24 : la *multicouche 2* associée aux conditions arrières de mur rigide et de lame d'air de 0.020 m, ainsi

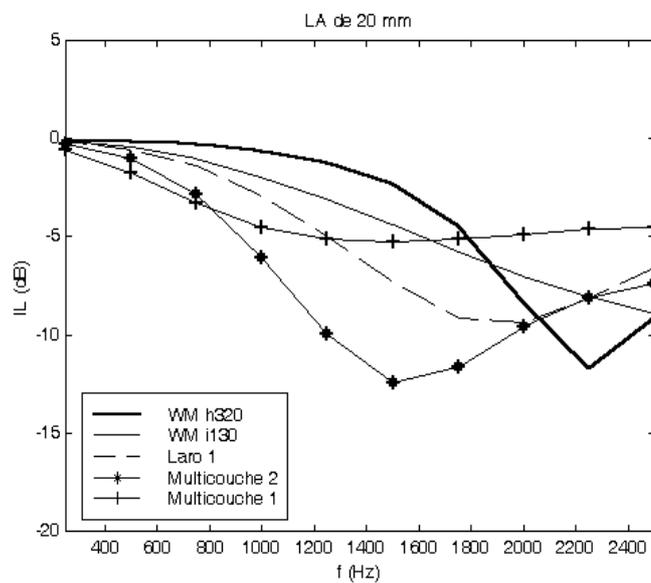


Figure 5.22: Pertes par insertion relatives aux impédances des matériaux existants, simulées pour une condition limite de cavité de 0.020 m

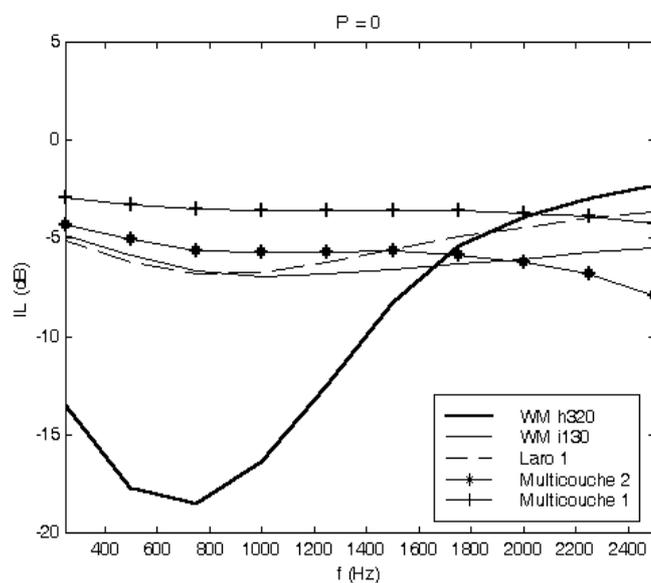


Figure 5.23: Pertes par insertion relatives aux impédances des matériaux existants, simulées pour une condition limite de zéro de pression

que le tissu *h320* dont la face arrière a été ramenée à une pression nulle.

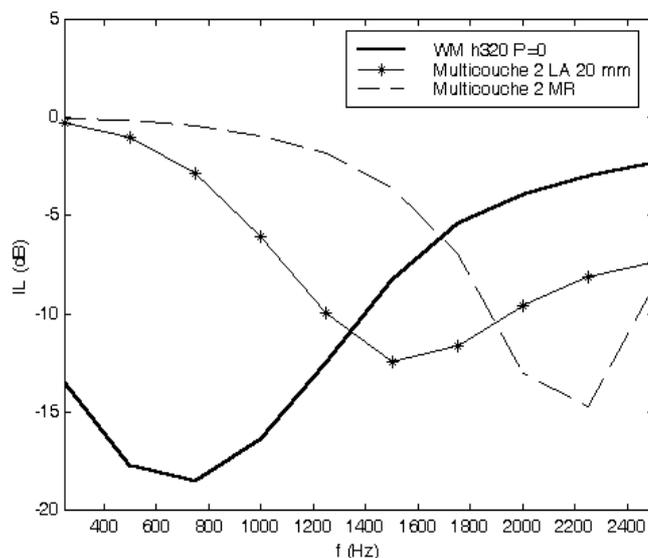
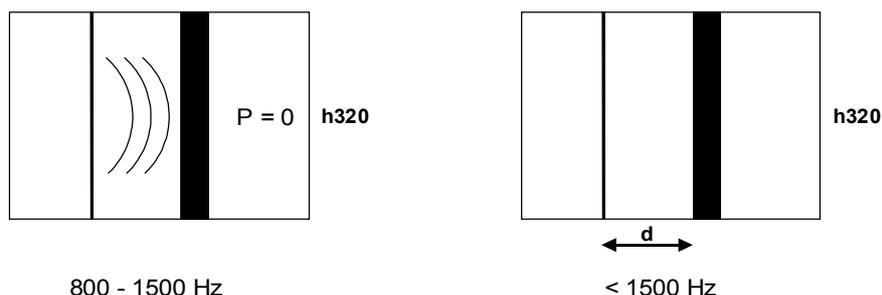


Figure 5.24: Pertes par insertion relatives aux trois meilleures configurations (couche poreuse + condition limite

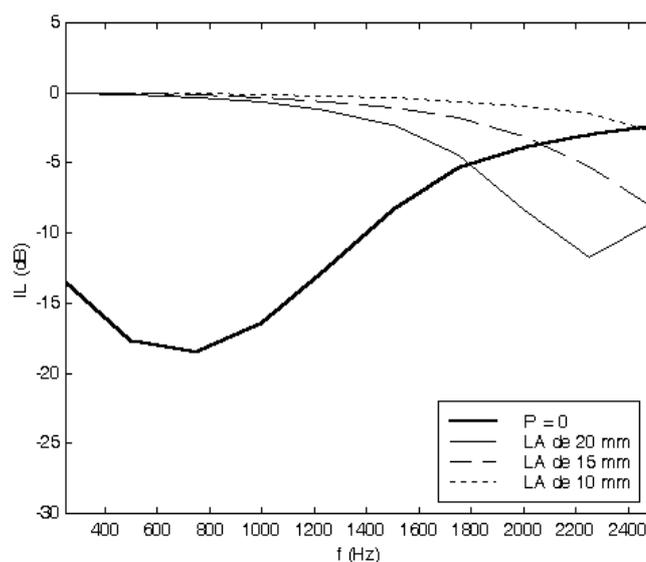
Chacun des trois traitements considérés présente une atténuation maximale dans une zone de fréquences privilégiée et indépendante. En basses fréquences, sur l'intervalle 800-1500 Hz, l'association de la toile métallique *h320* à la condition arrière de pression nulle apparaît la plus adaptée. Dans la gamme intermédiaire, 1500-2000 Hz, la *multicouche 2* posée sur une cavité de 0.020 m présente les meilleurs qualités absorbantes. Enfin, dans le domaine des plus hautes fréquences, s'étalant jusqu'à 2500 Hz, la combinaison *multicouche 2* sur mur rigide fournit les niveaux de réduction sonore les plus élevés. Pour une optimisation des cellules absorbantes sur la gamme fréquentielle entière, 800-2500 Hz, on propose par conséquent une multicouche composée de la laine de roche et du tissu résistif *h320*, associée à un mode de fonctionnement spécifique hybride, résumé sur la figure 5.25. Le zéro de pression est réalisé à l'arrière de la toile métallique *h320* sur la bande 800-1500 Hz ; au-delà de cette fréquence, la cellule fonctionne en mode passif : la condition limite à l'arrière de la multicouche poreuse est alors une cavité de profondeur optimisable ou un mur rigide, dans le cas où la laine de roche est directement fixée sur la plaque actionneur du système de contrôle actif.

### 5.2.2 Bande optimale de réalisation du contrôle actif

Le module de contrôle actif équipant les cellules absorbantes hybrides ([46] et [53]) a initialement été dimensionné pour réaliser la condition de pression nulle jusqu'à 2500 Hz. Au-delà de cette fréquence, les cellules commutent en mode passif et la condition limite à l'arrière de la couche poreuse devient une lame d'air d'épaisseur fixée par la cavité en avant de la plaque de l'actionneur. Les études effectuées sur différents matériaux poreux, et en particulier sur les toiles résistives, ont montré que les pertes par insertion évaluées pour une condition de zéro de pression

Figure 5.25: Principe de fonctionnement hybride de la *multicouche 2*

diminuent en valeur absolue lorsque la fréquence augmente : les atténuations résultantes sont, en outre, relativement faibles autour de 2500 Hz. L'objectif de cette partie est, par conséquent, de définir un intervalle de fréquences optimal de réalisation de la condition de pression nulle par le système de contrôle actif, au-delà duquel le fonctionnement passif de la cellule devient plus efficace en terme de réduction sonore. Ces travaux, effectués sur divers tissus métalliques, ayant révélé des conclusions équivalentes, seul le cas de la toile *h320* est détaillé dans la suite.

Figure 5.26: Pertes par insertion de la toile résistive *h320* pour les 4 conditions limites : zéro de pression et 3 cavités de 0.010 m, 0.015 m et 0.020 m

Quatre conditions limites à l'arrière de la couche résistive *h320* ont été simulées sur la gamme fréquentielle 500-2500 Hz : un zéro de pression, et trois lames d'air d'épaisseurs respectives 0.010 m, 0.015 m et 0.020 m. Les pertes par insertion correspondantes à chaque configuration, estimées à partir du développement multimodal décrit dans le chapitre 2, sont tracées sur la figure 5.26 en fonction de la fréquence. L'efficacité de la condition de pression nulle diminue considérablement à partir de 1400 Hz, alors que les performances des traitements passifs augmentent progressivement avec la fréquence, et sont d'autant plus importantes que la profondeur de la cavité à l'arrière

Profondeur de cavité (m)	Fréquence limite (Hz)
10	2400
15	2050
20	1800

Tableau 5.4: Fréquence limite de réalisation du contrôle actif pour le tissu *h320*

de la couche poreuse est élevée. Une limite fréquentielle, variable en fonction de l'épaisseur de la lame d'air, au-delà de laquelle la condition limite de zéro de pression, à l'arrière de la toile *h320*, n'est plus suffisamment absorbante, peut alors être définie. Le tableau 5.4 regroupe les limites critiques obtenues pour les trois cavités considérées de 0.010 m, 0.015 m et 0.020 m. La configuration la plus performante, voir figure 5.26, consiste à réaliser une annulation de la pression jusqu'à 1800 Hz environ, à l'arrière du tissu *h320*, tandis que la cavité retenue pour le fonctionnement passif des cellules présente une profondeur optimale de 0.020 m. Dans le cas où l'épaisseur de la lame d'air doit être réduite pour des raisons d'encombrement des traitement hybrides, à 0.010 m par exemple, le contrôle actif sera opérationnel jusqu'à la fréquence de coupure de la veine MATISSE, 2500 Hz.

### 5.2.3 Répartition des matériaux

Différentes configurations de répartition des traitements absorbants hybrides ont été testées, puis leurs performances relatives ont été comparées dans le but de sélectionner la disposition optimale pour l'application finale, répondant à des spécifications bien précises : zone de fréquences à traiter en priorité, atténuation minimale requise... Dans un premier temps, l'influence de la longueur du traitement acoustique, dont la couche passive est constituée d'un matériau unique, disposé sur la paroi supérieure de la conduite MATISSE, a été analysée. Dans un second temps, un traitement de longueur fixée, également composé du même milieu absorbant, a été testé, pour une répartition alternativement sur une seule puis deux parois opposées de la veine. Enfin, deux matériaux poreux différents ont été considérés, destinés à être appliqués simultanément et en proportions égales au niveau de la couche passive d'un même traitement acoustique, implanté sur la paroi supérieure du banc MATISSE. Tous les cas de figure envisagés sont comparés à une configuration de référence, correspondant à un traitement de longueur fixe 0.160 m disposé sur la paroi supérieure de la veine, et dont la couche passive est composée d'un matériau poreux unique. Ce traitement absorbant de référence sera défini ultérieurement au niveau de chacun des tests effectués.

#### Longueur du traitement

L'influence de la longueur du traitement sur les valeurs de l'impédance optimale, étudiée dans la section 2.2.2, a essentiellement révélé la sensibilité de la résistance aux variations de surface absorbante, contrairement à la réactance qui ne semble pas affectée. Le choix des caractéristiques de la couche poreuse, lorsqu'une longueur importante de traitement est répartie sur les parois de la veine, s'avère ainsi indissociable d'un calcul préalable de l'impédance cible dans les mêmes conditions de montage. Les deux toiles résistives *h320* et *i130*, de résistances proches des valeurs optimales, respectivement dans les domaines basses fréquences et hautes fréquences, ont par

conséquent été sélectionnées pour réaliser l'étude d'influence de la surface du traitement acoustique. Trois longueurs distinctes ont été considérées : 0.040 m (une cellule hybride), 0.080 m (deux cellules hybrides) et 0.260 m (longueur du traitement passif). Les performances de ces trois configurations en terme de perte par insertion ont été comparées au traitement de référence de 0.160 m (quatre cellules) sur la gamme 500-2500 Hz. La condition limite arrière des tissus métalliques est un zéro de pression réalisé sur toute la bande de fréquences étudiée.

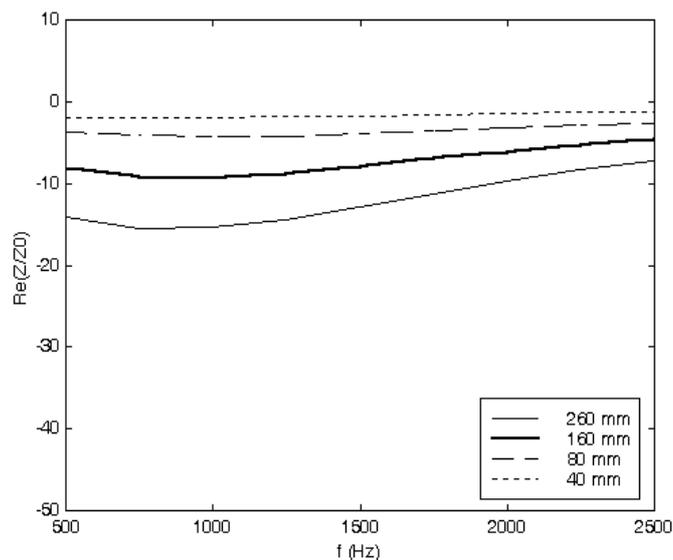


Figure 5.27: Pertes par insertion de la toile résistive *i130* répartie sur différentes longueurs de la paroi : condition limite de zéro de pression

La figure 5.27 présente les pertes par insertion relatives aux quatre longueurs de traitement envisagées pour la toile métallique *i130*. Les résultats concernant le traitement de référence sont tracés en gras. Dans le domaine des ondes planes, on constate que, plus la surface couverte par le tissu *i130* est importante, plus l'atténuation correspondante est élevée. En outre, les différences observées sont d'autant plus marquées que la fréquence est basse. Pour un traitement de 0.040 m, par exemple, la valeur absolue de la perte par insertion est très faible, environ 2 dB en moyenne, et pratiquement constante sur la bande de fréquences considérée. Par ailleurs, plus le traitement absorbant est long, plus la chute de la valeur absolue de l'indice de performance entre les basses et les hautes fréquences est importante. Pour une surface de  $0.260 \times 0.066 \text{ m}^2$  du tissu *i130*, cette différence atteint 5 dB.

Les résultats concernant la toile résistive *h320* sont tracés sur la figure 5.28. Le traitement de référence réparti sur 0.160 m est de nouveau représenté par la courbe en trait gras. L'évolution globale de l'indice de performance en fonction de la longueur de tissu *h320* est la même que dans le cas du traitement *i130*. Plus la surface couverte par le traitement absorbant est faible, moins l'atténuation résultante est élevée. En revanche, les écarts observés sur la perte par insertion entre les différentes longueurs de *h320* sont beaucoup plus importants, notamment dans la gamme des très basses fréquences. Par exemple, la différence atteint pratiquement 15 dB à 500 Hz entre les longueurs 0.160 m et 0.260 m, et quasiment 30 dB entre les longueurs 0.040 m et 0.260 m. Les

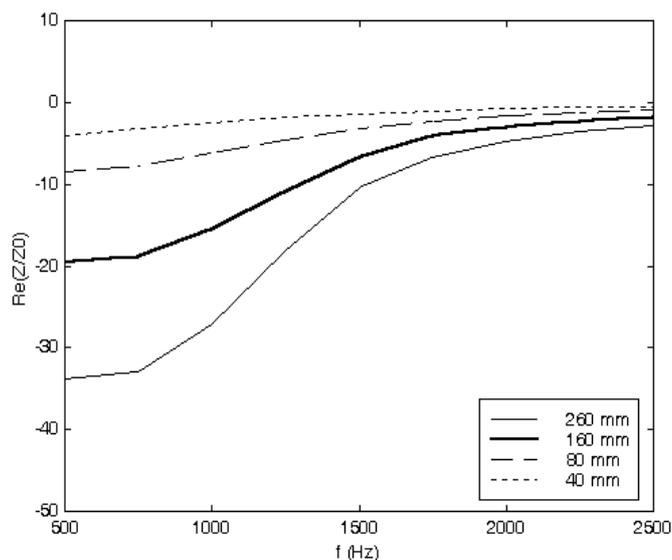


Figure 5.28: Pertes par insertion de la toile résistive *h320* répartie sur différentes longueurs de la paroi : condition limite de zéro de pression

écarts notables constatés dans les basses fréquences s'expliquent par la valeur de l'impédance de surface de la toile *h320* qui est très proche des valeurs optimales de la veine d'essai MATISSE pour une condition limite de pression nulle, aussi bien au niveau de la résistance que de la réactance. Par contre, lorsque la fréquence augmente, à la fois la partie réelle, trop faible, et la partie imaginaire de l'impédance, légèrement positive croissante, s'éloignent progressivement des valeurs cibles : les écarts entre les atténuations relatives aux différentes surfaces absorbantes se réduisent par conséquent au fur et à mesure que la fréquence s'élève (voir l'étude de sensibilité de l'atténuation de la partie 2.2.2). Ce phénomène est beaucoup moins accentué dans le cas du tissu métallique *i130*, puisque sa résistance est quasiment optimale pour les fréquences les plus élevées.

Pour un traitement acoustique placé sur la paroi supérieure de la veine MATISSE, l'étude de l'influence de la surface absorbante couverte, sur les performances du point de vue atténuation sonore, soulève deux points essentiels. D'une part, une augmentation de la longueur d'un traitement impose une vérification indispensable de son impédance de surface, pour la condition limite considérée, qui doit rester suffisamment proche de la valeur optimale MATISSE définie pour la nouvelle configuration. D'autre part, si cette condition de proximité à l'impédance cible est respectée, l'atténuation sonore croît avec la longueur de l'absorbant appliquée en paroi de la conduite.

### Répartition sur plusieurs parois

A l'image de l'étude sur la surface du traitement acoustique, la répartition d'un absorbant de longueur fixe sur une ou deux parois de la conduite, entraîne des modifications sur la valeur de l'impédance optimale (voir partie 2.2.2). La conséquence la plus intéressante, résultant de la disposition du traitement sur deux parois opposées de la veine, réside dans l'atténuation optimale qui reste élevée lorsque la fréquence augmente. Seule la toile résistive *h320* est considérée à ce

stade de l'étude puisque la résistance et la réactance cibles dans le cas d'un traitement double sont relativement faibles en valeur absolue<sup>11</sup>, voir figure 2.16 du chapitre 2.

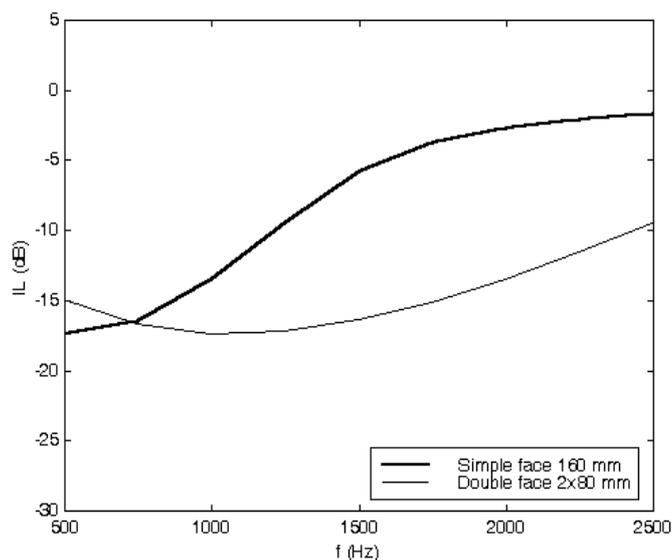


Figure 5.29: Pertes par insertion de la toile résistive *h320* répartie sur une ou deux parois

Le traitement de référence défini pour cette analyse est une couche passive, composée du tissu *h320*, de longueur 0.160 m, disposée sur la paroi supérieure de la veine MATISSE. Un traitement double de  $2 \times 0.080$  m de longueur, réparti sur la paroi supérieure et la paroi inférieure opposée de la conduite, est comparé à la configuration de référence. La condition limite en face arrière du matériau poreux *h320* est un zéro de pression sur l'intervalle 500-2500 Hz. La figure 5.29 représente les pertes par insertion en fonction de la fréquence, relatives au traitement simple et au traitement double, constitués du tissu *h320*. En très basses fréquences, en-deçà de 800 Hz, le traitement simple apparaît le plus efficace. En effet, sur cet intervalle la résistance de la toile *h320* est plus proche de la valeur optimale simple face, alors qu'elle est supérieure à la résistance cible double face. En revanche, dès que la fréquence s'élève, l'absorbant disposé sur les deux parois opposées de la veine devient nettement plus performant : jusqu'à 10 dB d'écart sont observés. Par ailleurs, la valeur absolue de la perte par insertion pour le traitement double reste élevée et pratiquement constante, lorsque la fréquence augmente. En effet, les valeurs de l'impédance optimale dans le cas du traitement double évoluent plus lentement avec la fréquence, et ainsi la toile *h320* représente une solution très efficace dans ces conditions. En outre, les indices de performance relatifs aux deux configurations testées ont tendance à se rapprocher pour les fréquences importantes : cet effet est dû à un éloignement de l'impédance de la toile métallique *h320* par rapport à la résistance et à la réactance cibles des configurations simple et double face.

La répartition d'une surface de traitement donnée sur une ou deux parois de la veine MATISSE a une influence non négligeable sur l'atténuation résultante. En effet, bien qu'éventuellement

<sup>11</sup>Le tissu *i130* ne présente pas, par conséquent, des caractéristiques performantes dans cette configuration.

moins efficace qu'un traitement simple dans le domaine des très basses fréquences, le traitement double *h320* permet de maintenir une atténuation relativement élevée lorsque la fréquence augmente. Une disposition double face est, par conséquent, particulièrement bien adaptée dans le cas où la bande de fréquences à traiter est relativement étendue, à condition, bien évidemment, que l'impédance du traitement reste suffisamment proche de l'impédance cible.

### Distribution de différents matériaux poreux

Dans les deux études précédentes, une couche passive constituée d'un seul matériau absorbant a été envisagée ; à présent, le traitement acoustique est composé de plusieurs tissus résistifs, l'objectif étant d'élargir l'intervalle de fréquences sur lequel des niveaux d'atténuation importants sont atteints. Cette analyse a été menée sous Sysnoise : la programmation d'une mosaïque de divers matériaux poreux constituant le même traitement apparaît, en effet, plus aisée à mettre en oeuvre, puisqu'elle évite la multiplication des zones de discontinuité à introduire dans le développement modal. Les deux matériaux utilisés pour composer le traitement mixte, les tissus *i130* et *h320*, ont été sélectionnés en fonction de leurs performances respectives dans des intervalles fréquentiels distincts. Pour une condition limite arrière de zéro de pression, la toile *h320* présente une impédance proche de la valeur optimale dans les basses fréquences, alors que le tissu *i130* apparaît plus efficace lorsque la fréquence s'élève. Six configurations différentes ont été implémentées en paroi de la veine MATISSE simulée sous Sysnoise. Elles sont résumées par le schéma de la figure 5.30.

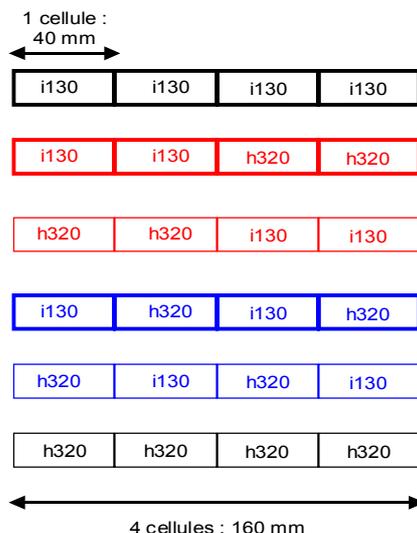


Figure 5.30: Configurations de traitements absorbants mixtes composés des tissus *i130* et *h320*

Les deux traitements de référence, de longueur 0.160 m, sont entièrement constitués des tissus *i130* et *h320* respectivement, et disposés sur la paroi supérieure de la veine MATISSE. Les quatre configurations mixtes sont composées de deux cellules de *i130* et de deux cellules de *h320* réparties successivement ou alternativement le long de la paroi. Les pertes par insertion résultantes sont tracées sur la figure 5.31 en fonction de la fréquence. Les résultats font ap-

paraître, dans un premier temps, que les deux traitements de référence encadrent les atténuations relatives aux différentes couches absorbantes mixtes sur toute la bande de fréquences étudiée. Dans un deuxième temps, la disposition des toiles *i130* et *h320* à l'intérieur du traitement ne semble pas avoir d'influence sur les indices de performance correspondants. En effet, les courbes d'atténuation de tous les traitements mixtes se superposent. Enfin, l'utilisation d'une mosaïque de tissus résistifs constituant la couche passive de l'absorbant hybride s'avère particulièrement intéressante pour assurer un niveau de réduction sonore élevé sur une gamme fréquentielle étendue : en effet, le traitement mixte permet d'augmenter l'efficacité d'une couche absorbante constituée uniquement de *i130*, dans les basses fréquences, et exclusivement de la toile *h320*, dans les plus hautes fréquences. Cependant, dans le cas de la condition limite arrière active étudiée ici, l'intérêt de la couche passive mixte diminue considérablement lorsque la fréquence s'élève, puisque les gains correspondants sont extrêmement réduits par rapport au domaine basses fréquences.

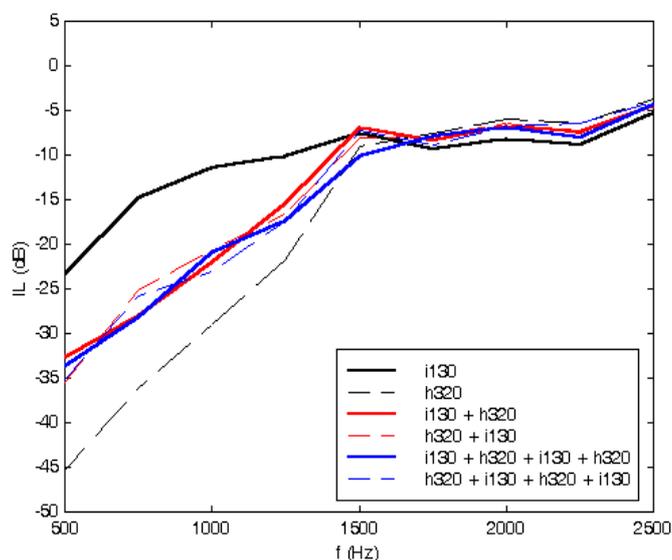


Figure 5.31: Pertes par insertion relatives à une mosaïque des tissus *i130* et *h320*

Des conclusions analogues ont été obtenues par Ko [65] dans son analyse de l'atténuation sonore dans les conduits rectangulaires partiellement traités. D'après ses études, les traitements acoustiques de résistance assez faible (tissu métallique *h320* dans notre cas) semblent plus adaptés à réduire des bruits sur une bande fréquentielle étroite, alors que les matériaux absorbants de résistance plus élevée (toile *i130*) apparaissent plus aptes à atténuer des bruits large bande, ou en particulier une série de fréquences pures (fondamental et ses premières harmoniques).

### Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié l'influence de la répartition des traitements dans la conduite MATISSE, sur les pertes par insertion résultantes. L'analyse des résultats obtenus a mis en évidence plusieurs comportements et nous a permis de sélectionner les configurations les plus adaptées à des spécifications de réduction sonore bien précises. En effet, en fonction de la zone

fréquentielle d'atténuation maximale prioritaire définie, les configurations envisagées pour un fonctionnement en mode actif des cellules absorbantes hybrides sont modifiées :

- Pour un intervalle basses fréquences privilégié, jusqu'à 1500 Hz environ, la configuration optimale est composée d'un traitement *h320* de longueur importante réparti sur une paroi, voire deux parois opposées, de la veine MATISSE.
- Lorsque les hautes fréquences, supérieures à 1500 Hz, sont à traiter prioritairement, le traitement absorbant le plus performant, est constitué de la toile *i130*, disposée au minimum sur deux parois opposées de la conduite.
- Enfin, dans le cas où la bande de fréquences totale doit être prise en compte, la couche passive optimale, peut être réalisée à partir d'une mosaïque des tissus résistifs *i130* et *h320*, également répartie sur deux parois symétriques de la veine, afin d'assurer des niveaux d'atténuation encore relativement élevés lorsque la fréquence augmente.

### 5.3 Conclusion

La démarche de réalisation de l'impédance cible pour le banc d'essai MATISSE a, certes, souligné les nombreuses contraintes liées à une reproduction parfaite des objectifs, mais elle a également permis de mettre en évidence les différents moyens disponibles pour atteindre des réductions sonores relativement importantes. Dans un premier temps, les diverses tentatives de réalisation de l'impédance désirée, par des matériaux fictifs ou existants, a révélé la difficulté d'une prédiction fidèle simultanée de la résistance et de la réactance optimales. Un compromis a par conséquent été défini, à partir d'une évaluation des pertes par insertion relatives à chaque configuration (matériau+condition limite) testée, privilégiant une reproduction précise de la résistance au détriment d'une réactance non optimale, mais cependant quasiment nulle. Dans ces conditions les matériaux les plus adaptés à équiper les couches passives des cellules absorbantes sont des toiles résistives de caractéristiques judicieusement sélectionnées, pour un fonctionnement actif des traitements hybrides sur la bande de fréquences considérée. En revanche, le développement de multicouches apparaît particulièrement intéressant lorsque les systèmes absorbants commutent en mode passif.

Dans un deuxième temps, la considération seule de l'impédance cible ne suffit pas à l'évaluation de l'efficacité d'une couche passive spécifique. Une analyse complémentaire et indispensable de l'atténuation correspondante doit être menée afin de déduire les performances d'un traitement acoustique en terme de réduction sonore. Enfin, la prise en compte des spécifications initiales concernant l'atténuation à obtenir sur un domaine fréquentiel clairement défini est indissociable du choix de la configuration absorbante conduisant à des niveaux d'atténuation optimaux. L'étude réalisée dans ce chapitre est cependant essentiellement théorique. Une analyse pratique des situations envisagées ainsi qu'une vérification expérimentale des résultats obtenus s'avère par conséquent inéluctable.

## Chapitre 6

# Validation expérimentale dans la veine MATISSE

Le comportement des technologies acoustiques hybrides ainsi que l'optimisation des cellules absorbantes actives/passives ont été entièrement étudiés du point de vue théorique dans les chapitres précédents. Par ailleurs, les premiers tests réalisés en incidence normale au tube de Kundt ont permis aussi bien de valider le mode de fonctionnement actif des traitements hybrides [46] [54], que de sélectionner la couche passive résistive la mieux adaptée, voir chapitre 5. Ils ont en outre révélé des résultats prometteurs, assurant d'une part l'efficacité du système absorbant conçu dans ces conditions, et d'autre part des comportements fiables avec les prévisions théoriques. La phase ultime de la procédure globale d'optimisation des cellules absorbantes consiste à tester les traitements acoustiques appliqués en paroi de la veine MATISSE, sous incidence acoustique rasante et en présence d'un écoulement. Cette dernière étape a non seulement pour objectif de mettre en valeur les performances des technologies hybrides par rapport à des absorbants passifs classiques, mais également de vérifier les nombreuses prédictions de comportement actif basses fréquences et passif hautes fréquences réalisées au chapitre précédent. A cet effet, différents indices de performance sont considérés, dans un premier temps pour caractériser la veine MATISSE à vide, c'est à dire sans traitement absorbant sur les parois de la conduite, puis dans un deuxième temps afin d'évaluer l'efficacité relative des différents traitements acoustiques envisagés, en fonction de multiples paramètres.

Des expériences antérieures ont été effectuées pour estimer l'atténuation sonore induite par l'application d'un absorbant actif en paroi de la veine MATISSE. Les premiers essais en écoulement, réalisés dans la chambre anéchoïque du centre acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon, sont présentés dans la référence [48]. Les ondes acoustiques générées par la source primaire remontent l'écoulement et le niveau de pression en aval du traitement absorbant est mesuré à l'extérieur de la veine au travers d'une paroi acoustiquement transparente. Une réduction sonore de 10 dB a été obtenue entre les configurations parois rigides et paroi supérieure partiellement traitée par un absorbant actif. Par ailleurs, des mesures complémentaires ont été menées sur des conduits sans écoulement dans le cadre du projet RESOUND [46] [47] pour trois tissus résistifs de caractéristiques distinctes composant la couche passive des systèmes absorbants hybrides. Les résultats ont révélé des pertes par transmission et des réductions de bruit en champ lointain différentes pour chaque toile métallique testée ; la configuration optimale pour un fonctionnement actif des cellules induisant des atténuations de 12 dB à 1000 Hz.

Après une description détaillée du banc d'essai MATISSE, complétée par une caractérisation du dispositif expérimental en présence d'écoulement, les derniers tests réalisés sur les prototypes hybrides développés dans notre étude [97] sont détaillés et analysés. Dans un premier temps, la détermination des indices de performance concerne en particulier le cas passif : c'est-à-dire les traitements poreux classiques, ainsi que les cellules absorbantes réglées sur le mode passif. Dans un deuxième temps, les performances associées au fonctionnement actif des systèmes hybrides sont mises en valeur, essentiellement par comparaison avec les résultats obtenus dans les configurations passives.

### 6.1 Description du dispositif expérimental MATISSE

Une cellule d'essai spécifique a été aménagée pour accueillir la veine MATISSE dans le but d'effectuer des mesures permanentes sur le dispositif expérimental. La disponibilité du banc MATISSE a notamment permis de mettre en place la procédure de mesure en écoulement des grandeurs indispensables à l'évaluation des performances des traitements absorbants passifs, actifs et hybrides. La veine d'essai MATISSE a ainsi été placée dans une pièce non anéchoïque certes, mais dont les parois ont été recouvertes de mousse PU ondulée afin de réduire au maximum le temps de réverbération de la salle, voir photo 6.1.

L'aménagement du dispositif expérimental MATISSE constitue une étape importante de la procédure d'optimisation des cellules hybrides définie au chapitre 1, et a notamment été réalisé avec la collaboration de P. Souchotte, J.-M. Perrin ainsi que d'autres doctorants et post-doctorants du Centre Acoustique. La mise en place d'un banc d'essai indépendant a non seulement nécessité la conception et le développement d'une soufflerie silencieuse, mais également de plusieurs tronçons porte échantillon permettant de tester à la fois des traitements purement passifs et les absorbants hybrides.

#### 6.1.1 Caractéristiques du banc d'essai

La veine MATISSE, spécialement conçue pour la caractérisation acoustique de traitements absorbants en écoulement, est schématiquement représentée sur la figure 6.2. Une soufflerie silencieuse, placée à une extrémité de la conduite permet la génération d'un écoulement silencieux de vitesse maximale 70 m/s, correspond à un nombre de Mach de 0.21 environ. La terminaison anéchoïque du banc MATISSE est réalisée au moyen d'un pavillon exponentiel dont la forme a été optimisée dans le but de supprimer la formation éventuelle d'ondes acoustiques réfléchies à l'extrémité avale de la conduite. La veine d'essai est constituée d'un assemblage de plusieurs tronçons indépendants et de longueur variable, chacun ayant une fonction bien précise au sein du dispositif expérimental. L'avantage d'une telle conception réside dans la possibilité d'interchanger<sup>1</sup> relativement rapidement certaines parties de la conduite, voire de rajouter, ou de supprimer certains éléments.

Le tronçon porte échantillon a été spécifiquement élaboré aussi bien pour mesurer les performances de traitements acoustiques conventionnels (figure 6.3(a)), que pour évaluer l'efficacité des technologies absorbantes hybrides (figure 6.3(b)). Dans le cas de matériaux poreux classiques, la surface de traitement recouvre  $0.280 * 0.066 \text{ m}^2$ , alors que la longueur effective maximale de test

---

<sup>1</sup>En effet, plusieurs tronçons porte échantillon ont été envisagés pour caractériser les traitements absorbants.

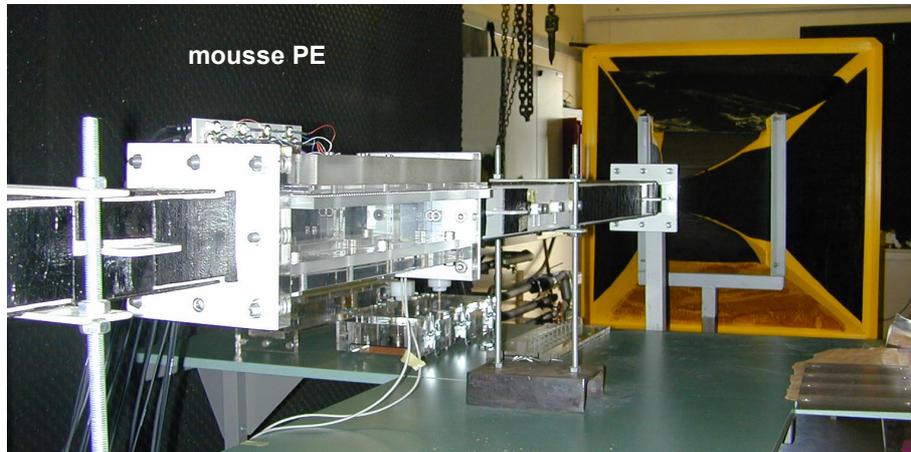


Figure 6.1: Photo du banc d'essai MATISSE

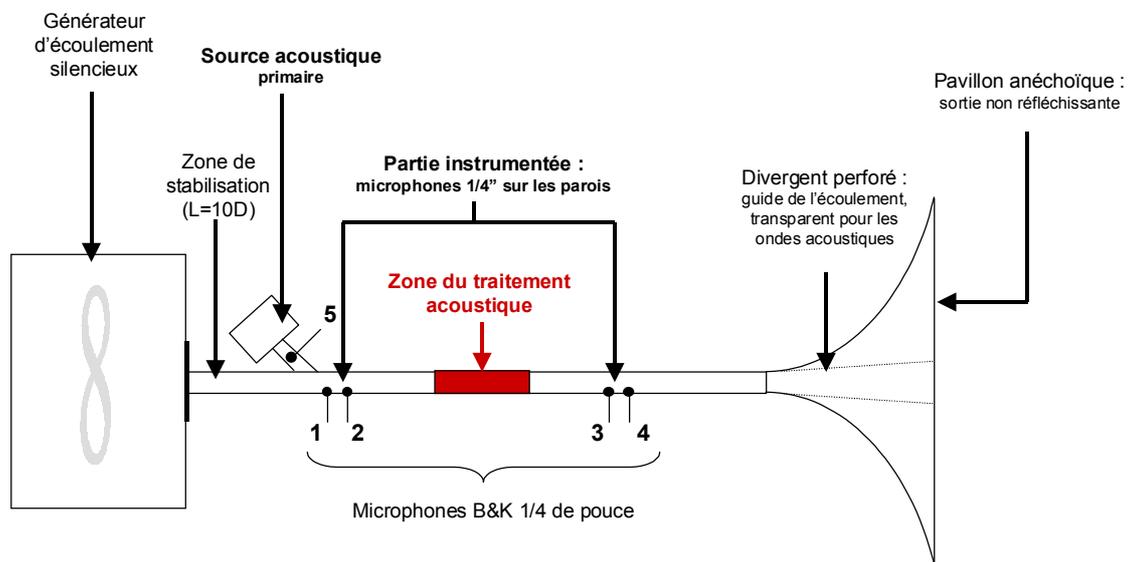
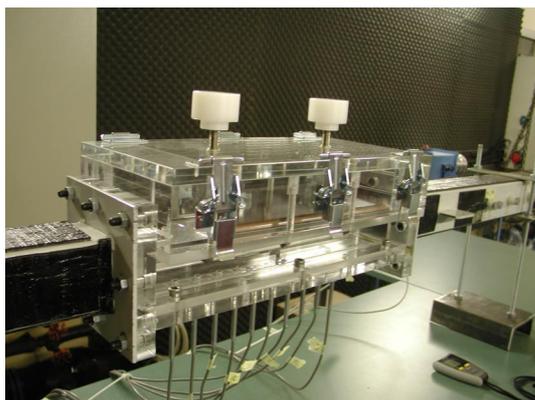


Figure 6.2: Représentation schématique de la veine MATISSE

atteint 0.220 m lorsque les cellules hybrides actives/passives sont appliquées sur la face arrière de la couche résistive. La partie supérieure de la zone de test permet l'insertion d'échantillons de matériau poreux d'épaisseur variable jusqu'à plusieurs centimètres, mais elle a également été adaptée à la fixation des prototypes absorbants hybrides. La partie inférieure est composée d'une plaque rigide amovible, interchangeable avec un support de microphones B&K 1/4 pouce, conçu pour la mesure de la pression pariétale en plusieurs points de la région test sur la paroi opposée au traitement acoustique.



a) Montage passif pur



b) Montage cellules hybrides

Figure 6.3: Tronçon porte échantillon

Des tronçons instrumentés sont fixés de part et d'autre de la région test, voir figure 6.2. Deux microphones B&K 1/4 de pouce sont montés sur la paroi de chaque tronçon, affleurant à la veine. La distance séparant les deux microphones d'un même groupe, en aval ou en amont de la zone porte échantillon, atteint environ 2 cm.

