

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE

Spécialité :
ACOUSTIQUE

Présentée par
Cécile MALMARY

pour obtenir le titre de Docteur d'Université

**ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE
DE L'IMPÉDANCE ACOUSTIQUE DE MATÉRIAUX
EN PRÉSENCE D'UN ÉCOULEMENT D'AIR TANGENTIEL**

Soutenue le 22 Septembre 2000
devant la Commission d'Examen :

Y. AURÉGAN	Maître de Conférence (LAUM), Université du Maine, Le Mans
S. CARBONNE	Ingénieur, EADS Airbus SA, Toulouse
J. KERGOMARD	Directeur de Recherche, Lab. de Mécanique et d'Acoustique, Marseille
P. LEMPEREUR	Ingénieur, EADS Airbus SA, Toulouse
V. PAGNEUX	Chargé de Recherche (LAUM), Université du Maine, Le Mans
B. POIRÉE (rapporteur)	Docteur d'État, DGA, Paris
M. ROGER (rapporteur)	Professeur, École Centrale de Lyon

Ce travail s'est effectué pendant trois ans au Laboratoire d'Acoustique et Vibration d'EADS Airbus SA, à Toulouse.

Par ses compétences scientifiques et ses qualités humaines, Serge Carbonne a permis le bon déroulement de ma thèse. Merci Serge pour ton soutien, qui m'a été infiniment précieux.

J'exprime ma profonde gratitude à Michel Goulain, qui m'a chaleureusement accueillie dans son laboratoire et m'a très activement soutenue tout au long de ce travail.

Yves Aurégan et Vincent Pagneux ont accepté d'assurer l'encadrement scientifique de ma thèse à l'Université ; j'ai beaucoup appris à leurs côtés et leur en suis extrêmement reconnaissante.

J'exprime mes sincères remerciements à Jean Kergomard, qui a accepté de diriger cette thèse, à Bernard Poirée et Michel Roger, qui ont bien voulu être les rapporteurs de la thèse, ainsi qu'à Pierre Lempereur pour sa participation au jury. L'intérêt qu'ils ont porté à mon travail a été très enrichissant.

Merci à tous les membres de l'équipe du B16 dont la disponibilité, l'efficacité et la gentillesse ont jalonné ces trois années : Michel Ballet, Philippe Bousquet, André Corradin, René Cussol, Jean-Paul Duprat, Stéphane Gauthier, Marie-France Goirand, Stéphane Houbart, Christian Nadal, Jean-Marc Prosper, Christian Sartre, Bernard Sengès.

Je tiens également à remercier toutes les personnes que j'ai eu l'occasion de côtoyer pendant la thèse, au laboratoire, au bureau d'études et ailleurs, pour leur précieuse et sympathique collaboration.

Grâce à ma famille, mon amour, mes ami(e)s, la vie est belle. Merci de tout mon cœur.

À Jean-Raymond Malmay et Jaume Nebot

*“Il suivait son idée. C’était une idée fixe et il était surpris de ne pas
avancer.”*

Jacques Prévert

Table des matières

Introduction	5
1 Position du problème	9
1.1 Introduction	9
1.2 Description de l'environnement dans la nacelle	9
1.2.1 Caractéristiques du champ acoustique	9
1.2.2 Caractéristiques aérodynamiques	11
1.3 Traitements acoustiques utilisés	11
1.3.1 Description	11
1.3.2 Réduction de bruit apportée par le traitement	12
1.3.3 Mécanisme d'absorption	12
1.4 Généralités sur la notion d'impédance	16
1.4.1 Introduction	16
1.4.2 Définition de l'impédance de surface	16
1.4.3 Vocabulaire et unités	17
1.4.4 Relation entre l'impédance et l'énergie acoustique	17
1.4.5 Impédance d'un matériau mince	18
1.4.6 Réaction localisée	19
1.4.7 Impédance et conditions aux limites	20
1.5 Conclusion	21
2 Propriétés de l'impédance des traitements	23
2.1 Introduction	23
2.2 Impédance d'un orifice	26
2.2.1 Effet de la fréquence : modèle linéaire	27
2.2.2 Effet de la vitesse acoustique : modèle non linéaire	29
2.2.3 Effet d'un écoulement d'air tangentiel	33
2.3 Impédance d'une plaque perforée	38
2.3.1 Passage d'un orifice unique à une plaque perforée	38
2.3.2 Effet de la fréquence : modèle linéaire	39
2.3.3 Effet de la vitesse acoustique : modèle non linéaire	40
2.3.4 Effet d'un écoulement d'air tangentiel	47
2.4 Impédance d'une plaque perforée collée à un tissu métallique	56
2.4.1 Porosité équivalente d'un tissu métallique	56
2.4.2 Impédance d'un tissu métallique	57
2.4.3 Impédance d'un tissu métallique collé à une plaque perforée	58

2.4.4	Exemple	58
2.5	Effet de l'angle d'incidence de l'onde acoustique	61
2.6	Conclusion	62
3	Revue des méthodes de mesure de l'impédance de matériaux en présence d'un écoulement d'air	63
3.1	Introduction	63
3.2	Méthode du tube de Kundt	64
3.2.1	Principe	64
3.2.2	Méthode "multi-points"	65
3.2.3	Mesure en présence d'un écoulement tangentiel	65
3.3	Méthode de Chung et Blaser	66
3.3.1	Principe	66
3.3.2	Mesure en présence d'un écoulement tangentiel	67
3.4	Méthode des deux microphones	67
3.4.1	Principe	68
3.4.2	Mesure en présence d'un écoulement tangentiel	69
3.5	Méthodes indirectes	71
3.5.1	Méthode du guide d'onde infini	71
3.5.2	Méthode mise au point actuellement à la NASA	72
3.5.3	Méthode du "synthétiseur de modes tournants"	72
3.6	Méthodes avec capteur de vitesse	73
3.7	Mesure de la résistance au passage de l'air	74
3.7.1	Principe	74
3.7.2	Mesure en présence d'un écoulement tangentiel	75
3.8	Comparaison des différents dispositifs	75
3.9	Conclusion	76
4	Mise au point du dispositif de mesure d'impédance avec écoulement	79
4.1	Introduction	79
4.2	Description générale du dispositif expérimental	80
4.3	Caractéristiques aérodynamiques	82
4.3.1	Propriétés et grandeurs caractéristiques	82
4.3.2	Méthodes de mesure	83
4.3.3	Résultats	84
4.4	Caractéristiques acoustiques	91
4.4.1	Source sonore	91
4.4.2	Fréquence de coupure en fonction du nombre de Mach	92
4.4.3	Bruit d'écoulement	93
4.4.4	Coefficient de réflexion dans la veine de mesure	93
4.4.5	Définition et caractéristiques de la cavité d'air	95
4.5	Traitement du signal	97
4.5.1	Introduction	97
4.5.2	Méthodes d'extraction d'un signal sinusoïdal d'un signal bruité	97
4.6	Mesure de l'impédance avec une sonde microphonique	102
4.6.1	Description	102

4.6.2	Réponse en fonction de la fréquence et de l'amplitude	102
4.6.3	Réponse de la sonde en fonction de l'écoulement d'air	103
4.6.4	Calcul de l'impédance	108
4.7	Méthode de mesure avec deux microphones 1/8"	112
4.7.1	Description	112
4.7.2	Appariement des microphones	112
4.7.3	Calcul de l'impédance	113
4.8	Estimation des incertitudes de mesures	114
4.8.1	Incertitude relative sur l'impédance liée à l'analyseur de spectres	114
4.8.2	Effet de la température	114
4.8.3	Répétabilité des mesures	115
4.9	Conclusion	118
5	Résultats expérimentaux	119
5.1	Introduction	119
5.2	Mesures sans écoulement d'air	120
5.2.1	Comparaison des profils de pression	121
5.2.2	Résultats de mesure de l'impédance dans le banc statique . . .	124
5.2.3	Résultats de mesure de l'impédance dans le banc <i>IMPEC</i> . . .	129
5.2.4	Conclusion sur la comparaison des trois méthodes	134
5.2.5	Mesures sur une tôle perforée collée à un tissu métallique . . .	136
5.3	Mesures avec écoulement d'air	140
5.3.1	Mesure des profils de pression	140
5.3.2	Mesure de l'impédance en fonction du nombre de Mach de l'écoulement avec la sonde: comparaison des deux méthodes de calcul	144
5.3.3	Mesure de l'impédance en fonction du nombre de Mach de l'écoulement: comparaison des résultats donnés par la sonde, les microphones et un modèle empirique	145
5.3.4	Effets cumulés d'écoulement et de vitesse acoustique: mesures avec les microphones	148
5.3.5	Mesure de l'impédance d'une tôle perforée collée à tissu mé- tallique	151
5.4	Conclusion	155
6	Modélisation du champ de pression dans la veine	157
6.1	Introduction	157
6.2	Position du problème	157
6.3	Equations de base	158
6.4	Résolution	161
6.4.1	Méthode directe	162
6.4.2	Méthode utilisant la matrice impédance	162
6.5	Résultats du calcul et comparaison avec les mesures	163
6.5.1	Effet du nombre de modes	163
6.5.2	Comparaison des résultats de calcul avec les mesures	166
6.6	Conclusion	173

Conclusion	175
A Éléments de mécanique des fluides	179
A.1 Écoulements incompressibles	179
A.1.1 Équations de base	179
A.1.2 Profils des vitesses	180
A.2 Écoulements compressibles	182
A.2.1 Équations de base	182
A.2.2 Limite d'incompressibilité	183
A.2.3 Couches limites dans un écoulement compressible	184
A.3 Méthodes de mesure	185
A.3.1 Mesure du débit par un diaphragme	185
A.3.2 Mesure de vitesse par un tube de Pitot	186
B Absorption du son dans un conduit par une cavité fermée	189
Bibliographie	191

Introduction

Une croissance durable du transport aérien ne sera possible que si les nuisances sonores autour des aéroports, occasionnées par les mouvements d'avions, sont considérablement réduites. Les constructeurs sont donc amenés à consentir des efforts importants pour améliorer les performances acoustiques des avions.

Les sources acoustiques issues d'un avion en vol sont le bruit aérodynamique de la cellule et le bruit des moteurs. Dans un moteur de type turboréacteur, les sources sonores principales sont dues à la soufflante et au compresseur, à la chambre de combustion, aux turbines et au flux d'air éjecté par les tuyères (bruit de jet). Ces émissions acoustiques sont rayonnées vers l'extérieur, jusqu'au sol, exposant la communauté à des nuisances sonores. Les progrès effectués depuis l'avènement des moteurs double flux à fort taux de dilution, qui augmentent le rendement du moteur et diminuent le bruit de jet, font que le bruit des parties tournantes, en particulier le bruit de soufflante, devient une source sonore prépondérante.

Ce bruit est atténué en tapissant les parois internes de la nacelle (structure enveloppant le moteur et les systèmes associés), au niveau de l'entrée d'air et des tuyères, par des matériaux répondant à des exigences acoustiques et structurales, communément appelés *traitements acoustiques*. Ils sont typiquement constitués d'un matériau mince par rapport aux longueurs d'onde considérées, appelé *couche résistive*, collé sur des cavités d'air (structures cloisonnées en *nids d'abeilles*). La couche résistive est une plaque perforée utilisée seule ou sur laquelle est collé un tissu métallique. Le mécanisme d'absorption est basé sur le principe du résonateur *quart d'onde*.

L'environnement sonore et aérodynamique dans l'entrée d'air de la nacelle est complexe: le champ de pression acoustique est composé d'un grand nombre de modes, de forte amplitude (jusqu'à 160 dB, équivalents à 2000 Pa); l'écoulement d'air, tangentiel à la surface du traitement, est turbulent et compressible (vitesse moyenne de l'ordre de 240 m/s). Les traitements acoustiques sont donc soumis à un champ de pression acoustique intense et à un écoulement d'air tangentiel de vitesse élevée.

La prédiction du bruit au sol engendré par les moteurs repose sur quatre domaines principaux:

- la modélisation des sources sonores;
- la connaissance des propriétés acoustiques des matériaux tapissant les parois de la nacelle;
- la propagation des ondes sonores dans la nacelle;

- le rayonnement des ondes depuis la nacelle vers l'extérieur.

Ces quatre domaines sont étudiés à EADS Airbus SA ; notre travail s'inscrit dans le deuxième domaine. Son objectif est de quantifier les propriétés acoustiques des matériaux tapissant les parois de la nacelle, à partir d'études théoriques et expérimentales.

La modélisation de la propagation des ondes dans la nacelle nécessite de connaître les conditions aux limites en paroi. Elles dépendent notamment des propriétés acoustiques des matériaux qui tapissent le conduit.

À la surface des traitements, le champ de pression est perturbé par des phénomènes locaux à la couche résistive, qui ne sont pas négligeables. Par exemple, dans le cas d'une plaque perforée, on observe des phénomènes non linéaires autour des orifices de la plaque, dus aux valeurs élevées de la vitesse acoustique, ainsi qu'une interaction entre le champ acoustique dans les orifices et l'écoulement d'air tangentiel à la surface du matériau. En l'état actuel des connaissances théoriques et des codes de calcul numérique, ces phénomènes locaux ne peuvent pas être pris en compte directement dans la modélisation de la propagation des ondes dans la nacelle. Il est donc indispensable de disposer d'un paramètre caractérisant les conditions en paroi, non seulement en fonction des caractéristiques intrinsèques des matériaux, mais aussi en fonction des phénomènes locaux décrits ci-dessus. On souhaite donc obtenir une grandeur donnant une condition aux limites "équivalente" regroupant tous ces effets.

La grandeur choisie pour quantifier ces effets est l'*impédance acoustique spécifique*. Il s'agit du rapport entre la pression acoustique en un point de la surface du matériau et la vitesse acoustique normale au matériau, en ce même point. C'est une notion assez complexe, qui doit être complétée par des hypothèses et des conventions. Sa définition entraîne qu'elle dépend des caractéristiques géométriques des matériaux et de la fréquence de l'onde acoustique à laquelle elle est soumise. De plus, les phénomènes locaux décrits plus hauts entraînent qu'elle dépend des conditions environnementales dans la nacelle, comme la vitesse acoustique et la vitesse de l'écoulement d'air (ce qui est confirmé dans la littérature). Grâce à cette grandeur, les effets locaux aux traitements peuvent être pris en compte dans les conditions aux limites du problème de la propagation des ondes dans la nacelle.

Par conséquent, l'impédance constitue une donnée d'entrée dans les codes de calcul existant à EADS Airbus SA. Elle se situe donc en amont de la procédure de prédiction du bruit. Par ailleurs, à partir d'une réduction de bruit souhaitée, on peut remonter à l'impédance du traitement. Si un modèle d'impédance est connu, on peut déterminer les caractéristiques géométriques adéquates du traitement (il s'agit du travail de *spécification* des matériaux).

Il n'existe pas de modèle théorique donnant la dépendance de l'impédance des matériaux en fonction de leur géométrie, de la fréquence de l'onde, de la vitesse acoustique et des caractéristiques de l'écoulement. Seules existent des formules empiriques, obtenues dans des conditions expérimentales plus ou moins représentatives de l'environnement réel, et pour des matériaux spécifiques. Le bureau d'études acoustiques d'EADS Airbus SA a donc souhaité se doter des moyens de caractériser

les traitements utilisés sur les avions Airbus. Pour cela, des systèmes expérimentaux de mesure d'impédance sont étudiés depuis une dizaine d'années au laboratoire Acoustique-Vibration.

Le principal objet de cette étude est donc de lancer l'activité de mesure d'impédance dans un environnement aussi proche que possible des conditions réelles d'utilisation : à de hautes vitesses d'écoulement et dans un champ de pression acoustique de forte amplitude.

Le premier chapitre précise le problème posé ; on y étudie la réduction du bruit dans les nacelles, puis on donne la définition de l'impédance acoustique telle qu'elle sera utilisée dans cette étude, ainsi que les hypothèses choisies.

Les deux chapitres suivants s'appuient essentiellement sur une étude bibliographique. Le deuxième chapitre décrit les propriétés des traitements utilisés, en fonction de leur géométrie, de la vitesse acoustique, et des caractéristiques de l'écoulement. Les effets cumulés de ces paramètres sont également analysés. Une attention est portée aux caractéristiques des orifices de petites dimensions par rapport aux longueurs d'onde considérées, lesquels constituent une étude préalable à celle des plaques perforées, et qui ont fait l'objet de nombreuses études. Le passage d'un orifice unique à une plaque perforée est ensuite précisé et des formules empiriques concernant les plaques perforées sont décrites et comparées. On s'intéresse par la suite aux propriétés des tôles perforées collées à des tissus métalliques, où l'écoulement d'air est rasant au tissu, ce type de traitement étant couramment utilisé dans les nacelles. Le troisième chapitre est une revue des méthodes expérimentales de détermination de l'impédance ; plusieurs principes de mesure sont décrits et comparés, puis on conclut sur la méthode de mesure choisie.

Dans le quatrième chapitre, on présente les travaux effectués pour mettre au point le protocole expérimental de mesure d'impédance dans de forts champs sonores, en présence d'écoulement d'air de hautes vitesses. Cette mise au point a constitué la majeure partie de ce travail. On donne tout d'abord les caractéristiques aérodynamiques et acoustiques du dispositif expérimental. Les signaux acoustiques mesurés en présence d'écoulement d'air sont entachés de bruit ; deux méthodes de traitement du signal, ayant pour but d'augmenter le rapport signal sur bruit, sont discutées. On décrit par la suite les capteurs de pression acoustique utilisés, ainsi que les techniques expérimentales permettant de les étalonner. Trois méthodes de déduction de l'impédance, obtenues à partir des mesures de pression sonore, sont alors proposées. Enfin, on donne une estimation des incertitudes de mesure.

Les principaux résultats expérimentaux obtenus à l'issue de la mise au point du dispositif sont analysés dans le cinquième chapitre. Il s'agit des mesures de pression acoustique et des valeurs d'impédance déduites de ces mesures. Sans écoulement d'air, ces résultats sont comparés avec un autre système expérimental existant au laboratoire. Ils sont également comparés à des modèles d'impédance donnés dans le deuxième chapitre. En présence d'écoulement d'air, les résultats sont comparés à des données empiriques rencontrées dans la littérature. Deux types de couches résistives, placées sur des cavités d'air, ont été testés. Nous avons tout d'abord mesuré l'impédance de tôles perforées en aluminium, pour lesquelles existent un grand nombre d'études, et qui, par comparaison avec des modèles semi-empiriques,

nous permettent de valider le système expérimental. Par la suite, on a testé une couche constituée d'une tôle perforée collée à un tissu métallique. Les trois méthodes de mesure proposées lors de la mise au point du système sont discutées et comparées. On conclut sur la méthode paraissant la plus fiable.

Dans le sixième chapitre, on propose une modélisation du champ de pression dans le système de mesure, en présence d'un écoulement uniforme. Les résultats de calcul obtenus sont comparés aux mesures.

Enfin, on conclut en discutant des principaux résultats, ainsi que des travaux restant à effectuer.

Chapitre 1

Position du problème

1.1 Introduction

Ce chapitre a pour but de préciser le problème posé dans cette étude. Pour cela, on décrit tout d'abord l'environnement dans la nacelle, tapissée par les traitements acoustiques objets de notre étude. Ces traitements sont ensuite décrits ; on donne leurs performances ainsi que le mécanisme d'absorption du son correspondant.

Un dernier paragraphe est destiné à présenter la définition et certaines propriétés de l'impédance, telle qu'elle est utilisée tout au long de l'étude.

1.2 Description de l'environnement dans la nacelle

Dans ce paragraphe, on décrit l'environnement acoustique et aérodynamique dans l'entrée d'air de la nacelle. Le système propulsif est schématisé sur la figure (1.1).

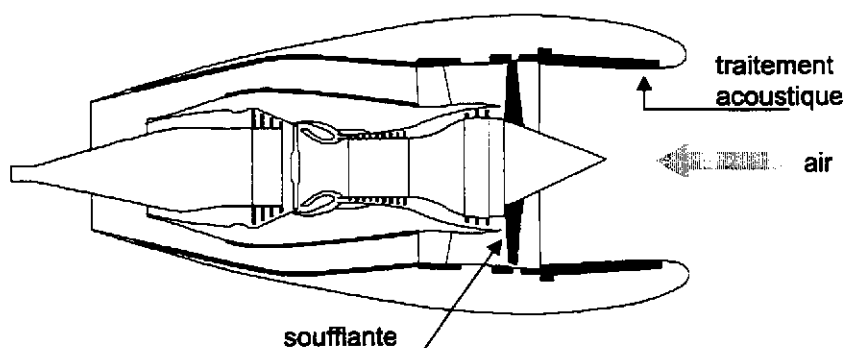


FIG. 1.1: *Système propulsif: nacelle et turboréacteur*

1.2.1 Caractéristiques du champ acoustique

Les sources sonores dans un turboréacteur sont dues à la soufflante et au compresseur, à la chambre de combustion, aux turbines et au flux d'air éjecté par les

tuyères (bruit de jet).

Le spectre sonore résultant est constitué d'un spectre large bande et de composantes fréquentielles discrètes. En effet, les aubes des parties tournantes produisent des sons purs dont la fréquence fondamentale est appelée "fréquence de passage des aubes" (*BPF*: "*Blade Passage Frequency*"). Dans le cas d'un rotor de vitesse de rotation N tours par seconde et comportant B aubes, les fréquences du spectre harmonique sont données par: $f_n = nBN$ où n représente le rang de l'harmonique [100].

Les niveaux sonores atteints dépendent des conditions de vol, pour lesquelles la vitesse de rotation du moteur varie. La figure (1.2) montre un exemple d'un spectre de bruit d'un turboréacteur typiquement utilisé sur les avions Airbus, mesuré au sol. Le premier pic, à 1700 Hz environ, correspond à la composante fondamentale du bruit de soufflante; les autres pics correspondent à ses harmoniques.

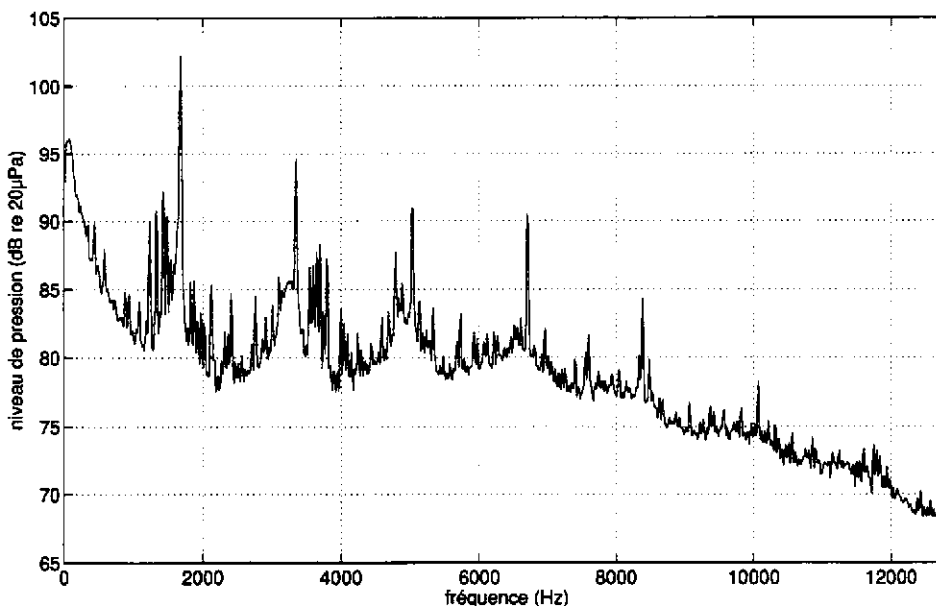


FIG. 1.2: Exemple d'un spectre de bruit engendré par un turboréacteur: mesure effectuée avec l'avion au sol, à un angle de 60° par rapport à l'axe du moteur, en amont de l'entrée d'air, à une distance du moteur égale à 46 m

Les fréquences des raies s'étendent de 800 à 8000 Hz, et les niveaux sonores atteignent dans l'entrée d'air 160 dB (décibel référencé à $2 \cdot 10^{-5}$ Pa), soit 2000 Pa, ce qui correspond pour le mode plan, dans le milieu au repos, à des vitesses acoustiques de l'ordre de 5 m/s. Le diamètre des entrées d'air, de section circulaire, varie entre 1 et 3 mètres selon le type d'avion. Les fréquences de coupure se situent donc entre 70 et 200 Hz environ. Le champ sonore est donc constitué d'un grand nombre de modes, la fréquence des ondes incidentes étant comprise entre 800 et 8000 Hz.

1.2.2 Caractéristiques aérodynamiques

En vol, pour les avions subsoniques, la vitesse moyenne d'écoulement dans l'entrée d'air peut atteindre 240 m/s (soit un nombre de Mach moyen égal à 0,7 : l'écoulement est donc compressible), et 275 m/s (Mach 0,8) dans le conduit d'éjection secondaire. L'écoulement est turbulent : une couche limite turbulente se développe depuis l'entrée de la nacelle vers la soufflante. La température varie entre -50°C et $+120^{\circ}\text{C}$.

1.3 Traitements acoustiques utilisés

1.3.1 Description

L'intérieur de l'entrée d'air est tapissé par des matériaux absorbants, appelés *traitements acoustiques*, afin de diminuer le bruit de soufflante. L'optimisation des traitements acoustiques est donc un critère très important lors de la définition de la nacelle.

Les traitements doivent obéir à différentes exigences [63] :

- réduire le niveau de bruit dans la nacelle ;
- ne pas entraîner de pertes de performances de l'avion, et ne pas pénaliser sa masse ;
- conserver les conditions de sécurité ;
- être robustes et faciles à entretenir ;
- permettre de maintenir l'anti-givrage ;
- être d'un coût raisonnable ;
- être capables de supporter les rigueurs de l'environnement dans la nacelle (températures de -50°C à $+120^{\circ}\text{C}$, vitesses d'écoulement jusqu'à 240 m/s).

Actuellement, les traitements utilisés dans la nacelle se rapprochant le plus de ces exigences, sont typiquement constitués d'un matériau mince (appelé *couche résistive*) collé sur des cavités d'air cloisonnées (structures en *nid d'abeille*) à fond rigide. L'ensemble est nommé *SDOF* (Single Degree Of Freedom, matériau à 1 degré de liberté). Le traitement peut être aussi constitué d'une superposition de deux couches et de deux cavités ; on l'appelle alors *DDOF* (Double Degree Of Freedom). La couche résistive est une plaque perforée en aluminium ou en matériau composite, employée seule ou sur laquelle est collé un tissu métallique (ou *wire mesh*). Lorsqu'il existe plusieurs couches, les couches intermédiaires sont appelées *septum* (figure (1.3)).