La source acoustique primaire est enfermée dans un boîtier largement insonorisé par de la laine de verre, reliée à la paroi supérieure de la veine par une colonnette oblique, juste en aval du système générateur d'écoulement silencieux et en amont du tronçon porte échantillon. Les ondes acoustiques émises par la source primaire se propagent par conséquent dans le même sens que l'écoulement, vers la sortie anéchoïque de la conduite. Les signaux générés par la source sont d'une part, de type bruit blanc ou sinus glissant lorsque les traitements passifs sont étudiés, et d'autre part, de type sinus dans le cas de l'évaluation des technologies hybrides en mode de fonctionnement actif. Les émissions sonores couvrent une bande de fréquences relativement étendue, bien que toutes les analyses restent cependant confinées au domaine des ondes planes, les niveaux de bruit associés atteignant au maximum 110-120 dB. Un cinquième microphone electret a été placé en paroi de la colonnette au dessous de la source primaire, en particulier afin d'estimer les niveaux sonores générés.

L'algorithme de contrôle actif, ayant pour objectif d'envoyer le signal adéquat sur les actionneurs piézoélectriques constituant la source secondaire de chaque cellule hybride, est programmé sur Simulink (module de Matlab) : les signaux expérimentaux d'entrée (microphone de contrôle) et de sortie (actionneur) sont gérés par une carte DSPACE (DSP) reliée via un PC au logiciel

Simulink. L'utilisation de Simulink associée à la carte DSP permet d'une part, de réaliser la condition de pression nulle à l'arrière de la couche passive résistive, mais également, d'autre part, de vérifier le bon fonctionnement du système de contrôle actif par visualisation en temps réel des signaux de pression relevés par les microphones de contrôle de chaque cellule hybride.

Toutes les mesures sont effectuées à partir d'une carte d'acquisition VXI, interface reliée à un PC. Le logiciel IDEAS permet non seulement d'enregistrer toutes les fonctions de réponse en fréquence utiles, entre chacun des microphones précédemment cité, et la source primaire, mais également de contrôler l'exploitabilité des quantités expérimentales par vérification d'un niveau de cohérence proche de 1 et d'un rapport signal sur bruit d'amplitude suffisante. Enfin, l'efficacité des traitements absorbants passifs et actifs testés est estimée à partir de la programmation des indices de performance sous Matlab incluant les fonctions de réponse en fréquence de la pression fournies par IDEAS.

### 6.1.2 Le prototype

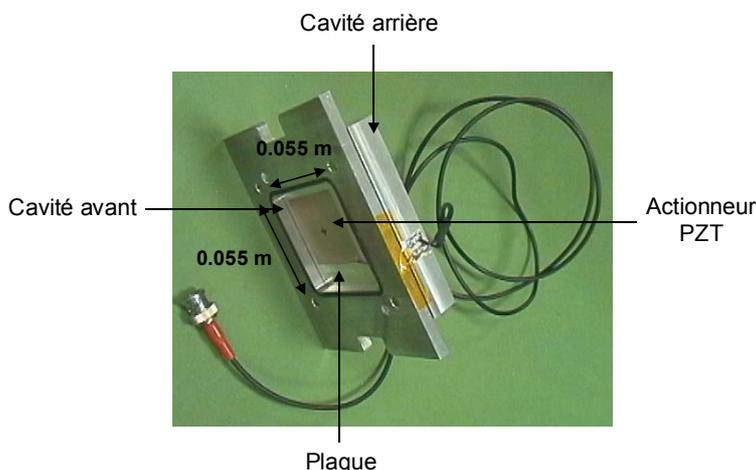


Figure 6.4: Prototype d'une cellule absorbante hybride

Le prototype d'une cellule absorbante hybride réalisé pour les essais en veine MATISSE est représenté sur les figures 6.4 et 6.5. La face supérieure de la cellule est constituée d'un tissu métallique fortement résistif dont les caractéristiques ont été définies à partir de l'étude d'optimisation théorique du chapitre précédent. La toile résistive est directement posée sur une grille métallique (commercialisée par l'entreprise DUBOIS) qui permet notamment de rigidifier la structure absorbante hybride pour les applications ultérieures envisagées. Son épaisseur réduite 0.0005 m et son taux de perforation relativement important (23 %) ne modifient pas les caractéristiques absorbantes de la couche passive. La prise en compte de la grille lors des expériences sur le banc MATISSE n'est donc pas indispensable, elle permet néanmoins de tester les cellules hybrides dans des conditions les plus proches possibles de l'application finale prévue.

La première cavité du traitement, située entre l'actionneur et la couche poreuse a été dimensionnée à l'origine pour un mode de fonctionnement actif de la cellule jusqu'à 2500 Hz. En effet,

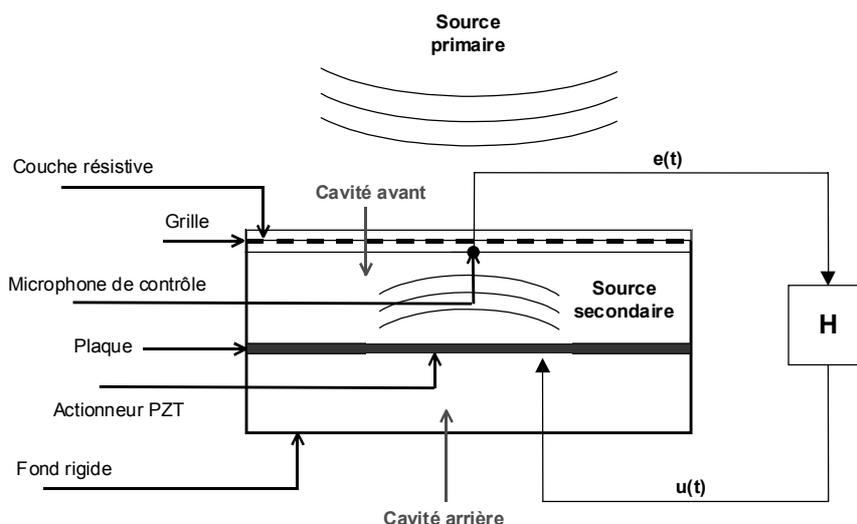


Figure 6.5: Schéma détaillé d'une cellule absorbante hybride

d'après les études théoriques du chapitre 5, voir figure 5.26, la profondeur optimale de la cavité à l'arrière de la toile résistive correspondant à une fréquence de commutation de 2500 Hz, entre le mode actif et le mode passif, s'élève à 0.010 m.

Le microphone de contrôle, modèle Knowles (référence FG-3329), de la chaîne active est installé dans la cavité avant de la cellule juste en arrière de la couche passive, au centre du traitement. Il est fixé au moyen d'une barète rectiligne traversant la cavité de la cellule, et permettant à la fois un positionnement précis et une fixation solide.

L'actionneur, représentant la source secondaire du contrôle actif, est constitué d'une plaque métallique sur laquelle sont collés de part et d'autre deux éléments piézoélectriques dont la position a été optimisée afin de fournir un niveau de puissance acoustique suffisant autour de la fréquence centrale de 1000 Hz [46] [53].

La cavité arrière, entre l'actionneur et le fond rigide de la cellule, consiste en une lame d'air d'épaisseur 0.010 m, établie au cours d'études complémentaires concernant le système de contrôle actif dans son ensemble [45] [46] [53].

La surface totale de traitement acoustique couverte par un prototype hybride présente une section carrée de 0.055 m de côté, voir figure 6.4.

### 6.1.3 Paramètres de mesure

Différentes configurations de traitement absorbant ont été testées, d'une part pour étudier l'efficacité de la technologie acoustique hybride dans son ensemble, et d'autre part, pour sélectionner, du point de vue expérimental, la combinaison matériau poreux + condition limite arrière active ou passive la plus appropriée sur la bande de fréquences la plus étendue possible. D'après les résultats issus de l'étude théorique d'optimisation des cellules hybrides réalisée dans les chapitres

antérieurs, deux couches passives constituées de deux tissus résistifs de caractéristiques distinctes (résistivité + épaisseur essentiellement) ont été mises en valeur, chacune des deux toiles conduisant à des réductions sonores élevées dans des domaines fréquentiels quasiment indépendants.

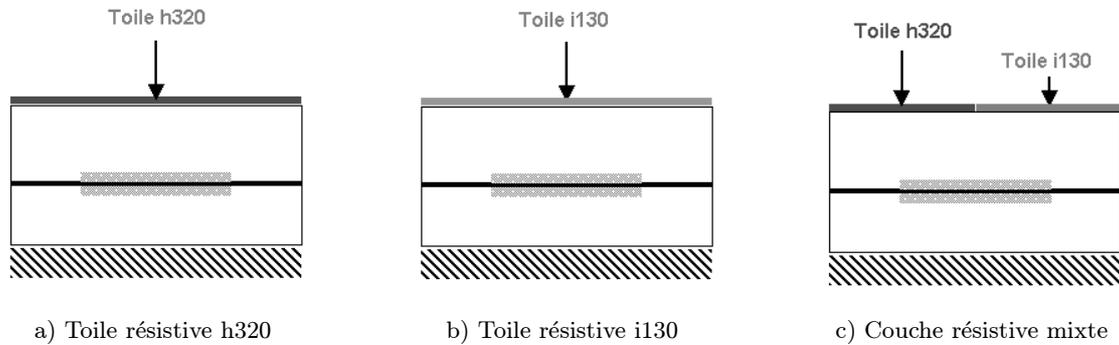


Figure 6.6: Couches résistives testées en face avant des prototypes hybrides

Le tissu *h320*, de résistance égale au tiers de l'impédance caractéristique de l'air, assure des atténuations importantes en basses fréquences jusqu'à 1700 Hz alors que la toile *i130*, de résistance proche de  $Z_0$ , devient plus efficace dans les plus hautes fréquences. Chacun de ces deux tissus appliqués en face avant du traitement hybride a été testé, voir figures 6.6(a) et 6.6(b). Ensuite, une combinaison spatiale de ces deux toiles résistives a également été considérée, voir figure 6.6(c).

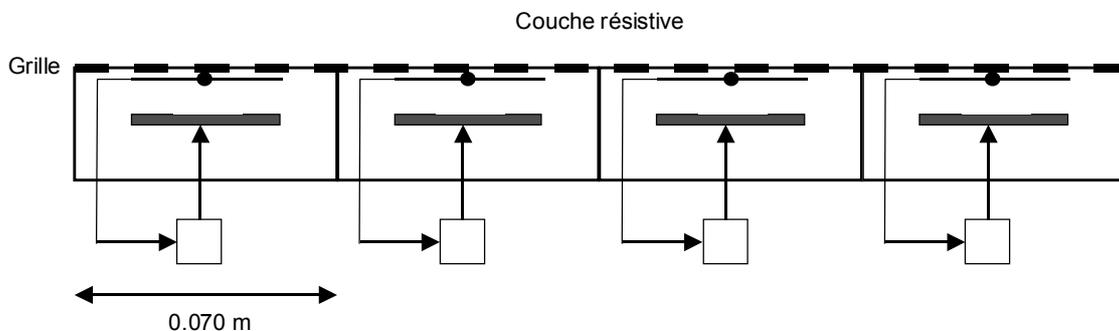


Figure 6.7: Quatre prototypes hybrides placés à l'arrière de la couche passive résistive

Le dispositif expérimental MATISSE, et en particulier les dimensions du tronçon porte échantillon, n'autorise pas l'utilisation de plus de quatre prototypes hybrides pour réaliser les mesures d'atténuation en paroi de la conduite. Ainsi, quatre cellules absorbantes sont insérées dans la partie supérieure de la zone de test dans le cas où l'évaluation des technologies hybrides est envisagée, voir figure 6.7. Trois conditions limites arrière distinctes ont été appliquées sur la face arrière de chacune des trois couches poreuses passives considérées, voir figure 6.8 :

- Condition limite passive : cavité d'air de 0.017 m de profondeur constituée d'une structure métallique en nid d'abeille fermée par un piston rigide, figure 6.8(a).

- Condition limite passive : cavité avant des cellules absorbantes hybrides de 0.010 m d'épaisseur, cas du fonctionnement en mode passif du traitement acoustique, figure 6.8(b).
- Condition limite active : annulation de la pression au niveau du microphone de contrôle par fonctionnement en mode actif des cellules hybrides, figure 6.8(c).

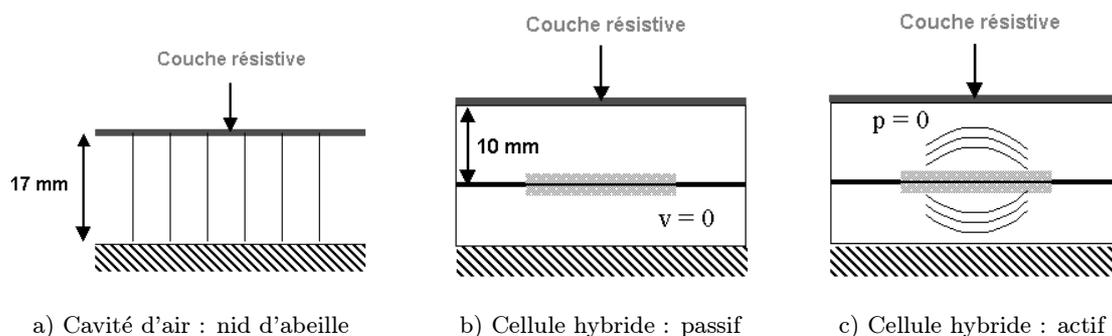


Figure 6.8: Conditions limites testées à l'arrière de la couche résistive

Par ailleurs, la bande de fréquences étudiée varie légèrement en fonction de la condition limite envisagée. Dans le cas des deux conditions limites arrière passives, l'intervalle fréquentiel exploré s'étale de 700 à 2500 Hz. En revanche, lorsqu'un zéro de pression est réalisé à l'arrière de la couche poreuse résistive, le domaine de mesures quelque peu restreint pour des raisons de fiabilité du système de contrôle actif, couvre la gamme de fréquences 700-1900 Hz, voire 2100 Hz pour certaines configurations de mesure. Enfin, les performances de chaque couche passive reposant sur les trois conditions limites précédemment définies ont été évaluées aussi bien dans le cas de la conduite MATISSE au repos qu'en présence d'un écoulement de vitesse variant de 5 m/s ( $M = 0.015$ ) jusqu'à 50 m/s ( $M = 0.15$ ).

## 6.2 Détermination expérimentale des indices de performance

Trois indices de performance sont introduits pour caractériser la veine MATISSE sans traitement absorbant d'une part, et pour évaluer l'efficacité des technologies acoustiques hybrides sur la bande de fréquences étudiée, d'autre part. Dans un premier temps, le coefficient de réflexion calculé en différents points de la conduite à parois rigides permet de vérifier l'anéchoïcité de la terminaison du banc MATISSE. Dans un deuxième temps, la perte par transmission et la perte par insertion, définies au chapitre 2, sont déterminées afin d'estimer le niveau d'atténuation sonore atteint pour les différentes configurations de traitement, actives et passives, envisagées. L'évaluation expérimentale de chacun de ces trois paramètres, à partir de la mesure des fonctions de réponse en fréquence entre les cinq microphones (voir figures 6.9 et 6.10) situés en paroi de la veine et la source primaire, est détaillée dans la suite de cette partie, dans le cas particulier du dispositif MATISSE.

### 6.2.1 Coefficient de réflexion

Le coefficient de réflexion caractérise la propagation des ondes acoustiques réfléchies, c'est-à-dire se propageant vers les abscisses  $z$  négatives, par rapport aux ondes incidentes se propageant vers

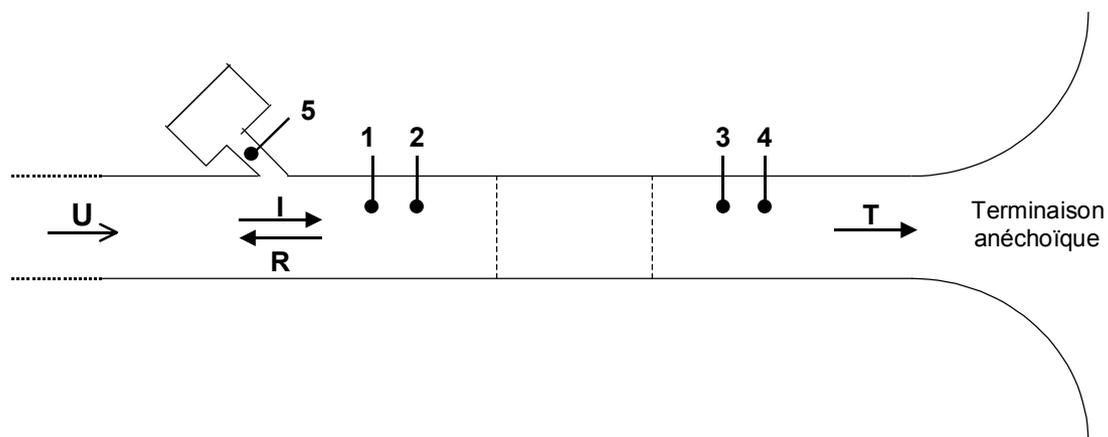


Figure 6.9: Mesure des indices de performances dans la veine MATISSE : conduite entièrement rigide

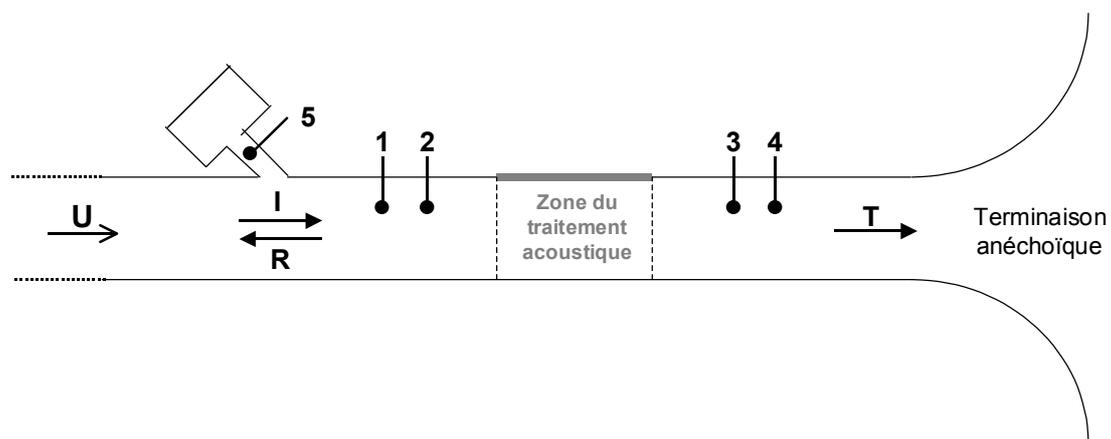


Figure 6.10: Mesure des indices de performances dans la veine MATISSE : conduite partiellement traitée

les  $z$  positifs, à l'intérieur du banc d'essai MATISSE. Sa détermination en un point quelconque de la veine, impose la considération de parois rigides tout au long de la conduite, afin d'estimer uniquement le pourcentage d'ondes réfléchies éventuellement introduites par le pavillon terminal placé à l'extrémité aval du dispositif expérimental, et non par la présence de discontinuités, comme par exemple l'application d'un traitement absorbant d'impédance finie sur une paroi de la conduite. Le coefficient de réflexion est par conséquent défini par le rapport (6.1) de la composante réfléchie  $R$  de l'onde acoustique sur la composante incidente  $I$ , voir figure 6.9, dans une zone du conduit.

$$r = \left| \frac{R}{I} \right| \quad (6.1)$$

La détermination expérimentale du coefficient de réflexion est réalisée dans le domaine fréquentiel des ondes planes : la fréquence maximale étudiée atteignant 2500 Hz. Dans ces conditions, la mesure des fonctions de réponse en fréquence de la pression source-microphone en deux points distincts du tube, séparés d'une distance adéquate ([22] [29]) par rapport à la fréquence étudiée, suffit à la décomposition du profil de pression dans le tube en ses deux composantes incidente  $I$  et réfléchie  $R$  :

- Dans le cas de la conduite au repos :

$$p = Ie^{-jk_0x_i} + Re^{jk_0x_i} \quad (6.2)$$

- Dans le cas d'un écoulement uniforme moyen de vitesse  $U = Mc$

$$p = Ie^{-jk_0^+x_i} + Re^{jk_0^-x_i} \quad (6.3)$$

avec :

$$\begin{cases} k_0^+ = \frac{k_0}{1+M} \\ k_0^- = \frac{k_0}{1-M} \end{cases} \quad (6.4)$$

L'indice  $i$  correspond à la position du microphone de mesure considéré,  $i = 1..4$ , et  $k_0$  est la constante de propagation dans l'air dans le cas de la conduite au repos. Lorsqu'un écoulement de nombre de Mach  $M$  est présent dans la veine,  $k_0^+$  est la constante de propagation dans l'air dans le sens de l'écoulement et  $k_0^-$  est la constante de propagation dans l'air dans le sens opposé à l'écoulement.

Après avoir évalué les grandeurs complexes  $R$  et  $I$ , le coefficient de réflexion expérimental est déduit de l'équation 6.1. Il peut être évalué alternativement par le couple de microphones (1,2) en amont du tronçon porte échantillon ou par le couple de microphones (3,4) en aval de la zone de test, à partir de la relation 6.5 pour la conduite rigide au repos et de la formule 6.6 lorsqu'un écoulement uniforme de vitesse moyenne  $U$  donnée est considéré.

$$r = \frac{p_m e^{-jk_0(x_n-x_m)} - p_n}{p_n - p_m e^{jk_0(x_n-x_m)}} \quad (6.5)$$

$$r = \frac{p_m e^{jk_0^+x_m} - p_n e^{jk_0^+x_n}}{p_m e^{-jk_0^-x_m} - p_n e^{-jk_0^-x_n}} \frac{e^{-j(k_0^++k_0^-)x_m} - e^{-j(k_0^++k_0^-)x_n}}{e^{j(k_0^++k_0^-)x_m} - e^{j(k_0^++k_0^-)x_n}} \quad (6.6)$$

Le couple d'indice  $(m,n)$ , relatifs à la position des microphones B&K le long des parois de la veine MATISSE, prend soit la valeur (1,2), soit la valeur (3,4).

### 6.2.2 Perte par transmission

L'estimation de la perte par transmission est réalisée lorsque le traitement acoustique d'impédance finie est placé dans le porte échantillon, voir figure 6.10. La terminaison de la conduite est supposée parfaitement anéchoïque, ainsi seule une onde progressive est présente dans la région de la veine en aval de la zone de test. Une mesure de la fonction de réponse en fréquence de la pression source-microphone, en une seule position de cette partie terminale du tube, apparaît par conséquent suffisante à l'obtention de la composante transmise  $T$  de l'onde acoustique. Dans la région de la conduite en amont du tronçon porte échantillon, le profil de la pression est stationnaire, composé d'une onde incidente générée par la source primaire et d'une onde réfléchie par la frontière amont de la zone du traitement absorbant. Les deux composantes du champ de pression acoustique sont par conséquent déduites de la mesure des fonctions de réponse source-microphone aux positions 1 et 2, voir figure 6.10.

La perte par transmission expérimentale est ainsi obtenue par les formules (6.7) et (6.8), respectivement associées aux configurations de mesure sans et avec écoulement dans la veine d'essai MATISSE.

$$TL = 20 \log \left\{ 2j \sin [k_0 (x_2 - x_1)] \frac{p_3 e^{jk_0(x_3-x_1)}}{p_1 e^{jk_0(x_2-x_1)} - p_2} \right\} \quad (6.7)$$

$$TL = 20 \log \left\{ \left[ e^{-j(k_0^+ + k_0^-)x_1} - e^{-j(k_0^+ + k_0^-)x_2} \right] \frac{p_3 e^{jk_0^+ x_3}}{p_1 e^{-jk_0^- x_1} - p_2 e^{-jk_0^- x_2}} \right\} \quad (6.8)$$

### 6.2.3 Perte par insertion

Enfin, l'indice de perte par insertion est évalué par la mesure des fonctions de réponse en fréquence source-microphone sur une section transversale en aval de la région test, successivement sans (figure 6.9) puis avec (figure 6.10) un traitement absorbant appliqué sur la paroi supérieure de la veine MATISSE. Dans les conditions expérimentales particulières envisagées, terminaison anéchoïque et domaine fréquentiel des ondes planes exclusivement, la mesure de la pression en une seule position de microphone, 3 ou 4 dans la région terminale de la conduite, suffit à l'estimation de la perte par insertion. La référence constante indispensable au niveau de la source primaire est contrôlée à l'aide du cinquième microphone dont la fonction de réponse en fréquence avec la source est enregistrée pour les deux configurations parois rigides (sans traitement) et paroi supérieure partiellement traitée. Le paramètre de perte par insertion est par conséquent déterminé au niveau expérimental à partir de la relation (6.9), valable aussi bien dans le cas de la conduite au repos et que dans le cas d'un écoulement moyen uniforme dans la veine.

$$IL = 20 \log \left| \frac{p_{5r}}{p_{5t}} \right| \left| \frac{p_{3t}}{p_{3r}} \right| = 20 \log \left| \frac{p_{5r}}{p_{5t}} \right| \left| \frac{p_{4t}}{p_{4r}} \right| \quad (6.9)$$

Les indices 3, 4 et 5 indiquent la position du microphone dont la mesure de pression est exploitée pour le calcul de la perte par insertion, tandis que les indices  $r$  et  $t$  correspondent respectivement à la configuration conduite entièrement rigide et à la configuration conduite partiellement traitée.

Les mesures ultérieures réalisées sur le banc MATISSE ne concernent que le domaine des ondes planes : ainsi, les deux indices de performance de perte par transmission et de perte par insertion sont équivalents sur la bande de fréquences considérée. La détermination expérimentale de la perte par transmission est cependant privilégiée dans la suite ; en effet, d'une part, la sortie anéchoïque de la veine d'essai est particulièrement adaptée à l'évaluation de cet indice de performance. D'autre part, la perte par transmission est directement déduite à partir d'une seule acquisition, et ne nécessite pas une mesure supplémentaire des fonctions de réponse en fréquence source-microphone dans le cas de la conduite entièrement rigide. La procédure de calcul de la perte par insertion a néanmoins également été développée, car elle permet, à plus long terme, d'estimer les performances des systèmes absorbants hybrides sur une gamme de fréquences plus étendue, au-delà de la fréquence de coupure de la veine.

### 6.3 Caractérisation de la veine MATISSE : mesures et études préliminaires

L'objectif des mesures préliminaires réalisées sur le banc d'essai MATISSE, consiste, dans un premier temps, à caractériser la veine à vide, c'est-à-dire sans traitement acoustique intégré dans le tronçon porte échantillon, puis dans un deuxième temps, à mettre en place une procédure expérimentale propre à chaque configuration d'absorbant testé : couche poreuse + condition limite arrière active ou passive.

#### 6.3.1 Étalonnage des vitesses de l'écoulement

Les vitesses d'écoulement envisagées pour effectuer les différentes mesures d'efficacité des absorbants hybrides, s'échelonnent de 0 à 50 m/s. Le système générateur d'écoulement silencieux est actionné par l'intermédiaire d'un potentiomètre lié à la fréquence de rotation du ventilateur. Afin d'obtenir les différentes vitesses d'écoulement considérées dans notre étude, 5, 10, 20, 30, 40 et 50 m/s, un étalonnage de la vitesse est indispensable par rapport à la fréquence de rotation affichée par le potentiomètre. Des mesures de la vitesse de l'écoulement dans le banc MATISSE sont par conséquent effectuées en différentes sections de la veine d'essai au moyen d'un tube de Pitot, voir figure 6.11.

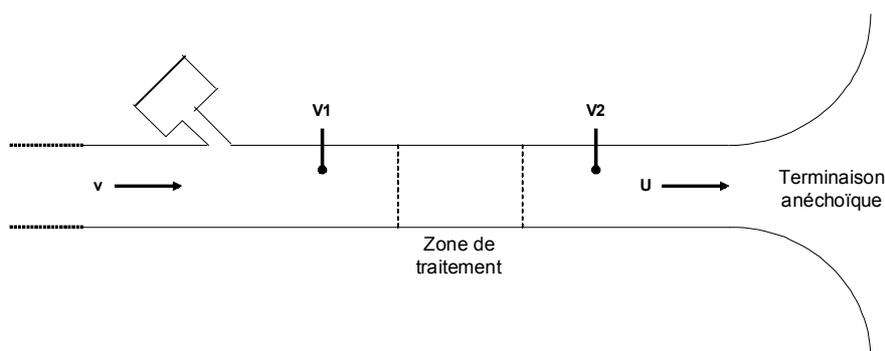


Figure 6.11: Mesure de la vitesse de l'écoulement dans la veine MATISSE

La vitesse est ainsi déterminée au centre de la veine dans une section transversale du conduit

en amont de la zone de test, puis dans une section en aval du tronçon porte échantillon, afin de vérifier que les pertes de charge le long du tube sont négligeables, voire nulles. La comparaison des valeurs obtenues pour les deux régions de mesure (voir tableau E.1 de l'annexe E) confirme la conservation de la vitesse moyenne de l'écoulement le long du banc MATISSE.

### 6.3.2 Caractérisation de l'anéchoïcité de la terminaison

Une terminaison anéchoïque idéale supprime toute onde réfléchie au niveau de la sortie de la veine. Les mesures du coefficient de réflexion, voir partie 6.2.1, dans la conduite à parois entièrement rigides, sont réalisées dans le but d'évaluer le degré de perfection du pavillon fixé à l'extrémité du dispositif expérimental, pour différentes fréquences et vitesses de l'écoulement. La détermination expérimentale du taux d'ondes réfléchies a été effectuée à partir des deux couples de microphones B&K, (1,2) et (3,4), afin de contrôler la propagation des ondes retour se propageant vers les abscisses  $z$  négatives tout au long de la veine. Dans un premier temps, les mesures ont été menées pour un bruit blanc généré par la source primaire entre 500 et 2500 Hz. Les coefficients de réflexion obtenus par les doublets de microphones (1,2) puis (3,4) sont tracés sur la figure 6.12 en fonction de la fréquence, pour deux vitesses de l'écoulement dans la conduite : 0 et 30 m/s.

Les résultats font apparaître un niveau d'ondes réfléchies suffisamment faible, coefficient de réflexion inférieur à 0.1, sur la gamme complète de fréquences étudiée jusqu'à 30 m/s. Au-delà de cette vitesse, voir figure 6.12(b), la proportion de la composante réfléchie de l'onde acoustique par rapport à la composante incidente n'est plus tout à fait négligeable. Lorsque la vitesse de l'écoulement devient trop importante, le phénomène de décollement du flux d'air au niveau du pavillon de sortie est accentué et génère un bruit de niveau plus élevé, qui remonte l'écoulement. Une deuxième conséquence, due à cette émission sonore aéroacoustique supplémentaire, réside dans une baisse de la cohérence des signaux électriques mesurés, néfaste à une détermination expérimentale fiable des grandeurs acoustiques. Ainsi, pour améliorer les niveaux de cohérence entre la source primaire et les informations enregistrées aux cinq microphones situés en paroi de la conduite, les mesures ultérieures sont effectuées pour une émission sonore en sinus pur ou balayé, sur la même bande de fréquences. Dans ces conditions, les coefficients de réflexion mesurés dans la veine MATISSE sont représentés sur la figure 6.13, en fonction de la fréquence, pour deux vitesses de l'écoulement dans la veine 10 et 50 m/s. L'amplitude des ondes réfléchies, par rapport aux ondes acoustiques incidentes dans la conduite d'essai, apparaît à présent suffisamment faible, coefficient de réflexion inférieur à 0.1, pour considérer la terminaison anéchoïque jusqu'à 50 m/s dans la gamme fréquentielle 500 - 2500 Hz.

Une dernière expérience a été menée afin de minimiser au maximum la propagation d'ondes retour se propageant vers les abscisses  $z$  négatives. Une grille métallique, acoustiquement transparente et de forme conique, a été insérée dans le pavillon terminal, voir figure 6.14, dans le but de guider l'écoulement à la sortie de la veine d'essai, et par conséquent de réduire les effets de décollement générateurs de bruit nuisible. Les résultats concernant le coefficient de réflexion mesuré par les couples de microphones (1,2) et (3,4) sont présentés sur la figure 6.15, pour différentes vitesses de l'écoulement moyen dans la veine, la source émettant des signaux sinus balayés de 500 à 2500 Hz. Les différences constatées par rapport au cas sans grille placée dans le pavillon de sortie sont absolument négligeables ; dans certaines configurations (fréquences, vitesses) la première solution sans grille apparaît même plus performante. Les expériences fu-

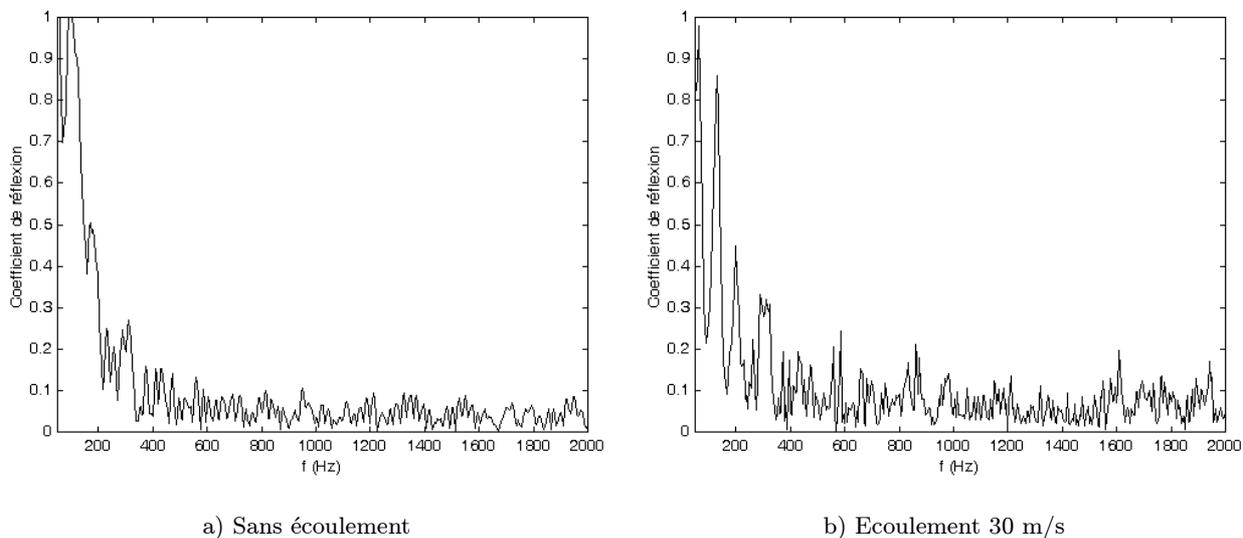


Figure 6.12: Coefficient de réflexion dans la veine MATISSE à vide : mesures en bruit blanc

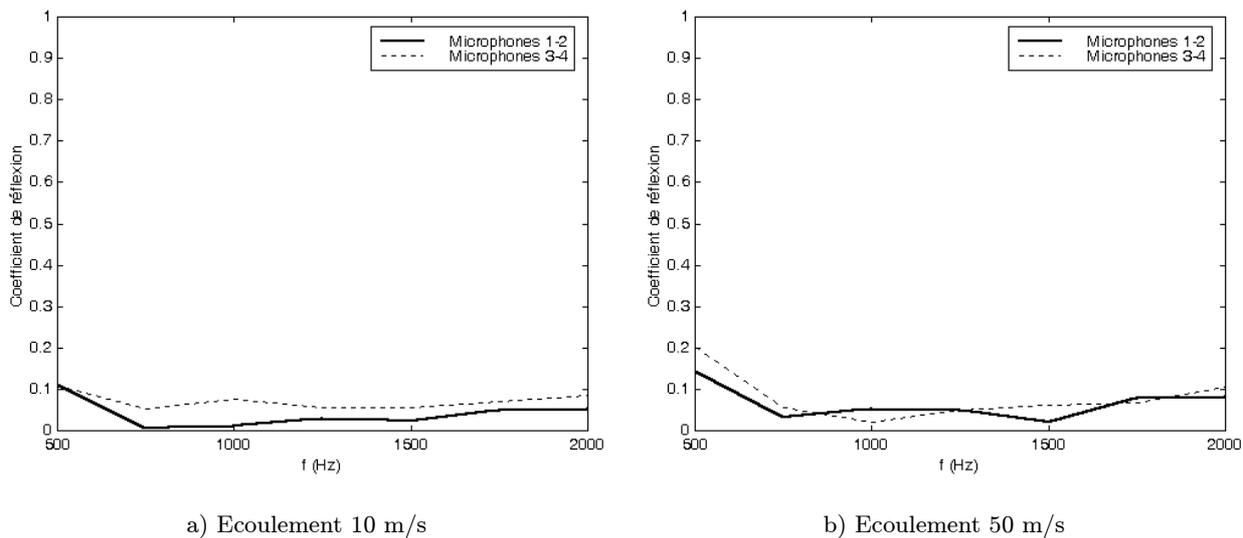


Figure 6.13: Coefficient de réflexion dans la veine MATISSE à vide : mesures en sinus glissant

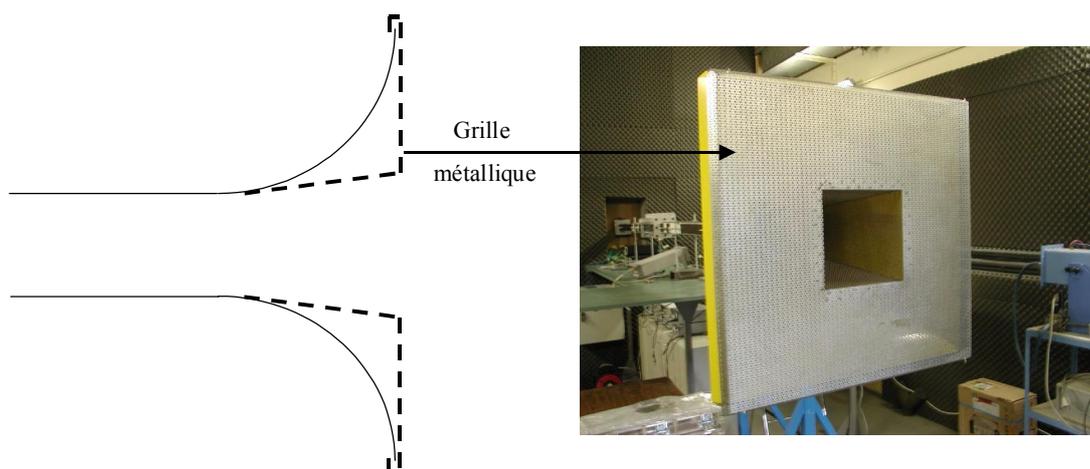


Figure 6.14: Introduction d'une grille acoustiquement transparente dans le pavillon exponentiel de sortie

tures sont par conséquent réalisées pour une terminaison anéchoïque à l'extrémité avale du banc MATISSE constituée du pavillon seul.

### 6.3.3 Mise en place de la procédure de mesure

La mise en place de la procédure expérimentale définitive, adoptée pour effectuer les différentes mesures de caractérisation des performances de chaque configuration absorbante envisagée, a été réalisée à partir de la considération de traitements acoustiques passifs uniquement : couche poreuse résistive + grille support + cavité d'air de profondeur 0.017 m constituée d'une structure métallique en nid d'abeille. L'évaluation de l'efficacité des prototypes acoustiques hybrides pour un signal bruit blanc émis par la source primaire a été écartée, d'une part pour des raisons de cohérence trop faible mesurée au niveau des microphones pariétaux par rapport à la référence de la source primaire. D'autre part, une réalisation fiable de la condition limite de pression nulle à l'arrière de la couche passive par le système de contrôle actif nécessite, dans un premier temps, un signal acoustique sinus pur généré par la source primaire.

Les premiers essais sur les traitements passifs précédemment décrits ont par conséquent été effectués pour des fréquences discrètes émises par la source. Les indices de perte par transmission et de perte par insertion ont ainsi été déterminés expérimentalement, à partir des relations respectives (6.7)–(6.8) et (6.9), fréquence par fréquence entre 500 et 2500 Hz pour chaque vitesse de l'écoulement considérée de 0 à 50 m/s. La procédure de mesure résultante, quoique très fiable, et adaptée aussi bien à la détermination de l'efficacité des traitements passifs que des absorbants actifs, apparaît alors contraignante, en particulier puisque extrêmement longue.

La réduction des temps de mesure est néanmoins possible dans le cas d'une émission sonore de la source primaire en sinus glissant. Le mode de balayage sinus sous IDEAS, appelé « step sine measurements », nécessite le réglage de divers paramètres liés à la génération du signal de bruit désiré : notamment la fréquence minimale et la fréquence maximale étudiées, ainsi que le pas d'incrément en fréquence  $\Delta f$ .

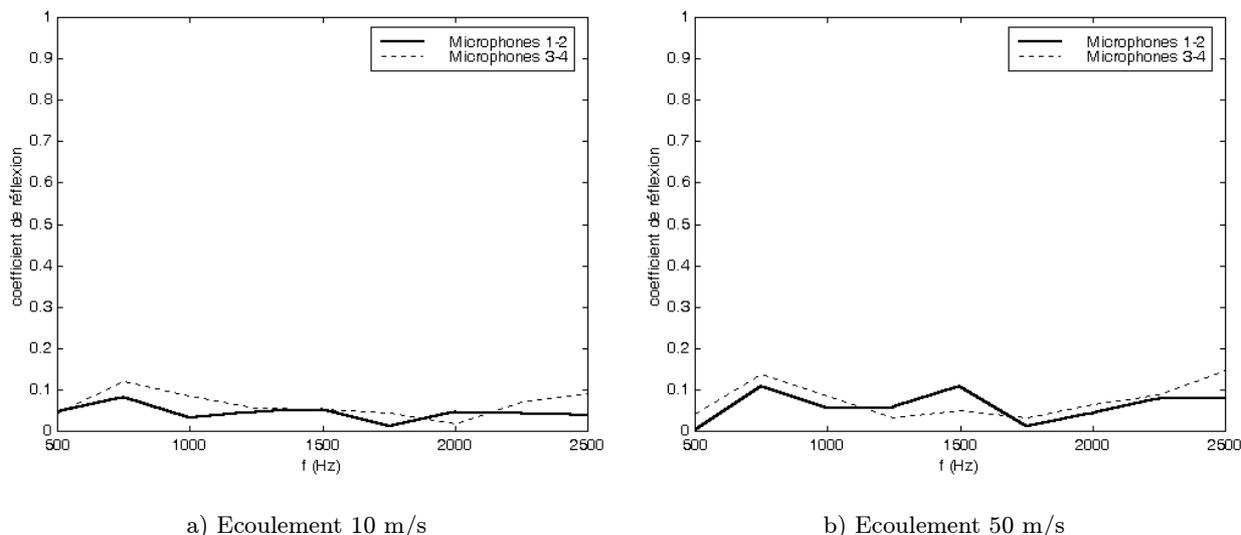


Figure 6.15: Coefficient de réflexion dans la veine MATISSE à vide : mesures en sinus glissant avec une gille placée dans le pavillon anéchoïque

Les mesures en sinus glissant d'un traitement acoustique passif constitué de la toile résistive *i130*, posée sur une cavité de nid d'abeille d'épaisseur 0.017 m, ont été comparées aux expériences réalisées en sinus pur fréquence par fréquence sur la bande 500-2500 Hz. La figure 6.16 représente la perte par transmission en fonction de la fréquence, évaluée pour les deux modes de génération de la source considérés. Les résultats révèlent un écart tout à fait négligeable entre les deux courbes expérimentales de l'indice de performance, témoignant ainsi de la fiabilité de la méthode de mesure à partir d'un signal sonore primaire en sinus balayé.

Les analyses effectuées dans cette partie, concernant les expériences préliminaires réalisées sur le banc MATISSE, ont permis de définir la procédure de mesure qui sera employée pour la caractérisation acoustique des technologies absorbantes hybrides. D'une part, lors des essais associés aux conditions limites arrière passives, cavités de profondeurs respectives 0.017 m et 0.010 m, la source acoustique primaire génère un sinus balayé entre 700 et 2500 Hz. D'autre part, lorsque les prototypes hybrides fonctionnent en mode actif, la réalisation d'une réduction de la pression suffisante à l'arrière de la couche poreuse, impose l'émission de raies sinusoïdales discrètes par la source primaire.

## 6.4 Mesure des performances des traitements acoustiques

L'évolution fréquentielle des indices de perte par insertion et de perte par transmission est déterminée expérimentalement pour les trois couches résistives composées du tissu *i130*, de la toile *h320* et de l'association *h320-i130*. Pour chaque matériau, ont été testées les deux conditions limites passives — lame d'air constituée de nid d'abeille métallique, et cavité avant des cellules hybrides — et la condition limite active correspondant à une annulation de la pression à l'arrière de la couche poreuse. L'évaluation des deux indices de performance dans toutes les con-

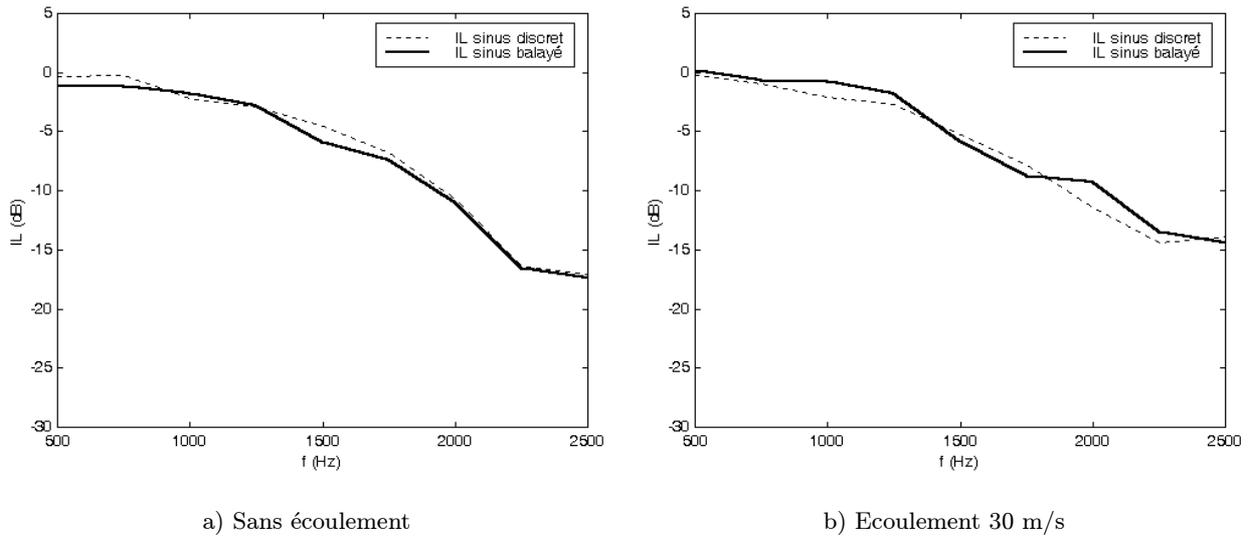


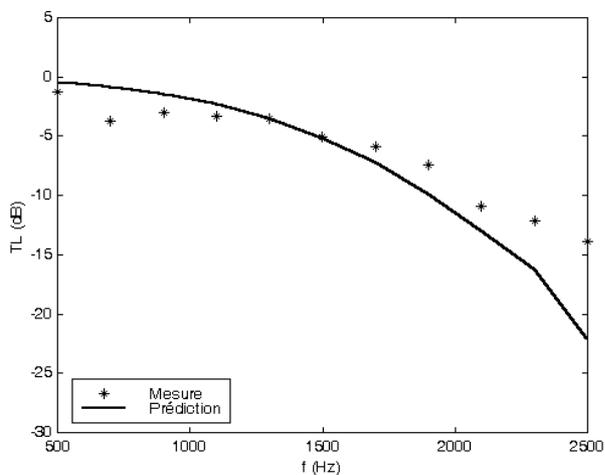
Figure 6.16: Comparaison des pertes par insertion de la toile *i130* pour un signal sinus discret et sinus glissant généré par la source primaire

figurations test envisagées (une couche passive, une condition limite, une vitesse de l'écoulement, une fréquence ou éventuellement un vecteur fréquence) est effectuée respectivement à partir des équations (6.7)–(6.8) et (6.9).

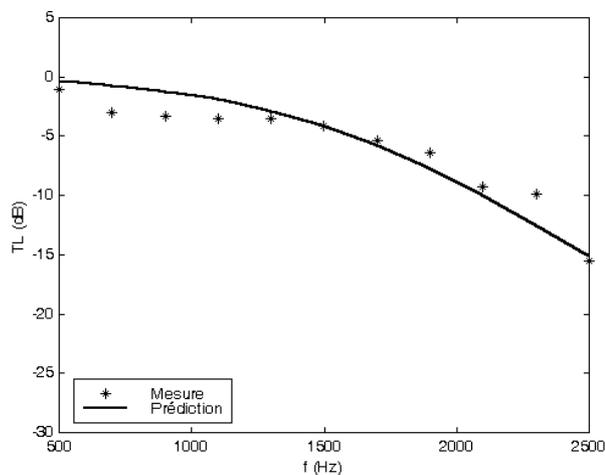
#### 6.4.1 Mesures passives : lame d'air de nid d'abeille

Les expériences sont effectuées sur la bande de fréquences 700-2500 Hz, la source générant un signal sinus balayé d'un pas constant de 200 Hz. Dans le cas des deux couches poreuses simples, constituées des toiles résistives *i130* et *h320*, des comparaisons ont été réalisées avec les simulations théoriques développées à partir de la configuration modale présentée au chapitre 2. La surface absorbante effective programmée au niveau des prédictions est prise est égal à  $0.280 * 0.066 \text{ m}^2$ , l'impédance de surface du traitement étant déterminée par le modèle de Johnson–Allard, à partir des paramètres identifiés par une adaptation de la méthode MIRAJ (voir chapitre 5).

La figure 6.17 représente, par exemple, les pertes par transmission mesurées et prédites de la toile *i130* en fonction de la fréquence, respectivement pour des vitesses de l'écoulement dans la veine MATISSE de 20 et 50 m/s. Les courbes obtenues révèlent d'une part, le comportement classique d'un matériau poreux passif usuel. En effet, l'atténuation sonore croît avec la fréquence : quasiment nulle dans les basses fréquences, la réduction sonore maximale atteint 15 dB à 2500 Hz. D'autre part, les prédictions sont en accord avec les mesures, bien que quelques différences de niveau surviennent en hautes fréquences dans la zone où l'impédance de surface du traitement passif considéré se rapproche de l'impédance optimale définie pour la conduite MATISSE. Dans ces régions optimales, de faibles écarts par rapport aux valeurs de la résistance et de la réactance optimales peuvent engendrer de fortes variations de l'indice de performance, voir étude de sensibilité du chapitre 2. En outre, une différence de niveau entre les pertes par transmission prédite

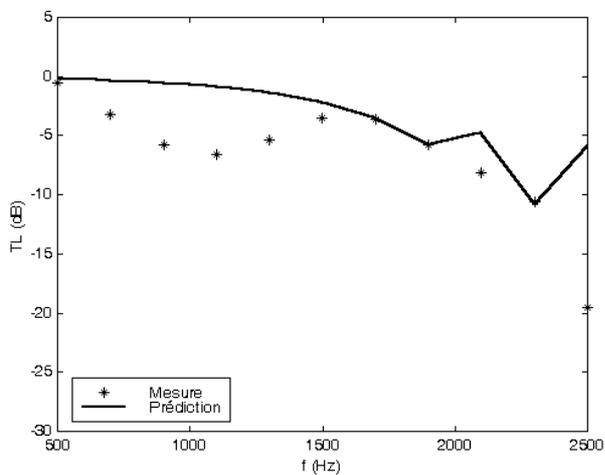


a) Ecoulement 20 m/s

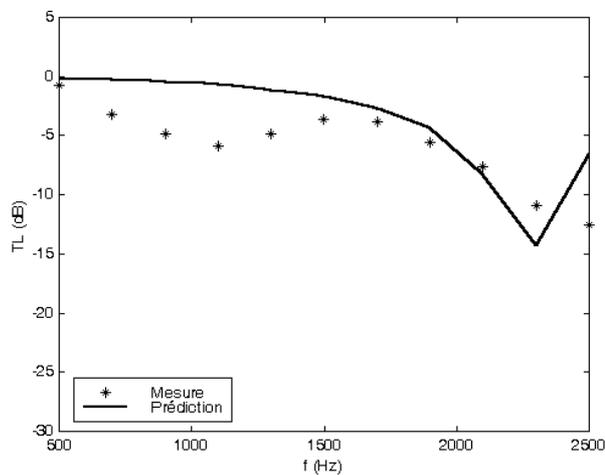


b) Ecoulement 50 m/s

Figure 6.17: Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile *i130* posée sur une cavité de 0.017 m



a) Ecoulement 20 m/s



b) Ecoulement 50 m/s

Figure 6.18: Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile *h320* posée sur une cavité de 0.017 m

et expérimentale est également constatée dans le domaine plus basses fréquences, autour de 1000 Hz. Ce phénomène est d'autant plus marqué lorsque la couche poreuse du traitement testé est composée du tissu *h320*, voir figure 6.18.

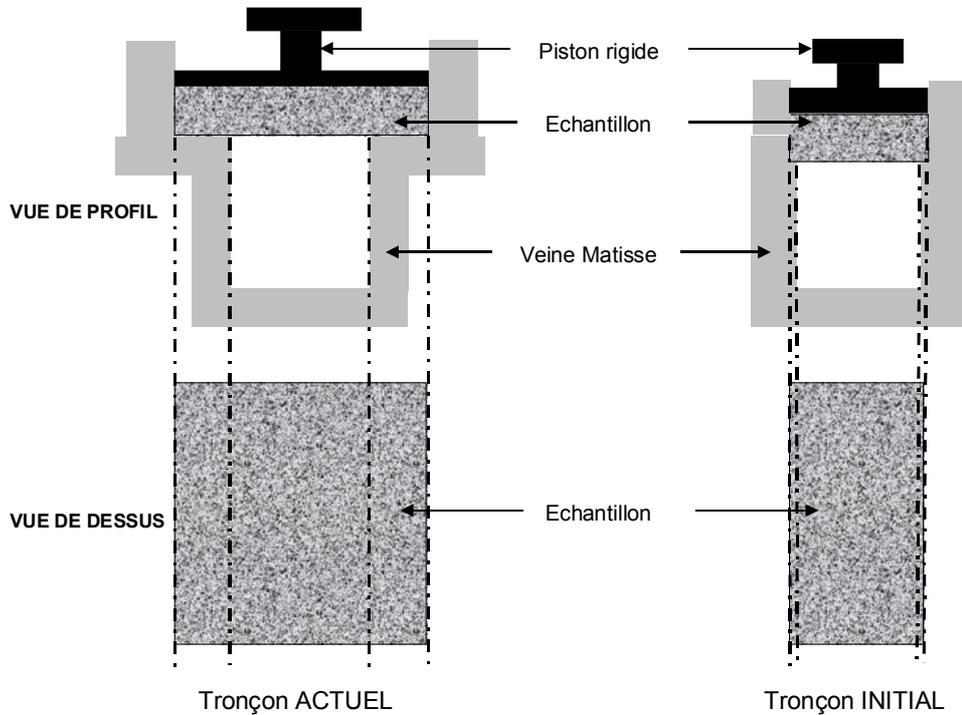


Figure 6.19: Schéma des deux tronçons porte échantillon testés au cours des mesures

Un tel effet peut s'expliquer par la structure du tronçon porte échantillon, initialement conçu pour fixer correctement les matériaux passifs testés, affleurant à la paroi rigide de la veine en amont et en aval de la zone de test, voir figure 6.19. Ainsi, dans le cas d'échantillons poreux d'épaisseur importante, bien que la surface affleurante à la paroi respecte les dimensions requises  $0.280 \times 0.066 \text{ m}^2$ , le volume arrière total occupé par le matériau est plus important que le volume supposé  $0.280 \times 0.066 \times e \text{ m}^3$ ,  $e$  étant l'épaisseur de l'échantillon absorbant. Dans le cas où une propagation longitudinale est possible à l'intérieur du traitement acoustique (condition de réaction localisée non parfaite dans la réalité), une absorption plus importante peut être induite par le volume arrière supérieur au volume autorisé. En effet, des mesures comparatives ont été effectuées sur un tronçon porte échantillon de conception différente ne permettant que l'introduction de traitement de dimensions longitudinales et transversales à la taille de l'orifice sur la paroi supérieure de la conduite, voir figure 6.19. Les résultats obtenus, tracés sur la figure 6.20, ne font plus apparaître les creux basses fréquences présents dans les courbes de l'indice de performance de la figure 6.18, et les prédictions dans cette gamme fréquentielle sont conformes aux grandeurs expérimentales.

Par ailleurs, l'influence de l'écoulement sur les performances de réduction sonore des traitements passifs a été étudiée sur la figure 6.21. Les pertes par transmission de la toile *i130* sont tracées en fonction de la fréquence pour les différentes vitesses d'écoulement considérées dans la conduite

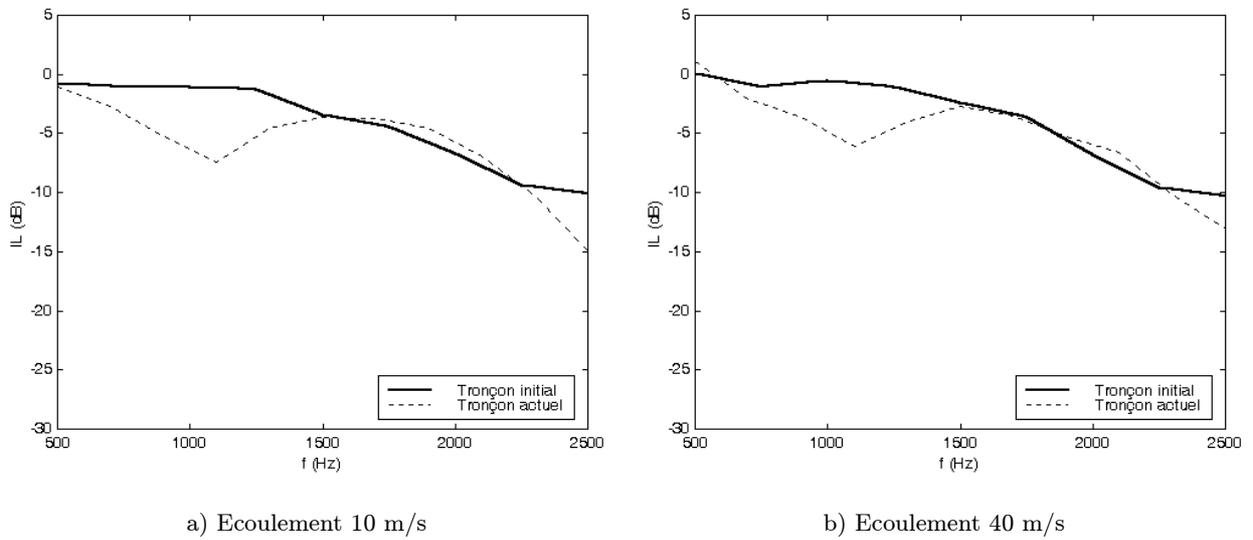


Figure 6.20: Comparaison entre les pertes par insertion de la toile *h320* fixée sur le tronçon porte échantillon initial, et le tronçon actuel : condition limite arrière de cavité de 0.017 m

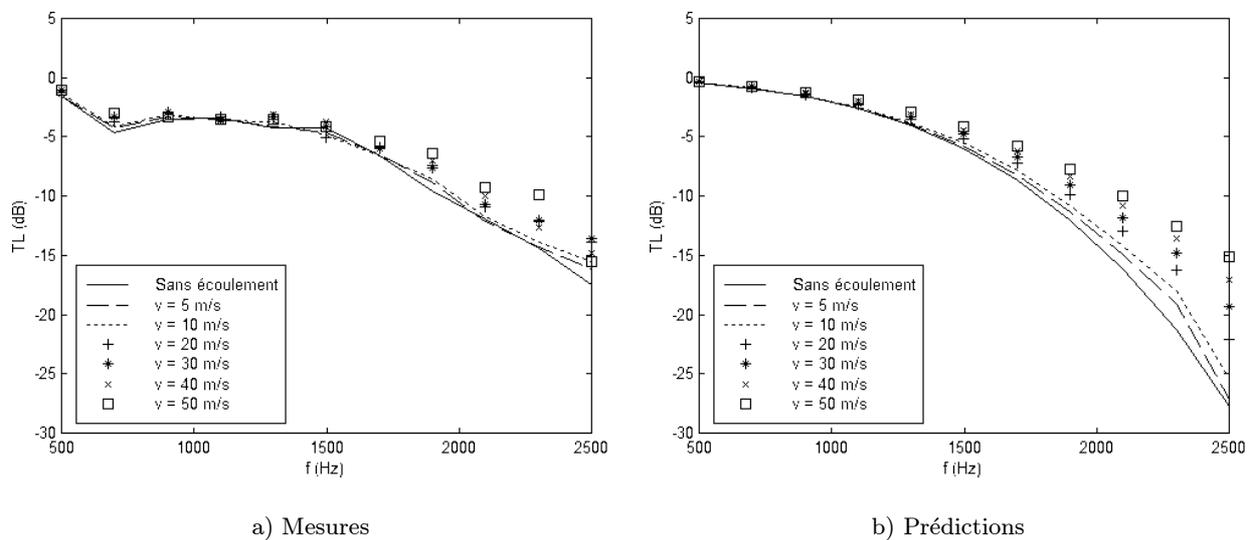


Figure 6.21: Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile *i130* posée sur une cavité de 0.017 m : influence de la vitesse de l'écoulement

MATISSE. Les courbes obtenues témoignent d'une influence non significative de l'écoulement sur la perte par transmission, dans la configuration passive envisagée ; en effet, la réduction sonore associée au tissu *i130* décroît très légèrement dans le domaine des hautes fréquences, lorsque la vitesse de l'écoulement moyen dans la veine s'élève. Les prédictions correspondantes représentées sur la figure 6.21(b) révèlent des résultats équivalents.

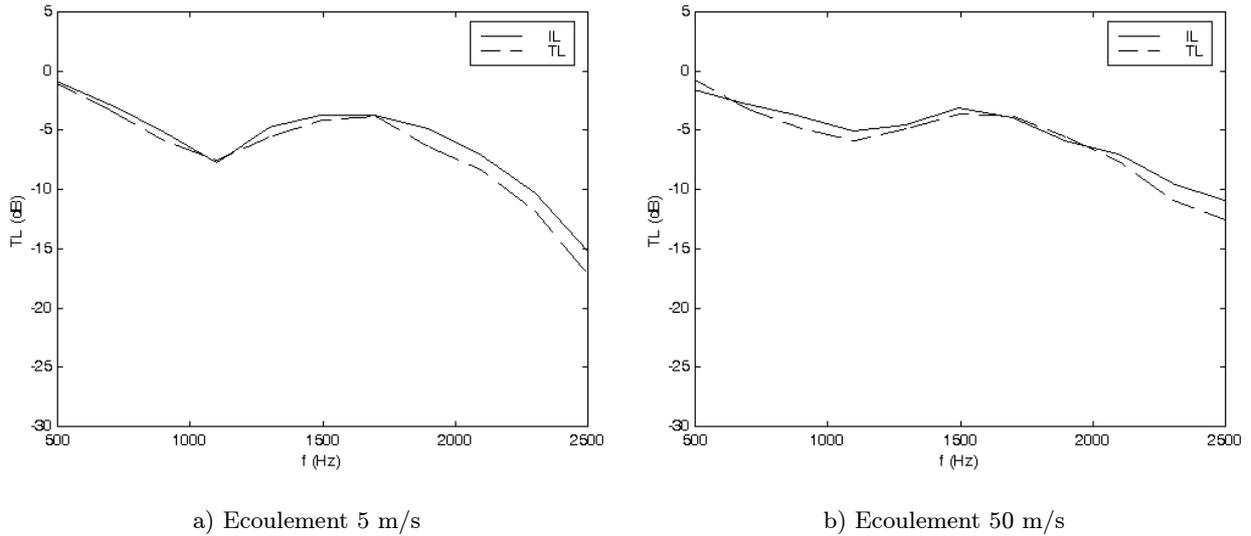


Figure 6.22: Comparaison entre la perte par transmission et la perte par insertion pour la toile *h320* posée sur une cavité de 0.017 m

Une comparaison entre les valeurs mesurées de la perte par transmission et de la perte par insertion a également été réalisée pour les trois tissus résistifs testés. La figure 6.22 présente, par exemple, les résultats obtenus dans le cas de la toile *h320* pour différentes vitesses de l'écoulement. La superposition des courbes tracées permet de vérifier l'équivalence des deux indices de performance dans la gamme de fréquences étudiée.

Enfin, la dernière analyse concerne la comparaison des trois couches résistives étudiées, *h320*, *i130* et *h320-i130*, présentée par la figure 6.23. Les valeurs expérimentales du paramètre de perte par transmission sont tracées en fonction de la fréquence pour les deux vitesses 10 et 30 m/s. Les comportements caractéristiques des matériaux passifs sont similaires pour les trois couches poreuses testées. En basses fréquences, les indices de performance sont de niveau équivalent puisque la réactance fortement négative introduite par le fond rigide de la cavité, induit des impédances de surface très éloignées des valeurs cibles dont la réactance est quasiment nulle autour de 800-1000 Hz. En revanche, lorsque la fréquence s'élève, la partie imaginaire de l'impédance optimale se réduit, et les traitements de résistance plus proche de la résistance désirée affichent des niveaux d'atténuation plus importants : toile métallique *h320* et couche mixte. Le tissu *i130* de résistance plus élevée serait plus performant dans une gamme de fréquences supérieure à 2500 Hz.

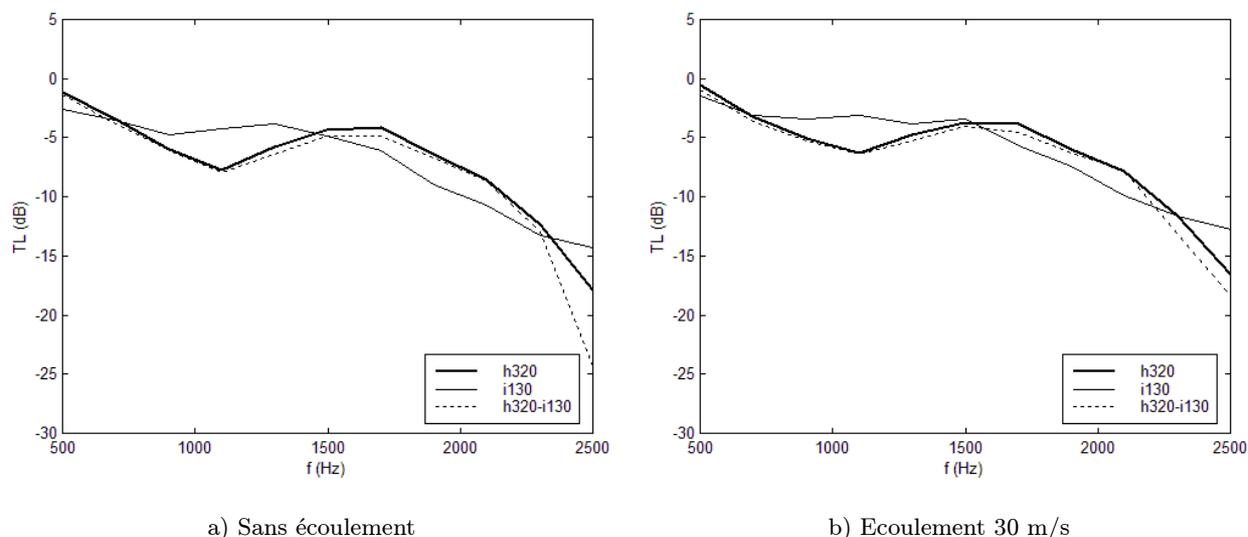


Figure 6.23: Comparaison des performances des trois couches résistives *i130*, *h320* et *h320-i130* posées sur une cavité de 0.017 m

#### 6.4.2 Mesures passives : mode de fonctionnement passif des cellules hybrides

La deuxième configuration passive étudiée est obtenue en plaçant quatre prototypes acoustiques hybrides à l'arrière des différentes couches poreuses résistives testées, voir figure 6.7. Le mode de fonctionnement des cellules absorbantes considéré est passif, c'est-à-dire que la condition limite en face arrière des tissus métalliques est fixée par la cavité avant des systèmes absorbants : lame d'air d'épaisseur 0.010 m. Les mesures sont réalisées sur la gamme fréquentielle comprise entre 700 et 2500 Hz, pour un signal sinus glissant d'incrément 200 Hz, émis par la source acoustique primaire.

Les quatre cellules hybrides placées côte à côte recouvrent une surface effective totale de  $4 \times 0.055$  m, soit 0.220 m, sachant toutefois que la taille de l'orifice occupé par le traitement complet atteint 0.280 m. En effet le traitement présente trois bandes rigides d'impédance infinie et de largeur 0.020 m, voir figure 6.7. Les prédictions réalisées à partir du calcul modal ne prennent pas en compte ces séparations rigides<sup>2</sup>.

La figure 6.24 montre les pertes par transmission en fonction de la fréquence pour le tissu *i130* disposé en face avant des quatre prototypes hybrides. L'évolution fréquentielle du paramètre tracé traduit de nouveau le comportement classique d'un matériau absorbant passif, l'atténuation augmentant progressivement avec la fréquence. Cependant, les niveaux de réduction sonore atteints dans cette configuration passive apparaissent considérablement plus faible que dans le cas de la condition limite de lame d'air d'épaisseur 0.017 m. En effet, d'une part, la profondeur

<sup>2</sup>Le développement du champ de pression dans une conduite traitée en de multiples endroits distincts, espacés par des zones rigides, apparaît en effet trop complexe dans un premier temps, puisque que mettant en jeu un nombre important de matrices de passage. En outre, dans le cas d'un écoulement uniforme dans la conduite, ces fonctions de passage d'un domaine à un autre introduisent des accumulations d'erreur, nuisibles à une bonne prédiction des grandeurs acoustiques et des indices de performance dans la veine.

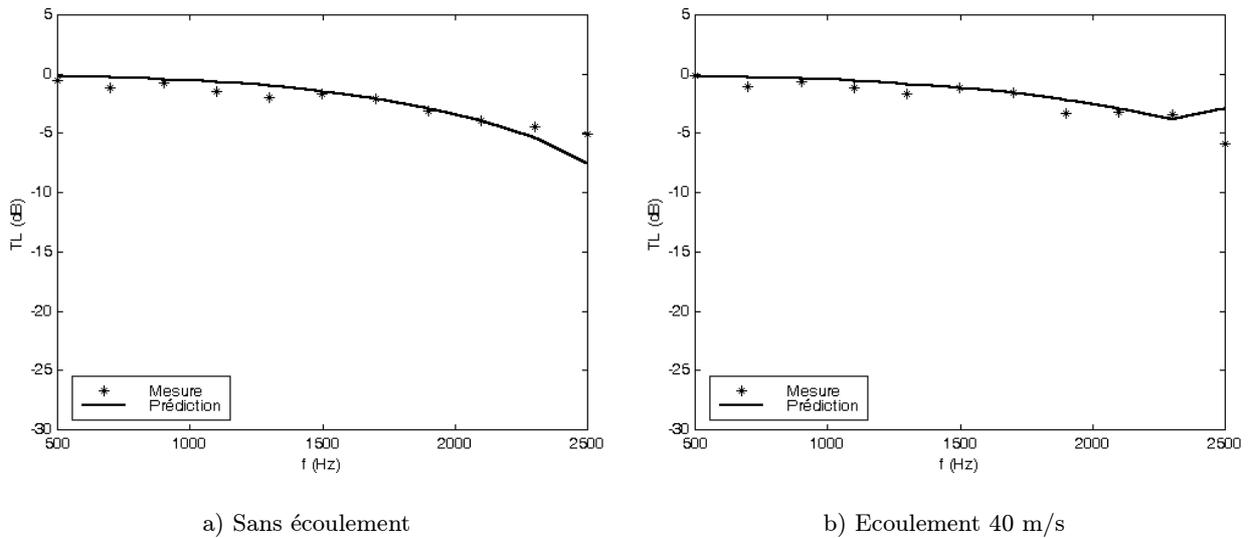


Figure 6.24: Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile *i130* posée sur une cavité de 0.010 m : fonctionnement des cellules en mode passif

réduite de la cavité à l'arrière de la toile résistive diminue les qualités absorbantes du traitement considéré. D'autre part, la surface effective couverte par l'absorbant passif est également plus faible, 0.220 m contre 0.280 m pour la condition limite passive précédente, induisant une efficacité moins importante du traitement (voir étude sur l'influence de la longueur du traitement au chapitre 5). En outre, la cavité avant des prototypes acoustiques hybrides ne contient aucun système de guide d'onde, imposant une propagation acoustique normale à la surface de l'absorbant. Ainsi, des ondes transversales et longitudinales peuvent apparaître dans les espaces d'air situés à l'arrière des tissus métalliques. Pour évaluer l'importance d'un tel comportement acoustique, une structure de nid d'abeille en carton a été insérée dans les cavités avant de chacune des quatre cellules hybrides, voir figure 6.25.