Les paramètres géométriques de ces traitements sont :

- pour les cavités d'air : la profondeur L et la section s ;

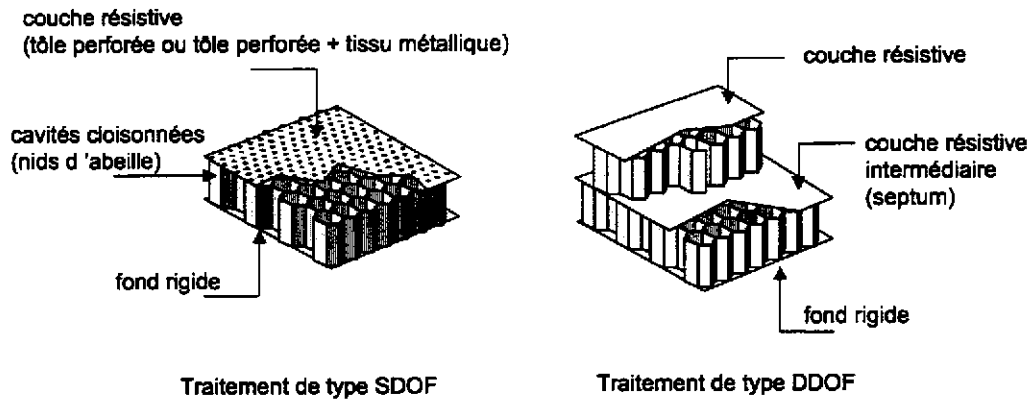


FIG. 1.3: Schéma des traitements acoustiques tapissant les parois des nacelles

- pour les plaques perforées : l'épaisseur e , le diamètre des orifices d et la porosité ou taux de perforation σ (qui est le nombre d'orifices par unité de surface, multiplié par la surface d'un orifice) ;
- pour les tissus métalliques : l'épaisseur e_w , le diamètre des fibres d_w , la distance séparant les fibres a_w , la porosité σ_w .

Des traitements innovants sont actuellement à l'étude : matériaux actifs [59], cavités avec aspiration d'air [18, 58, 85], ou présentant des structures coniques, matériaux adaptatifs (deux plaques perforées glissant l'une sur l'autre [32]), tissus métalliques rigidifiés par des bandes de carbone.

On se restreint ici à l'étude des traitements classiques existant actuellement dans les nacelles.

Les caractéristiques de l'environnement dans la nacelle, décrites au paragraphe précédent, font que ces traitements sont soumis à un champ sonore de forte amplitude et à un écoulement d'air tangentiel à leur surface, de vitesse élevée. On verra par la suite que leurs propriétés d'absorption du son dépendent de cet environnement.

1.3.2 Réduction de bruit apportée par le traitement

La présence des traitements réduit significativement le bruit rayonné au sol. L'atténuation apportée par un traitement sur le bruit au sol (mesuré par une quantité appelée $EPNL^1$) peut atteindre 5 EPNdB [77], ce qui n'est pas négligeable (les normes acoustiques exigent des niveaux de bruit maximaux admissibles au dixième d'EPNdB près).

1.3.3 Mécanisme d'absorption

L'absorption du son par le traitement est basée sur le principe du "résonateur quart d'onde" qui est décrit dans ce qui suit.

1. L'EPNL est le niveau effectif de bruit perçu, exprimé en unités EPNdB, qui quantifie la nuisance occasionnée au sol par un passage d'avion [75]

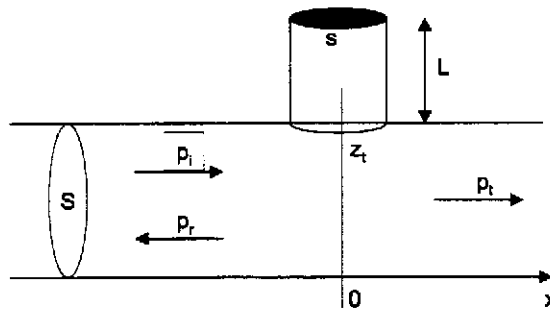


FIG. 1.4: Géométrie utilisée pour expliquer le mécanisme d'absorption du son par les traitements

On considère un conduit infini de section d'aire S , sur lequel est branchée une cavité d'air à fond rigide de section d'aire s et de profondeur L (figure (1.4)). Une onde sonore plane sinusoïdale se propage dans le conduit.

Ce système représente un cas très simple, éloigné des conditions réelles dans la nacelle, mais permet de comprendre le mécanisme d'absorption du son par le type de traitement utilisé.

On note p_i la pression incidente, p_r la pression réfléchie et p_t la pression transmise après la cavité.

Le coefficient de transmission est défini par :

$$\alpha_t = \left| \frac{p_t}{p_i} \right|^2, \quad (1.1)$$

et, dans le cas étudié, on peut montrer (voir l'annexe (B)) que son expression est :

$$\alpha_t = \left| \frac{z_t}{\frac{s}{2S} + z_t} \right|^2, \quad (1.2)$$

où z_t est l'impédance de surface adimensionnée de la cavité, vue de l'intérieur du conduit.

Pour une cavité seule (sans couche résistive), on a (voir le chapitre (2)) :

$$z_t = -j \cot(kL), \quad (1.3)$$

où k est le nombre d'onde de l'onde incidente: $k = \frac{\omega}{c_0}$, et L est la profondeur de la cavité.

La fréquence des minimums du coefficient de transmission (donc des maximums d'absorption), telle que $\alpha_t = 0$, soit: $z_t = 0$, est conditionnée par la profondeur L de la cavité :

$$z_t = 0 \Rightarrow kL = (2n + 1) \frac{\pi}{2} \Rightarrow f = (2n + 1) \frac{c_0}{4L}, n = 0, \dots, \infty. \quad (1.4)$$

Le premier minimum est donc obtenu lorsque :

$$L = \frac{\lambda}{4}, \quad (1.5)$$

où λ est la longueur d'onde, ce qui explique l'appellation de résonateur quart d'onde.

On doit remarquer que la condition d'onde plane dans le conduit associée à la condition (1.5) nécessite que la longueur L de la cavité soit supérieure au diamètre du conduit. Ce cas n'est évidemment pas réaliste ; des mesures [35] montrent cependant que les caractéristiques de l'absorption dans les cas réels sont similaires à celles présentées ici.

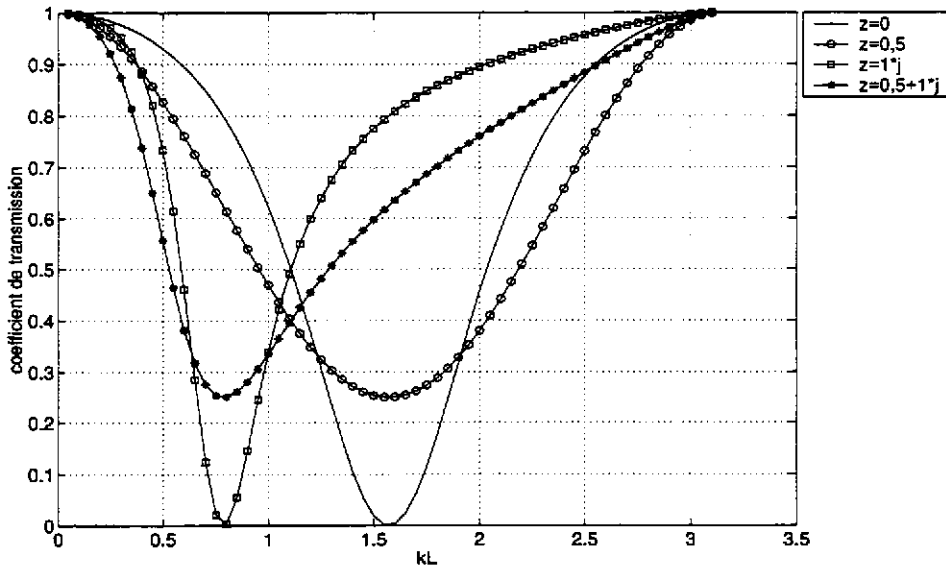


FIG. 1.5: Coefficient de transmission α_t , dans un conduit infini avec une cavité branchée, pour une cavité seule ($z = 0$) et une cavité avec couche résistive ($z \neq 0$)

Si une couche résistive, d'impédance z , est placée devant la cavité, on a (voir le chapitre (2)) :

$$z_t = z - j \cot(kL). \quad (1.6)$$

Le spectre du coefficient de transmission est alors sensiblement modifié. La figure (1.5) montre le coefficient de transmission obtenu pour une cavité seule et pour une cavité couverte par une couche résistive. Pour la cavité seule, le minimum est comme attendu à l'abscisse $kL = \frac{\pi}{2}$. Lorsque la cavité est couverte par une couche résistive d'impédance z , la partie réelle (ou résistance) de z influence la valeur du minimum et augmente la largeur du spectre d'absorption ; sa partie imaginaire (ou réactance) modifie la position du pic. La connaissance de z est donc primordiale pour prédire les propriétés d'atténuation du traitement.

Si le branchement est constitué d'un matériau comportant deux couches et deux cavités (DDOF), on obtient deux pics d'absorption. Un exemple est donné sur la figure (1.6).

Pratiquement, la profondeur L de la cavité et la valeur de l'impédance z de la couche doivent être ajustées pour obtenir l'absorption voulue, aux fréquences correspondant aux fréquences de passage des aubes.

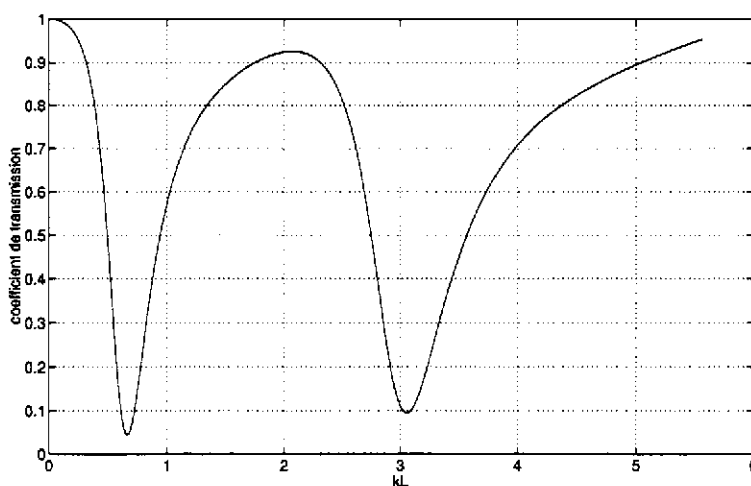


FIG. 1.6: Coefficient de transmission α_t , dans un conduit infini avec une cavité branchée de type DDOF

Remarque :

Il convient de distinguer les comportements du résonateur quart d'onde et du résonateur de Helmholtz, les deux appellations étant utilisées dans la littérature. Dans le cas du résonateur de Helmholtz, la fréquence de résonance correspond à un mode "respirant" de longueur d'onde très supérieure à la profondeur des cavités ($kL \ll 1$). Dans le cas du résonateur quart d'onde, la longueur d'onde correspondant à la résonance est du même ordre de grandeur que la profondeur de la cavité ($kL \approx 1$) [81]. En très basses fréquences, si $kL \ll 1$, l'expression (1.3) de l'impédance de la cavité tend vers $-1/(kL)$; on retrouve l'expression du terme de "raideur" (correspondant à la compression et à la détente de l'air dans la cavité) de l'impédance d'un résonateur de Helmholtz [36, 54].

Par ailleurs, le comportement en résonateur de Helmholtz est conditionné par le rapport entre la surface de la cavité et le taux de surface ouverte de la couche placée au-dessus de la cavité; ce rapport doit être élevé.

Compte-tenu des valeurs de kL (comprises entre 0,2 et 6 pour les types de traitements et la bande de fréquences considérés ici) et surtout du taux de surface ouverte assez élevé des couches résistives étudiées, il est généralement admis que le comportement en résonateur quart d'onde est le plus approprié pour décrire l'impédance des traitements. Cela sera confirmé dans la suite par des mesures du champ de pression dans la cavité.

1.4 Généralités sur la notion d'impédance

1.4.1 Introduction

L'impédance est une quantité très utilisée dans divers domaines de la physique car elle permet de quantifier les propriétés de nombreux systèmes. En électricité et électronique, elle est définie par le rapport de deux quantités scalaires (rapport d'une tension sur une intensité). En acoustique, il s'agit du rapport entre la pression (quantité scalaire) et la projection de la vitesse (quantité vectorielle) sur la normale de la surface d'un matériau ; sa définition et ses propriétés doivent être complétées par des hypothèses et des conventions. C'est pourquoi il est indispensable de poser tout d'abord les définitions qui seront employées au cours de cette étude.

La plupart des définitions données dans ce paragraphe sont tirées du cours de Rienstra et Hirschberg [90]. Après avoir écrit la définition de l'impédance de surface, on établit la liste des différentes grandeurs appelées "impédance" existant en acoustique, puis on décrit l'impédance de matériaux minces, qui sont des constituants des traitements dans la nacelle. On donne ensuite des définitions de la propriété de "réaction localisée" généralement admise pour les matériaux étudiés ici. Enfin, on étudie l'application de la notion d'impédance aux problèmes de conditions aux limites.

1.4.2 Définition de l'impédance de surface

L'impédance acoustique est une mesure de la quantité par laquelle le mouvement induit par une pression appliquée à une surface est empêché². Comme les forces de frottement (empêchant le mouvement) sont proportionnelles à la vitesse, un choix naturel pour cette mesure est le rapport entre la pression et la vitesse. Cependant, une quantité qui varie dans le temps, et dépend des conditions initiales du signal, n'est pas très pratique à employer. Par conséquent, l'impédance (ici, l'impédance acoustique spécifique réduite, qui sera la plus utilisée par la suite, voir le tableau (1.1)) est définie, à une fréquence donnée, via la transformée de Fourier temporelle du signal, en un point d'une surface [90] :

$$z(\omega) = \frac{p(\omega)}{\rho_0 c_0 \vec{v}(\omega) \cdot \vec{n}} = r + j\chi, \quad (1.7)$$

où p est la pression acoustique en un point de la surface, \vec{v} est la vitesse acoustique en ce point, \vec{n} est la normale sortante à la surface, ρ_0 est la densité du fluide considéré, et c_0 la vitesse du son dans le milieu au repos³.

L'impédance est un nombre complexe. La partie réelle r est appelée *résistance*, la partie imaginaire χ est appelée *réactance*. L'inverse $\beta = 1/z$ de l'impédance est appelé *admittance*.

2. étymologie: le mot "impédance" provient du verbe latin *impedire* qui signifie empêcher.

3. Le terme $\rho_0 c_0$ est l'*impédance caractéristique* du milieu dans lequel est placée la surface. Pour l'air, dans les conditions usuelles, elle est égale à 412 N.s.m⁻³.

1.4.3 Vocabulaire et unités

Selon le problème acoustique à résoudre, différentes définitions de l'impédance sont utilisées. Ces définitions sont données dans le tableau (1.1).

On note p la pression en un point d'une surface d'aire S , v_n la vitesse acoustique selon la normale sortante de S en ce même point, ρ_0 la densité du fluide considéré et c_0 la vitesse du son dans le milieu au repos.

Nom	Expression	Unités S.I.
Impédance acoustique	$Z_a = \frac{p}{Sv_n}$	N.s.m ⁻⁵
Impédance mécanique	$Z_m = \frac{Sp}{v_n}$	N.s.m ⁻¹
Impédance acoustique spécifique	$Z = \frac{p}{v_n}$	N.s.m ⁻³ (rayl ^a)
Impédance acoustique spécifique réduite	$z = \frac{p}{\rho_0 c_0 v_n}$	sans dimension
Admittance acoustique spécifique réduite	$\beta = \frac{1}{z}$	sans dimension

TAB. 1.1: *Impédance : vocabulaire et unités*

^aLe rayl CGS est parfois employé: 1 rayl CGS = 1 dyne.s.cm⁻³ = 10 rayls

1.4.4 Relation entre l'impédance et l'énergie acoustique

Dans un fluide au repos, le flux de puissance à travers une surface S est donné par [90]:

$$P = \int \int_S \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p^* \vec{v} \cdot \vec{n}) ds. \quad (1.8)$$

Si la surface a une impédance z , cette expression devient :

$$P = \int \int_S \frac{1}{2} \operatorname{Re}(z) |\vec{v} \cdot \vec{n}|^2 ds, \quad (1.9)$$

et donc la partie réelle de z (résistance r) est liée au flux d'énergie: si $r > 0$, la surface est passive et absorbe de l'énergie; si $r < 0$ la surface est active et produit de l'énergie.

1.4.5 Impédance d'un matériau mince

Pour les matériaux minces, dont l'épaisseur est très inférieure à la longueur d'onde (ce qui est le cas des couches résistives étudiées ici), on peut définir une impédance non pas à partir de la valeur de la pression et de la vitesse en un point de sa surface, mais à partir de la *différence de pression* de part et d'autre du matériau, et de la vitesse à travers la surface du matériau [82, 112].

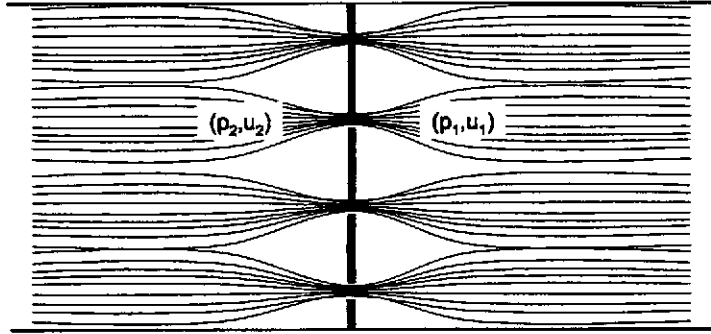


FIG. 1.7: *Forme des lignes de courant acoustique au passage d'un matériau mince de type tôle perforée*

On considère un matériau d'épaisseur $e \ll \lambda$, où λ est la longueur d'onde de l'onde incidente, placé dans un conduit (figure (1.7)). Une onde acoustique, de vitesse normale à la surface du matériau v arrive sur le matériau. Dans les zones 1 et 2 (voir la figure (1.7)), le débit u est continu de part et d'autre du matériau :

$$u_1 = u_2,$$

et on a donc pour les vitesses :

$$v_1 = v_2 = v.$$

Au passage du matériau, les lignes de courant de "l'écoulement acoustique" se contractent [52], ce qui entraîne une différence de pression de part et d'autre du matériau :

$$p_1 \neq p_2.$$

L'impédance du matériau mince peut alors être définie par :

$$z = \frac{p_2 - p_1}{\rho_0 c_0 v}. \quad (1.10)$$

Si on pose $z_1 = \frac{p_1}{\rho_0 c_0 v}$ et $z_2 = \frac{p_2}{\rho_0 c_0 v}$, on a :

$$z = z_2 - z_1. \quad (1.11)$$

Si le matériau est collé sur une cavité d'air, z_2 représente l'impédance de surface de l'ensemble "matériau+cavité", définie par la relation (1.7). z_1 est l'impédance de surface de la cavité derrière le matériau. La différence z entre ces deux impédances de surface est donc un "saut d'impédance", qu'on appellera simplement "impédance du matériau" dans la suite de l'étude.

Remarque :

Lorsque les dimensions caractéristiques du matériau ne sont plus petites devant la longueur d'onde, il existe, en plus d'un saut de pression, un saut de vitesse acoustique de part et d'autre du matériau. Celui-ci ne peut donc plus être caractérisé par un seul saut de pression, mais aussi par un saut de vitesse. La relation (1.10) est alors remplacée par une formule matricielle reliant pressions et vitesses [53].

1.4.6 Réaction localisée

Une surface est dite à "réaction localisée" si la réponse de la surface à une excitation est *locale*. Cette notion englobe différentes propriétés du matériau, selon la définition admise au départ.

Première définition

Rienstra et coll. [90] donnent une définition très stricte de la réaction localisée. Dans le cas le plus général, on ne peut pas dire qu'une surface a une impédance z : il faut préciser pour quelles caractéristiques du champ de pression acoustique. Pour la classe des surfaces appelées "à réaction localisée", ce n'est pas le cas. La réponse d'une telle surface à une onde acoustique est linéaire et ponctuelle, l'impédance étant en effet la même quelle que soit la solution du problème posé, et dépendant uniquement des propriétés matérielles de la surface :

$$z = z(\omega, e, d, \sigma), \quad (1.12)$$

où l'on a choisi ici pour propriétés matérielles de la surface les caractéristiques géométriques d'une plaque perforée : épaisseur e , diamètre des perforations d , porosité σ .

Deuxième définition

De façon moins restrictive, un matériau est souvent qualifié de surface à réaction localisée lorsqu'il est cloisonné par des cavités (de section très inférieure à la longueur d'onde), pour prévenir de la propagation du son latéralement dans les cavités [69]. C'est le cas des traitements présents dans les nacelles (figure (1.8)). La réponse de la surface à une excitation acoustique est donc ponctuelle, ou locale : les points de la surface répondent à l'excitation indépendamment les uns des autres. Par conséquent, l'impédance de ces matériaux ne dépend pas de l'angle d'incidence de l'onde.

À partir de cette définition, on peut qualifier de "matériau à réaction localisée" une surface dont l'impédance dépend non seulement de la fréquence et de la géométrie du matériau, mais aussi de son environnement : propriétés du fluide (température, viscosité, vitesse d'écoulement, profil de couche limite), propriétés du champ sonore (amplitude de la vitesse acoustique excitatrice). C'est cette définition de la réaction localisée que l'on retiendra par la suite :

$$z = z(\omega, e, d, \sigma, |v|, T, \nu, M), \quad (1.13)$$

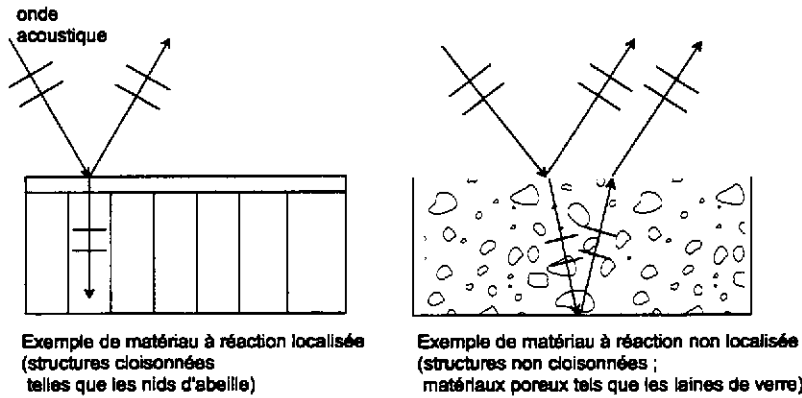


FIG. 1.8: Illustration de la notion de réaction localisée

où $|v|$ est le module de la vitesse acoustique normale à la surface, et où les trois derniers paramètres symbolisent les propriétés du fluide environnant : T est la température du fluide, ν est la viscosité du fluide, M est le nombre de Mach de l'écoulement.

Un bon contre-exemple est donné dans l'étude de Pachebat [76] qui concerne des traitements dont les cavités sont couplées entre elles par des orifices percés sur les cloisons. L'onde peut alors se propager latéralement dans les cavités, et Pachebat observe que la réaction est d'autant plus "locale" (pas d'onde propagative latérale) que les cavités sont faiblement couplées, c'est-à-dire que le diamètre des orifices percés sur les cloisons est faible.

1.4.7 Impédance et conditions aux limites

L'impédance est une quantité utile pour exprimer les conditions aux limites dans des systèmes acoustiques comportant des frontières.

Sans écoulement d'air superposé à l'onde acoustique, les conditions aux limites sur une paroi expriment que la vitesse acoustique \vec{v} est égale à la vitesse à la surface de la paroi \vec{v}_p , dans la direction normale sortante à sa surface \vec{n} [72] :

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = \vec{v}_p \cdot \vec{n}. \quad (1.14)$$

L'admittance β de la paroi est définie par :

$$\beta = \frac{\rho_0 c_0 \vec{v}_p \cdot \vec{n}}{p_p}, \quad (1.15)$$

où p_p est la pression sur la paroi. La pression sur la paroi est égale à la pression acoustique :

$$p = p_p. \quad (1.16)$$

Dans un fluide parfait, la vitesse et la pression acoustique sont liées par l'équation d'Euler :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p. \quad (1.17)$$

Pour une onde plane monochromatique de pulsation ω et de nombre d'onde k , la condition (1.14), en utilisant (1.17) et (1.15), donne donc pour la pression :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -jk\beta p. \quad (1.18)$$

Une telle expression du gradient de pression en paroi est utilisée pour modéliser les conditions aux limites dans les problèmes de propagation en conduit traité. Dans le cas d'un fluide visqueux, en conduit rigide, cette expression est également employée pour prendre en compte les couches limites acoustiques visqueuses et thermiques, pour lesquelles il existe une valeur d'admittance "effective" β appropriée [16, 72].

Beaucoup de calculs de champ de pression acoustique en présence d'écoulement d'air supposent un profil d'écoulement uniforme; la vitesse de l'écoulement n'est donc pas nulle à la paroi. Des études ont montré que la continuité de la vitesse acoustique n'est pas applicable dans ce cas [72]; il faut utiliser la continuité du déplacement acoustique normal ξ :

$$\xi = \xi_p, \quad (1.19)$$

où ξ_p est le déplacement à la surface de la paroi.

Dans ce cas, si on souhaite encore introduire l'admittance β dans les calculs, la condition aux limites convenable remplaçant (1.18) est, dans le cas d'une onde plane monochromatique se propageant dans le même sens que l'écoulement, de nombre de Mach M_0 [72] :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -jk\beta p \left(M_0 \frac{K}{k} - 1 \right)^2, \quad (1.20)$$

où $K = \frac{k}{1+M_0}$.

Les études tenant compte d'un profil de vitesses plus réaliste (comportant une couche limite, où la vitesse de l'écoulement s'annule à la paroi) montrent que la continuité de la vitesse ou du déplacement s'applique selon les épaisseurs relatives des couches limites acoustiques et de l'écoulement, ainsi que de la nature de la paroi (lisse ou rugueuse) [11].

L'impédance que nous mesurons dans cette étude est $z = \frac{1}{\beta}$. On verra au chapitre suivant qu'elle dépend des caractéristiques géométriques du matériau, mais aussi de l'environnement. En effet, notre travail repose sur l'hypothèse que, dans la valeur de β , sont contenus des phénomènes locaux à la surface du matériau, qui ne sont pas pris en compte dans les conditions aux limites décrites ci-dessus. Ce sont les effets non linéaires, au voisinage de la couche, ainsi que l'effet de l'écoulement tangentiel au matériau; ces effets sont précisés dans le chapitre (2).

Une fonction $\beta(\omega, |v|, M_0)$ pourra donc être introduite dans les codes modélisant la pression dans le conduit, pour chaque cas de calcul.

1.5 Conclusion

Les traitements tapissant la nacelle permettent de réduire le bruit du moteur de façon significative. Il est indispensable de connaître les propriétés acoustiques des

traitements pour prédire la réduction de bruit résultante, et satisfaire les normes acoustiques dès la conception de l'avion. Les études théoriques et expérimentales montrent que les propriétés acoustiques des traitements varient de façon non négligeable en fonction de la fréquence et de l'amplitude du champ sonore, ainsi que des caractéristiques du fluide dans la nacelle. Pour prédire précisément l'atténuation apportée par le traitement, on doit donc quantifier cette variation.

Les codes prédisant le bruit rayonné au sol depuis l'entrée d'air nécessitent les caractéristiques du traitement comme donnée d'entrée. Le paramètre quantitatif choisi pour ces codes est l'impédance acoustique du traitement. Par ailleurs, le travail de *spécification* des matériaux consiste à trouver les caractéristiques géométriques du matériau absorbant le son aux fréquences voulues, et obéissant aux exigences structurales et massiques, ce qui nécessite une bonne connaissance de l'impédance des traitements en fonction de leur géométrie et des conditions environnementales dans la nacelle.

Notre étude, qui a pour but de donner des valeurs (mesurées et/ou prédites) d'impédance des traitements, s'inscrit donc en amont de la procédure de prédiction du bruit.