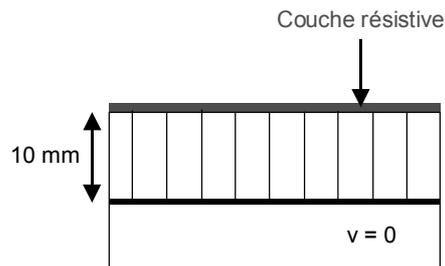


Figure 6.25: Introduction d'une structure nid d'abeille en carton dans la cavité avant d'un prototype hybride

La figure 6.26 représente les indices de perte par transmission de la toile *h320* en fonction de

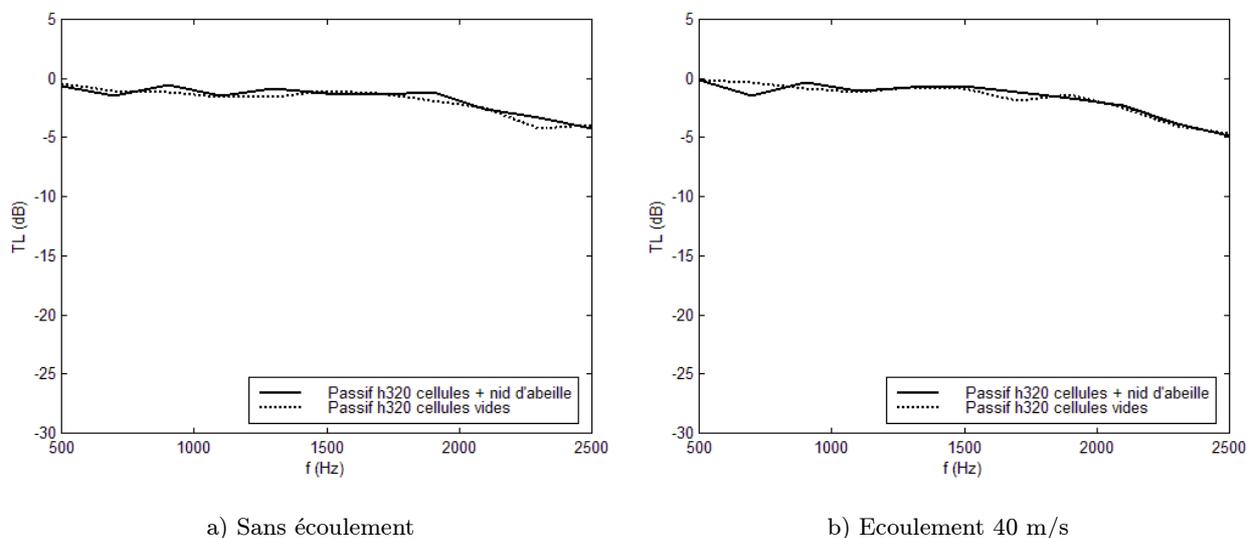


Figure 6.26: Mesure de la perte par transmission de la toile *h320* en face avant des cellules hybrides : comparaison entre les configurations avec et sans nid d'abeille dans la cavité avant des prototypes

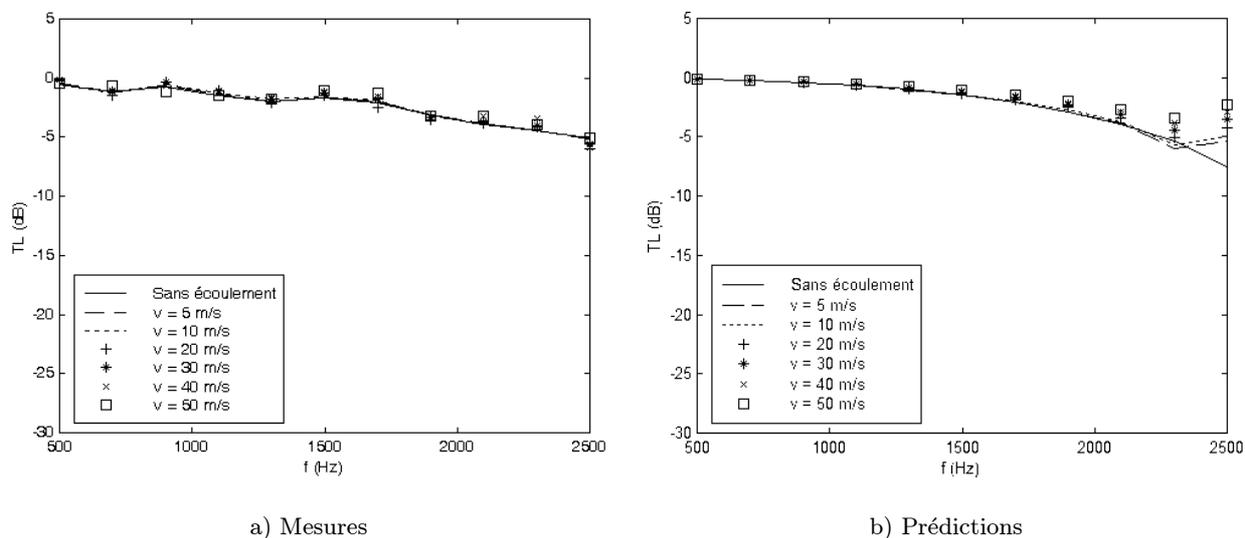


Figure 6.27: Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile *i130* posée sur une cavité de 0.010 m : influence de la vitesse de l'écoulement

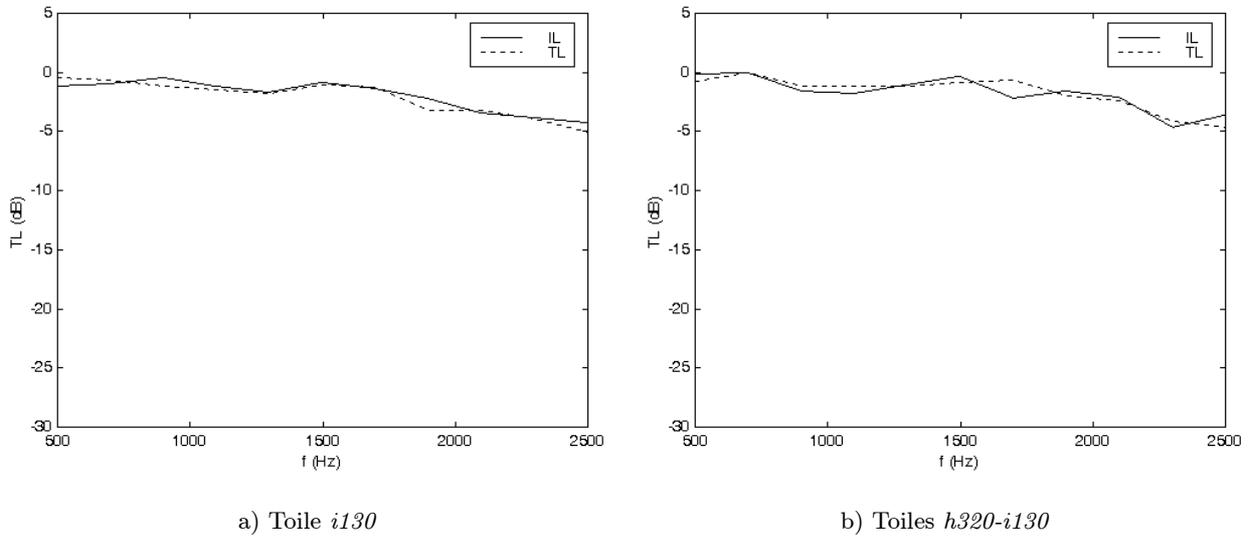


Figure 6.28: Comparaison entre la perte par transmission et la perte par insertion en présence d'un écoulement de 50 m/s

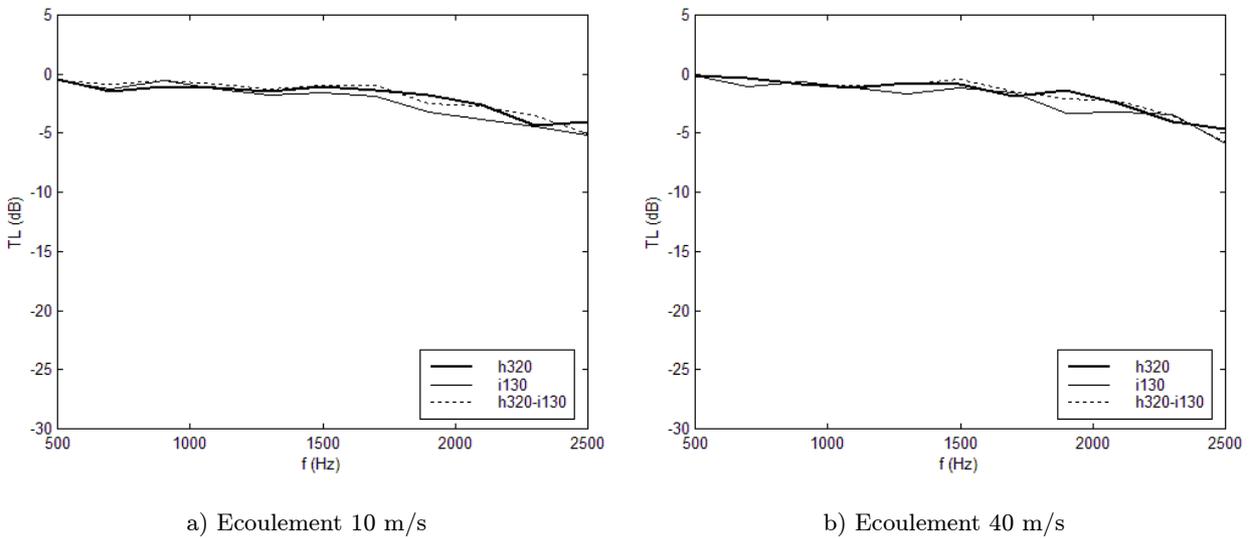


Figure 6.29: Comparaison des performances des trois couches résistives *i130*, *h320* et *h320-i130* posées sur une cavité de 0.010 m

la fréquence, mesurés dans les configurations cellules passives vides et cellules passives avec nid d'abeille, pour des vitesses de l'écoulement moyen de 0 et 40 m/s dans la conduite MATISSE. Les résultats ne font apparaître aucune influence particulière de l'insertion de la structure guide d'onde dans la cavité avant des prototypes, certainement parce que la profondeur de la lame d'air considérée en face arrière de la toile résistive est relativement faible, dans le cas des cellules testées.

Une analyse de l'influence de l'écoulement sur l'efficacité des cellules hybrides en mode de fonctionnement passif est proposée sur la figure 6.27. Les pertes par transmission associées au tissu métallique *i130* sont tracées en fonction de la fréquence dans le cas expérimental, figure 6.27(a), et théorique, figure 6.27(b). Les faibles niveaux d'atténuation correspondant à la condition limite de lame d'air peu épaisse n'entraînent pas de dépendance notable de l'indice de performance étudié en fonction de la vitesse de l'écoulement. Lorsque la fréquence s'élève, la réduction sonore semble toutefois moins importante pour les fortes vitesses de l'écoulement. Cet effet apparaît remarquablement amplifié dans le cas des courbes prédites qui anticipent légèrement la remontée de la perte par transmission prévue à plus haute fréquence. En outre, la figure 6.28 permet de vérifier le bon accord entre les valeurs mesurées de la perte par transmission et de la perte par insertion : les résultats présentés concernent les couches *i130* et *h320-i130* en présence d'un écoulement de 50 m/s.

Enfin, la figure 6.29 représente les efficacités relatives des trois couches poreuses résistives considérées dans notre étude. Quelle que soit la vitesse de l'écoulement envisagée, 10 m/s figure 6.29(a) ou 40 m/s figure 6.29(b), les pertes par transmission des trois traitements passifs se superposent sur toute la bande de fréquences. En effet, la faible profondeur de cavité à l'arrière des tissus métalliques induit une partie imaginaire de l'impédance de surface très fortement négative sur toute la gamme fréquentielle. La réactance apparaît par conséquent prépondérante par rapport aux résistances des différentes toiles, si bien qu'elles ne permettent pas de distinguer les performances des traitements. Par ailleurs, en très basses fréquences autour de 1000 Hz, aucun phénomène d'amplification de l'atténuation sonore n'est constaté par rapport à la condition limite passive envisagée dans la partie précédente. La section du volume arrière total du traitement absorbant composé de la toile résistive et du système de contrôle actif posé sur la paroi supérieure de la conduite MATISSE n'excède pas les dimensions de l'ouverture prévue.

### 6.4.3 Mesures actives : mode de fonctionnement actif des cellules hybrides

Dans cette partie, le système de contrôle actif intégré au prototype absorbant hybride est opérationnel, assurant une forte réduction du niveau de pression à l'arrière des couches résistives, assimilable dans la pratique à une condition limite de pression ou d'impédance nulle. Les expériences sont réalisées sur une bande de fréquences légèrement réduite par rapport aux mesures passives, s'étalant de 700 à 1900 Hz en moyenne, voire 2100 Hz dans certaines configurations de couches résistives et de vitesses de l'écoulement. La source acoustique primaire émet un sinus discret tous les 200 Hz, les enregistrements des fonctions de réponse en fréquence source-microphone étant effectués fréquence par fréquence ; puis, les informations globales sont reconstituées sur toute la gamme fréquentielle étudiée.

Les résultats obtenus pour la couche résistive optimale, composée du tissu métallique *h320*, sélectionnée à partir des analyses théoriques du chapitre précédent sont présentés sur la figure

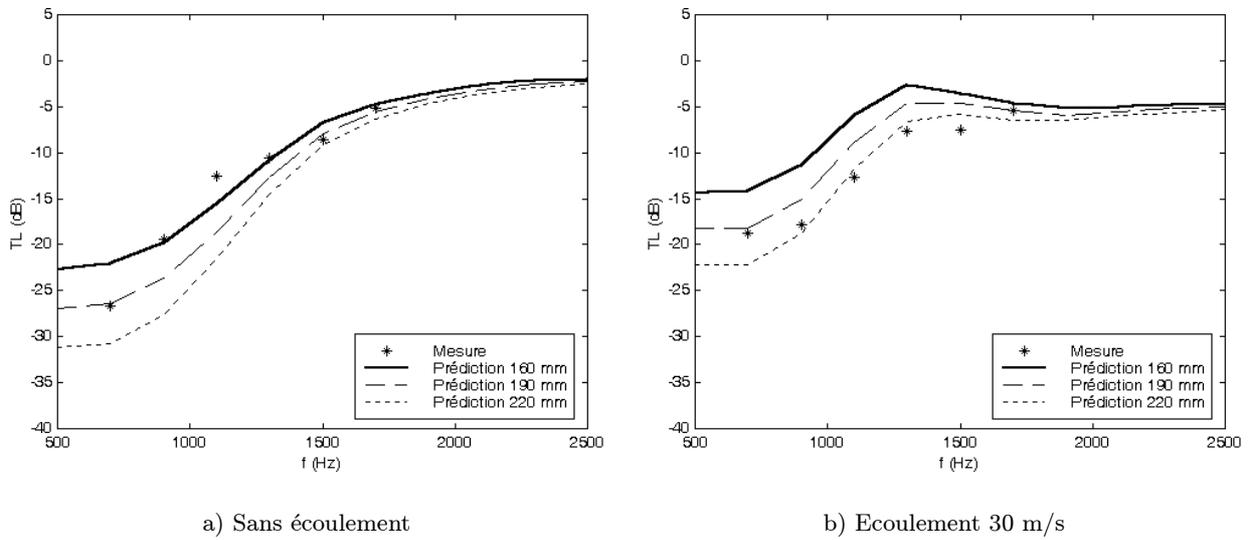


Figure 6.30: Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile *h320* : fonctionnement des cellules en mode actif

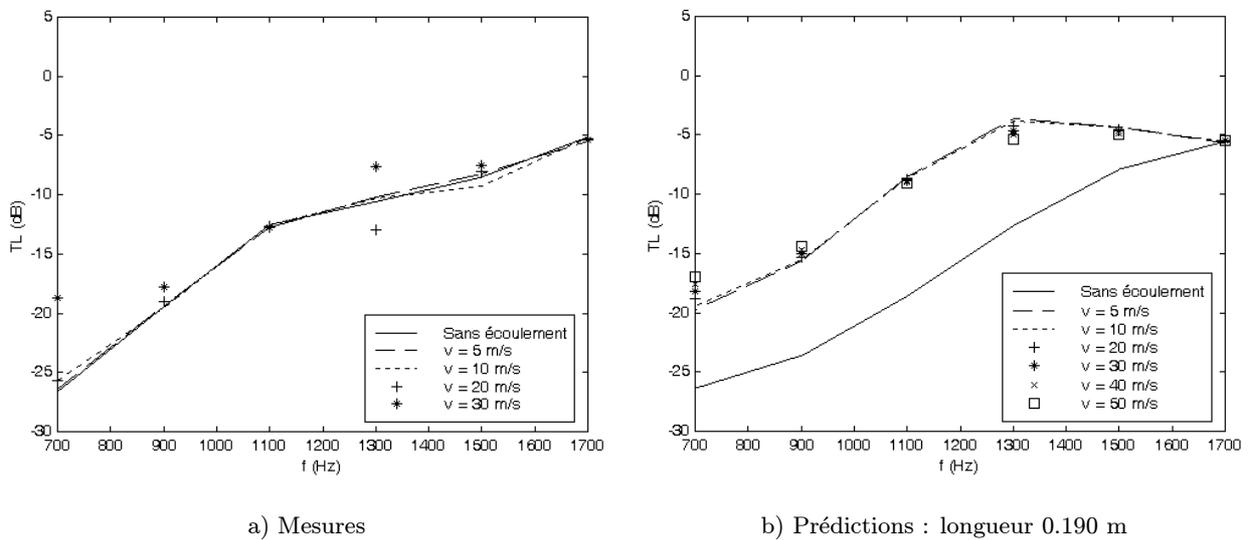


Figure 6.31: Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile *h320* pour un fonctionnement actif des cellules hybrides : influence de la vitesse de l'écoulement

6.30. Les pertes par transmission mesurées et prédites de la toile  $h320$  pour les vitesses 0 et 30 m/s de l'écoulement dans la veine MATISSE sont tracées en fonction de la fréquence. Les niveaux d'atténuation très importants atteints en basses fréquences, jusqu'à 26 dB à 700 Hz, dans la configuration sans écoulement, confirment le comportement attendu après les prédictions du chapitre 5. Par ailleurs, l'évolution fréquentielle des courbes de la figure 6.30 révèlent les caractéristiques du mode de fonctionnement actif des cellules hybrides. En effet, les performances du traitement, maximales en basses fréquences, diminuent considérablement lorsque la fréquence augmente. À partir de 1700 Hz, la perte par transmission semble se stabiliser autour de 5 dB. L'écart de 20 dB entre les domaines basses fréquences et hautes fréquences s'explique par un éloignement progressif de l'impédance de surface du traitement,  $h320 +$  condition limite de pression nulle, par rapport à la valeur optimale définie pour le banc MATISSE. En outre, les prédictions ont été effectuées pour différentes surfaces de traitement absorbant couvertes : 0.160 m, 0.190 m, 0.220 m, en supposant que la condition limite d'annulation de pression réalisée au microphone de contrôle placé au centre de chaque cellule, n'est pas forcément uniforme sur toute la face arrière du tissu résistif. La longueur 0.0220 m correspond à une condition de zéro de pression equirépartie à l'arrière de la couche passive, alors que la longueur 0.160 m est attribuée à la configuration minimale où seuls 0.040 m sont concernés par une réduction de pression suffisante, pour un prototype. La longueur 0.190 m constitue une solution intermédiaire. Les courbes des figures 6.30(a) et 6.30(b) font apparaître que la surface effective active dépend non seulement de la fréquence, mais également de la vitesse de l'écoulement. Ainsi, une évaluation de la surface de pression nulle peut être déterminée pour chaque vitesse et chaque fréquence étudiées.

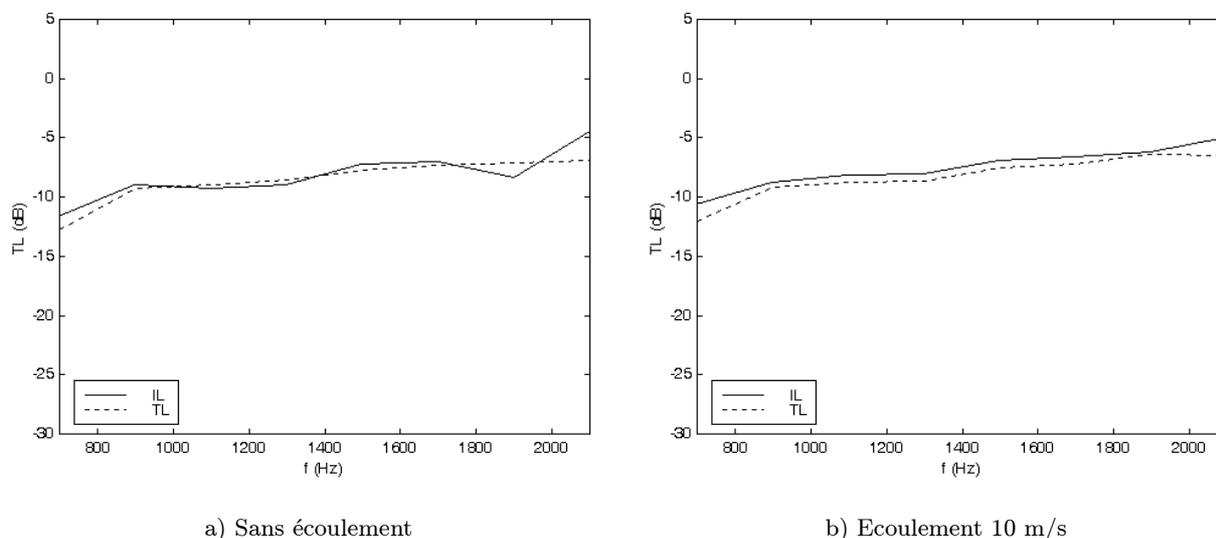


Figure 6.32: Comparaison entre la perte par transmission et la perte par insertion de la toile résistive  $i130$  pour la condition limite active

La figure 6.31 présente l'influence de la vitesse de l'écoulement dans la conduite MATISSE sur les performances des prototypes hybrides en mode de fonctionnement actif. Les pertes par transmission mesurées pour des vitesses de 0 à 50 m/s se superposent sur la majeure partie de la bande de fréquences étudiée. Les écarts les plus notables sont cependant constatés en très basses

fréquences entre 700 et 900 Hz, la différence maximale atteignant 10 dB entre les configurations conduite au repos et écoulement à 50 m/s. En hautes fréquences, cet effet paraît négligeable, principalement du fait des faibles niveaux de réduction sonore constatés. La superposition des courbes expérimentales de perte par transmission et de perte par insertion est toujours vérifiée dans le cas de la condition limite active, voir figure 6.32 (cas du tissu *i130*).

Une expérience complémentaire menée dans le but de mettre en évidence l'influence de la surface de traitement absorbant actif, notamment autour de la zone optimale, est synthétisée sur la figure 6.33. Une comparaison des paramètres de perte par transmission mesurés pour quatre cellules hybrides actives, puis uniquement deux cellules actives, les deux autres cellules étant passives, est effectuée sur toute la gamme de fréquences, pour la toile *h320* en face avant du traitement acoustique testé. Les résultats obtenus affichent un gain de 10 dB à 900 Hz, lorsque les quatre cellules fonctionnent en mode actif, par rapport à la configuration de deux cellules actives. La différence observée se réduit évidemment progressivement dès que la fréquence augmente, puisque l'impédance du traitement s'écarte des valeurs de la résistance et de la réactance cibles associées à la veine MATISSE.

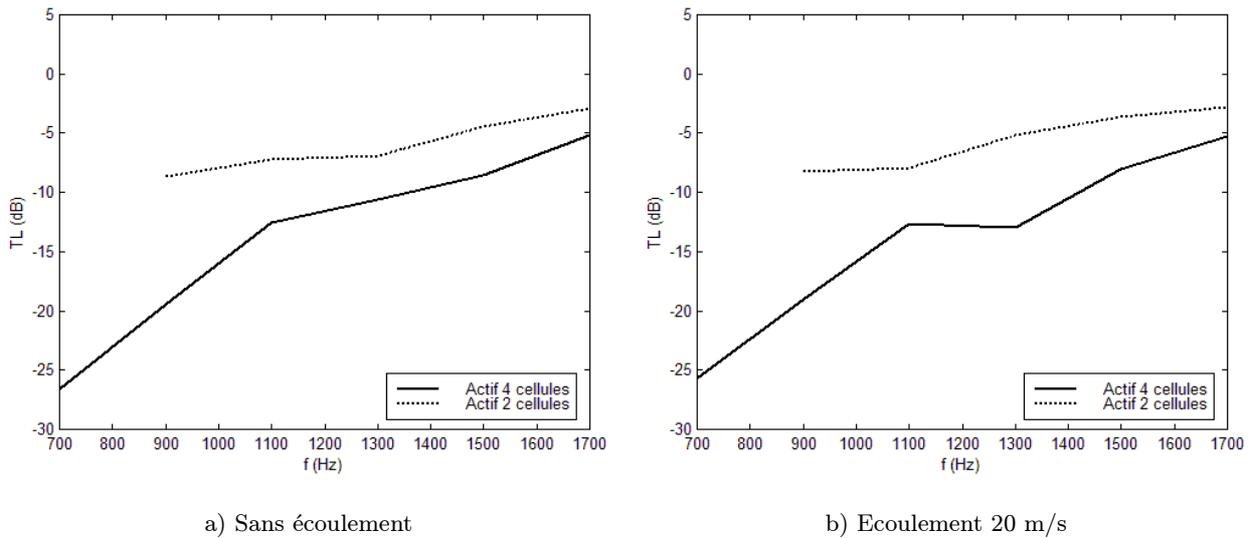


Figure 6.33: Perte par transmission de la couche résistive *h320* : comparaison entre un fonctionnement actif de 2 cellules hybrides et de 4 cellules hybrides

Enfin, les performances relatives des trois couches poreuses envisagées sont résumées sur la figure 6.34 pour deux vitesses d'écoulement dans la conduite. Les indices de performance expérimentaux sont en accord avec les prédictions réalisées sur la figure 5.31 du chapitre précédent. En effet, la couche passive constituée du tissu *h320* induit les niveaux d'atténuation les plus élevés en basses fréquences, alors que la toile résistive *i130* devient la plus efficace à partir de 1600 Hz. En outre, la couche mixte, composée en proportions égales des matériaux *i130* et *h320*, génère des réductions sonores intermédiaires sur toute la gamme fréquentielle.

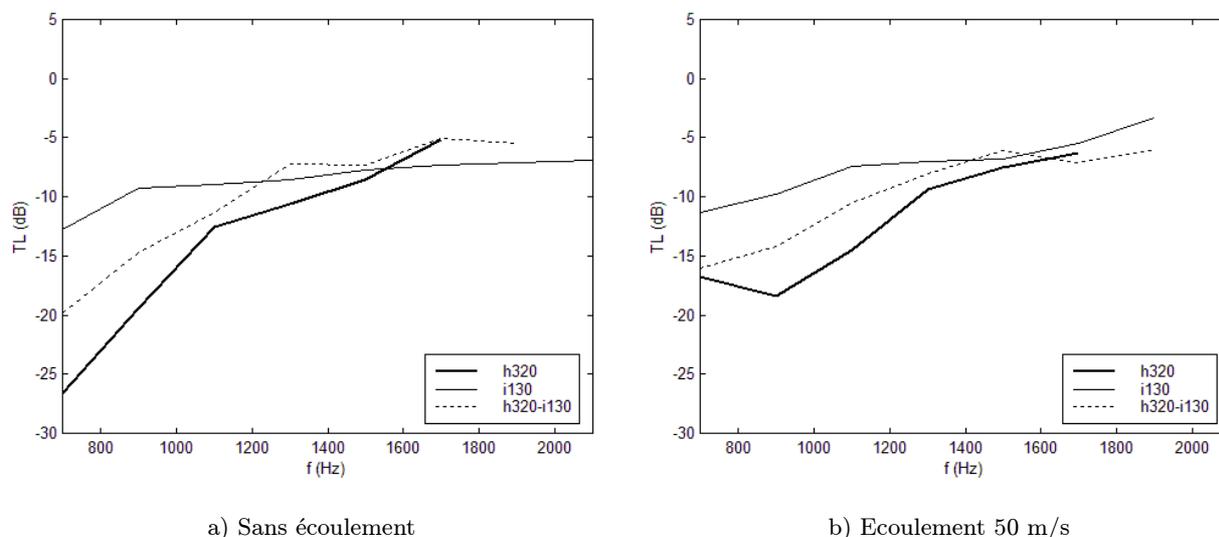


Figure 6.34: Comparaison des performances des trois couches résistives *i130*, *h320* et *h320-i130* : fonctionnement actif des cellules hybrides

#### 6.4.4 Fonctionnement hybride des cellules absorbantes

Pour chacune des trois couches passives résistives testées sur le banc expérimental MATISSE, les indices de performance associés aux deux conditions limites arrière passives et à l'annulation de la pression par contrôle actif, ont été tracés simultanément sur une même figure en fonction de la fréquence. Les figures 6.35, 6.36 et 6.37 représentent respectivement les pertes par transmission correspondantes aux tissus *h320*, *i130* et à la couche résistive mixte *h320-i130*, pour deux vitesses de l'écoulement dans la veine MATISSE : 5 et 30 m/s. Indépendamment de la nature de la couche passive considérée et de la vitesse de l'écoulement, le traitement acoustique actif apparaît indéniablement la solution absorbante la plus efficace dans le domaine fréquentiel en deçà de 1600 Hz. Toutefois, lorsque la fréquence augmente, l'atténuation des cellules actives diminue continûment si bien que les traitements passifs deviennent plus performants dans la gamme des fréquences élevées. La bande optimale de réalisation du contrôle actif est ainsi mise en évidence, à l'image de l'étude théorique de la partie 5.2.2 du chapitre 5. La fréquence limite de commutation des cellules absorbantes du mode actif au mode passif est atteinte vers 1800 Hz, dans le cas de la cavité de 0.017 m, et semble se situer autour de 2500 Hz pour la lame d'air de 0.010 m (voir dimensionnement initial des prototypes hybrides).

Le développement futur de cellules hybrides plus performantes du point de vue atténuation sur la gamme de fréquences étudiée pour les expériences sur le dispositif MATISSE devra prendre en compte une cavité avant de profondeur nettement plus importante que les 0.010 m du prototype actuel. D'après les prédictions réalisées au chapitre précédent, une cavité de 0.020 m semble particulièrement bien adaptée à la conduite MATISSE. Une entretoise de 0.010 m d'épaisseur a par conséquent été fabriquée afin de vérifier expérimentalement l'efficacité de la lame d'air de 0.020 m à l'arrière de la couche résistive. Les mesures de perte par transmission réalisées avec la toile métallique *h320* sont présentées sur la figure 6.38 pour deux vitesses de l'écoulement

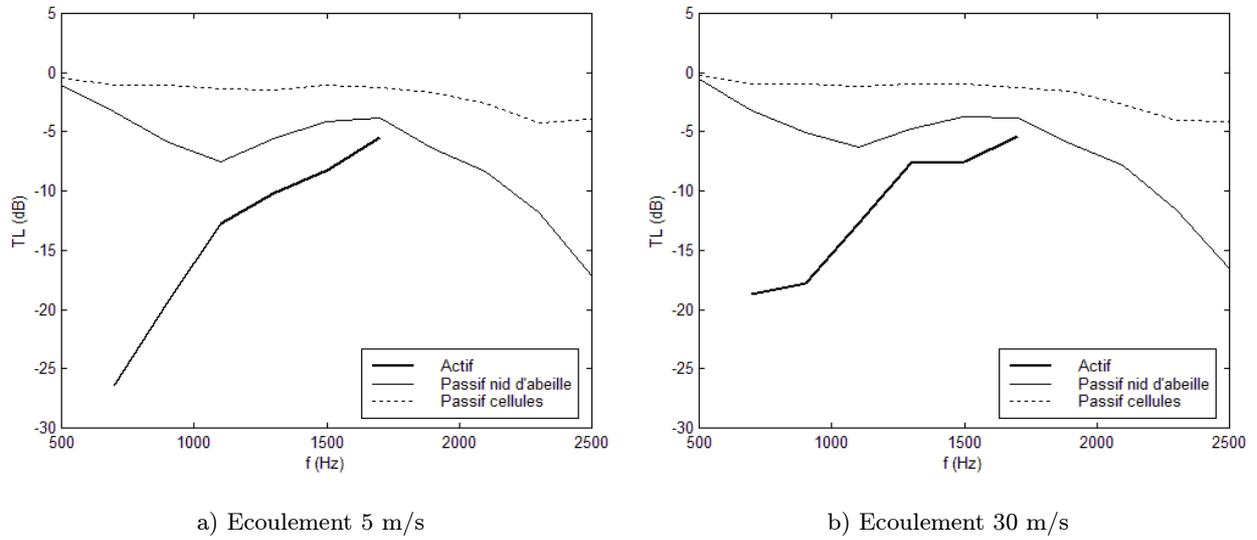


Figure 6.35: Perte par transmission de la couche résistive *h320* : comparaison entre les deux conditions limites passives et la condition arrière active

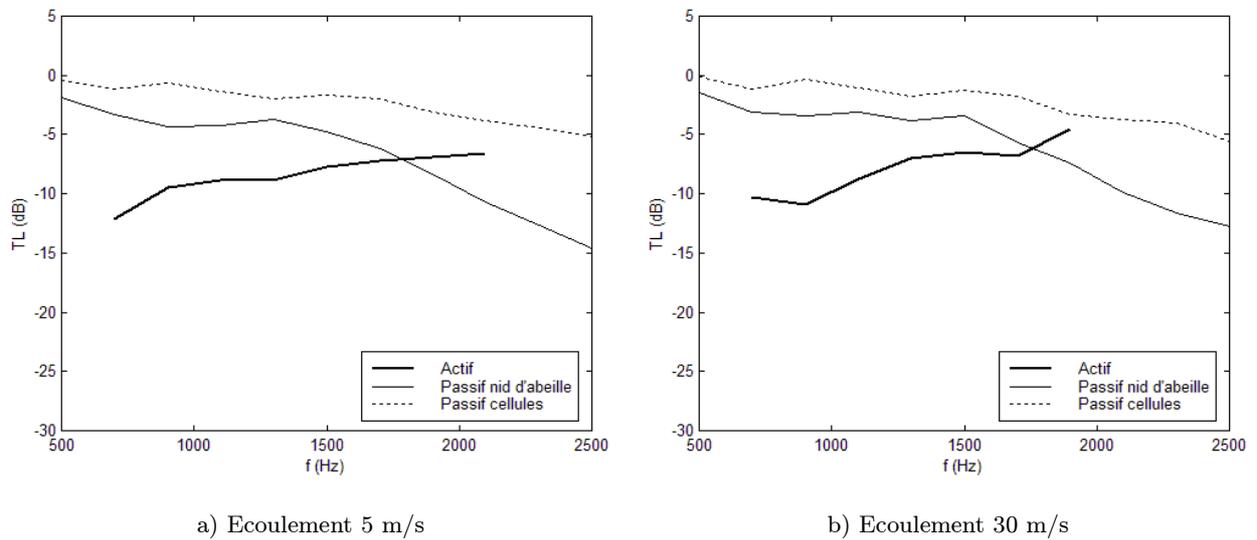


Figure 6.36: Perte par transmission de la couche résistive *i130* : comparaison entre les deux conditions limites passives et la condition arrière active

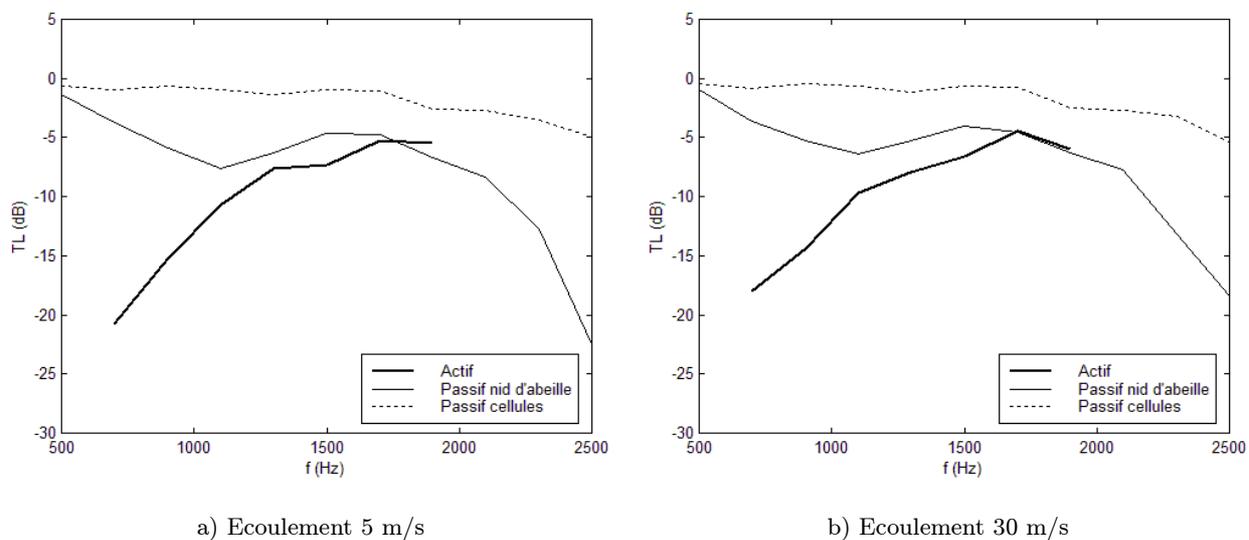


Figure 6.37: Perte par transmission de la couche résistive  $h320-i130$  : comparaison entre les deux conditions limites passives et la condition arrière active

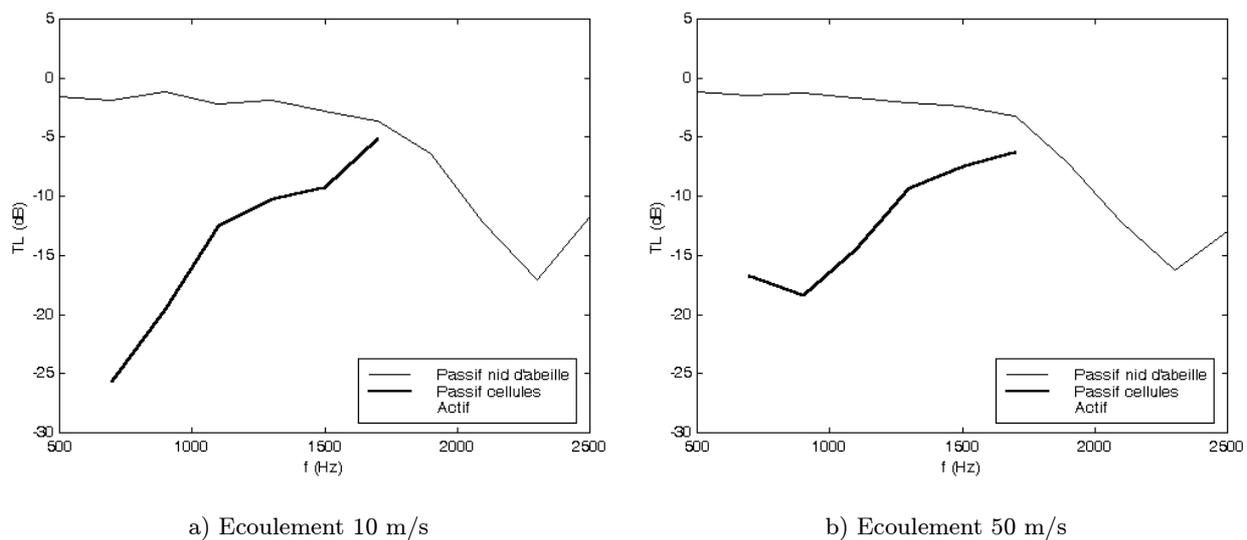


Figure 6.38: Fonctionnement hybride pour la couche résistive  $h320$  : zéro de pression et cavité de 0.020 m

dans la conduite 20 et 50 m/s. Les résultats obtenus pour le fonctionnement hybride des cellules révèlent une évolution tout à fait comparable avec les simulations effectuées au chapitre 5. La fréquence de commutation du mode actif au mode passif se situe autour de 1800 Hz, de même que dans les prédictions, du chapitre précédent, voir figure 5.26. L'augmentation de l'épaisseur de la lame d'air à l'arrière de la couche passive induit néanmoins la fabrication de traitements hybrides plus encombrants, et par conséquent éventuellement plus lourds. Ce paramètre constitue ainsi un facteur limitatif dans les applications aéronautiques nécessitant une optimisation judicieuse du compromis atténuation–taille–poids des absorbants développés.

## 6.5 Conclusion

Les expériences menées sur la veine d'essai MATISSE dans le but de caractériser les technologies absorbantes hybrides en présence d'écoulement, pour des ondes acoustiques en incidence rasante, se sont révélées très encourageantes. En effet, d'une part, de fortes atténuations sonores ont été atteintes du point de vue passif dans le domaine fréquentiel élevé, jusqu'à 15–20 dB dans certaines configurations. D'autre part, concernant le mode de fonctionnement actif des prototypes hybrides, la réalisation de la condition limite d'annulation de la pression à l'arrière de la couche poreuse résistive a été réalisée sur une gamme de fréquences étendue, s'étalant de 700 à 1900 Hz en général. En outre, des niveaux de réduction sonore résultants importants ont été constatés pour tous les matériaux composant la couche passive des traitements testés. Les qualités absorbantes des cellules actives diminuant toutefois considérablement lorsque la fréquence s'élève, l'intérêt du fonctionnement hybride des prototypes acoustiques développés a par conséquent été mis en valeur : le choix de la fréquence de commutation entre les modes de fonctionnement actif et passif reste notamment à optimiser en fonction de la profondeur de la cavité avant des cellules, et éventuellement des propriétés de la couche passive, mais également des contraintes imposées par l'application finale envisagée.

Par ailleurs, les comparaisons entre les prédictions effectuées à partir du calcul multimodal détaillé au chapitre 2, et les mesures des indices de performance, se sont avérées relativement fiables, aussi bien dans le cas des essais passifs que dans le cas des expériences actives. Les écarts les plus importants ont été constatés dans les zones fréquentielles sur lesquelles l'impédance de surface des traitements testés était proche des valeurs optimales, définies pour la géométrie du banc MATISSE. Ces résultats sont en accord avec l'étude de sensibilité menée au cours des travaux théoriques antérieurs. De plus, dans le cas particulier du fonctionnement actif des prototypes hybrides, les simulations multimodales ont permis d'évaluer la surface effective de réalisation d'une condition limite uniforme d'annulation de la pression, en face arrière des tissus résistifs, en fonction de la fréquence et de la vitesse de l'écoulement dans la conduite d'essai.

Les tests en écoulement sur le banc MATISSE ont également abouti à une vérification expérimentale des performances prédites de la toile métallique *h320*, optimale, sélectionnée par les études théoriques du chapitre 5. Des réductions sonores d'environ 25 dB ont été atteintes en basses fréquences malgré la surface plutôt faible couverte par le traitement acoustique. De même, les résultats obtenus pour la couche passive mixte, composé des tissus *h320* et *i130*, ont révélé un comportement hybride intéressant, atténuation élevée à la fois en basses fréquences pour le mode actif et en hautes fréquences pour la condition limite passive d'épaisseur 0.017 m : les mesures

se sont avérées conformes aux calculs prédictifs réalisées à partir de Sysnoise.

Enfin, la faible surface recouverte par les quatre cellules absorbantes, ainsi que l'application du traitement acoustique sur une seule paroi de la veine MATISSE, ont néanmoins conduit à des niveaux d'atténuation sonore très intéressants ; ces résultats permettent par conséquent d'envisager des réductions de bruit très prometteuses pour un développement ultérieur des cellules sur un dispositif expérimental de géométrie plus complexe, adapté à la caractérisation acoustique de panneaux hybrides de plus grandes dimensions.

# Conclusion

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'est concentré sur l'étude d'un absorbant hybride actif/passif, développé en particulier pour réduire le bruit généré par les turboréacteurs modernes sur une plage de fréquences étendue. Le traitement acoustique mis au point résulte de la juxtaposition de plusieurs cellules, constituées d'une couche passive, composée d'un matériau poreux reposant sur une grille métallique, et d'un module de contrôle actif, équipé d'un microphone de contrôle et d'un actionneur piézoélectrique. Le concept d'absorption hybride envisagé fait référence au principe de fonctionnement spécifique de la cellule : en basses fréquences, le système de contrôle actif opérationnel assure une annulation de la pression à l'arrière de la couche poreuse ; en hautes fréquences, la cellule commute en mode passif, l'arrêt du contrôle actif induit alors une condition limite passive correspondant à une lame d'air d'épaisseur fixée. L'objectif de notre étude était d'optimiser la composante passive d'un tel traitement acoustique hybride, dans le cas particulier de notre banc d'essai MATISSE, afin d'atteindre des niveaux de réduction sonore importants dans la veine expérimentale en incidence rasante et en présence d'écoulement. Nos travaux concernaient par conséquent, dans un premier temps, le choix du matériau poreux adéquat, ainsi que de la condition limite arrière active ou passive associée, permettant de suivre le plus précisément possible une impédance cible à la surface des cellules absorbantes, et, dans un deuxième temps, l'ajustement de la fréquence de commutation du système hybride.