Ce chapitre avait également pour but de présenter la notion d'impédance, et ses propriétés, telles qu'elles sont utilisées dans cette étude. Les traitements étudiés sont supposés à réaction localisée, ce qui permet, à partir de l'expression de l'impédance en un point de la surface du traitement, de la connaître partout. L'impédance dépend des caractéristiques intrinsèques du matériau, mais aussi de l'environnement dans lequel il est placé. Cette dépendance est précisée dans le chapitre qui suit.

Chapitre 2

Propriétés de l'impédance des traitements

2.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est de décrire les propriétés de l'impédance acoustique des traitements utilisés dans les nacelles. On rappelle qu'ils sont constitués d'une couche résistive mince (dans notre étude, il s'agit d'une plaque perforée seule ou collée à un tissu métallique), placée au-dessus de cavités d'air de faible section par rapport à la longueur d'onde.

L'ensemble est soumis à une onde incidente de direction normale à la surface du matériau, de pression p_2 et de vitesse v , et à un écoulement d'air tangentiel à la surface de la couche, de nombre de Mach moyen M_0 (figure (2.1)).

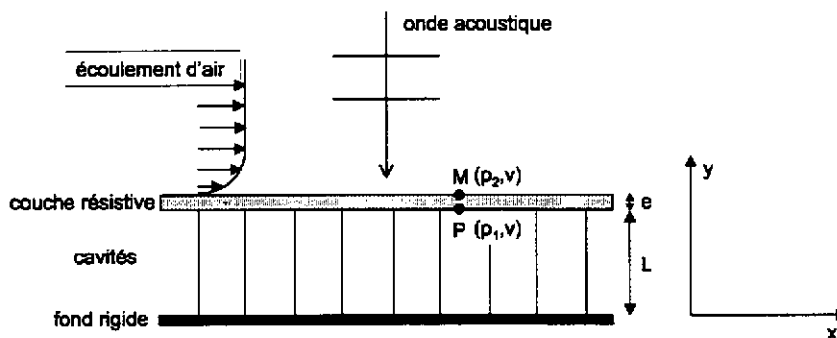


FIG. 2.1: *Traitement acoustique (vue en coupe) et caractéristiques aéroacoustiques*

L'impédance de surface z_t du traitement complet (couche résistive + cavités), telle que définie au paragraphe (1.4.2), est :

$$z_t(\omega) = \frac{p_2(\omega)}{\rho_0 c_0 v(\omega)} \quad (2.1)$$

où :

p_2 est la pression acoustique en un point M de la surface extérieure du traitement,

$v = \vec{v} \cdot \vec{n}$ est la vitesse acoustique en ce point, où \vec{n} est la normale sortante à la surface,

ρ_0 est la densité du fluide considéré et c_0 la vitesse du son dans le milieu au repos.

On a vu que l'impédance de la couche résistive, d'épaisseur $e \ll \lambda$, est définie par une différence de pression (paragraphe (1.4.5)), soit :

$$z = \frac{p_2 - p_1}{\rho_0 c_0 v}, \quad (2.2)$$

où p_1 est la pression acoustique en un point P de la surface de la couche, dans la cavité.

Or $z_t = \frac{p_2}{\rho_0 c_0 v}$ est l'impédance de surface du traitement complet, et :

$$z_c = \frac{p_1}{\rho_0 c_0 v} \quad (2.3)$$

est l'impédance de surface de la cavité.

L'impédance du traitement complet est donc :

$$z_t = z + z_c. \quad (2.4)$$

Calcul de l'impédance z_c d'une cavité

On considère une cavité de profondeur L et de diamètre inférieur à la longueur d'onde: seule une onde de direction y peut se propager à l'intérieur (hypothèse de réaction localisée selon la définition donnée au paragraphe (1.4.6)). Le fond de la cavité ($y = 0$) est rigide.

La pression dans la cavité est :

$$p_c(y) = A_c e^{j(ky - \omega t)} + B_c e^{j(-ky - \omega t)},$$

où $k = \frac{\omega}{c_0}$, et la composante de la vitesse acoustique selon l'axe y est :

$$v_c(y) = \frac{1}{\rho_0 c_0} (A_c e^{j(ky - \omega t)} - B_c e^{j(-ky - \omega t)}).$$

Le fond de la cavité est une surface rigide, donc :

$$v_c(0) = 0,$$

d'où :

$$A_c = B_c.$$

La pression est donc :

$$p_c(y) = A_c (e^{j(ky - \omega t)} + e^{j(-ky - \omega t)}) = 2A_c \cos(ky) e^{-j\omega t}, \quad (2.5)$$

et la vitesse est :

$$v_c(y) = \frac{A_c}{\rho_0 c_0} (e^{j(ky - \omega t)} - e^{j(-ky - \omega t)}) = j \frac{2A_c}{\rho_0 c_0} \sin(ky) e^{-j\omega t}. \quad (2.6)$$

L'impédance de surface de la cavité, définie par l'expression (2.3), est donc :

$$z_c = \frac{p_1}{\rho_0 c_0 v} = \frac{p_c(L)}{\rho_0 c_0 v_c(L)} = -j \cot(kL). \quad (2.7)$$

L'impédance du traitement complet est donc :

$$z_t = z - j \cot(kL). \quad (2.8)$$

L'objet de ce chapitre est de donner des modèles de la valeur z de l'impédance de la couche.

z dépend des caractéristiques géométriques du matériau (pour une plaque perforée, ce sont l'épaisseur e , le diamètre d des orifices et la porosité σ) et des propriétés de l'environnement (fréquence f ou pulsation $\omega = 2\pi f$ de l'onde acoustique, amplitude de la vitesse acoustique $|v|$, viscosité du fluide ν , nombre de Mach moyen de l'écoulement M_0 , vitesse de friction v^* (voir l'annexe (A)), épaisseur de couche limite δ) :

$$z = z(\omega, e, d, \sigma, |v|, \nu, M_0, v^*, \delta). \quad (2.9)$$

Remarque :

L'impédance de la cavité $z_c = -j \cot(kL)$ est supposée constante en fonction de l'amplitude du champ sonore (donc de la vitesse acoustique) et des caractéristiques du fluide environnant. Cette hypothèse est vérifiée dans notre étude : d'une part, comme on le verra par la suite, les effets non linéaires se produisent uniquement au voisinage des orifices de la couche résistive et non dans la cavité ; d'autre part, le diamètre des orifices est suffisamment faible pour considérer que l'écoulement d'air tangentiel à la couche n'influence pas le champ de pression dans la cavité. Cette hypothèse s'applique a fortiori pour une couche composée d'une plaque perforée collée à un tissu métallique.

De nombreux modèles existent pour z ; la plupart d'entre eux sont semi-empiriques. Ils sont classés et décrits dans ce chapitre de la façon suivante :

- le modèle *linéaire* donne une expression de l'impédance en fonction de la fréquence de l'onde acoustique incidente, de la géométrie du matériau et de la viscosité du fluide :

$$z = z(\omega, e, d, \sigma, \nu); \quad (2.10)$$

- à une fréquence donnée, le modèle *non linéaire* donne l'impédance en fonction de la vitesse acoustique excitatrice :

$$z = z(|v|), \quad (2.11)$$

et des analyses corrélerent les effets cumulés de fréquence et vitesse acoustique ;

- à une fréquence et une vitesse acoustique données, le modèle avec écoulement donne l'impédance en fonction des caractéristiques de l'écoulement (selon les modèles : nombre de Mach moyen de l'écoulement $M_0 = \frac{V_0}{c_0}$ où V_0 est la vitesse moyenne de l'écoulement, ou vitesse de friction v^* , ou épaisseur de couche limite δ) :

$$z = z(M_0, v^*, \delta), \quad (2.12)$$

mais la plupart des analyses [26, 25, 34, 28, 82] montrent qu'il faut corrélérer les effets cumulés de fréquence, vitesse acoustique et écoulement. Ces études sont souvent effectuées au moyen de nombres adimensionnels, et mènent à la définition de domaines de fréquence, vitesse acoustique et vitesse d'écoulement où l'on peut classer différentes propriétés de l'impédance.

On étudie d'abord le cas "simple" d'un orifice unique percé dans une plaque infinie. Ce cas est préalable à la détermination des caractéristiques de l'impédance des plaques perforées.

Les propriétés des plaques perforées sont ensuite décrites; une attention particulière leur est donnée car ce sont les couches choisies pour valider le système expérimental objet de notre étude.

Enfin, on donne les propriétés des couches constituées d'une plaque perforée collée à un tissu métallique, qui sont les couches actuellement les plus utilisées pour les traitements dans les nacelles.

Selon les valeurs de kL , de e/d et du rapport entre le taux de surface ouverte de la couche et la section de la cavité, les études concernent des couches placées sur des cavités quart d'onde ou des résonateurs de Helmholtz. Tous les problèmes présentés se situent dans le domaine des basses fréquences, tel que $ke < 1$ et $kd/2 < 1$.

2.2 Impédance d'un orifice

Le cas d'un orifice unique dans une plaque infinie est encore aujourd'hui très étudié. On décrit dans la suite les modèles linéaires, les modèles non linéaires, et l'influence de l'écoulement. On considère un orifice d'épaisseur e et de diamètre d (figure (2.2)).

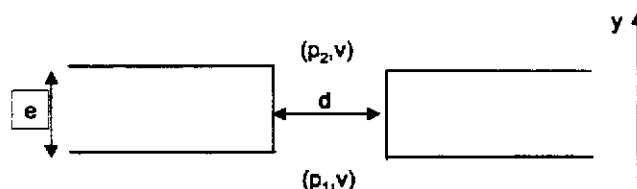


FIG. 2.2: Schéma et notations pour un orifice

2.2.1 Effet de la fréquence : modèle linéaire

Le modèle linéaire est basé sur l'assimilation de l'orifice à un tube étroit, de diamètre $d < \lambda$ et de longueur e .

Effets de viscosité

On considère la propagation d'une onde plane dans un tube circulaire de longueur infinie, dans un fluide visqueux. Les calculs sont effectués en une dimension. Soient p la pression acoustique et v la vitesse acoustique selon l'axe y du conduit. L'équation de Stokes compressible ainsi que l'équation de conservation de la masse et de la chaleur sont linéarisées, combinées et résolues pour donner, en une dimension (projection sur l'axe y) [16] :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -jk\rho_0 c_0 \left[1 - \frac{J_1(k_s d/2)}{k_s d J_0(k_s d/2)} \right]^{-1} v, \quad (2.13)$$

avec :

$$k = \frac{\omega}{c_0},$$

$$k_s^2 = \frac{-j\omega}{\nu}.$$

k_s est appelé nombre d'onde de Stokes, c'est une grandeur caractéristique des effets visqueux. ν est la viscosité cinématique du fluide (pour l'air, dans les conditions usuelles, $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$),

J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0 et d'ordre 1 de première espèce.

Le tube étant d'épaisseur très faible ($e \ll \lambda$), on peut écrire :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{p_2 - p_1}{e}, \quad (2.14)$$

de sorte que si l'on pose :

$$z_v = \frac{p_2 - p_1}{\rho_0 c_0 v}, \quad (2.15)$$

l'impédance du tube est, d'après (2.13) :

$$z_v = jke \left[1 - \frac{2J_1(k_s d/2)}{k_s r_0 J_0(k_s d/2)} \right]^{-1}. \quad (2.16)$$

Selon les valeurs du nombre de Stokes $|k_s d/2|$, l'expression (2.16) a deux valeurs limites [66] :

- si $|k_s d/2| < 2$:

$$z_v = \frac{32\nu}{c_0} \frac{e}{d^2} + j \frac{4}{3} \frac{\omega}{c_0} e. \quad (2.17)$$

Le fait que la partie réelle de z est indépendante de la fréquence constitue la loi de Poiseuille de la résistance pour un écoulement laminaire de fluide visqueux dans les tubes étroits.

- si $|k_s d/2| > 10$:

$$z_v = \frac{\sqrt{8\nu\omega}}{c_0} \frac{e}{d} + j \frac{\omega}{c_0} e \left(1 + \frac{1}{d} \sqrt{\frac{8\nu}{\omega}} \right). \quad (2.18)$$

Cette expression a été déterminée par Helmholtz.

Pour un orifice de diamètre $d = 1$ mm, qui est un bon ordre de grandeur pour les traitements utilisés, et des fréquences de 800 à 8000 Hz, on a dans l'air $10 \leq |k_s d/2| \leq 30$; la valeur limite de Helmholtz sera donc utilisée (relation 2.18).

Rayonnement du son : corrections de longueur de l'orifice

Il faut tenir compte de corrections de longueur de l'orifice dues au rayonnement du son de part et d'autre de l'orifice.

Le rayonnement du son est calculé à partir de l'intégrale de Rayleigh (problème de la vibration d'un piston plan dans un écran infini [16, 52]), et donne deux valeurs limites pour l'impédance [36]:

- si $kd/2 < \frac{1}{4}$

$$z_r = \frac{1}{8} (kd)^2 + j \frac{\omega}{c_0} \frac{8d}{3\pi}, \quad (2.19)$$

où le terme $\frac{8d}{3\pi}$ est appelé *correction de longueur* de l'orifice,

- si $kd/2 \gg 1$

$$z_r = 1 + j \frac{4}{\pi kd}. \quad (2.20)$$

Pour un orifice de diamètre $d = 1$ mm, et des fréquences de 800 à 8000 Hz, on a $7,3 \cdot 10^{-3} < kd/2 < 7,3 \cdot 10^{-2}$; la valeur limite (2.19) sera donc utilisée.

De plus, des effets visqueux à l'extérieur de l'orifice doivent être pris en compte [66, 36], ce qui entraîne une correction de longueur supplémentaire. Des considérations expérimentales [44] montrent que la longueur d doit être ajoutée à l'épaisseur e dans l'expression de z_v .

Conclusion

La prise en compte des effets visqueux et de rayonnement, pour $ke \ll 1$, $kd/2 < \frac{1}{4}$, et $|k_s d/2| > 10$, mène donc à un modèle linéaire de l'impédance, d'expression:

$$z = z(\omega, e, d, \nu) = z_v + z_r = r + j\chi, \quad (2.21)$$

avec:

$$r = \frac{\sqrt{8\nu\omega}}{c_0} \left(1 + \frac{e}{d} \right) + \frac{1}{8} (kd)^2, \quad (2.22)$$

et :

$$\chi = \frac{\omega}{c_0} \left[e + \frac{8d}{3\pi} + \sqrt{\frac{8\nu}{\omega}} \left(1 + \frac{e}{d} \right) \right]. \quad (2.23)$$

Dans cette expression, le terme $\frac{\omega}{c_0} \left[e + \frac{8d}{3\pi} \right]$ est souvent appelé *réactance de masse* ; il décrit en effet le mouvement de la masse de fluide effective dans l'orifice.

2.2.2 Effet de la vitesse acoustique : modèle non linéaire

Le comportement non linéaire d'un orifice apparaît lorsque les propriétés acoustiques de l'orifice dépendent de la vitesse acoustique v à laquelle il est soumis.

Dans notre étude, le champ de pression acoustique est considéré comme linéaire, à l'exception de la région près de l'orifice : dans l'orifice, l'écoulement acoustique se contracte ; les effets visqueux et les effets d'inertie non linéaires deviennent importants. Ce phénomène non linéaire s'explique par l'apparition de vorticité près de l'orifice. Les vortex sont convectés et diffusés, tandis qu'un écoulement acoustique se forme de l'autre côté, loin de l'orifice [82]. Ce phénomène est confirmé par des visualisations au moyen de vélocimétrie laser (mesures par *Particle Image Velocimetry*, [32]). Il est schématisé sur la figure (2.3).

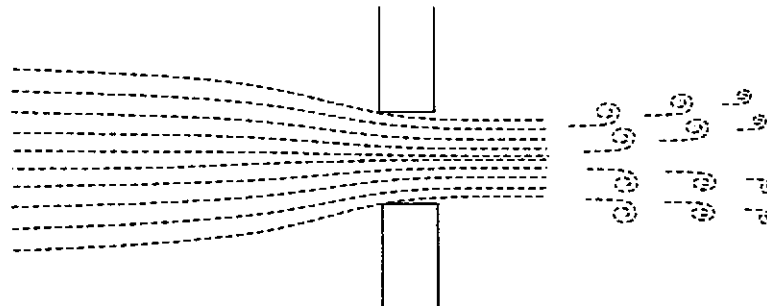


FIG. 2.3: *Effet non linéaire autour d'un orifice ; première demi-période du cycle*

Une explication plus précise est donnée par Ingard en 1967 [45]. Il s'appuie sur la mesure de la pression et de la vitesse acoustique dans un orifice placé au-dessus d'une cavité, au fond de laquelle un piston produit une excitation acoustique sinusoïdale à différentes amplitudes. Ces mesures montrent l'existence de deux "régimes d'écoulement acoustique" selon la valeur de la vitesse acoustique :

- en régime linéaire (faibles vitesses acoustiques), l'écoulement acoustique près de l'orifice est potentiel : la pression acoustique que l'on impose est équilibrée par l'accélération de l'écoulement au voisinage de l'orifice. La pression est proportionnelle à la vitesse, l'impédance est donc constante ;
- en régime non linéaire développé (fortes vitesses acoustiques), l'écoulement se sépare et prend la forme d'un jet.    chaque instant, l'écoulement n'est plus symétrique des deux côtés de l'orifice. D'un côté, l'écoulement entrant est potentiel, tandis qu'un jet suivi de tourbillons se forme de l'autre côté. Au

bout d'une demi-période de l'excitation acoustique, ces formes d'écoulements sont interchangeables. L'énergie nécessaire à la création du jet et des tourbillons correspond à une perte d'énergie acoustique dans l'orifice.

Effet de la vitesse acoustique : calcul numérique

Une étude numérique sur la non-linéarité d'un orifice a été récemment effectuée [48]. Les calculs sont basés sur un modèle sans viscosité et axisymétrique. L'orifice a un rayon et une épaisseur très inférieurs à la longueur d'onde. La méthode employée, appelée "*modèle discret de vortex*", décrit la relation entre le processus de lâchers tourbillonnaires et le phénomène acoustique non linéaire. L'écoulement est supposé incompressible et non visqueux ; la viscosité est seulement prise en compte par la condition de Kutta [93] au bord de l'orifice.

Les résultats du calcul sont les composantes fondamentale et harmonique de la vitesse acoustique ainsi que l'impédance de l'orifice, qui est calculée en fonction de la composante fondamentale de la vitesse. Plusieurs conclusions sont données, confirmées par des mesures :

- même pour de fortes amplitudes de la vitesse (de l'ordre de 5 m/s), le premier harmonique de la vitesse dans l'orifice est à -50 dB de la composante fondamentale (soit un rapport de $3 \cdot 10^{-3}$), ce qui montre que, dans les modèles, la seule prise en compte de la composante fondamentale de la vitesse est suffisante,
- la simulation numérique permet de retrouver certains facteurs empiriques, notamment le coefficient de décharge C_D , introduit au paragraphe suivant, trouvé égal à 0,61, ce qui est en bon accord avec les mesures,
- la viscosité du fluide a peu d'importance dans ce modèle ; le bon accord avec des mesures montre donc que le mécanisme principal d'absorption de l'énergie est la conversion de l'énergie acoustique en énergie de vorticité.

Effet de la vitesse acoustique sur la résistance : modèle quasi stationnaire

L'écoulement acoustique est localement considéré comme quasi stationnaire : on peut le traiter en première approximation comme un écoulement incompressible (tant que $kd/2 < 1$), non visqueux.

Dans l'orifice, l'équation de la quantité de mouvement est du type [66] :

$$\rho_0 \frac{\partial v_o}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} v_o^2 \right) + \frac{\partial p}{\partial y} = 0,$$

où p et v_o sont la pression et la vitesse dans l'orifice.

Le terme

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} v_o^2 \right)$$

disparaît en acoustique linéaire.

On le conserve ici, car l'amplitude de la vitesse acoustique est élevée. L'écoulement est considéré comme quasi stationnaire si les termes de dérivée temporelle sont faibles par rapport aux termes de dérivée spatiale ($\frac{\partial v_x}{\partial t} \ll \frac{\partial v_x}{\partial y}$); on obtient :

$$\rho_0 \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{2} v_o^2 \right) + \frac{\partial p}{\partial y} \approx 0,$$

ou encore :

$$p + \frac{1}{2} \rho_0 v_o^2 + cte \approx 0,$$

ce qui est l'équation de Bernoulli.

Plus précisément, en régime quasi stationnaire, pour lequel $\frac{v_o}{\omega d} \rightarrow \infty$, la chute de pression ($p_2 - p_1$) à travers l'orifice peut s'écrire [66] :

$$p_2 - p_1 = \rho_0 c_0 B v_o^2, \quad (2.24)$$

où le facteur B est précisé dans ce qui suit, et on peut alors définir une résistance non linéaire r_{nl} telle que :

$$r_{nl} = \frac{p_2 - p_1}{\rho_0 c_0 v_o} = B v_o. \quad (2.25)$$

D'après ces considérations, la résistance acoustique dépend donc linéairement du module de la vitesse acoustique.

Il n'existe pas de modèle théorique pour B . Ce facteur est toujours déterminé empiriquement.

Par analogie avec la mécanique des fluides, B est souvent exprimé en fonction d'un *coefficient de décharge* C_D , qui correspond à la chute de pression au passage de l'orifice, due à la formation du jet (voir l'annexe (A)).

Le facteur B est alors écrit sous la forme [35, 40, 66, 98] :

$$B = \frac{K}{C_D^2 c_0}, \quad (2.26)$$

où K et C_D sont déterminés empiriquement. Pour un orifice, selon les auteurs, on trouve $0,6 \leq C_D \leq 0,8$.

Zinn [110] a considéré en détail les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, et résout les équations différentielles résultantes décrivant les effets du premier et du deuxième ordres. Il explique les phénomènes non linéaires de la même façon qu'Ingard, et obtient :

$$B = \frac{4}{3\pi C_D^2 c_0} \quad (2.27)$$

avec $C_D = 0,61$, valeur en bon accord avec les données expérimentales.

Effet de la vitesse acoustique sur la réactance : valeurs limites

La plupart des études empiriques montrent que la réactance décroît avec la vitesse acoustique et atteint une valeur limite asymptotique [45, 66, 48] ; il n'existe aucune explication physique rigoureuse à ce phénomène. Quelques résultats empiriques sont proposés.

Ingard et coll. [45] donnent pour valeur limite :

$$\chi \rightarrow 0,5\chi_l, \quad (2.28)$$

où χ_l est la réactance obtenue par le modèle linéaire (expression 2.23), et Jing [48] donne, à partir de sa simulation numérique :

$$\chi \rightarrow 0,71\chi_l. \quad (2.29)$$

Effets cumulés de fréquence et vitesse acoustique : analyse dimensionnelle

Panton et coll. [82] ont développé une analyse dimensionnelle pour étudier les effets cumulés de la fréquence et de l'amplitude de la vitesse acoustique. Ils tentent de corréler des résultats expérimentaux obtenus dans différents fluides (air, eau, huile), pour plusieurs dimensions d'orifices, telles que $\frac{e}{d} < 3$, et concluent que la meilleure corrélation pour la résistance est obtenue pour :

$$\frac{c_0}{\sqrt{\nu\omega}} r = F \left(\frac{e}{d}, \frac{v_o}{\sqrt{\nu\omega}}, \frac{d}{\sqrt{\nu/\omega}} \right), \quad (2.30)$$

où F est une fonction de trois paramètres.

Le paramètre $\frac{v_o}{\sqrt{\nu\omega}}$ peut être interprété comme la comparaison de l'amplitude du déplacement et de la distance de diffusion visqueuse ; le comportement non linéaire de la résistance est observé lorsque $\frac{v_o}{\sqrt{\nu\omega}} > 3$, où elle croît avec ce paramètre. Les effets non linéaires apparaissent donc d'autant plus "vite" que la fréquence est basse.

Pour la réactance, la meilleure corrélation des mesures est obtenue en faisant intervenir un terme e_a de "correction de longueur" sans dimension :

$$e_a = \frac{\chi/(kd) - e/d}{8/(3\pi)} = F \left(\frac{e}{d}, \frac{v_o}{\omega d}, \frac{d}{\sqrt{\nu/\omega}} \right). \quad (2.31)$$

La région non linéaire, où le terme e_a diminue en fonction de $\frac{v_o}{\omega d}$ commence pour $\frac{v_o}{\omega d} = 0,1$: à basses fréquences, les effets non linéaires apparaissent à basses vitesses.

Effets cumulés de fréquence et vitesse acoustique : modèle inspiré de la mécanique des fluides

Hersh et coll. [37] modélisent le champ acoustique près de l'orifice par un champ sphérique. Ils considèrent que l'orifice est soumis à un champ instationnaire et in-

compressible. Ils choisissent comme grandeur caractéristique le rapport $\frac{v_0}{\omega(e+d)}$, et donnent des valeurs limites de résistance et de réactance :

- si $\frac{v_0}{\omega(e+d)} \ll 1$,

$$r = \frac{1}{c_0} \left(\sqrt{\frac{\nu\omega}{2}} + \frac{\nu}{e+d} \right) + \frac{4v_0}{3\pi C_D c_0} \left(1 + \frac{1}{e+d} \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} - \frac{\nu}{\omega(e+d)^2} \right), \quad (2.32)$$

$$\chi = \frac{\omega}{c_0}(e+d) + \frac{1}{c_0} \sqrt{\frac{\nu\omega}{2}} \left(1 - \frac{8v_0}{3\pi C_D \omega(e+d)} \right), \quad (2.33)$$

- si $\frac{v_0}{\omega(e+d)} \gg 1$,

$$r = \frac{0,64v_0}{C_D^2 c_0} \left[1 - 1,06 \left(\frac{C_D \omega(e+d)}{v_0} \right)^2 \right], \quad (2.34)$$

$$\chi = \frac{\omega}{c_0} \frac{0,33(e+d)}{C_D^2} \left[1 + 2,48 \left(\frac{C_D \omega(e+d)}{v_0} \right)^{4/3} \right] \left[1 - 1,06 \left(\frac{C_D \omega(e+d)}{v_0} \right)^2 \right]. \quad (2.35)$$

Le coefficient de décharge C_D , défini par le rapport entre la vitesse acoustique incidente et la vitesse dans la zone contractée de l'écoulement acoustique, est obtenu à partir de l'ajustement de ce modèle à des mesures ; pour les cas testés ($e = 0,1$ mm, $d = 7$ mm, $f = 150$ Hz), Hersh propose $C_D = 0,8$.

2.2.3 Effet d'un écoulement d'air tangentiel

Pour comprendre le comportement des traitements soumis à un écoulement tangentiel, beaucoup d'études s'appuient sur le cas d'un orifice percé dans une plaque, derrière laquelle est placée une cavité ; l'ensemble est placé rasant en paroi d'un conduit en présence d'un écoulement de vitesse moyenne V_0 [6, 17, 26, 34, 40, 73, 74, 88, 91, 92, 107].

Les paragraphes qui suivent donnent des expressions pour l'impédance, issues de modèles et d'études expérimentales.

Observations et interprétations

La plupart des études expérimentales et les modèles empiriques les accompagnant montrent qu'un écoulement d'air tangentiel à la surface de l'orifice a pour effet d'augmenter sa résistance acoustique et de diminuer sa réactance.