Pour répondre à cet objectif, nous avons mis en place une procédure d'optimisation complète aboutissant à la fabrication d'un prototype de cellule hybride, et dont les étapes successives et complémentaires ont été progressivement accomplies au fil de ce mémoire. Deux aspects différents de l'association milieu poreux et condition limite arrière d'annulation de la pression par contrôle actif ont été envisagés au cours de notre étude : en effet, d'une part, un zéro de pression a été réalisé à l'arrière d'une couche passive de paramètres connus, afin d'obtenir une impédance fixée sur sa face avant. D'autre part, la méthode inverse consiste à mesurer l'impédance de surface d'un échantillon poreux dont la face arrière a été ramenée à pression nulle, dans le but d'identifier ses caractéristiques intrinsèques.

## Synthèse

Le point de départ de la procédure d'optimisation de l'absorbant hybride était la définition de l'impédance cible à atteindre sur la face avant des cellules hybrides, afin de générer une atténuation maximale dans la veine MATISSE. Cette impédance, appelée optimale, a été déduite par maximisation de la valeur absolue de l'indice de perte par insertion évalué à partir de deux outils de calcul complémentaires. Une première modélisation du dispositif expérimental a été effectuée sous Sysnoise et a fourni les valeurs de l'impédance cible dans une conduite au repos et à deux dimensions. Des simulations parallèles ont alors été menées, après avoir développé

un module de décomposition multimodale en trois dimensions, afin de prendre en compte un écoulement moyen uniforme dans la veine MATISSE. Les résultats obtenus dans les deux configurations se sont révélés conformes aux conclusions issues des études antérieures réalisées par Cremer, puis par Tester : l'impédance optimale dans une conduite rectangulaire dépend de la fréquence, et notamment sa partie imaginaire apparaît négative décroissante. Une analyse approfondie de la sensibilité de l'impédance cible à de nombreux paramètres, tels que la longueur et la disposition du traitement a ensuite été envisagée, principalement en vue de l'étape future de réalisation de la résistance et de la réactance désirées. Elle a mis en valeur l'importance d'une définition très précise de la configuration de calcul, élaborée à partir de l'application finale : la géométrie de la veine ainsi que les dimensions de la section transversale, la longueur et la disposition du traitement acoustique, enfin les caractéristiques de la source primaire doivent être spécifiées avec soin, toutes ces grandeurs ayant une influence non négligeable sur les valeurs de l'impédance optimale. Par ailleurs, l'établissement de cartographies de la perte par insertion en fonction de la résistance et de la réactance de l'absorbant, inséré en paroi de la veine, a montré la taille extrêmement réduite des zones d'atténuation optimale. Ces résultats soulignent par conséquent le degré de précision élevée requis dans la phase ultérieure de reproduction de l'impédance cible, et indispensable à l'obtention d'une réduction de bruit notable dans la conduite.

Les caractéristiques de l'impédance cible pour la veine MATISSE étant clairement définies, se pose alors la question du choix de la couche poreuse la mieux adaptée au fonctionnement hybride de la cellule. Les matériaux utilisés pour équiper la face avant des traitements acoustiques destinés au turboréacteur sont en général des toiles métalliques, d'épaisseur négligeable et fortement résistives. L'annulation de la pression sur la face arrière d'un tel tissu induit une impédance de surface quasiment réelle, contraire à l'impédance optimale dont la réactance est non nulle, mais négative décroissante. L'étude de milieu poreux de caractéristiques différentes est par conséquent apparue indispensable, afin de suivre l'évolution de l'impédance cible de la veine MATISSE. C'est pourquoi une partie importante de notre travail a été consacrée à la présentation de modèles de propagation du son à l'intérieur d'un matériau absorbant diphasique, ainsi qu'à l'élaboration d'une méthode d'identification rapide et fiable des caractéristiques intrinsèques d'un échantillon poreux. Les différentes théories décrivant la réponse d'un milieu poreux quelconque à une excitation acoustique ont mis en évidence les nombreux paramètres, jusqu'à huit dans les modèles de Johnson-/Lafarge- et Biot-Allard, essentiels à une simulation précise du comportement d'un matériau absorbant. Une détermination expérimentale de toutes ces inconnues apparaît souvent longue et coûteuse, puisque les dispositifs de mesures associés sont non seulement spécifiques mais également encombrants. Nous avons, par conséquent, développé une procédure d'identification acoustique des paramètres caractéristiques d'un matériau poreux, à partir d'un banc d'essai unique, le tube de Kundt, éliminant la plupart des inconvénients relatifs aux méthodes existantes. Les inconnues sont obtenues successivement, soit par des mesures directes, soit par ajustement des modèles théoriques sur des grandeurs expérimentales acoustiques variées.

La méthode proposée au chapitre 4 permet d'identifier les six paramètres introduits dans le modèle de Lafarge-Allard et considère, par ailleurs, différentes pistes pour obtenir les grandeurs mécaniques supplémentaires de la théorie de Biot-Allard. Elle présente de multiples avantages : notamment sa rapidité, son encombrement limité et son coût restreint la rendent particulièrement attrayante pour notre application. Un échantillon poreux quelconque est en outre complètement

caractérisé en un quart d'heure. Notre procédure d'identification se limite néanmoins à la caractérisation d'échantillons de matériau d'épaisseur non négligeable. En effet, dans le cas des milieux poreux ayant une épaisseur relativement faible, la détermination de la porosité s'avère particulièrement délicate, puisque les mesures de l'impédance de surface de l'échantillon posé sur un piston métallique et de l'impédance de surface du piston seul n'apparaissent pas suffisamment différentes. Cependant, l'identification des paramètres caractéristiques essentiels des tissus résistifs testés a été permise par une adaptation de la méthode MIRAJ ; la connaissance des quatre paramètres intrinsèques — résistivité, porosité, tortuosité et longueur caractéristique visqueuse — suffit effectivement à une prédiction raisonnable du comportement acoustique d'une toile métallique. Le facteur de forme thermique  $s'$  a par conséquent été sacrifié au dépend de la porosité qui constitue un paramètre caractéristique plus fondamental. Par ailleurs, une légère modification de la méthode MIRAL, introduisant une identification de la porosité, de la tortuosité et de la longueur visqueuse par ajustement sur la densité effective, permettrait de caractériser complètement un milieu poreux d'épaisseur très réduite.

Les théories de propagation du son dans un milieu poreux ont alors été appliquées au niveau d'une étape cruciale de la procédure d'optimisation des systèmes absorbants hybrides : la définition des caractéristiques de la couche passive permettant la reproduction la plus fidèle possible de l'impédance cible. Dans un premier temps, des matériaux fictifs, dont les paramètres constituaient les inconnues à sélectionner, ont été considérés afin d'atteindre la résistance et la réactance désirées. Cette analyse a non seulement permis de mettre en évidence la difficulté d'une réalisation simultanée et précise des parties réelle et imaginaire de l'impédance optimale, mais surtout de définir le compromis conduisant à une atténuation maximale dans la veine : une résistance fidèle et une réactance proche de zéro. Les matériaux existants les plus adaptés au respect d'un tel compromis, et également aux applications aéronautiques, sont sans aucun doute les toiles résistives. Cependant, d'autres configurations ont également été explorées afin d'obtenir de nouvelles valeurs de l'impédance et notamment de réduire l'écart par rapport aux valeurs optimales de la résistance et de la réactance en conservant des niveaux de réduction sonore élevés dans la veine. Les compositions poreuses multicouches, constituées d'un tissu métallique, d'une lame d'air et d'une laine de roche, se sont révélées particulièrement efficaces, notamment au niveau du fonctionnement passif des absorbants hybrides. Les conclusions de ces travaux ont par ailleurs souligné la complexité d'une réalisation précise de l'impédance optimale, indispensable pour atteindre des réductions sonores maximales. Différentes pistes ont par conséquent été envisagées, afin d'augmenter l'atténuation pour une impédance donnée à la surface des cellules absorbantes. La configuration optimale résultante se caractérise par un traitement acoustique suffisamment long, réparti au minimum sur deux parois opposées de la veine. Enfin, l'ajustement de la fréquence de commutation du mode de fonctionnement actif de la cellule en basses fréquences, au mode passif en hautes fréquences est apparu comme un point essentiel permettant de conserver des niveaux d'atténuation sonore élevés sur une large gamme de fréquences. Le facteur limitant principal, également associé au réglage de cette fréquence de coupure du contrôle actif, est la profondeur de la cavité à l'arrière de la couche passive, essentiellement imposée par les dimensions maximales autorisées pour le système absorbant complet.

À ce niveau de l'étude, la couche poreuse optimale pour le banc MATISSE sélectionnée est une toile métallique de résistance proche du tiers de l'impédance caractéristique de l'air. Ce tissu, particulièrement efficace dans la bande des basses fréquences, apparaît néanmoins beaucoup moins performant lorsque la fréquence augmente, notamment du fait de sa résistance constante

comparée à la résistance cible croissante.

A l'issue des études théoriques, le développement des prototypes hybrides a abouti aux premières expériences en tube de Kundt, sous incidence normale. Ces mesures ont permis de vérifier les impédances de surface prédites, aussi bien pour la condition limite active de zéro de pression, que pour la condition arrière passive de cavité à fond rigide. Quatre cellules hybrides couvrant une surface totale de  $0.220 \times 0.055 \text{ m}^2$ , ont ensuite été fixées sur la paroi supérieure de la veine MATISSE pour évaluer l'efficacité des traitements absorbants actifs/passifs optimisés, sous incidence acoustique rasante et en présence d'écoulement. A cet effet, différents indices de performance, tels que la perte par transmission et la perte par insertion, ont été déterminés expérimentalement, en particulier afin d'estimer les performances de l'absorbant hybride dans ses deux modes de fonctionnement distincts. Les résultats obtenus se sont révélés conformes aux prédictions pour toutes les configurations actives et passives testées, ainsi que les différentes vitesses d'écoulement générées jusqu'à 50 m/s. De même, les mesures comparatives effectuées sur les trois tissus résistifs envisagés ont confirmé la sélection de la couche passive optimale, après les simulations théoriques du chapitre 5 : la toile métallique *h320* constitue la solution la plus adaptée conduisant à une atténuation sonore élevée dans la veine MATISSE. Enfin, l'avantage du concept hybride a été entièrement validé, puisque de forts niveaux de réduction acoustique ont été atteints sur une gamme de fréquences étendue (700-2500 Hz) pour toutes les couches résistives considérées.

## Perspectives

Tout le procédé de développement d'un traitement absorbant optimal, considéré dans ce travail, a certes été exclusivement réservé au dispositif expérimental MATISSE, il est cependant applicable à n'importe quel système industriel de géométrie plus complexe et de taille plus imposante. Dans ces conditions, la constitution de panneaux absorbants composés d'un nombre important de cellules hybrides doit être envisagée. L'impédance optimale à reproduire en face avant du traitement acoustique doit alors être redéfinie, en tenant compte de la géométrie et des dimensions exactes du nouveau banc d'essai, de la surface totale couverte par l'absorbant, ainsi que de sa répartition sur les parois de la conduite. Les valeurs de résistance et réactance cibles sont *a priori* différentes des résultats obtenus pour la veine MATISSE : la couche résistive à sélectionner pour maximiser la réduction sonore présente par conséquent *a priori* également des caractéristiques distinctes par rapport à la couche optimale retenue pour le banc MATISSE. Par ailleurs, une mesure particulièrement intéressante, et également plus réaliste par rapport à l'application finale du turboréacteur, serait de tester les performances relatives à une disposition des cellules hybrides sur deux parois opposées de la veine, voire un anneau dans le cas de conduits circulaires : cette configuration apparaît très prometteuse d'après les simulations qui prévoient des niveaux d'atténuations restant élevés lorsque la fréquence augmente. En outre, l'efficacité du système absorbant hybride doit être testée à plus hautes fréquences, au-delà du domaine des ondes planes, en plaçant par exemple le banc d'essai dans une chambre sourde. Les performances des cellules seront alors évaluées à partir de l'indice de perte par insertion, déduit des mesures de puissance rayonnée à l'extérieur de la conduite. Enfin, une étude plus approfondie de l'influence éventuelle de la grille placée à l'arrière du tissu résistif, en particulier sur la réactance de surface du traitement, apparaît également importante.

La considération d'un dispositif expérimental plus complexe nécessite sans aucun doute un perfectionnement des outils de prédiction, développés non seulement pour évaluer l'impédance cible, mais aussi afin de réaliser les comparaisons avec les mesures de l'atténuation sonore, lorsque les traitements sont soumis à une incidence acoustique rasante et un écoulement de vitesse non négligeable. Dans le cas spécifique de la veine MATISSE qui présente une géométrie relativement simplifiée, les configurations de calcul envisagées sont apparues suffisantes pour répondre à ces deux objectifs. En revanche, dans le cas de systèmes industriels plus conséquents, certains éléments doivent être pris en compte plus rigoureusement, afin d'aboutir à des résultats fiables en accord avec les expériences. D'une part, la position de la source acoustique, ainsi que sa composition modale sont des paramètres essentiels dont une modélisation plus précise semble indispensable. D'autre part, une représentation plus fidèle du traitement absorbant, constitué de plusieurs cellules hybrides d'impédance finie, séparées par des tronçons rigides d'impédance infinie, apparaît également plus appropriée pour améliorer les prédictions. Enfin, l'introduction d'écoulements plus complexes, et par conséquent plus proches des conditions réelles, est de plus une perspective essentielle, afin d'obtenir à la fois des valeurs fiables de l'impédance optimale, et des niveaux de réduction comparables aux atténuations mesurées.

L'optimisation de la couche passive des traitements hybrides a révélé que les matériaux les plus performants pour reproduire l'impédance cible, et adaptés aux applications turboréacteurs, sont les toiles résistives. Cependant, la réalisation de la condition limite de pression nulle à l'arrière d'un tissu métallique aboutit à une impédance de surface quasiment réelle et constante, alors que la résistance et la réactance optimales dépendent de la fréquence. Les études futures doivent par conséquent se tourner vers la génération d'une partie réelle évolutive à partir de milieux poreux spécifiques répondant aux contraintes aéronautiques. La considération de multicouches, avec insertion éventuelle du microphone de contrôle du module actif entre deux matériaux séparés par une lame d'air, semble être une piste intéressante d'après les premières analyses effectuées dans ce mémoire.

L'utilisation éventuelle de matériaux absorbants de caractéristiques différentes par rapport aux toiles résistives, intervenant dans la constitution des multicouches, met par ailleurs en valeur l'avantage de disposer d'une méthode d'identification fiable des paramètres intrinsèques d'un milieu poreux quelconque. Une technique de caractérisation précise est en effet indispensable à une bonne prédiction du comportement acoustique de la couche passive. Suffisante à la sélection de la toile métallique résistive idéale, à implémenter en face avant des prototypes hybrides, la procédure de détermination, mise en place dans notre étude, peut néanmoins être perfectionnée pour augmenter la précision de certaines grandeurs. En effet, une étude de conditions limites supplémentaires éventuellement associées à des comportements asymptotiques basses fréquences pourrait permettre d'améliorer la mesure des deux facteurs de forme thermiques  $s'$  et  $M'$ . En outre, l'utilisation de méthodes vibratoires semble plus appropriée pour l'obtention du module d'Young et du coefficient de Poisson. Enfin, notre étude a montré l'importance d'un contrôle rigoureux et répété des conditions ambiantes de pression, de température et surtout d'humidité pour assurer la fiabilité des paramètres caractéristiques identifiés. L'utilisation d'un dispositif expérimental complètement isolé du milieu extérieur, et dont les conditions atmosphériques de pression, de température et d'humidité sont fixées par l'utilisateur apparaît particulièrement adaptée à une amélioration de la méthode d'identification proposée. En outre, dans ces conditions, de nouvelles procédures de détermination des paramètres peuvent être développées, basées

sur la mesure de l'impédance de surface des échantillons tests, en fonction, par exemple, des variations de la pression et de la température dans le tube.

De plus, la méthode d'identification proposée au chapitre 4 s'applique à la caractérisation de tout milieu poreux d'épaisseur non négligeable, employé comme absorbant acoustique dans des domaines industriels variés (transport, bâtiment...). Ses deux qualités essentielles, qui se résument par une détermination rapide des paramètres à partir d'un échantillon unique de matériau, permettent d'envisager sous un nouvel aspect de type statistique la caractérisation des milieux poreux inhomogènes, c'est à dire présentant une forte dispersion, voire une variabilité dans le temps de leurs propriétés acoustiques : en effet, des mesures réalisées sur un nombre important d'échantillons prélevés sur une même plaque poreuse, peuvent être utilisées pour définir le comportement moyen du matériau dans des configurations plus réalistes (salle réverbérante, cabine alpha, petite cabine...), où des surfaces absorbantes étendues sont considérées.

Enfin, une des perspectives les plus directes de notre étude est incontestablement la mesure de l'impédance *in situ* des traitements acoustiques hybrides insérés dans la veine MATISSE. De nombreuses méthodes ont été développées pour déduire les valeurs de l'impédance de surface d'un matériau absorbant en paroi d'une conduite, et notamment en présence d'écoulement [61]. Les techniques les plus employées se classent essentiellement en deux catégories. Dans un premier temps, les mesures directes sont réalisées à partir d'un microphone [35], de deux microphones [35] [71] ou à l'aide d'une sonde microphonique [72], placés à l'arrière de la couche poreuse. Dans un deuxième temps, les mesures comparatives inverses se basent sur la détermination de la pression au niveau de la paroi opposée au traitement acoustique [60] [49], voire sur l'évaluation d'un indice de performance tel que la perte par insertion [61]. Ces dernières techniques de mesure nécessitent alors le développement d'un outil de prédiction associé, extrêmement fiable, des grandeurs acoustiques considérées, afin d'obtenir une estimation précise de l'impédance de surface.

La méthode la plus adaptée à notre configuration, et sans doute la plus fiable, semble être la mesure de la pression sur la paroi opposée au traitement, d'une part puisque la paroi inférieure de la veine MATISSE dispose d'une partie instrumentable amovible, d'autre part les méthodes directes sont peu envisageables de part la complexité de l'introduction des microphones au niveau des cellules hybrides. Enfin, cette procédure apparaît plus précise que les mesures comparatives par détermination de la perte par insertion par exemple. Une telle identification de l'impédance de surface nécessite néanmoins un code de prédiction parallèle fiable, réalisé à partir d'une modélisation précise et fidèle de la configuration pratique : géométrie du banc d'essai, vitesse et caractéristiques de l'écoulement, longueur du traitement, prise en compte de joints rigides éventuels... La détermination de l'impédance de surface des traitements acoustiques directement en parois de la veine est particulièrement intéressante pour compléter notre étude : en effet, une telle mesure se révèle attrayante, non seulement pour réaliser de meilleures prédictions des performances du point de vue atténuation, mais surtout pour analyser et mieux appréhender l'influence de l'écoulement sur l'impédance en face avant des cellules hybrides.

# Notations

## Caractéristiques de l'air

$\rho_0$	Masse volumique de l'air ( $\text{kg/m}^3$ )
$c_0$	Vitesse du son dans l'air ( $\text{m/s}$ )
$Z_0$	Impédance caractéristique de l'air (rayls)
$k_0$	Constante de propagation dans l'air ( $\text{m}^{-1}$ )
$\gamma$	Constante des gaz parfaits
$P_0$	Pression atmosphérique (Pa)
$\eta$	Viscosité dynamique (Pa.s)

## Propagation dans un conduit

$W$	Puissance acoustique (W)
$L_w$	Niveau de puissance acoustique (dB)
$IL$	Perte par insertion ou Insertion loss (dB)
$T$	Amplitude de la composante de pression transmise à travers le filtre acoustique (Pa)
$L_T$	Niveau de la pression transmise (dB)
$I$	Amplitude de la composante de pression incidente sur le filtre acoustique (Pa)
$L_I$	Niveau de la pression incidente (dB)
$TL$	Perte par transmission ou Transmission loss (dB)
$LD$	Réduction de bruit ou Level difference (dB)
$\mathcal{P}$	Puissance acoustique sur une section transversale de la conduite MATISSE
$I$	Intensité acoustique à travers une section transversale de la conduite MATISSE
$N_p$	Nombre de points de discrétisation pour le calcul de la puissance acoustique
$\Delta_y$	Longueur du pas de discrétisation
$(x, y, z)$	Système de coordonnées cartésiennes
$U$	Vitesse de l'écoulement uniforme dans la veine MATISSE
$M$	Nombre de Mach de l'écoulement
$\omega$	Pulsation de la source acoustique
$L_x$	Largeur du conduit MATISSE
$L_y$	Hauteur du conduit MATISSE
$L_z$	Longueur du conduit MATISSE

$Z$	Impédance du traitement acoustique appliqué en paroi de la veine MATISSE
$m$	Ordre du mode transversal suivant la direction $x$
$n$	Ordre du mode transversal suivant la direction $y$
$k_{x,m}$	Nombre d'onde transversal suivant la direction $x$ , correspondant au mode $m$
$k_{y,n}$	Nombre d'onde transversal suivant la direction $y$ , correspondant au mode $n$
$k_{z,mn}^+$	Nombre d'onde axial, correspondant au mode $(m,n)$ , et se propageant vers les abscisses $z$ positives dans le sens de l'écoulement ( $m^{-1}$ )
$k_{z,mn}^-$	Nombre d'onde axial, correspondant au mode $(m,n)$ , et se propageant vers les abscisses $z$ négatives dans le sens opposé à l'écoulement ( $m^{-1}$ )
$\Phi(x, y, z)$	Potentiel acoustique ( $m^2/s$ )
$\Phi_z(x, y, z)$	Dérivée suivant $z$ du potentiel acoustique ( $m/s$ )
$\Phi$	Vecteur généralisé du potentiel acoustique ( $m^2/s$ )
$\Phi_z$	Vecteur généralisé de la dérivée du potentiel acoustique ( $m/s$ )
$A_{mn}$	Amplitude du potentiel acoustique se propageant vers les $z$ positifs, correspondant au mode $(m, n)$ ( $m^2/s$ )
$B_{mn}$	Amplitude du potentiel acoustique se propageant vers les $z$ négatifs, correspondant au mode $(m, n)$ ( $m^2/s$ )
$\Psi$	Vecteur des fonctions propres transversales suivant la direction $y$
$\lambda_i$	Valeur propre du conduit suivant la direction $y$
$\Lambda$	Vecteur des valeurs propres du conduit suivant la direction $y$
$Z_{fin}$	Impédance généralisée finale du conduit MATISSE
$F$	Matrice de passage entre deux zones distinctes de la veine MATISSE
$T$	Matrice de transport d'impédance dans une même zone de la veine MATISSE
$P$	Vecteur pression généralisé (Pa)
$V$	Vecteur vitesse généralisée ( $m/s$ )

## Milieux poreux

$l$	Taille des inhomogénéités dans un milieu poreux (m)
$L$	Longueur d'homogénéisation (m)
$\rho_e$	Densité effective ( $kg/m^3$ )
$K$	Compressibilité dynamique (Pa)
$Z_c$	Impédance caractéristique du milieu (rayls)
$k$	Constante de propagation dans le milieu ( $m^{-1}$ )
$\Phi$	Porosité
$\sigma$	Résistivité (rayls/m)
$\alpha_\infty$	Tortuosité
$k_0$	Perméabilité visqueuse statique ( $m^2$ )
$\Lambda$	Longueur caractéristique visqueuse (m)
$s$	Facteur de forme visqueux
$\Lambda'$	Longueur caractéristique thermique (m)
$s'$	Facteur de forme thermique

---

$k'_0$	Perméabilité thermique statique ( $\text{m}^2$ )
$M'$	Facteur de forme thermique
$\Gamma$	Constante de piégeage ( $\text{m}^{-2}$ )
$E$	Module d'Young (Pa)
$\nu$	Coefficient de Poisson
$\mathcal{V}_a$	Volume d'air contenu dans les pores d'un échantillon poreux ( $\text{m}^3$ )
$\mathcal{V}_m$	Volume de l'échantillon poreux ( $\text{m}^3$ )
$R$	Résistance au passage de l'air (rayls)
$e$	Épaisseur d'un échantillon poreux (m)
$V$	Vitesse macroscopique dans un échantillon poreux (m/s)
$\Delta P$	Gradient de pression à travers un échantillon poreux (Pa)
$p$	Pression acoustique (Pa)
$v$	Vitesse acoustique (m/s)
$\Delta p$	Gradient de pression acoustique à travers un échantillon poreux (Pa)
$Z_s$	Impédance à la surface d'un échantillon poreux (rayls)

### Mesures dans la veine Matisse

$h320$	Toile résistive (GANTOIS) de résistance égale au tiers de l'impédance caractéristique de l'air
$i130$	Toile résistive (GANTOIS) de résistance égale à l'impédance caractéristique de l'air
$H$	Fonction de transfert contrôleur - microphone de contrôle



# Liste des figures

1.1	Principe de l'absorbant actif . . . . .	7
1.2	Sources de bruit d'un turboréacteur moderne, d'après H. Batard, <i>Journées scientifiques de l'ONERA</i> [15] . . . . .	9
1.3	Position des traitements hybrides dans la nacelle d'un turboréacteur, d'après H. Batard, <i>Journées scientifiques de l'ONERA</i> [15] . . . . .	9
1.4	Spectre de bruit mesuré de la soufflante lors de la phase d'atterrissage, d'après H. Batard, <i>Journées scientifiques de l'ONERA</i> [15] . . . . .	10
1.5	Traitements passifs conventionnels, d'après J. Julliard, <i>Journées scientifiques de l'ONERA</i> [62] . . . . .	11
1.6	Schéma d'un élément du système absorbant hybride . . . . .	11
1.7	Banc d'essai MATISSE . . . . .	13
1.8	Procédure d'optimisation des cellules absorbantes hybrides . . . . .	15
2.1	La veine MATISSE : éléments principaux pour les simulations . . . . .	19
2.2	Configuration de calcul de la perte par transmission . . . . .	20
2.3	Configuration de calcul de la réduction de bruit . . . . .	21
2.4	Calcul Sysnoise : configuration 1 . . . . .	22
2.5	Calcul Sysnoise : configuration 2 . . . . .	22
2.6	Calcul de l'indice de performance : configuration 1 . . . . .	22
2.7	Calcul de l'indice de performance : configuration 2 . . . . .	23
2.8	Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison entre les configurations 1 et 2 . . . . .	25
2.9	Etude de sensibilité de la perte par insertion : calcul Sysnoise . . . . .	27
2.10	Configuration du calcul multimodal : sans écoulement . . . . .	28
2.11	Configuration de calcul : prise en compte d'une source acoustique en paroi de la veine . . . . .	29
2.12	Configuration de calcul à partir du schéma aux différences finies . . . . .	31
2.13	Méthode de détermination des amplitudes modales . . . . .	33
2.14	Configuration du calcul multimodal : avec un écoulement uniforme écoulement . . . . .	35
2.15	Configuration de calcul de la perte par insertion : développement multimodal . . . . .	37
2.16	Impédance optimale pour un traitement simple de 0.160 m : raffinement fréquentiel . . . . .	39
2.17	Impédance optimale : comparaison entre le calcul Sysnoise (configurations 1 et 2) et le calcul modal . . . . .	39
2.18	Impédance optimale pour un traitement simple de 0.160 m : variation du pas de calcul de la résistance et de la réactance . . . . .	40

---

2.19	Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison entre les configurations traitement simple (paroi supérieure) et traitement double (deux parois opposées) . . . . .	41
2.20	Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison entre différentes longueurs de traitement absorbant . . . . .	41
2.21	Impédance optimale et atténuation optimale : comparaison pour différentes vitesses de l'écoulement . . . . .	42
2.22	Etude de sensibilité de la perte par insertion : calcul modal sans écoulement . . .	44
2.23	Etude de sensibilité de la perte par insertion : calcul modal et écoulement de 20 m/s . . . . .	45
2.24	Comparaison avec la modélisation de Cremer . . . . .	46
2.25	Comparaison avec la modélisation de Tester : (a) Comparaison Tester-simulation multimodale, (b) Impédance optimale de Tester pour différentes vitesses de l'écoulement	47
2.26	Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement simple, mode plan uniquement, sans écoulement . . . . .	48
2.27	Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement simple, mode (0, 1) uniquement, sans écoulement . . . . .	49
2.28	Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement double, sans écoulement	50
2.29	Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement infini sur la paroi supérieure, sans écoulement . . . . .	51
2.30	Etude de sensibilité de la perte par insertion : traitement infini sur la paroi supérieure, écoulement 50 m/s . . . . .	52
3.1	Echelles caractéristiques d'un milieu poreux, d'après Olny [81] . . . . .	56
3.2	Echelles caractéristiques d'un milieu poreux, d'après Olny [81] . . . . .	56
3.3	Définition de la résistivité . . . . .	60
3.4	Définition de la tortuosité . . . . .	61
3.5	Influence de la variation du facteur de forme $M'$ sur la compressibilité dynamique	64
3.6	Configuration de calcul de l'impédance de surface d'un matériau poreux . . . . .	66
3.7	Configuration de calcul de l'impédance de surface : MUR RIGIDE . . . . .	67
3.8	Configuration de calcul de l'impédance de surface : LAME D'AIR . . . . .	67
3.9	Configuration de calcul de l'impédance de surface : ZERO DE PRESSION . . . . .	68
3.10	Influence du module d'Young : MUR RIGIDE . . . . .	71
3.11	Influence du module d'Young : LAME D'AIR de 0.048 m . . . . .	72
3.12	Influence du module d'Young : ZERO DE PRESSION . . . . .	73
3.13	Influence du coefficient de Poisson : MUR RIGIDE . . . . .	74
3.14	Influence du coefficient de Poisson : LAME D'AIR de 0.048 m . . . . .	75
3.15	Influence du coefficient de Poisson : ZERO DE PRESSION . . . . .	76
3.16	Appareil de mesure de la porosité . . . . .	79
3.17	Appareil de mesure des paramètres mécaniques . . . . .	81
3.18	Appareil de mesure du module d'Young : poutre d'Oberst, d'après rapport IMPACT [4] . . . . .	82
4.1	Principe de base de la méthode de détermination des paramètres caractéristiques d'un matériau poreux . . . . .	86
4.2	Echantillon poreux + couche mince imperméable . . . . .	92

4.3	Comparaison du coefficient d'absorption du modèle de Biot–Allard seul et du modèle de Biot–Allard associé à une loi de masse. . . . .	93
4.4	Comparaison des coefficients d'absorption d'une mousse PE avec et sans peau étanche appliquée sur sa face avant. . . . .	93
4.5	Banc d'essai : le tube CAMELIA . . . . .	94
4.6	Dispositif expérimental : tube de Kundt . . . . .	95
4.7	Matériaux poreux testés . . . . .	97
4.8	Schéma du dispositif expérimental de Chung et Blaser . . . . .	97
4.9	Fonctions d'interpolation de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption sur toute la gamme de fréquences du tube de Kundt : $\alpha_1$ pour les basses fréquences, $\alpha_2$ pour les moyennes fréquences et $\alpha_3$ pour les hautes fréquences, d'après Hilbrunner [51] . . . . .	99
4.10	Schéma du dispositif expérimental de mesure de l'impédance caractéristique et de la constante de propagation par Utsuno. . . . .	100
4.11	Mesure de la vitesse du son dans l'air . . . . .	102
4.12	Matériau poreux avec condition limite de pression nulle . . . . .	103
4.13	Comparaison de l'impédance de surface basses fréquences dans le cas des modèles de Johnson–Allard (squelette rigide) et Biot–Allard (squelette déformable) : condition limite arrière de pression nulle . . . . .	104
4.14	Impédance de surface basses fréquences du feutre pour une condition arrière de pression nulle . . . . .	105
4.15	Configuration expérimentale de la première méthode de mesure de la porosité . . . . .	105
4.16	Partie réelle de l'admittance de surface ramenée au carré de la fréquence et partie imaginaire de l'admittance de surface ramenée à la fréquence pour le feutre posé sur un piston métallique . . . . .	106
4.17	Configuration expérimentale de la deuxième méthode de mesure de la porosité . . . . .	106
4.18	Porosité du feutre . . . . .	107
4.19	Configuration expérimentale de mesure de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ . . . . .	107
4.20	Ajustement sur le coefficient d'absorption : lame d'air de 0.048 m . . . . .	108
4.21	Comparaison prédictions-mesures pour un échantillon de feutre de 0.013 m d'épaisseur posé sur une cavité de profondeur 0.120 m . . . . .	109
4.22	Ajustement sur la densité effective et la compressibilité dynamique . . . . .	110
4.23	Configuration expérimentale de mesure des paramètres mécanique : ajout d'un film non poreux . . . . .	110
4.24	Ajustement du modèle de Biot–Allard sur le coefficient d'absorption : zéro de pression . . . . .	111
4.25	Coefficients d'absorption sur mur rigide du feutre associé à plusieurs film étanches de masses surfaciques distinctes . . . . .	112
4.27	Feutre + scotch double face + film transparent . . . . .	112
4.26	Coefficients d'absorption sur mur rigide d'un échantillon de mousse PU dont la peau a été sectionnée . . . . .	113
4.28	Ajustement de la position du pic mécanique de la théorie de Biot–Allard sur le coefficient d'absorption mesuré pour une condition limite de mur rigide . . . . .	114
4.29	Comparaison prédictions MIRAJ - mesures : mur rigide . . . . .	117
4.30	Comparaison prédictions MIRAJ - mesures : lame d'air de 0.120 m . . . . .	117
4.31	Comparaison prédictions MIRAL - mesures : mur rigide . . . . .	118

4.32	Comparaison prédictions MIRAL - mesures : lame d'air de 0.120 m . . . . .	118
4.33	Mesure de l'impédance de surface d'une association de deux matériaux poreux .	119
4.34	Comparaison prédictions MIRAL - mesures : association feutre et laine blanche sur mur rigide . . . . .	120
4.35	Taille de l'échantillon poreux . . . . .	121
4.36	Coefficient d'absorption d'une mousse PU : influence de la taille de l'échantillon et de l'inhomogénéité du matériau . . . . .	122
4.37	Résumé de la méthode d'identification des paramètres . . . . .	125
5.1	Principe du fonctionnement de la cellule hybride fictive . . . . .	128
5.2	Ajustement sur la partie réelle de l'impédance optimale MATISSE . . . . .	129
5.3	Ajustement sur la partie imaginaire de l'impédance optimale MATISSE . . . . .	130
5.4	Ajustement sur le module de l'impédance optimale MATISSE . . . . .	131
5.5	Identification des paramètres caractéristiques du tissu <i>i130</i> sur le coefficient d'absorption	133
5.6	Prédiction et mesure de l'impédance de la toile <i>i130</i> pour une condition limite de cavité de 0.020 m . . . . .	134
5.7	Prédiction et mesure de l'impédance de la toile <i>i130</i> pour une condition limite de zéro de pression . . . . .	134
5.8	Identification des paramètres caractéristiques du tissu <i>h320</i> sur le coefficient d'absorption . . . . .	135
5.9	Prédiction et mesure de l'impédance de la toile <i>h320</i> pour une condition limite de cavité de 0.020 m . . . . .	136
5.10	Prédiction et mesure de l'impédance de la toile <i>h320</i> pour une condition limite de zéro de pression . . . . .	136
5.11	Prédiction et mesure de l'impédance de la laine de roche pour une condition limite de mur rigide . . . . .	139
5.12	Prédiction et mesure de l'impédance de la laine de roche pour une condition limite de cavité de 0.020 m . . . . .	139
5.13	Prédiction et mesure de l'impédance de la laine de roche pour une condition limite de zéro de pression . . . . .	140
5.14	Prédiction de l'impédance d'un échantillon de laine de roche d'épaisseur 0.009 m pour une condition limite de zéro de pression . . . . .	140
5.15	Schéma des multicouches simulées et testées : <i>multicouche 1</i> et <i>multicouche 2</i> . .	142
5.16	Prédiction et mesure de l'impédance de la <i>multicouche 2</i> pour une condition limite de mur rigide . . . . .	143
5.17	Prédiction et mesure de l'impédance de la <i>multicouche 2</i> pour une condition limite de cavité de 0.020 m . . . . .	143
5.18	Prédiction et mesure de l'impédance de la <i>multicouche 2</i> pour une condition limite de zéro de pression . . . . .	144
5.19	Principe de calcul de l'indice de performance . . . . .	144
5.20	Pertes par insertion relatives aux impédances issues de l'ajustement sur l'impédance optimale MATISSE . . . . .	145
5.21	Pertes par insertion relatives aux impédances des matériaux existants, simulées pour une condition limite de mur rigide . . . . .	146
5.22	Pertes par insertion relatives aux impédances des matériaux existants, simulées pour une condition limite de cavité de 0.020 m . . . . .	147

5.23	Pertes par insertion relatives aux impédances des matériaux existants, simulées pour une condition limite de zéro de pression . . . . .	147
5.24	Pertes par insertion relatives aux trois meilleures configurations (couche poreuse + condition limite . . . . .	148
5.25	Principe de fonctionnement hybride de la <i>multicouche 2</i> . . . . .	149
5.26	Pertes par insertion de la toile résistive <i>h320</i> pour les 4 conditions limites : zéro de pression et 3 cavités de 0.010 m, 0.015 m et 0.020 m . . . . .	149
5.27	Pertes par insertion de la toile résistive <i>i130</i> répartie sur différentes longueurs de la paroi : condition limite de zéro de pression . . . . .	151
5.28	Pertes par insertion de la toile résistive <i>h320</i> répartie sur différentes longueurs de la paroi : condition limite de zéro de pression . . . . .	152
5.29	Pertes par insertion de la toile résistive <i>h320</i> répartie sur une ou deux parois . . . . .	153
5.30	Configurations de traitements absorbants mixtes composés des tissus <i>i130</i> et <i>h320</i>	154
5.31	Pertes par insertion relatives à une mosaïque des tissus <i>i130</i> et <i>h320</i> . . . . .	155
6.1	Photo du banc d'essai MATISSE . . . . .	159
6.2	Représentation schématique de la veine MATISSE . . . . .	159
6.3	Tronçon porte échantillon . . . . .	160
6.4	Prototype d'une cellule absorbante hybride . . . . .	161
6.5	Schéma détaillé d'une cellule absorbante hybride . . . . .	162
6.6	Couches résistives testées en face avant des prototypes hybrides . . . . .	163
6.7	Quatre prototypes hybrides placés à l'arrière de la couche passive résistive . . . . .	163
6.8	Conditions limites testées à l'arrière de la couche résistive . . . . .	164
6.9	Mesure des indices de performances dans la veine MATISSE : conduite entièrement rigide . . . . .	165
6.10	Mesure des indices de performances dans la veine MATISSE : conduite partiellement traitée . . . . .	165
6.11	Mesure de la vitesse de l'écoulement dans la veine MATISSE . . . . .	168
6.12	Coefficient de réflexion dans la veine MATISSE à vide : mesures en bruit blanc . . . . .	170
6.13	Coefficient de réflexion dans la veine MATISSE à vide : mesures en sinus glissant . . . . .	170
6.14	Introduction d'une grille acoustiquement transparente dans le pavillon exponentiel de sortie . . . . .	171
6.15	Coefficient de réflexion dans la veine MATISSE à vide : mesures en sinus glissant avec une grille placée dans le pavillon anéchoïque . . . . .	172
6.16	Comparaison des pertes par insertion de la toile <i>i130</i> pour un signal sinus discret et sinus glissant généré par la source primaire . . . . .	173
6.17	Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile <i>i130</i> posée sur une cavité de 0.017 m . . . . .	174
6.18	Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile <i>h320</i> posée sur une cavité de 0.017 m . . . . .	174
6.19	Schéma des deux tronçons porte échantillon testés au cours des mesures . . . . .	175
6.20	Comparaison entre les pertes par insertion de la toile <i>h320</i> fixée sur le tronçon porte échantillon initial, et le tronçon actuel : condition limite arrière de cavité de 0.017 m . . . . .	176
6.21	Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile <i>i130</i> posée sur une cavité de 0.017 m : influence de la vitesse de l'écoulement . . . . .	176