En 1995, Hersh et coll. [41] expliquent le phénomène d'interaction entre l'écoulement rasant et l'acoustique de la façon suivante: "*l'interaction entre l'écoulement rasant et l'onde sonore incidente force l'afflux (onde acoustique entrant dans la cavité) et le reflux (onde sortant de la cavité) acoustiques à se produire sur le bord aval*

de l'orifice. Ces écoulements combinés entrent dans le résonateur à travers un vena contracta acoustique. L'interaction entre l'écoulement rasant et le champ sonore entraîne que l'écoulement rasant est injecté dans la cavité pendant une demi-période, puis éjecté lors de la seconde demi-période [...]. Dans les deux cas, la surface effective à travers laquelle les particules sonores entrent et sortent de la cavité apparaît réduite par rapport à la surface réelle de l'orifice". Cette proposition est illustrée par la figure (2.4). Si l'on considère les expressions (2.22) et (2.23), cette hypothèse de réduction de la surface (donc du rayon de l'orifice) permet de prévoir que la résistance, inversement proportionnelle au rayon, augmente en présence d'un écoulement, et que la réactance, proportionnelle au rayon, diminue.

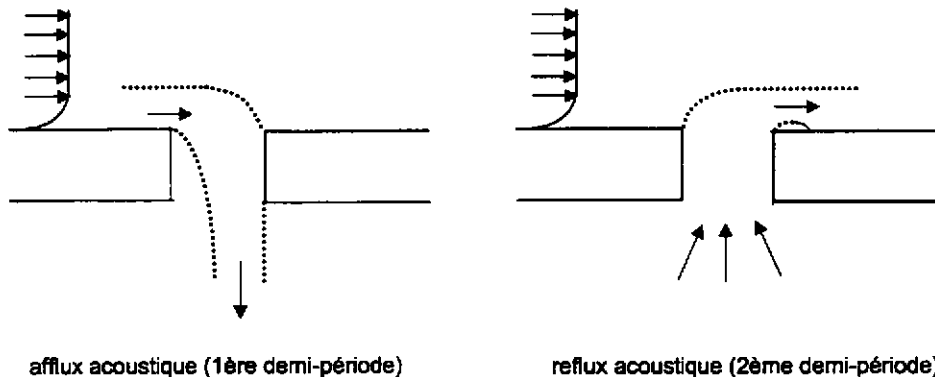


FIG. 2.4: Forme de l'écoulement lors de l'afflux et du reflux acoustiques

Worraker et Halliwell [107] ont étudié l'interaction entre l'écoulement et l'acoustique en mesurant les caractéristiques d'une seule cellule censée représenter les traitements présents dans les entrées d'air : une cavité rectangulaire comportant une fente (largeur 3,5 mm) rasante à un conduit, en présence d'un écoulement de nombre de Mach égal à 0,5. Ils ont mesuré et visualisé les fluctuations de pression et de vitesse au niveau de la fente. Ils observent que la fréquence de résonance mesurée du résonateur est de 20 % environ supérieure à la fréquence de résonance théorique sans écoulement. Celle-ci dépendant de la réactance de l'orifice, ils en déduisent que l'écoulement rasant a une influence sur la correction de longueur (impédance de rayonnement) : elle diminue en fonction de la vitesse de l'écoulement. Leur explication ne tient pas compte de la partie résistive de l'impédance, qui a pourtant aussi une influence sur la fréquence de résonance du résonateur.

Effet de l'écoulement : modèle inspiré de la mécanique des fluides

En 1976, Rice [88] développe un modèle d'impédance d'un orifice en présence d'un écoulement rasant. A partir des équations de quantité de mouvement et de conservation de la masse, un système d'équations aux dérivées partielles est développé, supposant que le champ de pression peut être décrit par un mouvement oscillatoire superposé à un écoulement stationnaire. Il obtient, pour un rapport $\frac{v_0}{V_0}$ faible, où v_0 est la vitesse acoustique dans l'orifice, et V_0 la vitesse moyenne de l'écoulement :

$$r = 0,5M_0, \quad (2.36)$$

où $M_0 = \frac{V_0}{c_0}$ est le nombre de Mach moyen de l'écoulement, et une réactance indépendante du nombre de Mach.

Effets cumulés de fréquence et d'écoulement: formules empiriques

Ronneberger [91, 92] mesure l'impédance de rayonnement z_r d'un orifice (diamètre 3 ou 6 mm) percé dans une cavité, placé en paroi d'un conduit, en présence d'un écoulement d'air. Une excitation acoustique sinusoïdale est fournie par un piston situé au fond de la cavité. Son étude montre que pour des rapports $\frac{V_0}{\omega d/2}$ (inverse du nombre de Strouhal de l'écoulement) élevés, la résistance augmente proportionnellement à la vitesse de l'écoulement et ne dépend pas de la fréquence; la réactance, elle, reste constante.

Il propose les valeurs semi-empiriques suivantes, valables pour $\frac{V_0}{\omega d/2} \gg 1$, et pour des épaisseurs de couche limite $\delta < d$:

$$r_r = \frac{\omega 4d}{c_0 3\pi} \left(\frac{1}{a_2(1 - a_1/2)} \frac{V_0}{\omega d/2} - \frac{4\delta/d}{a_2(1 - a_1/2)^2} \right), \quad (2.37)$$

et

$$\chi_r = \frac{\omega 4d}{c_0 3\pi} \left(\frac{4a_2 - 2 + a_1}{3a_2^2(1 - a_1/2)^2} - 1 \right), \quad (2.38)$$

où a_1 et a_2 sont des constantes à déterminer empiriquement (pour son étude, Ronneberger donne $a_1 = 0,35$ et $a_2 = 0,5$).

Cummings [25] donne des expressions empiriques de la résistance et de la réactance d'un orifice en fonction de la vitesse de friction dans la couche limite de l'écoulement ($v^* = \sqrt{\tau_w/\rho_0}$, où τ_w est la contrainte de cisaillement en paroi, voir l'annexe (A)). La vitesse de friction est une mesure des propriétés de la couche limite interne, et est assez facilement mesurable.

L'orifice est placé sur une cavité, l'ensemble étant rasant à un conduit avec écoulement. Les mesures sont effectuées à de basses amplitudes de pression acoustique, afin que seuls les effets d'écoulement soient pris en compte. Plusieurs orifices sont testés (diamètres $1,6 < d < 14$ mm, épaisseur $e = 3,1$ mm), l'écoulement d'air pouvant atteindre une vitesse moyenne de 70 m/s.

Il obtient les formules empiriques suivantes pour la résistance et la réactance, pour $\frac{v_0}{v^*} \leq 4$:

$$r = \frac{\sqrt{8\nu\omega} e}{c_0 d} + \left[12,52 \left(\frac{e}{d} \right)^{-0,32} - 2,44 \right] \frac{v^*}{c_0} - 3,2 \frac{fe}{c_0} \text{ si } r > 0, \quad (2.39)$$

$$r = 0 \text{ si } r < 0, \quad (2.40)$$

et

$$\chi = \frac{\omega}{c_0} \left[e + \epsilon \frac{8d}{3\pi} \right], \quad (2.41)$$

avec:

$$\epsilon = 1 \text{ si } \frac{v^*}{fe} \leq 0,12 \frac{d}{e}, \quad (2.42)$$

$$\epsilon = \left(1 + 0,6 \frac{e}{d} \right) e^{-\frac{\frac{v^*}{fe} - 0,12 \frac{d}{e}}{0,25 + \frac{d}{e}}} - 0,6 \frac{e}{d} \text{ si } \frac{v^*}{fe} > 0,12 \frac{d}{e}. \quad (2.43)$$

Effets cumulés de fréquence, vitesse acoustique et écoulement: analyse dimensionnelle

Goldman et Panton [34] ont mesuré l'impédance d'un orifice ($e = 3,2$ mm, $d = 5$ mm) soumis à une couche limite turbulente, dont l'épaisseur est grande par rapport au diamètre de l'orifice ($\frac{d}{\delta} = 0,2$). L'orifice est placé rasant à la paroi d'un tunnel; l'excitation acoustique est faite par un piston placé derrière l'orifice, dans une cavité. Les vitesses d'écoulement explorées vont de 16 à 30 m/s, les fréquences de 250 à 2200 Hz, l'amplitude de pression varie entre 85 et 140 dB. Leurs résultats montrent qu'il existe une forte interaction entre les mouvements acoustique et turbulent; cette interaction dépend principalement de la fréquence et de la vitesse de friction v^* , qui est une mesure des propriétés de la couche limite interne (voir l'annexe A).

L'analyse dimensionnelle montre que la résistance et la réactance peuvent être exprimées comme :

$$\frac{c_0}{\sqrt{\nu\omega}} r = F \left(\frac{e}{d}, \frac{\omega d^2}{\nu}, \frac{v^* d}{\nu}, \frac{v_o}{v^*} \right), \quad (2.44)$$

et pour la réactance, un terme de correction de longueur est utilisé :

$$e_a = \frac{\chi/(kd) - e/d}{8/(3\pi)} = F \left(\frac{e}{d}, \frac{\omega d^2}{\nu}, \frac{v^* d}{\nu}, \frac{v_o}{v^*} \right). \quad (2.45)$$

Les différents paramètres adimensionnels permettent d'interpréter certains phénomènes physiques; en effet :

- $\frac{\omega d^2}{\nu}$ est le carré du rapport entre le diamètre de l'orifice et la longueur de diffusion visqueuse;
- $\frac{v^* d}{\nu}$ est le rapport entre le diamètre de l'orifice et une échelle de longueur de la couche limite;
- $\frac{v_o}{v^*}$ est le rapport entre la vitesse acoustique et une vitesse caractéristique de la couche limite.

L'analyse fait apparaître différentes classes de comportement de l'impédance selon les valeurs de la vitesse acoustique et de la vitesse de l'écoulement. La résistance croît en fonction de $\frac{v_0}{v^*}$ pour $\frac{v_0}{v^*} > 3$, mais cette valeur critique peut dépendre de la fréquence. Dans la région linéaire ($\frac{v_0}{v^*} < 3$), la résistance mesurée est supérieure à sa valeur sans écoulement pour $\frac{v^*d}{\nu} > 250$, et inférieure si $\frac{v^*d}{\nu} < 250$. Pour de faibles vitesses d'écoulement, il semble donc que la résistance d'un orifice puisse diminuer.

Le comportement non linéaire de la réactance n'est pas observé dans ces mesures ; il semble apparaître à des vitesses d'orifices plus élevées que pour la résistance. Concernant l'influence de l'écoulement, les mesures montrent que la réactance diminue lorsque $\frac{v^*d}{\nu} > 250$, à toutes les fréquences. Pour $\frac{v^*d}{\nu} < 250$, il existe une bande de fréquences pour laquelle la réactance est supérieure à sa valeur sans écoulement.

2.3 Impédance d'une plaque perforée

La plaque perforée fait l'objet d'une attention particulière car elle a été choisie pour valider le système expérimental.

Dans le cas où la couche résistive est une plaque perforée, plusieurs orifices sont présents au-dessus de la cavité. On peut appliquer assez simplement les formules du paragraphe (2.2), concernant un orifice unique, à un ensemble d'orifices [66]. D'autre part, il existe, comme pour un orifice unique, des études théoriques et expérimentales dédiées aux plaques perforées [12, 28, 36, 41, 43, 55, 56, 66, 76].

2.3.1 Passage d'un orifice unique à une plaque perforée

Dans le cas d'un orifice unique, de faible épaisseur par rapport à la longueur d'onde, percé dans une plaque rigide, la vitesse acoustique incidente v est la même que la vitesse entrante dans l'orifice v_o :

$$v = v_o.$$

Dans le cas où n orifices identiques, de surface d'aire s et uniformément répartis, sont percés au-dessus d'une cavité de section d'aire S , la continuité du débit :

$$u = u_o,$$

mène à :

$$Sv = nsv_o,$$

ou encore :

$$v = \sigma v_o,$$

où $\sigma = \frac{ns}{S}$ est le nombre d'orifices par unité d'aire, multiplié par la surface d'un orifice.

σ est donc un paramètre intrinsèque à la plaque perforée, et est appelé *porosité* ou *taux de perforation* de la plaque. On choisit de l'exprimer en pourcentages dans la suite de l'étude. Une porosité de 0 % correspond à une plaque rigide sans perforations. Une porosité de 100 % (impliquant $v = v_o$) correspond à une cavité ouverte, et également à un orifice unique dans une plaque infinie.

L'impédance z de la plaque perforée est donc liée à l'impédance z_o d'un seul orifice par :

$$z = \frac{z_o}{\sigma}, \quad (2.46)$$

et on peut donc appliquer les formules concernant un orifice (paragraphe (2.2)) à une plaque perforée.

Dans la relation (2.46), on a supposé que les orifices sont suffisamment éloignés les uns des autres pour qu'il n'existe pas d'interaction acoustique entre eux. Lorsque ce n'est pas le cas, les masses de fluide en mouvement dans les orifices peuvent se "recouvrir" ; cette interaction a pour effet de diminuer la correction de longueur $\frac{8d}{3\pi}$ dans l'expression (2.23) de la réactance.

Melling [66] et Hersh et coll. [41] utilisent la fonction de Fok ψ , qui a résolu mathématiquement l'interaction entre les orifices, la correction de longueur ayant alors pour expression :

$$\psi \frac{8d}{3\pi},$$

où ψ est la fonction de Fok, d'expression :

$$\psi(\xi) = 1 - 1,41\xi + 0,338\xi^3 + 0,0679\xi^5 - 0,0229\xi^6 + 0,0302\xi^7 - 0,0164\xi^8, \quad (2.47)$$

avec $\xi = \sqrt{\sigma}$. A partir cette fonction, on peut dire que les effets d'interaction entre les orifices sont négligeables si $\sigma < 4\%$.

Une expression empirique est souvent employée par les auteurs [36] :

$$(1 - 0,7\sqrt{\sigma}) \frac{8d}{3\pi}. \quad (2.48)$$

Les fonctions d'interaction ψ et $(1 - 0,7\sqrt{\sigma})$ sont tracées sur la figure (2.5). On voit que ces deux fonctions sont sensiblement différentes. La formule empirique $(1 - 0,7\sqrt{\sigma})$ est plus souvent rencontrée dans la littérature, et donne des valeurs d'impédance plus proches des résultats expérimentaux; on l'utilise donc dans la suite des calculs.