6.22	Comparaison entre la perte par transmission et la perte par insertion pour la toile <i>h320</i> posée sur une cavité de 0.017 m . . . . .	177
6.23	Comparaison des performances des trois couches résistives <i>i130</i> , <i>h320</i> et <i>h320-i130</i> posées sur une cavité de 0.017 m . . . . .	178
6.24	Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile <i>i130</i> posée sur une cavité de 0.010 m : fonctionnement des cellules en mode passif . . . . .	179
6.25	Introduction d'une structure nid d'abeille en carton dans la cavité avant d'un prototype hybride . . . . .	179
6.26	Mesure de la perte par transmission de la toile <i>h320</i> en face avant des cellules hybrides : comparaison entre les configurations avec et sans nid d'abeille dans la cavité avant des prototypes . . . . .	180
6.27	Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile <i>i130</i> posée sur une cavité de 0.010 m : influence de la vitesse de l'écoulement . . . . .	180
6.28	Comparaison entre la perte par transmission et la perte par insertion en présence d'un écoulement de 50 m/s . . . . .	181
6.29	Comparaison des performances des trois couches résistives <i>i130</i> , <i>h320</i> et <i>h320-i130</i> posées sur une cavité de 0.010 m . . . . .	181
6.30	Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile <i>h320</i> : fonctionnement des cellules en mode actif . . . . .	183
6.31	Mesure et prédiction de la perte par transmission pour la toile <i>h320</i> pour un fonctionnement actif des cellules hybrides : influence de la vitesse de l'écoulement . . . . .	183
6.32	Comparaison entre la perte par transmission et la perte par insertion de la toile résistive <i>i130</i> pour la condition limite active . . . . .	184
6.33	Perte par transmission de la couche résistive <i>h320</i> : comparaison entre un fonctionnement actif de 2 cellules hybrides et de 4 cellules hybrides . . . . .	185
6.34	Comparaison des performances des trois couches résistives <i>i130</i> , <i>h320</i> et <i>h320-i130</i> : fonctionnement actif des cellules hybrides . . . . .	186
6.35	Perte par transmission de la couche résistive <i>h320</i> : comparaison entre les deux conditions limites passives et la condition arrière active . . . . .	187
6.36	Perte par transmission de la couche résistive <i>i130</i> : comparaison entre les deux conditions limites passives et la condition arrière active . . . . .	187
6.37	Perte par transmission de la couche résistive <i>h320-i130</i> : comparaison entre les deux conditions limites passives et la condition arrière active . . . . .	188
6.38	Fonctionnement hybride pour la couche résistive <i>h320</i> : zéro de pression et cavité de 0.020 m . . . . .	188
B.1	Transport d'impédance à l'intérieur d'un milieu poreux . . . . .	213
B.2	Raccordement d'impédance à la frontière entre deux milieux poreux . . . . .	214
B.3	Matériau poreux à structure élastique sous incidence normale . . . . .	218
B.4	Matériau poreux à structure élastique : condition limite de lame d'air . . . . .	219
C.1	Deux milieux poreux séparés par une paroi non poreuse. . . . .	221
C.2	Matériau avec film non poreux posé sur mur rigide. . . . .	223
D.1	Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ . . . . .	227

D.2	Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL . . .	227
D.3	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	228
D.4	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL . . . . .	228
D.5	Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ . . . . .	230
D.6	Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL . . .	230
D.7	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	231
D.8	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL . . . . .	231
D.9	Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ . . . . .	233
D.10	Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL . . .	233
D.11	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	234
D.12	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL . . . . .	234
D.13	Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ . . . . .	236
D.14	Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL . . .	236
D.15	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	237
D.16	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL . . . . .	237
D.17	Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ . . . . .	239
D.18	Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL . . .	239
D.19	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	240
D.20	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL . . . . .	240
D.21	Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ . . . . .	242

D.22	Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL . . .	242
D.23	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	243
D.24	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	243
D.25	Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme $s$ et $s'$ sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ . . . . .	245
D.26	Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAJ . . .	245
D.27	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	246
D.28	Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ . . . . .	246
E.1	Mesure de la vitesse de l'écoulement dans la veine MATISSE . . . . .	247

## Annexe A

# Propagation modale dans un conduit rectangulaire : compléments

### A.1 Impédance terminale

L'impédance terminale de la conduite MATISSE, notée  $\mathbf{Z}_{fin}$ , est déterminée à partir de la condition de non réflexion à l'extrémité avale de la veine, d'abscisse  $z = z_{fin}$ . Elle s'exprime, dans la modélisation de Roure [93], en fonction des vecteurs généralisés du potentiel acoustique  $\Phi^{\text{III}}$  et de la dérivée du potentiel acoustique  $\Phi_z^{\text{III}}$ , voir équation (A.5).

$$\mathbf{Z}_{fin} = \frac{\Phi^{\text{III}}(z_{fin})}{\Phi_z^{\text{III}}(z_{fin})} \quad (\text{A.1})$$

avec, sur la section terminale de la conduite :

- Dans la configuration sans écoulement :

$$\begin{cases} \Phi_{mn}^{\text{III}}(z_{fin}) = A_{mn}^{\text{III}} e^{-jk_{z,mn}^{\text{III}} z_{fin}} \\ \Phi_{z,mn}^{\text{III}}(z_{fin}) = -jk_{z,mn}^{\text{III}} A_{mn}^{\text{III}} e^{-jk_{z,mn}^{\text{III}} z_{fin}} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

- Dans la configuration d'un écoulement moyen uniforme dans la veine :

$$\begin{cases} \Phi_{mn}^{\text{III}}(z_{fin}) = A_{mn}^{\text{III}} e^{-jk_{z,mn}^{\text{III},+} z_{fin}} \\ \Phi_{z,mn}^{\text{III}}(z_{fin}) = -jk_{z,mn}^{\text{III},+} A_{mn}^{\text{III}} e^{-jk_{z,mn}^{\text{III},+} z_{fin}} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

L'impédance terminale est par conséquent une matrice diagonale dont les éléments s'écrivent :

- Dans la configuration sans écoulement :

$$[\mathbf{Z}_{fin}]_i = -\frac{1}{jk_{z,mn}^{\text{III}}} \quad (\text{A.4})$$

- Dans la configuration d'un écoulement moyen uniforme dans la veine :

$$[\mathbf{Z}_{fin}]_i = -\frac{1}{jk_{z,mn}^{\text{III},+}} \quad (\text{A.5})$$

En outre, puisque seules des ondes progressives sont présentes dans la zone III de la veine, l'impédance de toute section d'abscisse  $z \geq z_2$  est égale à l'impédance terminale du conduit.

## A.2 Raccordement à la frontière entre deux zones

A la frontière entre deux régions les relations de passage d'une zone à l'autre sont établies à partir des conditions de continuité de la pression et de la vitesse normale. Dans le cas du passage de la zone I à la zone II, par exemple, les deux relations de continuité à l'abscisse  $z = z_1$  s'écrivent :

- Continuité du potentiel acoustique :

$$\Phi^{\text{II}}(z_1) = \Phi^{\text{I}}(z_1) \quad (\text{A.6})$$

- Continuité de la dérivée du potentiel :

$$\Phi_z^{\text{II}}(z_1) = \Phi_z^{\text{I}}(z_1) \quad (\text{A.7})$$

Les formules (A.6) et (A.7) sont traduites sous forme matricielle en considérant les vecteurs généralisés  $\Phi^{\text{I}}$  et  $\Phi^{\text{II}}$  :

$$\Phi^{\text{II}}(z_1) = \mathbf{F}_{\text{I} \rightarrow \text{II}} \Phi^{\text{I}}(z_1) \quad (\text{A.8})$$

$$\Phi_z^{\text{II}}(z_1) = \mathbf{F}_{\text{I} \rightarrow \text{II}} \Phi_z^{\text{I}}(z_1) \quad (\text{A.9})$$

Les éléments de la matrice de passage  $\mathbf{F}_{\text{I} \rightarrow \text{II}}$  sont définis par l'équation (A.10)

$$(\mathbf{F}_{\text{I} \rightarrow \text{II}})_{MN} = \int_x \int_y \Phi_{mn}^{\text{III}} \Phi_{kl}^{\text{II}*} dx dy \quad (\text{A.10})$$

L'indice des lignes  $M$  correspond au mode  $(k, l)$  et l'indice des colonnes  $N$  caractérise le mode  $(m, n)$ . On montre alors que la matrice de passage de la zone II à la zone I, notée  $\mathbf{F}_{\text{II} \rightarrow \text{I}}$ , est la transposée conjuguée de  $\mathbf{F}_{\text{I} \rightarrow \text{II}}$ . On pose par conséquent  $\mathbf{F}_{\text{I} \rightarrow \text{II}} = \mathbf{F}$ , et on obtient :

$$\mathbf{F}_{\text{II} \rightarrow \text{I}} = {}^t \mathbf{F}^* \quad (\text{A.11})$$

Les relations de passage du domaine II au domaine III et, vice versa de la zone III à la zone II, s'obtiennent de façon analogue. On a :

$$\begin{cases} \mathbf{F}_{\text{II} \rightarrow \text{III}} = {}^t \mathbf{F}^* \\ \mathbf{F}_{\text{III} \rightarrow \text{II}} = \mathbf{F} \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

## A.3 Transport de l'impédance et de la vitesse dans une zone du conduit

Roure [93] établit les relations de transport de l'impédance et de la vitesse généralisée dans le cas sans écoulement, entre deux points distincts d'abscisses respectives  $z$  et  $z - l$  :

- Transport de l'impédance :

$$\mathbf{Z}(z - l) = \mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2 [\mathbf{Z}(z) + \mathbf{D}_1]^{-1} \mathbf{D}_2 \quad (\text{A.13})$$

- Transport de la vitesse généralisée :

$$\Phi(z) = \mathbf{D}_2^{-1} [-\mathbf{Z}(z-l) + \mathbf{D}_1] \Phi_z(z-l) \quad (\text{A.14})$$

avec :

$$\mathbf{D}_1 = \begin{bmatrix} \ddots & & & \\ & \frac{1}{k_N \tan(k_N l)} & & \\ & & \ddots & \\ & & & \ddots \end{bmatrix} \quad (\text{A.15})$$

et

$$\mathbf{D}_2 = \begin{bmatrix} \ddots & & & \\ & \frac{1}{k_N \sin(k_N l)} & & \\ & & \ddots & \\ & & & \ddots \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

L'indice diagonal  $N$  correspond au mode  $(m, n)$ .

Dans le cas où un écoulement moyen de vitesse  $U = Mc_0$  est présent dans la conduite, il apparaît nécessaire d'établir une nouvelle expression du transport de l'impédance et de la vitesse généralisées, prenant en compte les nombres d'onde axiaux  $k_{z,mn}^+$  et  $k_{z,mn}^-$ . Les formules sont obtenues en suivant exactement la même démarche que Roure pour la configuration sans écoulement, c'est-à-dire en exprimant le rapport des amplitudes modales dans le développement de  $\mathbf{Z}(z-l)$  et de  $\Phi_z(z)$  en fonction de l'impédance au point d'abscisse  $z$  de la zone considérée.

- Transport de l'impédance :

$$\mathbf{Z}(z-l) = \frac{[j\mathbf{Z}(z)\mathbf{k}^- - \mathbf{I}] e^{j\mathbf{k}^+ l} + [j\mathbf{Z}(z)\mathbf{k}^+ + \mathbf{I}] e^{-j\mathbf{k}^- l}}{[j\mathbf{Z}(z)\mathbf{k}^+ \mathbf{k}^- + j\mathbf{k}^+] e^{j\mathbf{k}^+ l} - [j\mathbf{Z}(z)\mathbf{k}^+ \mathbf{k}^- - j\mathbf{k}^-] e^{-j\mathbf{k}^- l}} \quad (\text{A.17})$$

- Transport de la vitesse généralisée :

$$\Phi(z) = \frac{(-j\mathbf{Z}(z-l)\mathbf{k}^+ \mathbf{k}^- + \mathbf{k}^+) e^{-j\mathbf{k}^+ l} + (j\mathbf{Z}(z)\mathbf{k}^+ \mathbf{k}^- + \mathbf{k}^-) e^{j\mathbf{k}^- l}}{\mathbf{k}^- + \mathbf{k}^+} \Phi(z-l) \quad (\text{A.18})$$

avec :

$$\mathbf{k}^+ = \begin{bmatrix} \ddots & & (0) \\ & k_{z,mn}^+ & \\ (0) & & \ddots \end{bmatrix} \quad (\text{A.19})$$

et

$$\mathbf{k}^- = \begin{bmatrix} \ddots & & (0) \\ & k_{z,mn}^- & \\ (0) & & \ddots \end{bmatrix} \quad (\text{A.20})$$

$\mathbf{I}$  est la matrice identité.



## Annexe B

# Propagation acoustique dans un milieu poreux : transport et raccordement

### B.1 Milieu poreux à structure rigide

#### Relation de transport d'impédance

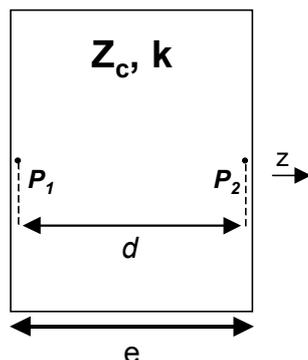


Figure B.1: Transport d'impédance à l'intérieur d'un milieu poreux

Soit un milieu poreux à structure rigide, d'épaisseur  $e$ , et de fonctions caractéristiques connues —  $k$ , constante de propagation ainsi que  $Z_c$ , impédance caractéristique, voir figure B.1 — soumis à une excitation acoustique sous incidence normale suivant l'axe  $z$ . Pour deux points quelconques  $P_1$  et  $P_2$  du matériau, répartis sur un axe de direction  $z$ , une relation de transport d'impédance permet d'exprimer l'impédance au point  $P_1$ , par exemple, par rapport à l'impédance au point  $P_2$ , en fonction des deux grandeurs caractéristiques  $Z_c$  et  $k$ , intrinsèques au milieu de propagation :

$$Z(P_1) = Z_c \frac{-jZ(P_2) \cot kd + Z_c}{Z(P_2) - jZ_c \cot kd} \quad (\text{B.1})$$

$d$  représente la distance axiale entre les deux points  $P_1$  et  $P_2$ .

#### Formule de raccordement d'impédance

Soient à présent deux milieux poreux caractérisés par leurs porosités respectives,  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ , voir figure B.2. Le raccordement d'impédance à la frontière ( $F$ ) entre les deux matériaux s'écrit sous

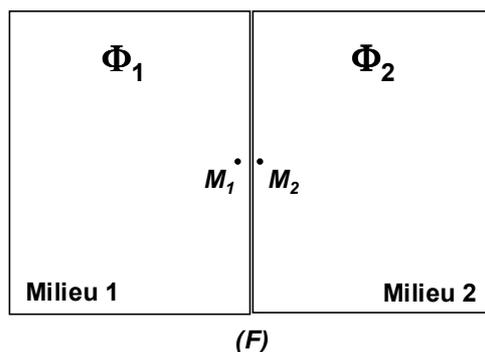


Figure B.2: Raccordement d'impédance à la frontière entre deux milieux poreux

la forme suivante :

$$Z(M_1) = \frac{\Phi_1}{\Phi_2} Z(M_2) \quad (\text{B.2})$$

$M_1$  et  $M_2$  sont deux points de la frontière ( $F$ ), respectivement du côté du milieu 1 et du côté du milieu 2.

Dans le cas où le milieu 1 est de l'air, configuration la plus fréquemment rencontrée dans la pratique, notamment lors de la détermination de l'impédance de surface d'un matériau poreux (milieu 2) associé à une condition limite fixée, la porosité  $\Phi_1$  est égale à 1 et la relation (B.2) devient :

$$Z_s = Z(M_1) = \frac{Z(M_2)}{\Phi_2} \quad (\text{B.3})$$

## B.2 Milieu poreux à structure élastique

Dans le cas des milieux poreux dont la matrice solide est élastique déformable, la structure du matériau, soumise à une excitation acoustique, participe, au même titre que le fluide saturant contenu dans les pores, à la propagation des ondes sonores. Dans ces conditions, un couplage fluide-solide s'instaure au sein du matériau poreux, modélisé par la théorie de Biot–Allard [6]. Cette partie fournit les bases du modèle ainsi que les expressions de l'impédance de surface d'un échantillon poro-élastique pour les trois conditions limites arrière de mur rigide, de lame d'air et de zéro de pression.

### Contraintes et déformations dans un milieu poreux à structure élastique

A l'image des contraintes présentes dans un solide ou un fluide élastique, les contraintes dans un milieu poreux sont définies comme les forces agissant sur le squelette déformable ou l'air contenu dans les pores par unité de surface du matériau poreux. Les relations contraintes-déformations s'écrivent pour un milieu poreux quelconque :

- Dans la phase solide :

$$\sigma_{ij}^s = \left[ (P - 2N) \theta^s + Q \theta^f \right] \delta_{ij} + 2N e_{ij}^s \quad (\text{B.4})$$

- Dans la phase fluide :

$$\sigma_{ii}^f = -\Phi p = Q\theta^s + R\theta^f \quad (\text{B.5})$$

$\sigma_{ij}^s$  et  $\sigma_{ij}^f$  représentent les tenseurs contraintes, respectivement dans la structure et dans l'air,  $e_{ij}^s$  est le tenseur des déformations dans le squelette solide, alors que  $\theta^s$  et  $\theta^f$  correspondent aux dilatations de la structure et de l'air. Enfin,  $\Phi$  est la porosité du milieu considéré. Les coefficients d'élasticité  $P$ ,  $N$ ,  $Q$  et  $R$  introduits par le modèle de Biot sont évalués par trois «gedanken experiments» [6]. Dans le cas où le matériau constituant le squelette solide est très peu compressible, les quatre coefficients d'élasticité peuvent être approximés par les relations (B.6) à (B.9).

$$P = \frac{4}{3}N + K_b + \frac{(1-\Phi)^2}{\Phi}K_f \quad (\text{B.6})$$

$$N = \frac{3K_b(1-2\nu)}{2(\nu+1)} \quad (\text{B.7})$$

$$Q = (1-\Phi)K_f \quad (\text{B.8})$$

$$R = \Phi K_f \quad (\text{B.9})$$

$K_b$  est le module de compressibilité de la structure solide (dans le vide) qui peut être évalué par la formule (B.10) [6]. De même,  $K_f$  représente le module de compressibilité du fluide contenu dans les pores du matériau, et correspond à la compressibilité dynamique établie pour le fluide équivalent (matériau poreux à structure rigide) dans le modèle de Jonhson–Allard (3.20), voire dans la théorie de Lafarge–Allard (3.24).

$$K_b = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad (\text{B.10})$$

$E$  et  $\nu$  sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson de la matrice solide déformable.

## Equation des ondes

Pour une onde acoustique monochromatique, de pulsation  $\omega$ , incidente sur un milieu poreux à structure élastique, l'équation des ondes dans le squelette solide et le fluide saturant sont obtenues à partir de considérations énergétiques, voir référence [6]. Avec la convention  $e^{+j\omega t}$ , les équations s'écrivent :

- Dans la phase solide :

$$-\omega^2 \left( \tilde{\rho}_{11}\mathbf{u}^s + \tilde{\rho}_{12}\mathbf{u}^f \right) = (P - N) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u}^s + N \nabla^2 \mathbf{u}^s + Q \nabla \nabla \cdot \mathbf{u}^f \quad (\text{B.11})$$

- Dans la phase fluide :

$$-\omega^2 \left( \tilde{\rho}_{22}\mathbf{u}^f + \tilde{\rho}_{12}\mathbf{u}^s \right) = R \nabla \nabla \cdot \mathbf{u}^f + Q \nabla \nabla \cdot \mathbf{u}^s \quad (\text{B.12})$$

$\mathbf{u}^s$  et  $\mathbf{u}^f$  sont respectivement le vecteur déplacement dans la structure et le vecteur déplacement macroscopique dans le fluide saturant. Les coefficients  $\tilde{\rho}_{11}$ ,  $\tilde{\rho}_{12}$  et  $\tilde{\rho}_{22}$  (B.13) sont définis à partir des facteurs de couplage massique  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{12}$  et  $\rho_{22}$  (B.14) et du paramètre de couplage visqueux  $b$  (B.15).

$$\begin{cases} \tilde{\rho}_{11} = \rho_{11} - j\frac{b}{\omega} \\ \tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} + j\frac{b}{\omega} \\ \tilde{\rho}_{22} = \rho_{22} - j\frac{b}{\omega} \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

Facteurs de couplage massiques [6] :

$$\begin{cases} \rho_{11} = \rho_1 - \rho_{12} \\ \rho_{12} = -\Phi\rho_0(\alpha_\infty - 1) \\ \rho_{22} = \Phi\rho_0 - \rho_{12} \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

Paramètre de couplage visqueux [51] :

$$b = \sigma\Phi^2 \left( 1 + \frac{j4\alpha_\infty^2\eta\rho_0\omega}{\sigma^2\Lambda^2\Phi^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.15})$$

Les grandeurs  $\sigma$ ,  $\alpha_\infty$  et  $\Lambda$  sont les paramètres caractéristiques du milieu poreux étudié.  $\rho_1$  représente la densité de la structure solide et  $\rho_2$  est la densité effective définie dans le cas du fluide équivalent (3.18), voir modèle de Johnson–Allard décrit au chapitre 3.

## Propagation des ondes acoustiques

Deux catégories d'ondes se propagent à la fois à travers le squelette solide du matériau et dans le fluide saturant les pores : les ondes de compression et les ondes de cisaillement. Afin de déterminer les caractéristiques associées à ces deux types d'onde, les vecteurs déplacements  $\mathbf{u}^s$  et  $\mathbf{u}^f$  sont remplacés dans les équations des ondes (B.11) et (B.12) par un potentiel scalaire  $\mathbf{u}^i = \nabla\phi^i$  ( $i = s, f$ ), dans le cas des ondes de compression et par un potentiel vecteur  $\mathbf{u}^i = \nabla\wedge\psi^i$  dans le cas des ondes de cisaillement. Les calculs sont détaillés dans la référence [6].

Les résultats font apparaître que deux ondes de compression se propagent simultanément dans la phase fluide et la phase solide du matériau poreux à structure élastique. Le milieu est par conséquent caractérisé par deux nombres d'ondes  $k_1$  et  $k_2$  (B.16), et quatre impédance caractéristiques,  $Z_1^f$  et  $Z_2^f$  (B.18) dans le fluide saturant ainsi que  $Z_1^s$  et  $Z_2^s$  (B.19) dans la matrice déformable.

$$\begin{cases} k_1^2 = \frac{\omega^2}{2(PR - Q^2)} [P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12} - \sqrt{\Delta}] \\ k_2^2 = \frac{\omega^2}{2(PR - Q^2)} [P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12} + \sqrt{\Delta}] \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

avec :

$$\Delta = (P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12})^2 - 4(PR - Q^2)(\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2) \quad (\text{B.17})$$

Dans la phase fluide :

$$\begin{cases} Z_1^f = \left(R + \frac{Q}{\mu_1}\right) \frac{k_1}{\Phi\omega} \\ Z_2^f = \left(R + \frac{Q}{\mu_2}\right) \frac{k_2}{\Phi\omega} \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

Dans la phase solide :

$$\begin{cases} Z_1^s = (R + Q\mu_1) \frac{k_1}{\omega} \\ Z_2^s = (R + Q\mu_2) \frac{k_2}{\omega} \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

Les rapports  $\mu_1$  et  $\mu_2$  (B.20) entre la vitesse dans la structure solide et la vitesse dans l'air, pour les deux ondes de compression, indiquent dans quel milieu, solide ou fluide, les ondes se propagent préférentiellement.

$$\mu_i = \frac{\phi_i^f}{\phi_i^s} = \frac{Pk_i^2 - \omega^2\tilde{\rho}_{11}}{\omega^2\tilde{\rho}_{12} - Qk_i^2} \quad i = 1, 2 \quad (\text{B.20})$$

En revanche seule une onde de cisaillement se propage dans les deux milieux constituant le matériau poreux. Ses caractéristiques sont données par les équations (B.21) et (B.22).

$$k_3^2 = \frac{\omega^2}{N} \left( \frac{\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2}{\tilde{\rho}_{22}} \right) \quad (\text{B.21})$$

$$\mu_3 = -\frac{\tilde{\rho}_{12}}{\tilde{\rho}_{22}} \quad (\text{B.22})$$

## Application à la prédiction de l'impédance de surface

Dans cette partie on considère un matériau poreux à structure élastique déformable soumis à une onde acoustique sous incidence normale dans la direction  $z$ , voir figure B.3. Dans ces conditions, l'onde de cisaillement n'est pas excitée, et seules les deux ondes de compression se propagent à travers le milieu poreux. La théorie de Biot est utilisée pour prédire le comportement d'un échantillon poreux posé sur une condition limite arrière fixée.

L'impédance de surface d'un matériau d'épaisseur  $e$  est obtenue à partir de la décomposition des vitesses (B.23) et des contraintes (B.24), en champs incidents et réfléchis, dans les deux phases fluide et solide de l'échantillon poreux.

$$\begin{cases} v^s(z) = V_I^1 e^{-jk_1 z} + V_R^1 e^{jk_1 z} + V_I^2 e^{-jk_2 z} + V_R^2 e^{jk_2 z} \\ v^f(z) = \mu_1 [V_I^1 e^{-jk_1 z} + V_R^1 e^{jk_1 z}] + \mu_2 [V_I^2 e^{-jk_2 z} + V_R^2 e^{jk_2 z}] \end{cases} \quad (\text{B.23})$$

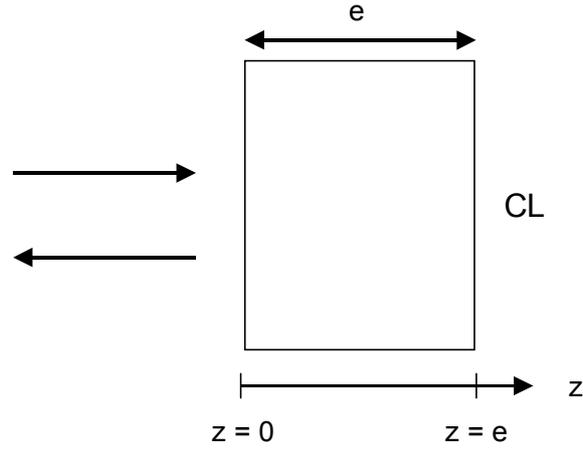


Figure B.3: Matériau poreux à structure élastique sous incidence normale

$$\begin{cases} \sigma_{zz}^s(z) = -Z_1^s [V_I^1 e^{-jk_1 z} - V_R^1 e^{jk_1 z}] - Z_2^s [V_I^2 e^{-jk_2 z} - V_R^2 e^{jk_2 z}] \\ \sigma_{zz}^f(z) = -\Phi Z_1^f \mu_1 [V_I^1 e^{-jk_1 z} - V_R^1 e^{jk_1 z}] - \Phi Z_2^f \mu_2 [V_I^2 e^{-jk_2 z} - V_R^2 e^{jk_2 z}] \end{cases} \quad (\text{B.24})$$

La condition limite arrière donnée (mur rigide, lame d'air ou zéro de pression) fournit la valeur des vitesses et contraintes en  $z = e$  et, par conséquent, une relation entre les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies. Alors, l'impédance de surface en  $z = 0$  est déduite des formules de raccordement entre le milieu poreux et l'air libre au niveau de la face avant de l'échantillon.

Allard donne l'expression de l'impédance de surface d'un matériau poreux à structure élastique, d'épaisseur  $e$ , posé sur mur rigide [6] :

$$Z_s = -j \frac{Z_1^s Z_2^f \mu_2 - Z_2^s Z_1^f \mu_1}{D_{mr}} \quad (\text{B.25})$$

avec :

$$\begin{aligned} D_{mr} = & (1 - \Phi + \Phi \mu_2) \left[ Z_1^s - (1 - \Phi) Z_1^f \mu_1 \right] \tan(k_2 e) \\ & + (1 - \Phi + \Phi \mu_1) \left[ Z_2^f \mu_2 (1 - \Phi) - Z_2^s \right] \tan(k_1 e) \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

Dans le cas de la condition limite de pression nulle à l'arrière de l'échantillon, l'impédance de surface s'écrit sous la forme [51] :

$$Z_s = -j \frac{Z_1^f Z_2^s \mu_1 - Z_2^f Z_1^s \mu_2}{D_{zp}} \quad (\text{B.27})$$

avec :

$$\begin{aligned} D_{zp} = & (1 - \Phi + \Phi \mu_2) \left[ Z_1^s - (1 - \Phi) Z_1^f \mu_1 \right] \cot(k_2 e) \\ & + (1 - \Phi + \Phi \mu_1) \left[ Z_2^f \mu_2 (1 - \Phi) - Z_2^s \right] \cot(k_1 e) \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

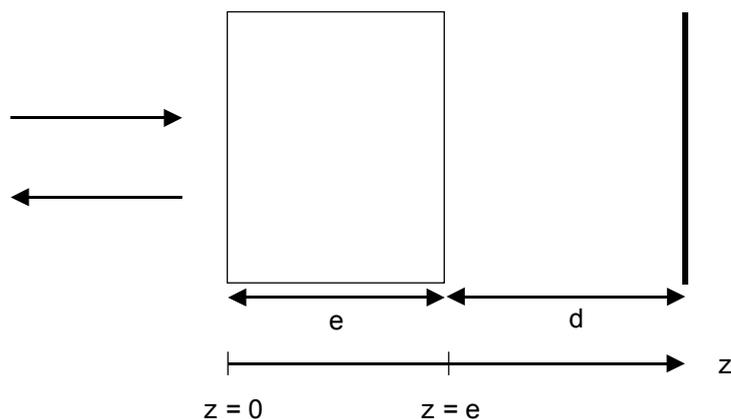


Figure B.4: Matériau poreux à structure élastique : condition limite de lame d'air

Lorsque la condition limite à l'arrière du matériau poreux est une lame d'air d'épaisseur  $d$ , le calcul de l'impédance de surface est plus laborieux du fait de la complexité des relations entre les amplitudes modales établies au niveau de la face arrière de l'échantillon en  $z = e$ , voir figure B.4, par rapport aux deux configurations précédentes. La formule obtenue pour l'impédance de surface est par conséquent également beaucoup plus complexe, et il apparaît nécessaire de distinguer les deux cas  $\Phi = 1$  et  $\Phi \neq 1$  :

- Cas  $\Phi \neq 1$  :

$$Z_s = \frac{M_{12}M_{23} - M_{22}M_{13}}{D_{la}} \quad (\text{B.29})$$

avec :

$$D_{la} = M_{12}M_{33} - M_{32}M_{13} - (1 - \Phi)(M_{22}M_{33} - M_{23}M_{32}) \quad (\text{B.30})$$

- Cas  $\Phi = 1$  :

$$Z_s = \frac{M_{12}M_{23} - M_{22}M_{13}}{M_{12}M_{33} - M_{32}M_{13}} \quad (\text{B.31})$$

Les coefficients  $M_{ij}$ , pour  $i = 1..3$  et  $j = 1..3$ , s'expriment sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_{12} = Z_1^s(c - 1) + Z_2^s a \\ M_{13} = Z_1^s d + Z_2^s(b - 1) \\ M_{22} = Z_1^f \mu_1(c - 1) + Z_2^f \mu_2 a \\ M_{23} = Z_1^f \mu_1 d + Z_2^f \mu_2(b - 1) \\ M_{32} = \Phi \mu_1(c + 1) + \Phi \mu_2 a + (1 - \Phi)(c + 1) + (1 - \Phi)a \\ M_{33} = \Phi \mu_1 d + \Phi \mu_2(b + 1) + (1 - \Phi)d + (1 - \Phi)(b + 1) \end{array} \right. \quad (\text{B.32})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{-B_1 C_1 + D_1 A_1}{C_1 A_2 - A_1 C_2} \\ b = \frac{-C_1 B_2 + A_1 D_2}{C_1 A_2 - A_1 C_2} \\ c = \frac{-C_2 B_1 + A_2 D_1}{C_2 A_1 - A_2 C_1} \\ d = \frac{-C_2 B_2 + A_2 D_2}{C_2 A_1 - A_2 C_1} \end{array} \right. \quad (\text{B.33})$$

et, pour  $i = 1, 2$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_i = \frac{Z_i^f \mu_i}{e_i} - \frac{Z \Phi \mu_i}{e_i} - \frac{Z(1 - \Phi)}{e_i} \\ B_i = -Z_i^f \mu_i e_i - Z \Phi \mu_i e_i - Z(1 - \Phi) e_i \\ C_i = \frac{Z_i^s}{(1 - \Phi) e_i} - \frac{Z \Phi \mu_i}{e_i} - \frac{Z(1 - \Phi)}{e_i} \\ D_i = -\frac{Z_i^s e_i}{1 - \Phi} - Z \Phi \mu_i e_i - Z(1 - \Phi) e_i \end{array} \right. \quad (\text{B.34})$$

Dans les expressions précédentes (B.34),  $e_i = e^{jk_i e}$  et  $Z$  est l'impédance sur la face arrière de l'échantillon poreux, en  $z = e$ ,  $Z = -jZ_0 \cot(k_0 d)$ .

## Annexe C

# Modèle de Biot–Allard associé à une loi de masse

Le comportement d'un matériau poreux sur lequel est appliquée une fine couche non poreuse de masse surfacique  $m_s$  connue peut être modélisé par la théorie de Biot–Allard<sup>1</sup> et une loi de masse qui prend en compte l'impédance de la couche supplémentaire [18].

### C.1 Film non poreux à la frontière entre deux milieux poreux

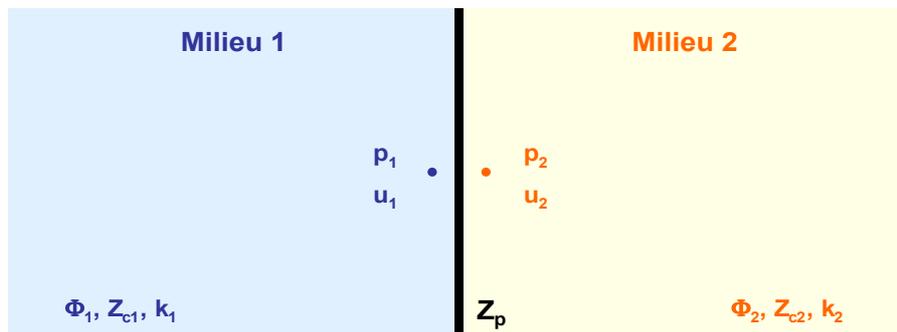


Figure C.1: Deux milieux poreux séparés par une paroi non poreuse.

Une fine couche non poreuse est située à la frontière entre deux milieux poreux 1 et 2, voir figure C.1, de caractéristiques respectives  $(\Phi_1, Z_{c1}, k_1)$ , porosité, impédance caractéristique et constante de propagation du milieu 1, et  $(\Phi_2, Z_{c2}, k_2)$ , porosité, impédance caractéristique et constante de propagation du milieu 2. Sur la paroi mince étanche séparant les deux milieux absorbants, les conditions limites sont décrites par la continuité de la composante normale de la vitesse acoustique et un saut de la pression acoustique à travers le film non poreux.

<sup>1</sup>On choisit ici le modèle de Biot–Allard puisque l'on cherche à mettre en évidence l'influence des paramètres mécaniques ; le film est appliqué sur le matériau poreux de manière à transmettre sa vibration sous l'effet de l'onde acoustique à la structure de l'échantillon poreux.

Les équations de raccordement au niveau de la frontière entre les deux milieux s'écrivent par conséquent :

- Saut de pression :

$$p_1 - p_2 = Z_p u \quad (\text{C.1})$$

- Continuité des vitesses normales :

$$\Phi_1 u_1 = \Phi_2 u_2 = u \quad (\text{C.2})$$

où  $p_1$  et  $p_2$  représentent les pressions acoustiques, et  $u_1$  et  $u_2$  les vitesses acoustiques normales, au niveau de la frontière, respectivement dans les milieux 1 et 2.  $u$  est la vitesse de la paroi non poreuse et  $Z_p$  son impédance.

L'impédance caractérisant la couche imperméable s'exprime en fonction de sa masse surfacique  $m_s$ , et de la pulsation  $\omega$ , sous la forme  $Z_p = j \omega m_s$ .

Les relations (C.1) et (C.2) sont développées en introduisant l'impédance  $Z_p$  de la paroi étanche :

$$\begin{cases} p_1 = p_2 + Z_p u = p_2 + Z_p \Phi u_2 \\ \Phi_1 Z_{c1} u_1 = \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} \Phi_2 Z_{c2} u_2 \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

Puis,

$$\begin{cases} p_1 = p_2 + \frac{Z_p}{Z_{c2}} \Phi Z_{c2} u_2 \\ Z_{c1} u_1 = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} Z_{c2} u_2 \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

Finalement, le formalisme matriciel, souvent utilisé pour décrire la propagation des ondes acoustiques dans un milieu poreux, permet d'écrire le système (C.4) sous la forme :

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ Z_{c1} u_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \Phi_2 (Z_p/Z_{c2}) \\ 0 & (\Phi_2/\Phi_1) (Z_{c1}/Z_{c2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ Z_{c2} u_2 \end{bmatrix} \quad (\text{C.5})$$

## C.2 Configuration matériau poreux + film non poreux

A présent, on considère que le milieu 1 est de l'air de caractéristique ( $\Phi_0 = 1, Z_0, k_0$ ). Le milieu 2 représente le matériau poreux de caractéristiques ( $\Phi, Z_c, k$ ), voir figure C.1. Dans ces conditions, le système C.5 devient :

$$\begin{bmatrix} p_{air} \\ Z_0 u_{air} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \Phi (Z_p/Z_c) \\ 0 & \Phi (Z_0/Z_c) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p \\ Z_c u \end{bmatrix} \quad (\text{C.6})$$

$p_{air}$  et  $p$  sont les pressions acoustiques au niveau de la paroi, respectivement dans l'air et dans le matériau poreux. De même,  $u_{air}$  et  $u$  sont les vitesses acoustiques normales à la paroi dans

l'air et dans le milieu poreux.

L'impédance  $Z_s$  à la surface de la couche matériau poreux + film étanche, calculée à partir de la relation  $Z_s = p_{air}/u_{air}$ , s'exprime en fonction de l'impédance en face avant de l'échantillon poreux seul et de l'impédance du film, placé en série avec le milieu poreux, équation (C.7).

$$Z_s = \frac{p}{\Phi u} + \frac{Z_p \Phi u}{\Phi u} = \frac{1}{\Phi} \frac{p}{u} + Z_p \quad (\text{C.7})$$

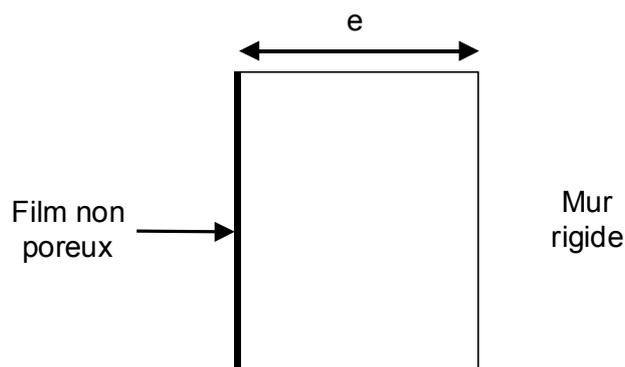


Figure C.2: Matériau avec film non poreux posé sur mur rigide.

Dans la configuration matériau poreux posé sur mur rigide (figure C.2), l'impédance de surface s'écrit alors :

$$Z_s = \frac{1}{\Phi} (-j Z_c \cot k e) + Z_p \quad (\text{C.8})$$

$e$  étant l'épaisseur du matériau et  $k$  la constante de propagation dans le milieu poreux.



## Annexe D

# Matériaux poreux identifiés par les méthodes MIRAJ et MIRAL

Des milieux poreux de caractéristiques relativement différentes ont été entièrement identifiés à partir des méthodes MIRAJ et MIRAL. Les résultats obtenus pour les divers matériaux testés (mousses PU, feutres, laines de roche, mélamine, laine blanche) sont fournis sous forme de tableaux de synthèse. Pour chaque échantillon sont présentés, d'une part les figures correspondant aux ajustements sur le coefficient d'absorption (méthode MIRAJ), sur la densité effective et la compressibilité dynamique (méthode MIRAL), et d'autre part un exemple de validation pour une condition limite arrière de lame d'air de 0.120 m.

Certains matériaux poreux ont également été entièrement caractérisés par les laboratoires LASH<sup>1</sup> de l'ENTPE<sup>2</sup> et GAUS<sup>3</sup> de l'Université de Sherbrooke, dans le cadre du projet IMPACT [4]. Les paramètres caractéristiques obtenus par le LASH et le GAUS sont dans ce cas confinés dans les tableaux de synthèse. Les écarts observés entre les différentes méthodes d'identification sont en général assez faibles au niveau des quatre premiers paramètres caractéristiques : résistivité, porosité, tortuosité et longueur caractéristique visqueuse (ou facteur de forme visqueux). En revanche, pour certains milieux poreux, et notamment pour les échantillons de laine de roche, les résultats obtenus sur les deux paramètres thermiques (longueur caractéristique et perméabilité, voire leurs deux facteurs de forme respectifs) révèlent des différences notables.

---

<sup>1</sup>Laboratoire des Sciences de l'Habitat

<sup>2</sup>Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat

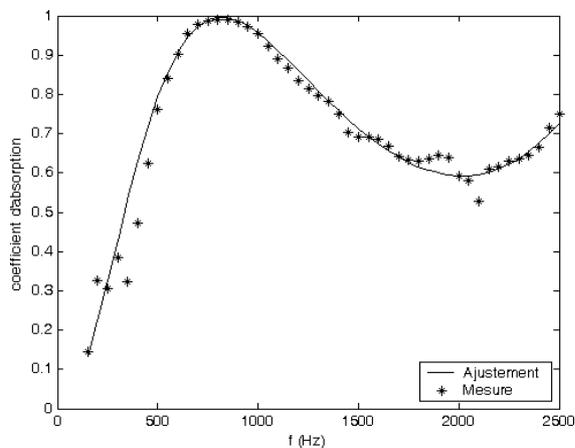
<sup>3</sup>Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke

## D.1 Mousses PU : échantillon 1, 0.0265 m

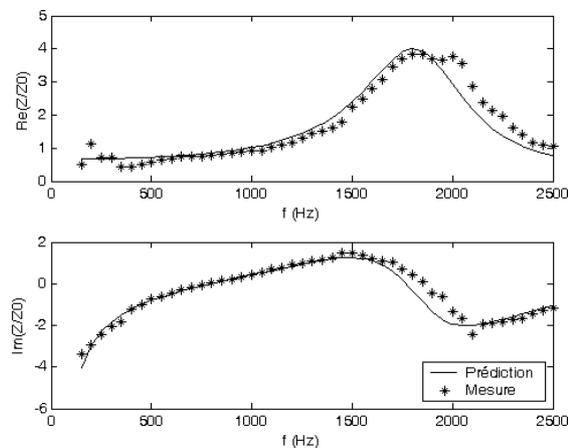
Paramètres caractéristiques :

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL	Valeurs LASH	Valeurs GAUS
Résistivité (rayls/m)	14750	14750	13904	16989
Porosité	0.95	0.95	0.98	0.96
Tortuosité	2.2	2.3	1.65	2.01
$s$	1.0	1.0	0.58	0.63
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	150	160	77	85
$s'$	1.1	1.5	1.94	1.54
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	170	230	260	207
$M'$	-	1.0	0.72	-
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$6.4 \cdot 10^{-9}$	$5.92 \cdot 10^{-9}$	-

### Identifications :

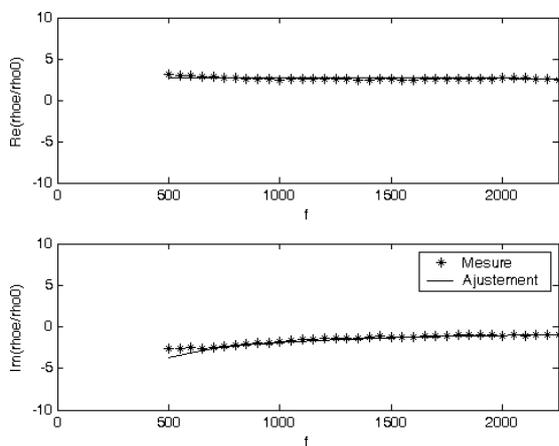


a) Coefficient d'absorption

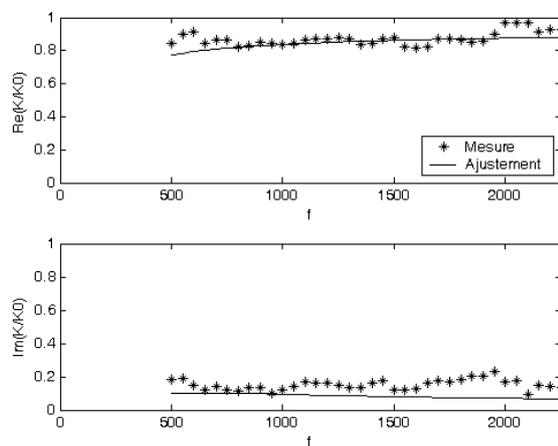


b) Impédance de surface

Figure D.1: Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$  sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ



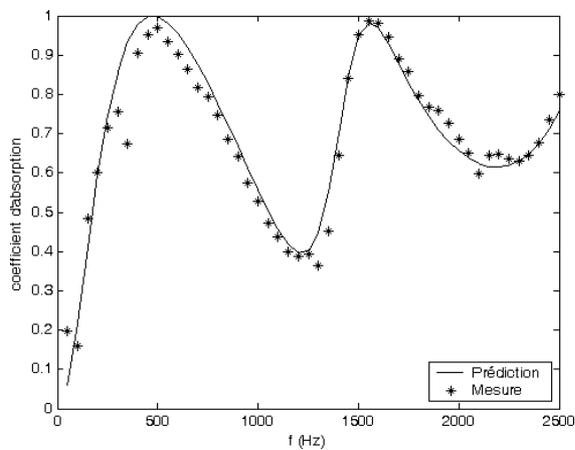
a) Densité effective



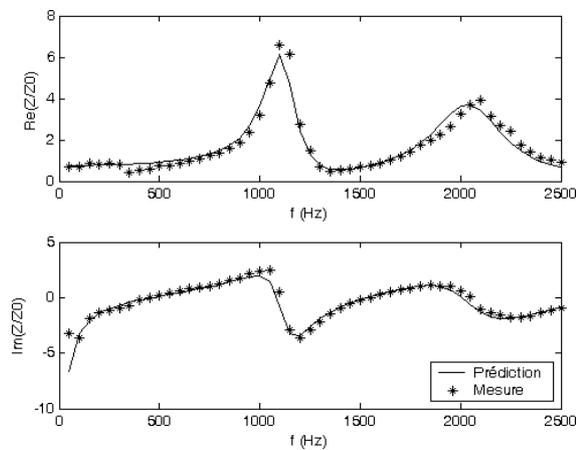
b) Compressibilité dynamique

Figure D.2: Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAJ

Validation : lame d'air 0.120 m

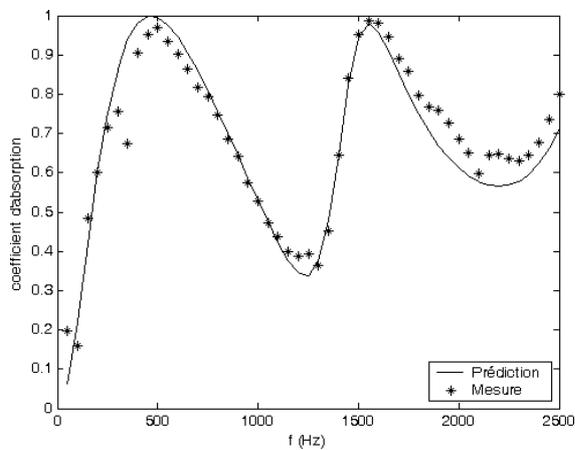


a) Coefficient d'absorption

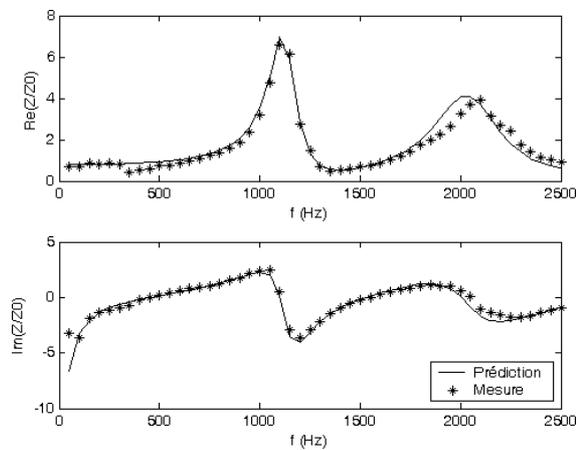


b) Impédance de surface

Figure D.3: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

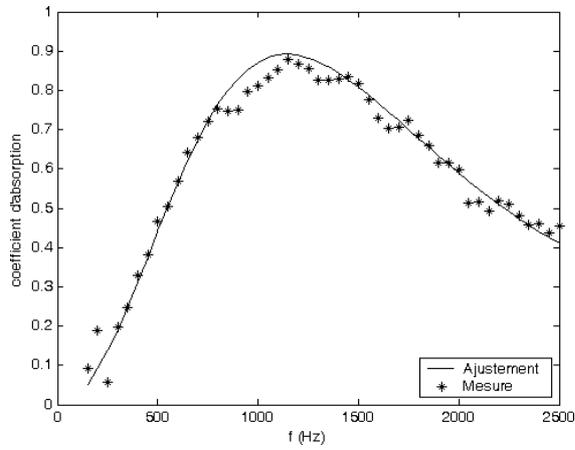
Figure D.4: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL

## D.2 Mousses PU : échantillon 2, 0.013 m

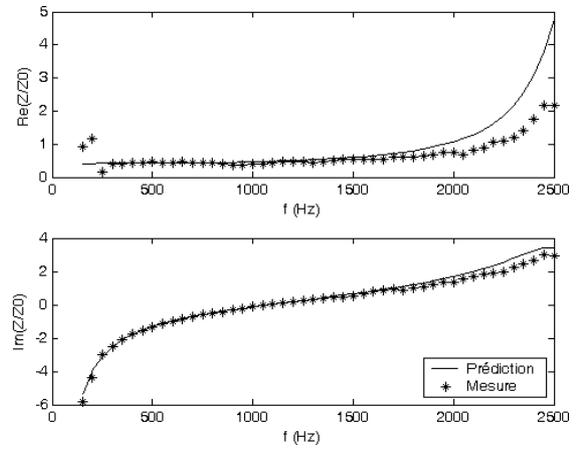
Paramètres caractéristiques :

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL
Résistivité (rayls/m)	15600	15600
Porosité	0.91	0.91
Tortuosité	2.0	1.9
$s$	1.0	1.0
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	140	140
$s'$	1.0	1.5
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	140	270
$M'$	-	1.0
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$8.3 \cdot 10^{-9}$

Identifications :

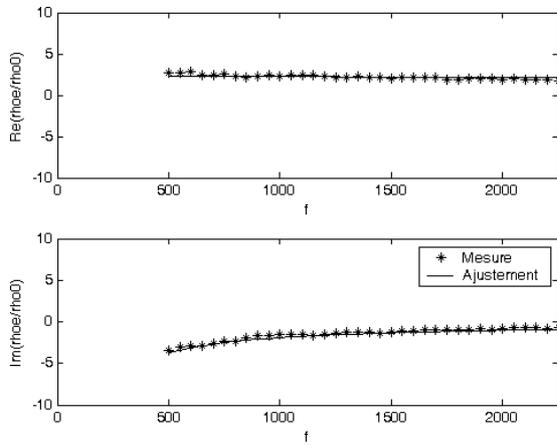


a) Coefficient d'absorption

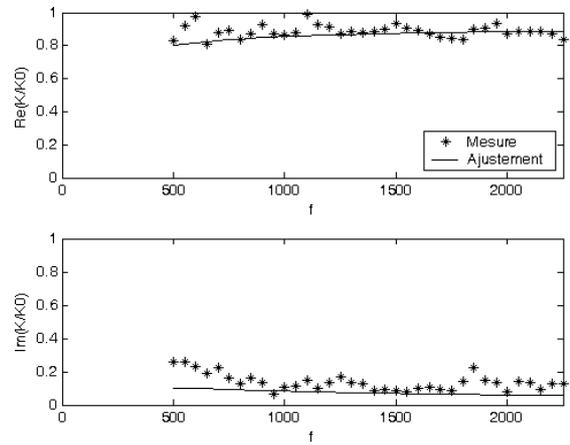


b) Impédance de surface

Figure D.5: Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$  sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ



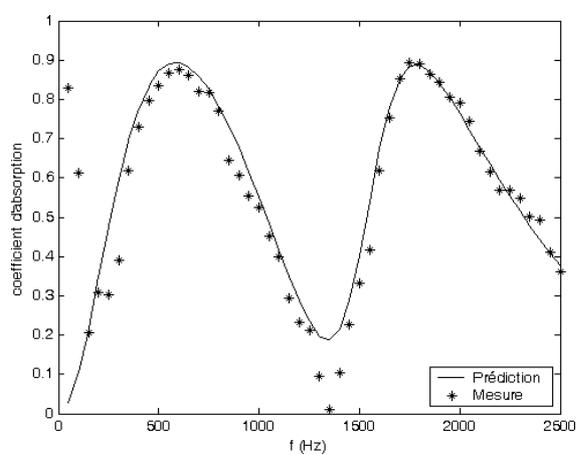
a) Densité effective



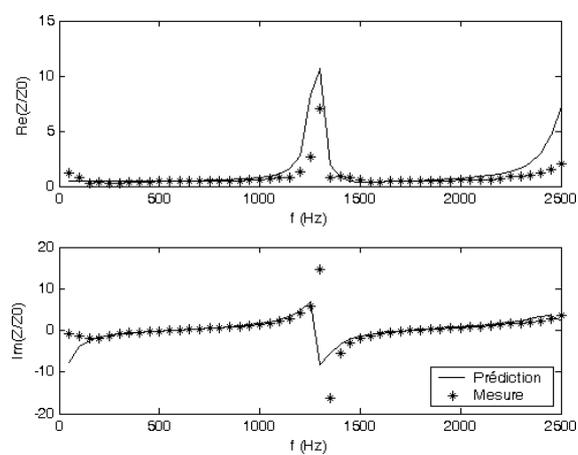
b) Compressibilité dynamique

Figure D.6: Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAJ

## Validation : lame d'air 0.120 m

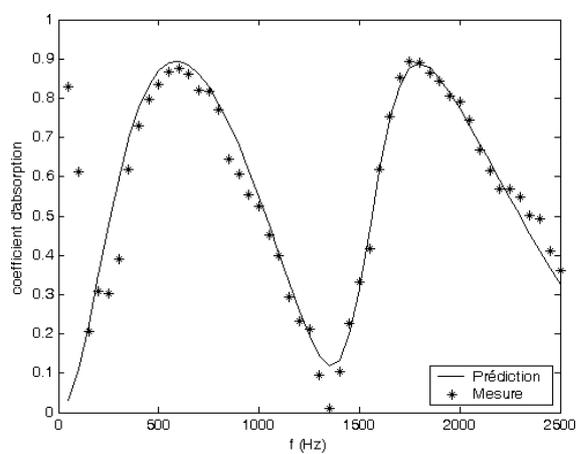


a) Coefficient d'absorption

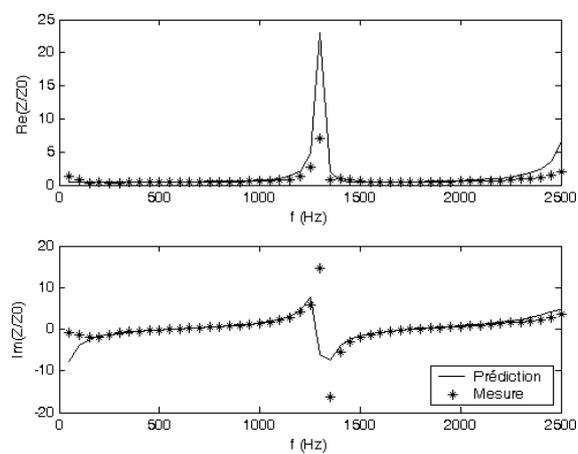


b) Impédance de surface

Figure D.7: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

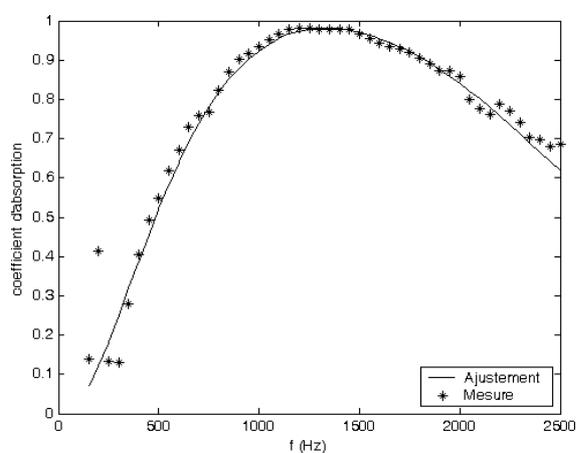
Figure D.8: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL

**D.3 Feutre : échantillon 0.013 m**

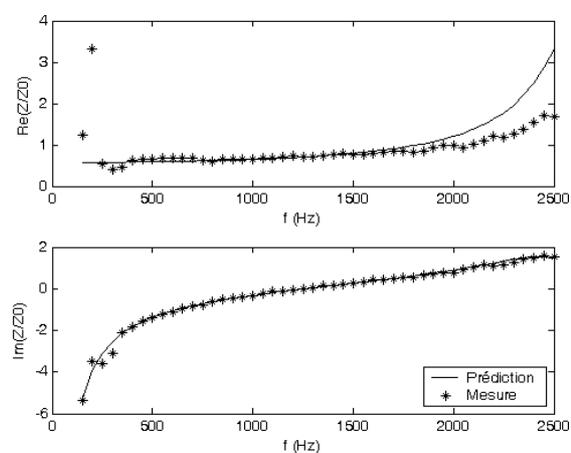
Paramètres caractéristiques :

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL
Résistivité (rayls/m)	23100	23100
Porosité	0.94	0.94
Tortuosité	1.0	1.2
$s$	0.6	0.8
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	49	69
$s'$	1.3	1.8
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	110	170
$M'$	-	1.0
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$3.2 \cdot 10^{-9}$

### Identifications :

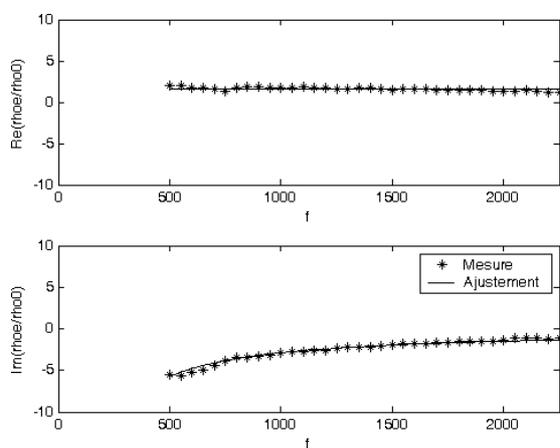


a) Coefficient d'absorption

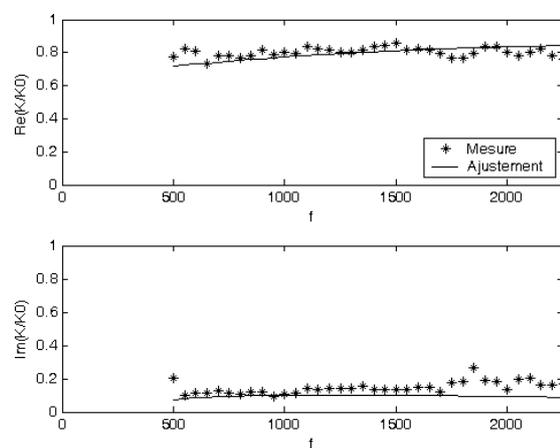


b) Impédance de surface

Figure D.9: Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$  sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ



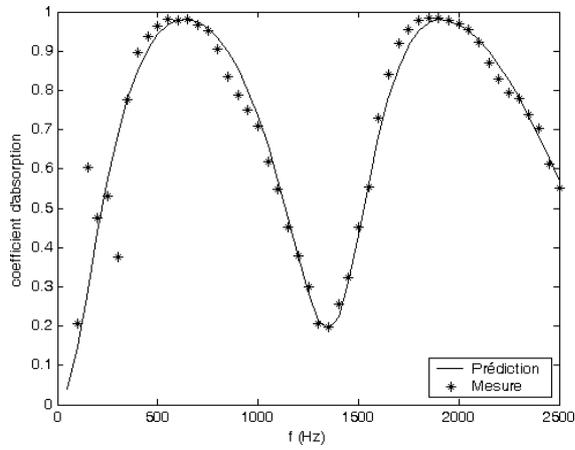
a) Densité effective



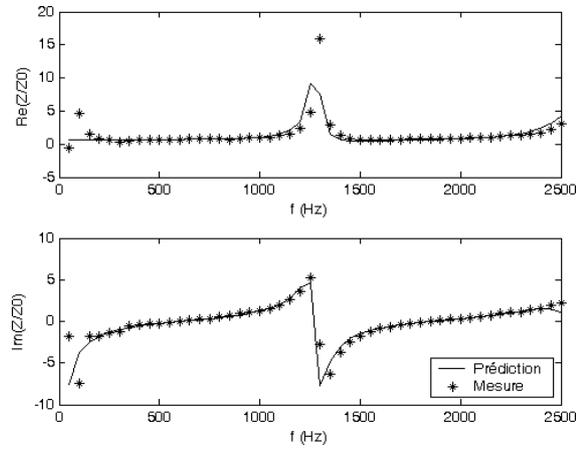
b) Compressibilité dynamique

Figure D.10: Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAJ

Validation : lame d'air 0.120 m

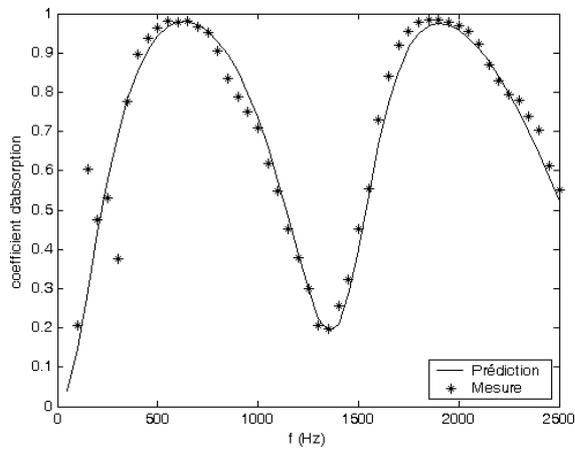


a) Coefficient d'absorption

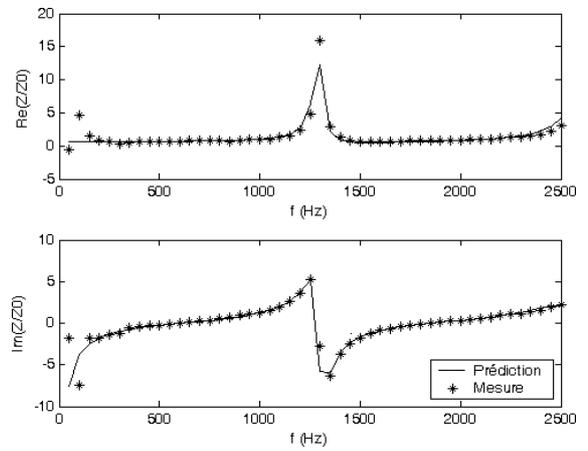


b) Impédance de surface

Figure D.11: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

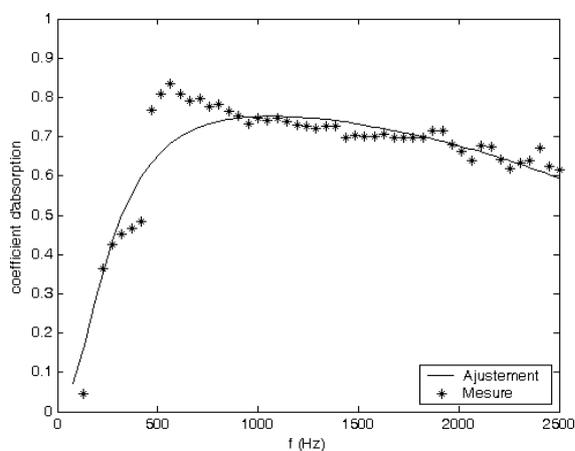
Figure D.12: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL

## D.4 Laine de roche haute densité : échantillon 0.009 m

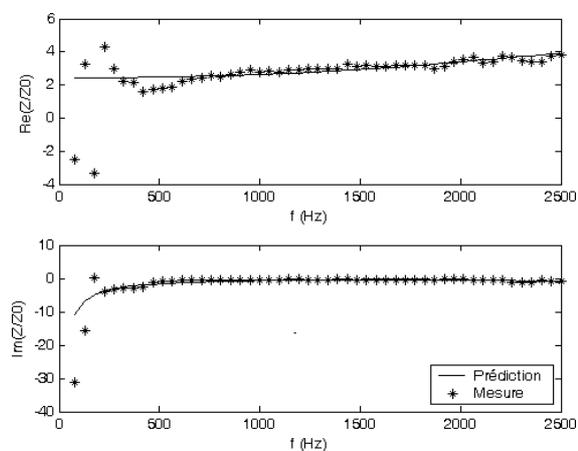
Paramètres caractéristiques :

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL	Valeurs LASH	Valeurs GAUS
Résistivité (rayls/m)	137000	137000	91240	89066
Porosité	0.94	0.94	0.98	0.97
Tortuosité	1.0	1.3	1.0	2.99
$s$	0.3	0.3	0.34	0.34
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	10	12	14	24
$s'$	1.9	4.9	0.86	3.9
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	64	190	36	280
$M'$	-	1.0	6.36	-
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$4.2 \cdot 10^{-9}$	$0.95 \cdot 10^{-9}$	-

Identifications :

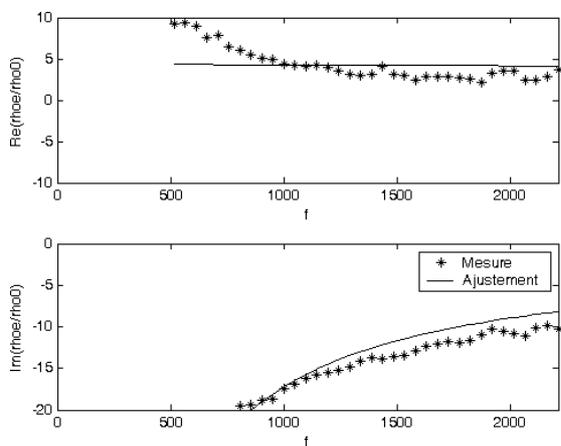


a) Coefficient d'absorption

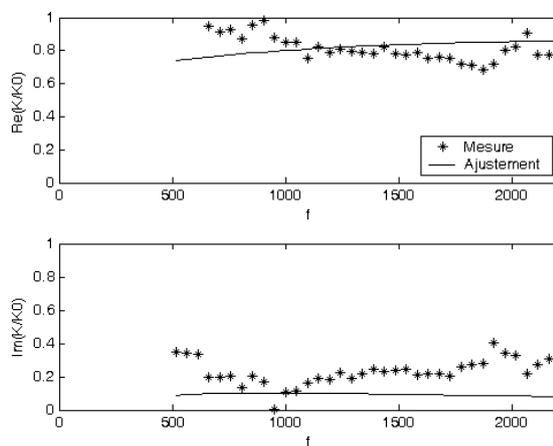


b) Impédance de surface

Figure D.13: Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$  sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ



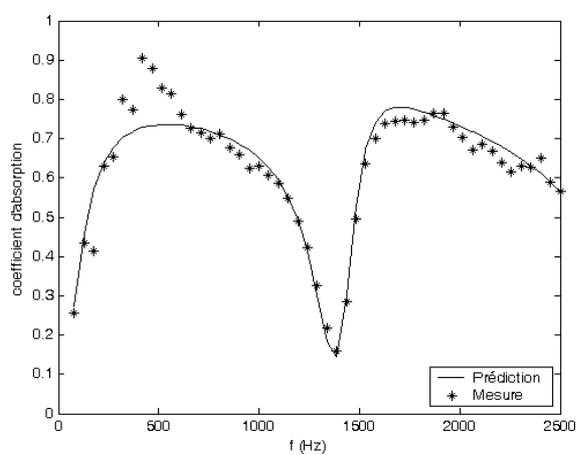
a) Densité effective



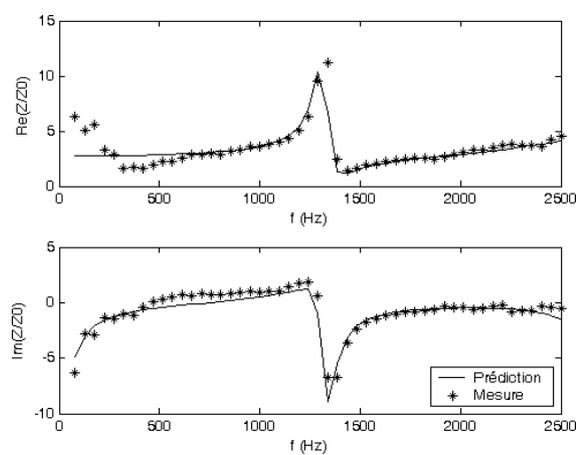
b) Compressibilité dynamique

Figure D.14: Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL

## Validation : lame d'air 0.120 m

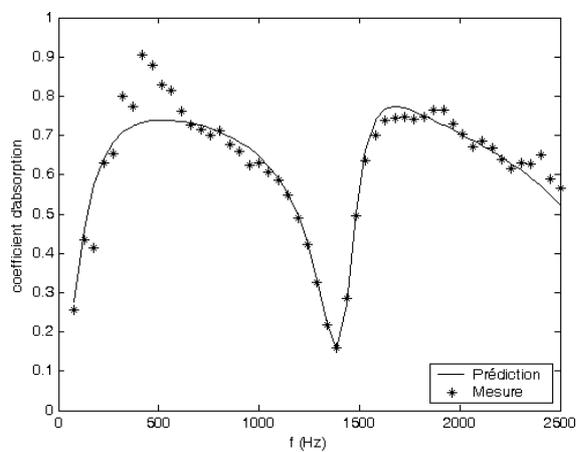


a) Coefficient d'absorption

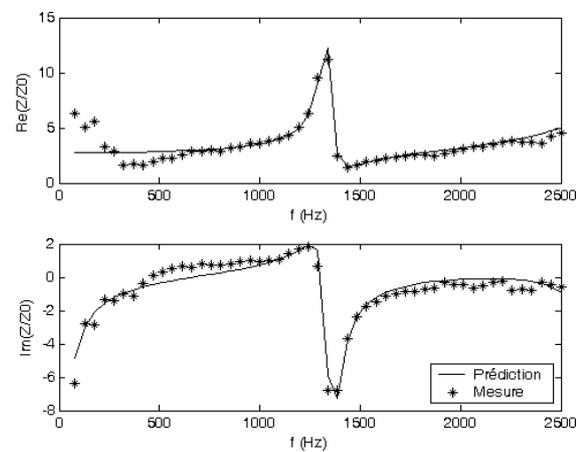


b) Impédance de surface

Figure D.15: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

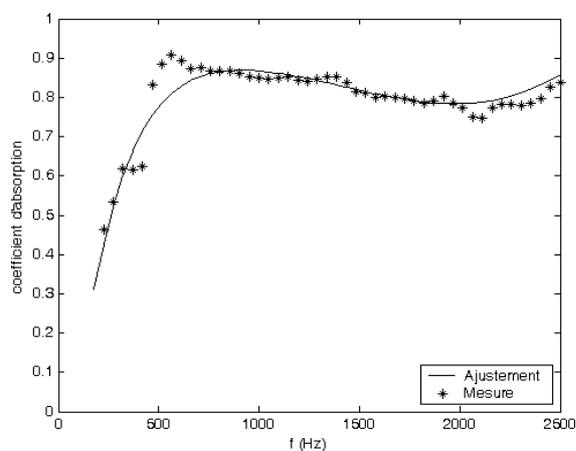
Figure D.16: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL

## D.5 Laine de roche : échantillon 0.027 m

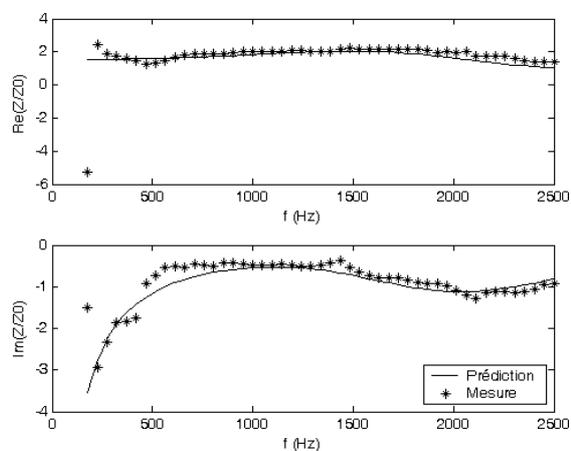
Paramètres caractéristiques :

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL	Valeurs LASH	Valeurs GAUS
Résistivité (rayls/m)	36500	36500	19900	25109
Porosité	0.94	0.94	0.98	0.94
Tortuosité	1.0	1.0	1.04	1.00
$s$	0.5	0.4	0.62	0.72
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	33	28	55	57
$s'$	1.0	2.2	0.91	0.92
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	66	140	81	73
$M'$	-	1.1	3.3	-
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$2.6 \cdot 10^{-9}$	$2.7 \cdot 10^{-9}$	-

## Identifications :

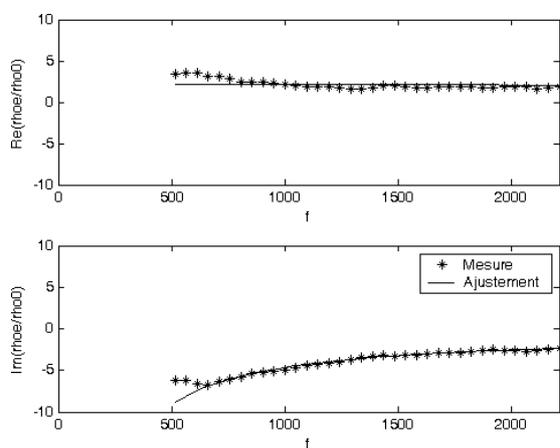


a) Coefficient d'absorption

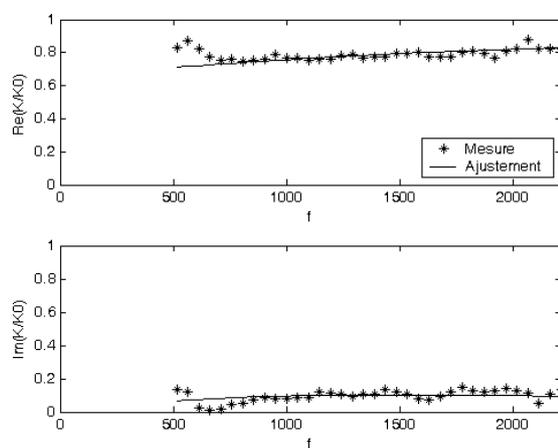


b) Impédance de surface

Figure D.17: Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$  sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ



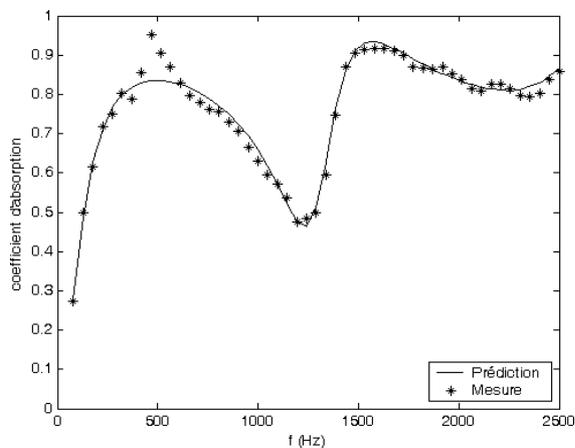
a) Densité effective



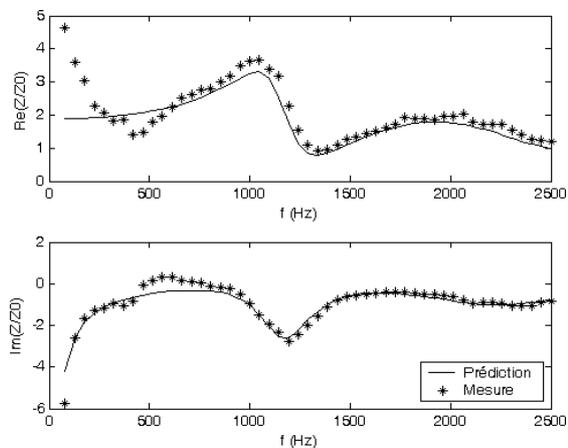
b) Compressibilité dynamique

Figure D.18: Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAJ

Validation : lame d'air 0.120 m

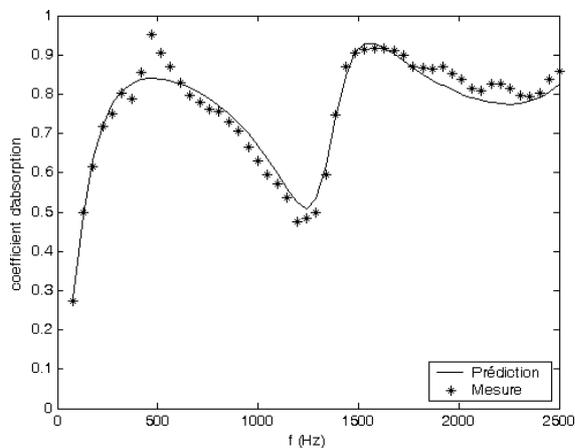


a) Coefficient d'absorption

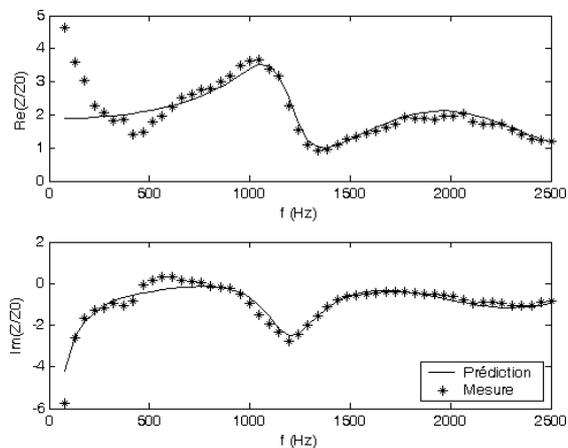


b) Impédance de surface

Figure D.19: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

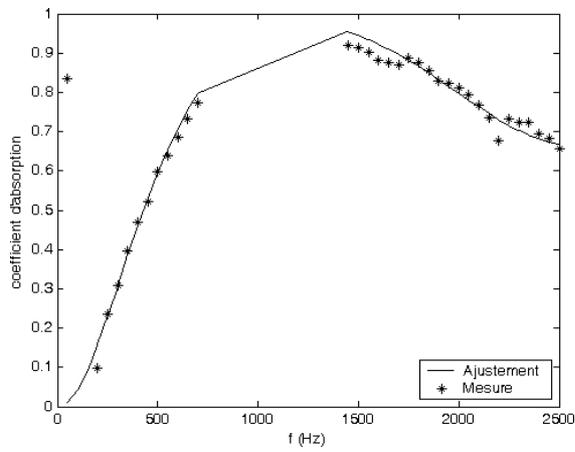
Figure D.20: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL

## D.6 Mélamine : échantillon 0.024 m

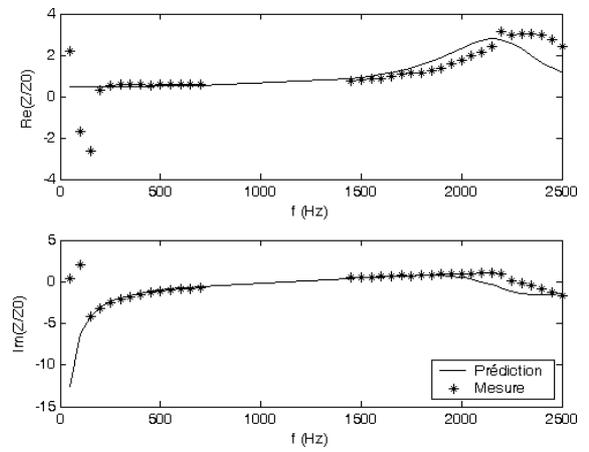
Paramètres caractéristiques :

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL
Résistivité (rayls/m)	11600	11600
Porosité	0.99	0.99
Tortuosité	1.0	1.0
$s$	0.8	1.0
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	90	140
$s'$	1.0	1.8
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	110	210
$M'$	-	1.0
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$5.5 \cdot 10^{-9}$

Identifications :

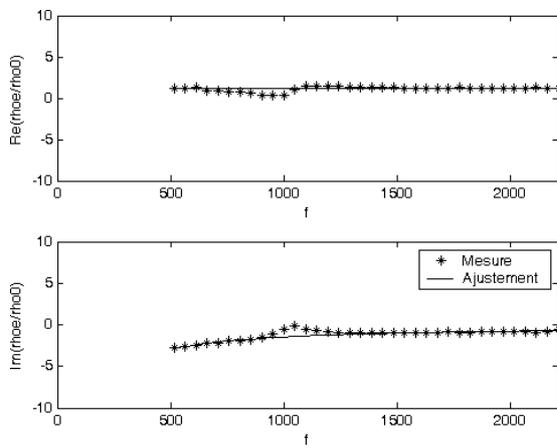


a) Coefficient d'absorption

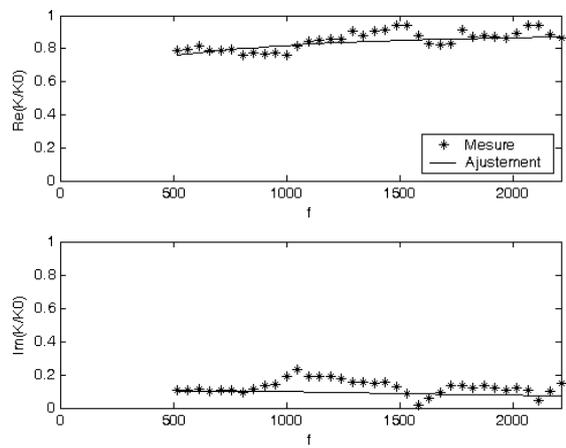


b) Impédance de surface

Figure D.21: Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$  sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ



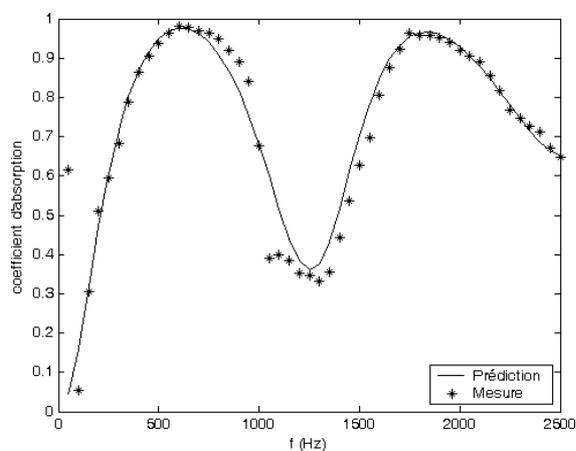
a) Densité effective



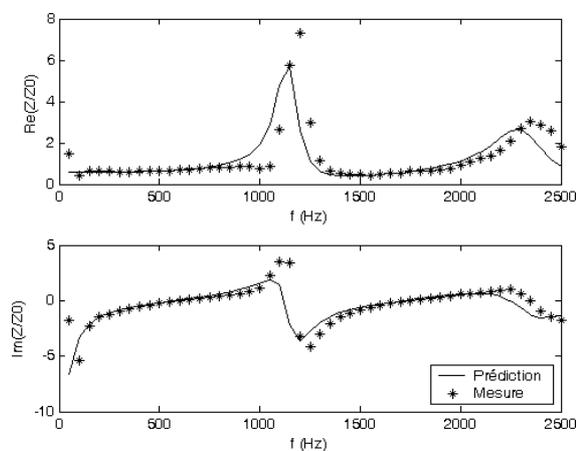
b) Compressibilité dynamique

Figure D.22: Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAL

## Validation : lame d'air 0.120 m

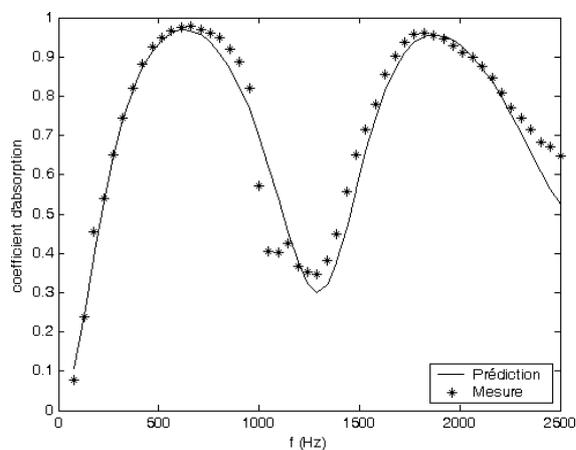


a) Coefficient d'absorption

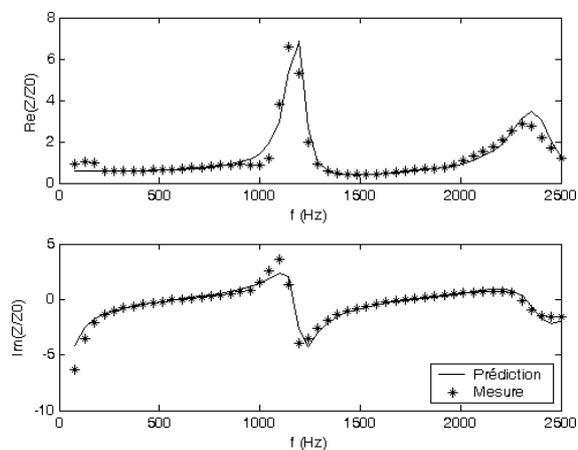


b) Impédance de surface

Figure D.23: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

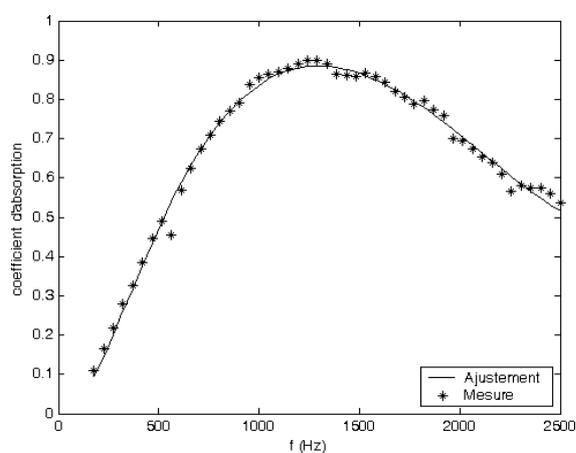
Figure D.24: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL

## D.7 Laine blanche : échantillon 0.022 m

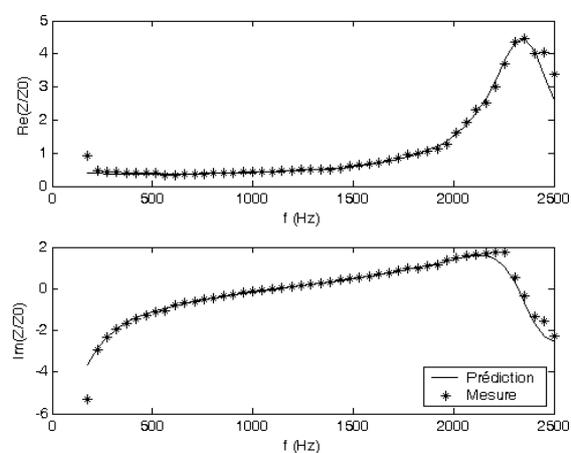
Paramètres caractéristiques :

Paramètres	Valeurs MIRAJ	Valeurs MIRAL	Valeurs LASH	Valeurs GAUS
Résistivité (rayls/m)	8630	8630	8655	8916
Porosité	0.99	0.99	0.98	0.99
Tortuosité	1.0	1.1	1.0	1.0
$s$	0.8	1.0	0.91	0.77
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	110	140	120	100
$s'$	1.4	2.1	2.01	1.93
$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	180	290	265	249
$M'$	-	1.0	-	-
$k'_0$ ( $\text{m}^2$ )	-	$10 \cdot 10^{-9}$	-	-

## Identifications :

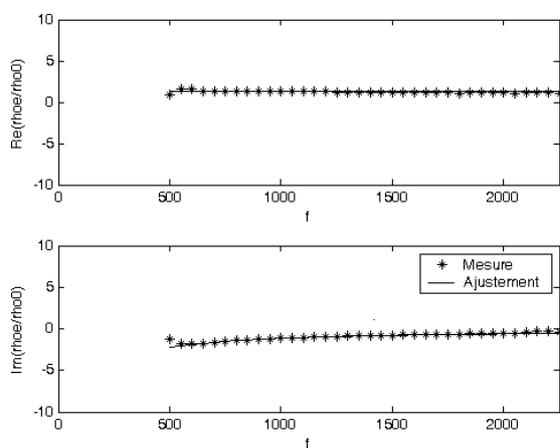


a) Coefficient d'absorption

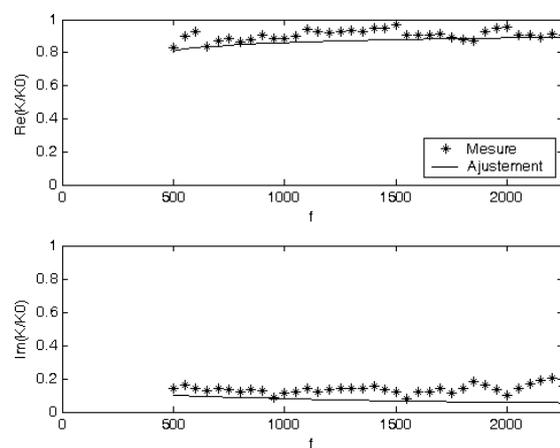


b) Impédance de surface

Figure D.25: Identification de la tortuosité et des deux facteurs de forme  $s$  et  $s'$  sur le coefficient d'absorption, condition limite lame d'air de 0.048 m, méthode MIRAJ



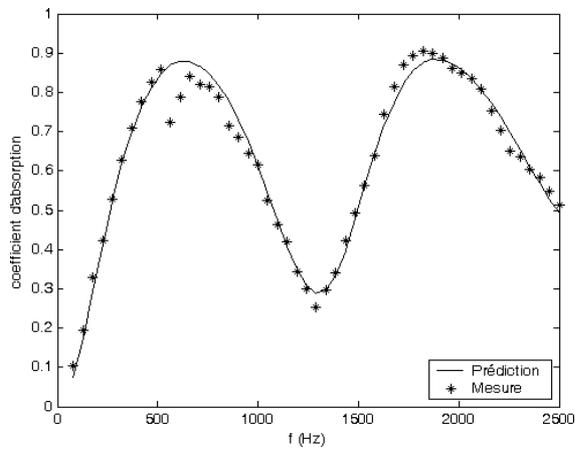
a) Densité effective



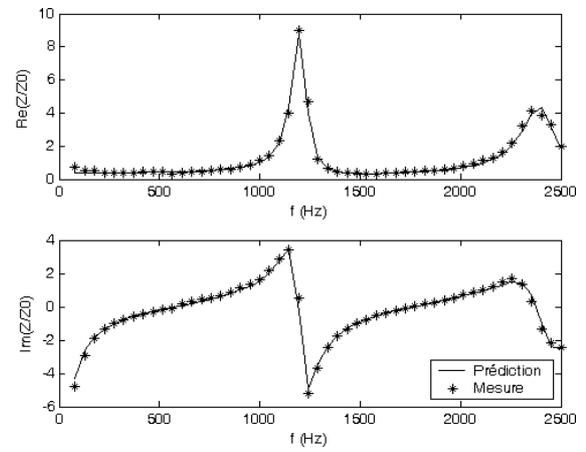
b) Compressibilité dynamique

Figure D.26: Identification de la tortuosité et de la longueur caractéristique visqueuse sur la densité effective, identification de la longueur caractéristique thermique et de la perméabilité thermique sur la compressibilité dynamique, méthode MIRAJ

## Validation : lame d'air 0.120 m

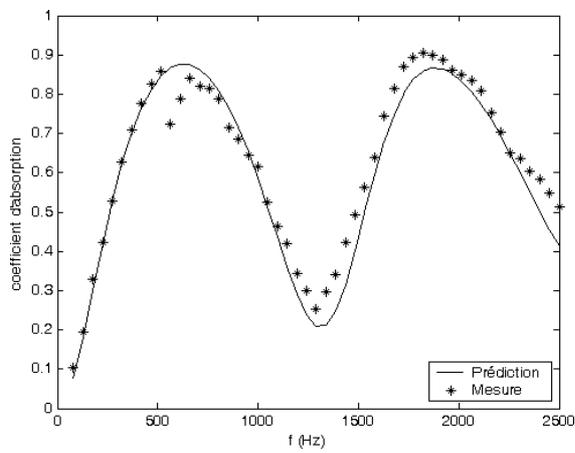


a) Coefficient d'absorption

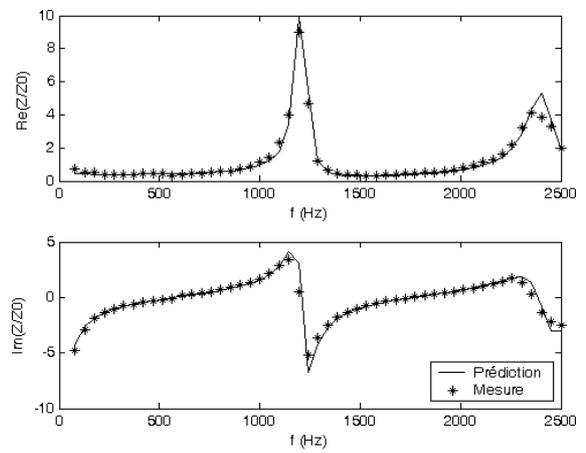


b) Impédance de surface

Figure D.27: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAJ



a) Coefficient d'absorption



b) Impédance de surface

Figure D.28: Comparaison prédiction-mesure pour une condition limite de lame d'air de 0.120 m, méthode MIRAL

## Annexe E

# Mesure de la vitesse de l'écoulement dans la veine MATISSE

Les mesures de la vitesse de l'écoulement dans la conduite MATISSE ont été réalisées par un tube de Pitot au centre de la veine, au niveau de deux sections, respectivement en amont, Section 1, et en aval, Section 2, du tronçon porte échantillon, voir figure E.1. Les résultats sont confinés dans le tableau E.1.

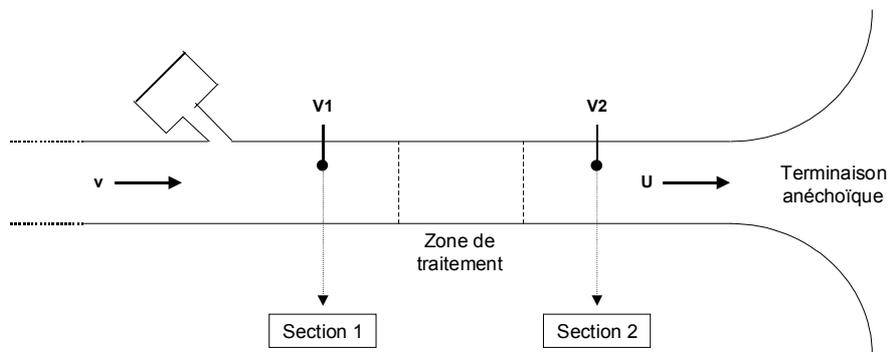


Figure E.1: Mesure de la vitesse de l'écoulement dans la veine MATISSE

Fréquence (Hz) Rotation du ventilateur	Vitesse Moyenne voulue (m/s)	Vitesse mesurée Section 1 (m/s)	Vitesse mesurée Section 2 (m/s)
4.3	5	4.9	4.8
8.0	10	10.1	10.1
15.1	20	20.0	20.1
22.2	30	29.8	30.4
29.2	40	39.9	40.0
36.2	50	50.3	50.5
43.2	60	60.1	61.0
50.0	70	69.8	71.0

Tableau E.1: Mesure de la vitesse moyenne de l'écoulement dans la veine MATISSE

# Bibliographie

- [1] La cabine alpha Rieter. Description et instructions d'emploi, mars 1993. Rapport technique 837 RDA/LB/AC/ch.
- [2] Acoustique — Détermination du facteur d'absorption acoustique et de l'impédance acoustique à l'aide du tube d'impédance. Partie 1 : Méthode du taux d'ondes stationnaires, 1996. Norme internationale ISO 10534-1.
- [3] Acoustique — Détermination du facteur d'absorption acoustique et de l'impédance des tubes d'impédance. Partie 2 : Méthode de la fonction de transfert, 1998. Norme internationale ISO 10534-2.
- [4] Rapport de recherche, année 2, contrat Région Rhône-Alpes IMPACT (Innovation en Mécanique Passive et Active pour la Prévision et le Contrôle Vibroacoustique), 2002.
- [5] K.K. Ahuja and R.J. Gaeta. A new wide-band acoustic liner with high temperature capability. *AIAA Paper*, (97-1701), 1997. 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, 12-14 May 1997.
- [6] J.-F. Allard. *Propagation of sound in porous media: Modelling sound absorbing materials*. Elsevier, 1993.
- [7] J.-F. Allard. Modèles récents pour la propagation du son dans les matériaux poreux. *J. de Physique*, IV:177–182, 1994.
- [8] J.-F. Allard, Y. Aurégan, and M. Pachebat. Modèle pour la propagation et l'absorption sonore dans les milieux poreux. application la propagation dans les champs intenses. *Acoustiques & Techniques*, 16:22–27, 1998.
- [9] J.-F. Allard and Y. Champoux. A new passive/active noise absorption system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 91(6):3346–3353, 1992.
- [10] J.-F. Allard and P. Delage. Free field measurements of absorption coefficients on square panels of absorbing materials. *J. Sound Vib.*, 101(2):161–170, 1985.
- [11] Y. Atalla and R. Panneton. Low frequency inverse method for the identification of the viscous and thermal characteristic lengths of porous media. 1999.
- [12] K. Attenborough. Acoustical characteristics of rigid fibrous absorbents and granular materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 73(3):785–799, 1983.

- [13] Y. Aurégan, R. Starobinski, and V. Pagneux. Influence of grazing flow and dissipation effects on the acoustic boundary conditions at lined wall. *J. Acoust. Soc. Am.*, 109(1):59–64, 2001.
- [14] J.-L. Auriault, L. Borne, and R. Chambon. Dynamics of porous saturated media, checking of the generalized law of darcy. *J. Acoust. Soc. Am.*, 77(5):1641–1650, 1985.
- [15] H. Batard. Aircraft noise reduction: Airbus industrial needs in terms of new materials for nacelle liners. Janvier 2003. Journées scientifiques de l'ONERA.
- [16] L.L. Beranek. Acoustic impedance of porous materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 13:248–260, 1942.
- [17] L.L. Beranek and I.L. Vér. *Noise and Vibration Control Engineering*, chapter 10: Passive Silencers and Lined Ducts, A.G., Galaitsis & I.L., Vér, pages 203–243. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [18] L.L. Beranek and I.L. Vér. *Noise and Vibration Control Engineering*, chapter 8: Sound-absorbing Materials and Sound Absorbers, F.P., Mechel & I.L., Vér, pages 203–243. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [19] S. Beyene and A. Burdisso. A new passive/active noise absorption system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101(3):1512–1515, 1997.
- [20] M.A. Biot. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. low frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28:168–178, 1956.
- [21] M.A. Biot. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. higher frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28:179–191, 1956.
- [22] H. Boden and M. Abom. Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts. *J. Acoust. Soc. Am.*, 79(2):541–549, 1986.
- [23] R.J.S. Brown. Connexion between formation factor of electrical resistivity and fluid-solid coupling factor in Biot's equations for acoustic waves in fluid-filled porous media. *Geophysics*, 45:1269–1275, 1980.
- [24] R. Burridge and J.B. Keller. Poroelasticity equations derived from microstructure. *J. Acoust. Soc. Am.*, 70(4):1140–1146, 1981.
- [25] B. Castagnède, M. Melon, and N.R. Brown. Caractérisation des matériaux poreux à l'aide d'ultrasons de basse fréquence (20-200 khz). pages 133–146, 1996. Deuxième Colloque du Groupement de Recherche Vibroacoustique, Marseille.
- [26] Y. Champoux and J.-F. Allard. Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. *J. Appl. Phys.*, 70(4):1975–1979, 1991.
- [27] Y. Champoux, M.R. Stinson, and G.A. Daigle. Air-based system for the measurement of porosity. *J. Acoust. Soc. Am.*, 89(2):910–916, 1991.
- [28] W.-S. Cheung and M.-J. Jho. Improved method for the measurement of acoustic properties of a sound absorbent sample in the standing wave tube. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(5):2733–2739, 1995.

- 
- [29] J.Y. Chung and D.A. Blaser. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(3):907–913, 1980.
- [30] J.Y. Chung and D.A. Blaser. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. II. Experiment. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(3):914–921, 1980.
- [31] L. Cremer. Theorie des Luftschall-Dämpfung im Rechteckkanal mit schluckender Wand und das sich dabei ergebende höchste Dämpfungsmass. *Acustica*, 2:249–263, 1953.
- [32] M. Cuesta. Etude de la propagation acoustique dans un conduit avec traitement et un écoulement uniforme : optimisation de l'impédance, janvier 2003.
- [33] O. Danilov, F. Sgard, and X. Olny. Oberst beam as tool for complex Young's modulus measurement of porous materials. september 2002.
- [34] P.O.A.L. Davies. *Encyclopedia of Acoustics*, chapter 8: Waveguides, pages 91–105. John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [35] P.D. Dean. An in situ method of wall acoustic impedance measurement in flow ducts. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34(1):97–130, 1974.
- [36] M.A. Delany and E.N. Bazley. Acoustic properties of fibrous absorbent materials. *Appl. Acoust.*, 3:105–116, 1970.
- [37] M. Deverge, M. Etchessahar, N. Dauchez, and S. Sahraoui. Etude expérimentale des propriétés mécaniques d'une mousse acoustique. septembre 2003. XVIème Congrès Français de Mécanique, Nice.
- [38] K. Elmer, J. Wat, B. Shivashankara, K. Tong, J. Brown, and A. Warren. Community noise reduction using continuous descent approach: A demonstration flight test at Louisville. *AIAA Paper*, (2003-3277), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [39] 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.
- [40] A. Fargier. Caractérisation des matériaux visco-poro-élastiques à usage vibro-acoustique. Mémoire de DEA - Ecole Catholique d'Arts et Métiers, janvier 2001.
- [41] V. Frey. Contrôle actif et matériaux poreux. Mémoire de DEA - Ecole Centrale de Lyon, septembre 1998.
- [42] M. Furstoss. *Contrôle actif de l'impédance acoustique de surface de matériaux poreux*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [43] 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):219–236, 1997.
- [44] M.-A. Galland. *Etude de champs acoustiques dans des espaces semi-ouverts - Application à l'absorption acoustique active*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1987.

- [45] M.-A. Galland, O. Hilbrunner, and N. Sellen. Resistive layer improvement for acoustic hybrid liners. SILENCE(R) Technical Report WP1.2 – SUB-TASK 5.1 – D1.2-5.1-13-v0, ECL, mars 2002.
- [46] M.-A. Galland, N. Sellen, and O. Hilbrunner. Noise reduction in a flow duct by active control of wall impedance. *AIAA Paper*, (2002-2213), 2002. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado, 17-19 June 2002.
- [47] M.-A. Galland, P. Souchotte, P. Ladner, and T. Mazoyer. Hybrid passive/active liners for reducing the noise radiated by flow ducts: design and experimental results. In *First European Forum Material and System for Noise and Vibration Control*, Senlis, CETIM.
- [48] M.-A. Galland, P. Souchotte, P. Ladner, and T. Mazoyer. Experimental investigation of noise reduction in a flow duct through hybrid passive/active liner. *AIAA Paper*, (2001-2221), 2001. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, The Netherlands, 28-30 May 2001.
- [49] J.M. Gallman and R.K. Kunze. Grazing flow acoustic impedance testing for the NASA AST program. *AIAA Paper*, (2002-2447), 2002. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado, 17-19 June 2002.
- [50] D. Guicking and E. Lorenz. An active sound absorber with porous plate. *J. Vib. Acoust.*, 106:389–392, 1984.
- [51] O. Hilbrunner. Caractérisation des matériaux visco-poro-élastiques à usage vibro-acoustique. Mémoire de DEA - Ecole Centrale de Lyon, septembre 2000.
- [52] O. Hilbrunner. *Développement et optimisation d'un système de contrôle actif pour les absorbants acoustiques hybrides*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [53] O. Hilbrunner, M.-A. Galland, N. Sellen, and J. Perisse. Optimisation of a hybrid acoustic liner for noise reduction of engine aircraft nacelles. *ACTIVE Paper*, (157), 2002.
- [54] O. Hilbrunner, B. Mazeaud, and M.-A. Galland. Multi-cell digital feedback control for noise reduction through hybrid absorbers. *AIAA Paper*, (2003-3187), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [55] O. Hilbrunner, N. Sellen, and M.-A. Galland. Active control method for the identification of the parameters of porous media. *AIAA Paper*, (2001-2192), 2001. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, The Netherlands, 28-30 May 2001.
- [56] J. Huber, J.-P. Barrington Clarke, and S. Maloney. Aircraft noise impact under diverse weather conditions. *AIAA Paper*, (2003-3276), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [57] U. Ingard. *Notes on Sound absorption technology*, chapter 10: Material characteristics, pages 10/1–10/26. Noise control foundation, 1994.
- [58] D.L. Johnson, J. Koplik, and R. Dashen. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *J. Fluid Mech.*, 176:379–402, 1987.

- 
- [59] M.G. Jones and P.E. Stiede. Comparison of methods for determining specific acoustic impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 101(5):2694–2704, 1997.
- [60] M.G. Jones, W.R. Watson, M.B. Tracy, and T.L. Parrott. Comparison of two acoustic waveguide methods for determining liner impedance. *AIAA Paper*, (2001-2266), 2001. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, Netherlands, 28-30 May 2001.
- [61] M.J. Jones, T.L. Parrott, and W.R. Watson. Comparison of acoustic impedance reduction techniques for locally reacting liners. *AIAA Paper*, (2003-3306), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [62] J. Julliard. Problématique des matériaux absorbants sonores pour applications sur turboréacteurs. Janvier 2003. Journées scientifiques de l'ONERA.
- [63] Y.J. Kang and J.S. Bolton. Finite element modeling of isotropic elastic porous materials coupled with acoustical finite elements. *J. Acoust. Soc. Am.*, 98(1):635–643, 1995.
- [64] L. Kelders, W. Lauriks, G. Jansens, A. Cops, and J. Caerels. Evaluating material parameters of poroelastic layers. *Euronoise 2001*, 2001. 4th European Conference on Noise Control, Patra, 14-17 January 2001.
- [65] S.-H. Ko. Sound attenuation in lined rectangular ducts with flow and its application to the reduction of aircraft engine noise. *J. Acoust. Soc. Am.*, 50(6):1418–1432, 1971.
- [66] D. Lafarge. *Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide visco-thermique: Définition de paramètres géométriques, analogies électromagnétiques, temps de relaxation*. PhD thesis, Université du Maine, 1993.
- [67] D. Lafarge, P. Lemarinier, and J.-F. Allard. Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102(4):1995–2006, 1997.
- [68] C. Langlois, R. Panneton, and N. Atalla. Polynomial relations for quasi-static mechanical characterization of isotropic poroelastic materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 110(6):3032–3040, 2001.
- [69] P. Lemarinier, M. Henry, and J.-F. Allard. Connection between the dynamic bulk modulus of air in a porous medium and the specific surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(6):3478–3482, 1995.
- [70] X.D. Li, J.Y. Schoenwald, and F. Thiele. A numerical study on the acoustic radiation from a scarfed intake. *AIAA Paper*, (2003-3245), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [71] C. Malmary. *Etude théorique et expérimentale de l'impédance acoustique de matériaux en présence d'un écoulement d'air tangentiel*. PhD thesis, Université du Maine, 2000.
- [72] C. Malmary, S. Carbonne, Y. Aurégan, and V. Pagneux. Acoustic impedance measurement with grazing flow. *AIAA Paper*, (2001-2193), 2001. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, Netherlands, 28-30 May 2001.
- [73] B. Mazeaud. Etude et développement d'un algorithme de contrôle actif feedback auto-adaptatif. Mémoire de DEA - Ecole Centrale de Lyon, septembre 2002.

- [74] B. Mazeaud, M.-A. Galland, and O. Hilbrunner. Optimisation of adaptive cell for acoustical adaptive liner. SILENCE(R) Technical Report WP1.2 – SUB-TASK 5.1 – D1.2-5.1-14-v0, ECL, avril 2003.
- [75] S.-A. Meslioui. *Contribution à l'étude de l'insonorisation des entrées d'air latérales de turbomoteurs d'hélicoptères*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1996.
- [76] P.M. Morse and K.U. Ingard. *Theoretical acoustics*. Princeton University Press, 1968.
- [77] R.E. Mottsinger and R.E. Kraft. *Aeroacoustics of flight vehicles. Theory and Practice*, volume 2: Noise Control, chapter 14: Design and Performance of Duct Acoustic Treatment, pages 165–206. Harvey H. Hubbard, 1995.
- [78] M.L. Munjal. *Acoustics of ducts and mufflers. With application to exhaust and ventilation system design*, chapter 2: Theory of acoustic filters, pages 42–103. John Wiley & Sons, 1987.
- [79] M.L. Munjal. *Acoustics of ducts and mufflers. With application to exhaust and ventilation system design*, chapter 1: Propagation of waves in ducts, pages 1–41. John Wiley & Sons, 1987.
- [80] M.K. Myers. On the acoustic boundary condition in the presence of flow. *J. Sound Vib.*, 71(3):429–434, 1980.
- [81] X. Olny. *Absorption acoustique des milieux poreux à simple et double porosité. Modélisation et validation expérimentale*. PhD thesis, Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat, 1999.
- [82] X. Olny, R. Panneton, and J. Tran Van. An indirect acoustical method for determining intrinsic parameters of porous materials. pages 731–737, 2002. Poromechanics II, Auriault et al. (eds), Grenoble, august 2002.
- [83] H.F. Olson and E.G. May. Electronic sound absorber. *J. Acoust. Soc. Am.*, 25:1130–1136, 1953.
- [84] Y. Ozyoruk and L.N. Long. Time-domain calculation of sound propagation in lined ducts with sheared flows. *AIAA Journal*, 38(5):768–773, 2000.
- [85] D. Palumbo. Evaluation of acoustic properties of lightweight, granular materials. *AIAA Paper*, (2003-3155), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [86] R. Panneton, C. Langlois, and N. Atalla. Mechanical characterization of poroelastic materials. 2001. ICA, Rome, Italie, september 2001.
- [87] T.L. Parrott, M.G. Jones, and B. Homeijer. Effect of resonator axis skew on normal incidence impedance. *AIAA Paper*, (2003-3307), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [88] S. Pérennès. Acoustic requirements of adaptive liners. SILENCE(R) Technical Report WP1.2 - SUB-TASK 5.0 - D1.2-5.0-11-1, Snecma Moteurs, 2001.

- 
- [89] D. Pilon, R. Panneton, and F.C. Sgard. Effects of boundary conditions on acoustical measurements in the standing wave tube. 2001. ICA, Rome, Italie, september 2001.
- [90] S. Pride. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media. *Physical Review.B, Condensed Matter*, 50(21):15678–15696, 1994.
- [91] T. Pritz. Dynamic Young’s modulus and loss factor of plastic foams for impact sound isolation. *J. Sound Vib.*, 178(3):315–322, 1994.
- [92] H.-S. Roh, W.P. Arnott, J.M. Sabatier, and R. Raspet. Measurement and calculation of acoustic propagation constants in arrays of small air-filled rectangular tubes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 89(6):2617–262, 1991.
- [93] A. Roure. Propagation du son dans des conduits à section continuellement variable - application à la détermination des fréquences propres de certains volumes complexes. (2003-3247), 1977. Euromech 94, L.M.A Marseille, 12-15 septembre 1977.
- [94] R.A. Scott. The absorption of sound in a homogenous porous medium. *Proc. Phys. Soc. London*, 58:165–183, 1946.
- [95] N. Sellen. L’ingestion d’une turbulence par un turboréacteur comme source acoustique. Mémoire de DEA - Ecole Centrale de Lyon, septembre 2000.
- [96] N. Sellen, M. Cuesta, and M.-A. Galland. Passive layer optimization for active absorbers in flow duct applications. *AIAA Paper*, (2003-3186), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [97] N. Sellen, M. Cuesta, and M.-A. Galland. Test report on acoustical adaptive liner elementary validation. SILENCE(R) Technical Report WP1.2 – SUB-TASK 5.1 – D1.2-5.1-15-v0, ECL, avril 2003.
- [98] N. Sellen, M.-A. Galland, and O. Hilbrunner. Identification of the characteristic parameters of porous media using active control. *AIAA Paper*, (2002-2504), 2002. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado, 17-19 June 2002.
- [99] N. Sellen, O. Hilbrunner, and Galland M.-A. Identification par contrôle actif des paramètres caractéristiques d’un matériau poreux. (448), septembre 2001. XVème Congrès Français de Mécanique, Nancy.
- [100] 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.
- [101] A. Sfaoui. On the viscoelasticity of the polyurethane foam. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(2):1046–1052, 1995.
- [102] S. Sim and K.-J. Kim. A method to determine the complex modulus and Poisson’s ratio of viscoelastic materials for FEM applications. *J. Sound Vib.*, 141(1):71–82, 1990.
- [103] C.D. Smith and T.L. Parott. Comparison of three methods for measuring acoustic properties of bulk materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 74(5):1577–1582, 1983.

- [104] M.R. Stinson. The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape. *J. Acoust. Soc. Am.*, 89(2):550–558, 1991.
- [105] V. Tarnow. Measurement of sound propagation in glass wool. *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(4):2272–2281, 1995.
- [106] V. Tarnow. Calculation of sound propagation perpendicular to fixed fibres in glass wool. *Euronoise 2001*, 2001. 4th European Conference on Noise Control, Patra, 14-17 January 2001.
- [107] B.J. Tester. The optimization of modal sound attenuation in ducts, in the absence of mean flow. *J. Sound Vib.*, 27(4):477–513, 1973.
- [108] 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.
- [109] D. Thenail. *Contrôle actif d'impédance et optimisation des performances d'un matériau poreux*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1995.
- [110] H. Tijdeman. On the propagation of sound waves in cylindrical tubes. *J. Sound Vib.*, 39(1):1–33, 1975.
- [111] J. Tran Van, X. Olny, F. Sgard, and Y. Gervais. Global inverse methods for determining the acoustical parameters of porous materials. 2001. ICA, Rome, Italie, september 2001.
- [112] H. Utsuno, T. Tanaka, T. Fujikawa, and A.F. Seybert. Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 86(2):637–643, 1989.
- [113] T.E. Vigran, L. Kelders, W. Lauriks, and P. Leclaire. Prediction and measurements of the influence of boundary conditions in a standing wave tube. *Acustica*, 83:419–423, 1997.
- [114] L.S. Wirt. Analysis, testing, and design of lined ducts. *J. Acoust. Soc. Am.*, 51(5):1448–1463, 1972.
- [115] L. Yaniv. Impedance tube measurement of the propagation constant and characteristic impedance of porous materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 54:1138–1142, 1973.
- [116] G. Zlavog and W. Eversmann. Source effects on realized attenuation in lined ducts. *AIAA Paper*, (2003-3247), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.
- [117] C. Zwikker and C.W. Kosten. *Sound Absorbing Materials*. Elsevier, 1949.

# Publications

## Publications

O. Hilbrunner, N. Sellen & M.-A. Galland. Active control method for the identification of the parameters of porous media. *AIAA Paper*, (2001-2192), 2001. 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Maastricht, The Netherlands, 28-30 May 2001.

N. Sellen, O. Hilbrunner & M.-A. Galland. Identification par contrôle actif des paramètres caractéristiques d'un matériau poreux. (448), 2001. XVème Congrès Français de Mécanique, Nancy, septembre 2001.

O. Hilbrunner, N. Sellen & M.-A. Galland. Experimental and numerical investigation of noise reduction in a lined duct by passive/active control. 2001. 5th CEAS/ASC Workshop, Eindhoven, The Netherlands.

N. Sellen, M.-A. Galland & O. Hilbrunner. Identification of the characteristic parameters of porous media using active control. *AIAA Paper*, (2002-2504), 2002. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado, 17-19 June 2002.

M.-A. Galland, N. Sellen & O. Hilbrunner. Noise reduction in a flow duct by active control of wall impedance. *AIAA Paper*, (2002-2213), 2002. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado, 17-19 June 2002.

O. Hilbrunner, M.-A. Galland, N. Sellen & J. Périssé. Optimisation of hybrid acoustic liner for noise reduction of engine aircraft nacelles. *ACTIVE Paper*, (157), 2002.

M.-A. Galland, N. Sellen & O. Hilbrunner. Active control and porous materials. (43.50.Ki), 2002. Forum Acusticum, Sevilla, Spain, 16-20 September 2002. Abstract in Acta Acustica, Vol 88, suppl 1, p S41.

N. Sellen, M. Cuesta & M.-A. Galland. Passive layer optimization for active absorbers in flow duct applications. *AIAA Paper*, (2003-3186), 2003. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Hilton Head, South Carolina, 12-14 May 2003.

J. Périssé, T. Mazoyer, O. Hilbrunner, N. Sellen, B. Mazeaud, M. Cuesta & M.-A. Galland. Hybrid acoustic liner: a new concept for noise reduction in flow duct. (358), 2003. Euronoise 2003, Naples, Italy.

## Rapports de contrats

N. Sellen & M.-A. Galland. Méthodologie pour l'identification des paramètres caractéristiques d'un milieu poreux. Projet CAMELIA, Caractérisation des Matériaux visco-poro-ELastiques à usage vIbro-Acoustique. Rapport de synthèse du lot 2, 2001.

N. Sellen & M.-A. Galland. Méthodologie pour l'identification des paramètres caractéristiques d'un milieu poreux. Projet CAMELIA, Caractérisation des Matériaux visco-poro-ELastiques à usage vIbro-Acoustique. Rapport de synthèse du lot 3, 2002.

M.-A. Galland, O. Hilbrunner & N. Sellen. Resistive layer improvement for acoustic hybrid liners. SILENCE(R) Technical Report WP1.2 – SUB-TASK 5.1 –D1.2-5.1-13-v0, ECL, mars 2002.

N. Sellen, M. Cuesta & M.-A. Galland. Test report on acoustical adaptive liner elementary validation. SILENCE(R) Technical Report WP1.2 – SUB-TASK 5.1 –D1.2-5.1-15-v0, ECL, avril 2003.