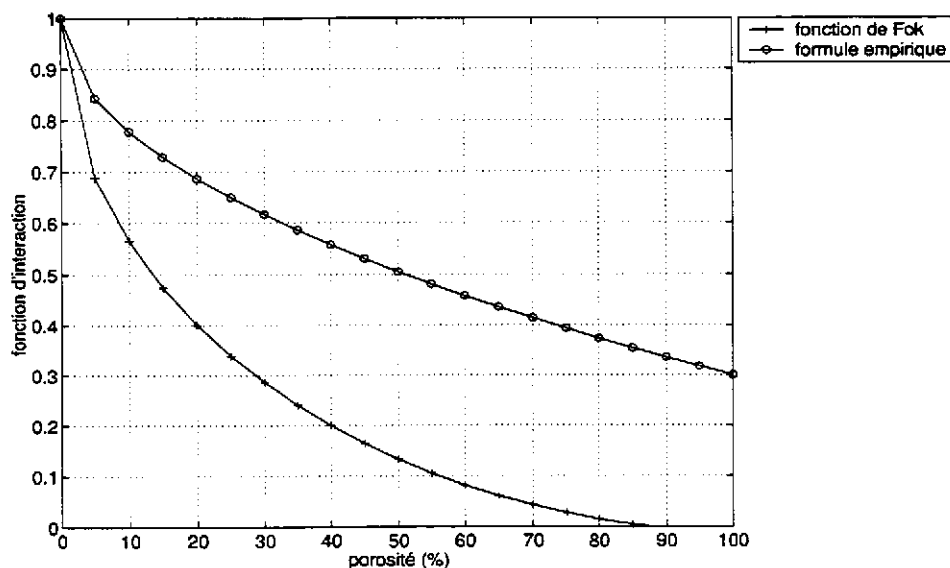


FIG. 2.5: Fonctions d'interaction entre les orifices d'une plaque perforée en fonction de la porosité σ : fonction de Fok = expression (2.47); formule empirique = $(1 - 0,7\sqrt{\sigma})$

2.3.2 Effet de la fréquence: modèle linéaire

Les considérations du paragraphe précédent, ainsi que les expressions (2.22) et (2.23) de l'impédance d'un orifice unique, mènent donc à l'expression suivante pour

l'impédance linéaire d'une plaque perforée de porosité σ [36, 66] :

$$z = z(\omega, e, d, \nu) = r + j\chi, \quad (2.49)$$

avec:

$$r = \frac{\sqrt{8\nu\omega}}{\sigma c_0} \left(1 + \frac{e}{d}\right) + \frac{1}{8\sigma} (kd)^2, \quad (2.50)$$

et:

$$\chi = \frac{\omega}{\sigma c_0} \left[e + \frac{8d}{3\pi} (1 - 0,7\sqrt{\sigma}) + \sqrt{\frac{8\nu}{\omega}} \left(1 + \frac{e}{d}\right) \right]. \quad (2.51)$$

Ce modèle est largement rencontré dans la littérature, notamment dans les travaux récents de Kraft et coll. [57] et de Maa [62].

Application du modèle à une plaque perforée particulière

Les expressions (2.50) et (2.51) sont appliquées à la plaque perforée "test" utilisée dans notre système expérimental. Ses caractéristiques sont:

- épaisseur $e = 1,02$ mm,
- diamètre des orifices $d = 0,68$ mm,
- porosité $\sigma = 1,39$ %.

Les résultats sont présentés sur les figures (2.6) et (2.7), dans lesquelles on a tracé les valeurs d'impédance correspondant aux effets visqueux, aux effets de mouvement de la masse effective de fluide dans les orifices et aux effets de rayonnement, ainsi que les valeurs de l'impédance totale résultante.

La figure (2.6) montre que, dans la bande de fréquences considérée, la résistance linéaire de la plaque est dominée par les effets visqueux dans les orifices. La réactance (figure (2.7)) est principalement influencée par le mouvement de la masse de fluide dans l'orifice (réactance de masse correspondant au terme $\frac{\omega}{\sigma c_0} \left[e + \frac{8d}{3\pi} (1 - 0,7\sqrt{\sigma}) \right]$), indépendamment de la viscosité du fluide.

Il est intéressant d'étudier l'influence de la réactance de la plaque sur la réactance du traitement complet. On peut observer sur la figure (2.8) que la fréquence de passage à zéro de la réactance de la cavité ($-\cot(kL)$), correspondant au maximum d'absorption, est déplacée par la présence de la plaque (réactance $\chi - \cot(kL)$).

2.3.3 Effet de la vitesse acoustique : modèle non linéaire

Les effets non linéaires concernant une plaque perforée s'expliquent de la même façon que pour un orifice. On peut aussi appliquer les modèles pour un orifice à une plaque perforée en divisant les expressions d'impédance de l'orifice par la porosité σ de la plaque.

D'autre part, il existe des modèles ou des formules empiriques spécifiques aux plaques perforées.

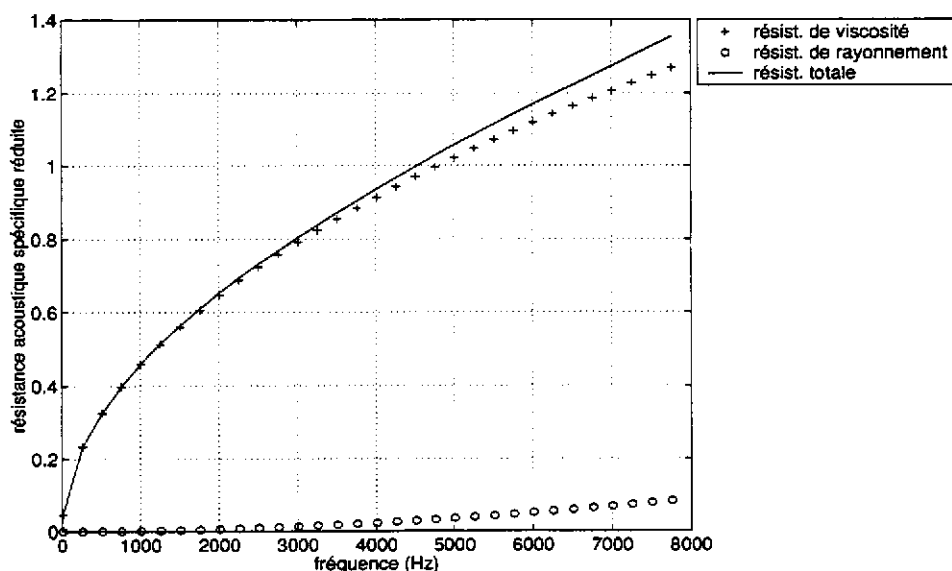


FIG. 2.6: *Modèle linéaire de la résistance r d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %)*

Effet de la vitesse acoustique sur la résistance : analogie avec la résistance à l'écoulement d'air

La résistance acoustique des couches résistives peut être reliée à des mesures de résistance au passage de l'air r_{DC} (voir le paragraphe (3.7)). Cette quantité est déterminée en mesurant la chute de pression provoquée par la couche lorsqu'elle est soumise à un écoulement d'air de direction perpendiculaire à sa surface. Il s'agit donc de la résistance de la plaque à fréquence nulle. L'augmentation de la vitesse de l'écoulement d'air est similaire à une augmentation de la vitesse acoustique dans les orifices ; on peut alors quantifier le comportement non linéaire de la couche.

Cette méthode est très utilisée car la mesure de r_{DC} est plus aisée qu'une mesure acoustique. Il est usuel de définir un *facteur de non-linéarité* (ou *NLF*: *Non Linearity Factor*) de la couche par [57] :

$$NLF = \frac{r_{DC}(V = 2m/s)}{r_{DC}(V = 0,2m/s)}, \quad (2.52)$$

où V est la vitesse de l'écoulement d'air incident sur la couche.

La résistance au passage de l'air est souvent écrite sous la forme [69, 57] :

$$r_{DC} = A + BV, \quad (2.53)$$

où :

$$A = \frac{32\nu}{\sigma c_0 C_D} \frac{e}{d^2} \quad (2.54)$$

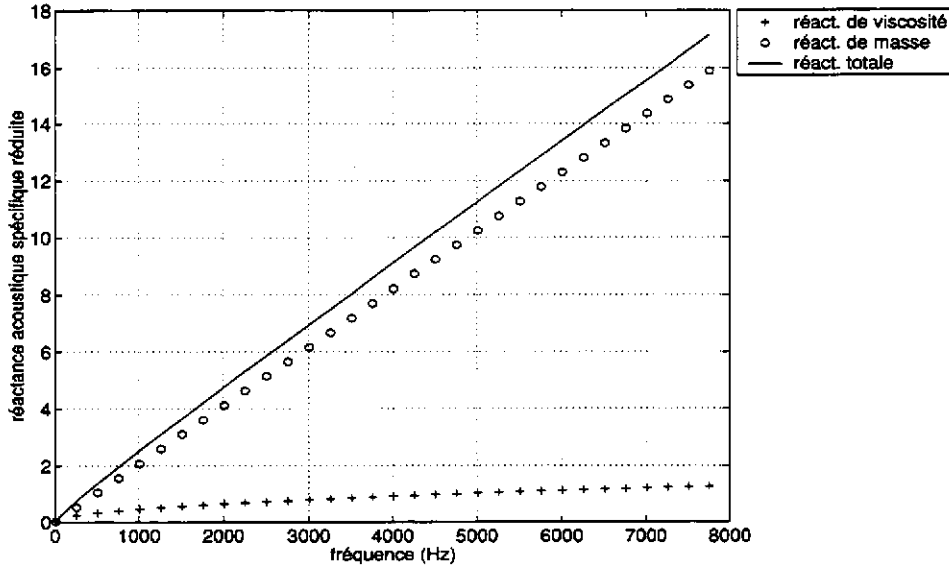


FIG. 2.7: Modèle linéaire de la réactance χ d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %)

correspond à l'approximation basses fréquences de Poiseuille de la résistance (expression (2.17)), corrigée d'un coefficient de décharge C_D , et

$$B = \frac{K}{c_0 \sigma C_D^2}, \quad (2.55)$$

que l'on peut associer à l'expression (2.26). En première approximation, il est souvent donné $K = 0,5$ [57].

Kraft et coll. [57] proposent l'expression empirique suivante pour C_D , pour des orifices tels que $e/d < 1$:

$$C_D = 0.80695 \sqrt{\frac{\sigma^{0,1}}{e^{-0.5072(e/d)}}}. \quad (2.56)$$

Les mesures de Pachebat [76] montrent qu'à de faibles vitesses acoustiques, la résistance au passage de l'air a un comportement quadratique en fonction de la vitesse. L'auteur définit un nombre de Reynolds dans l'orifice :

$$R_e = \frac{v_o d}{\nu}, \quad (2.57)$$

et mesure r_{DC} pour deux plaques perforées de porosité $\sigma = 3\%$ et 15% , comportant les mêmes orifices ($e = d = 1$ mm). A très faibles valeurs de la vitesse d'écoulement, pour $R_e \leq 14$, il écrit la résistance comme :

$$r_{DC} = R_0 + C_1 R_e^2, \quad (2.58)$$

et pour $R_e > 14$, il trouve une dépendance linéaire de la résistance avec la vitesse :

$$r_{DC} = (1 - C_2) R_0 + C_3 R_e, \quad (2.59)$$

où C_1, C_2, C_3 sont des nombres obtenus à partir du lissage des résultats des mesures effectuées sur les deux couches.

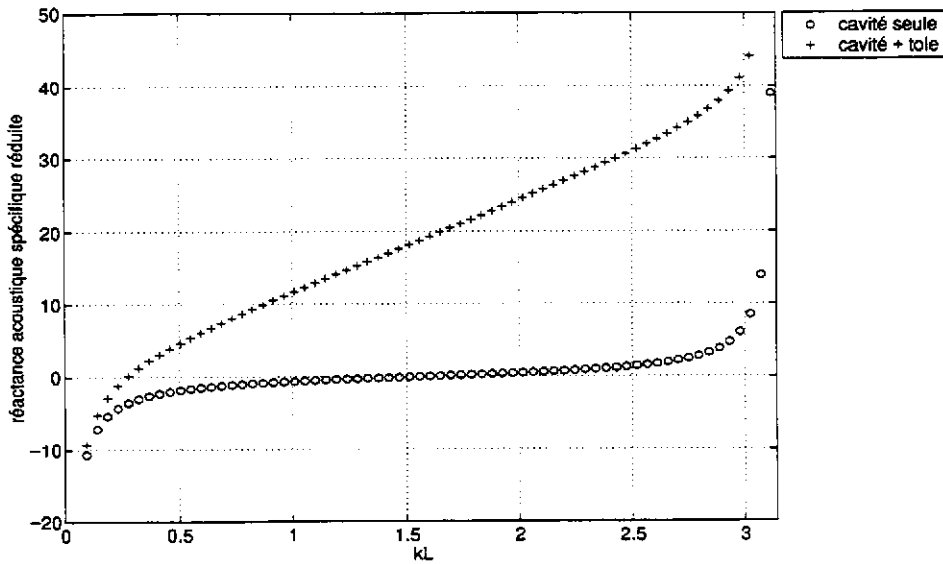


FIG. 2.8: Modèle linéaire de la réactance d'un traitement, pour une cavité seule (profondeur L) et une cavité couverte par une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %)

Effet de la vitesse acoustique : formules empiriques

La plupart des études montrent que la résistance de la plaque résulte de l'addition des effets linéaires et non linéaires ; elle s'écrit donc :

$$r(\omega, |v_o|) = A(\omega) + B|v_o|, \quad (2.60)$$

où $A(\omega)$ correspond au modèle linéaire (expression 2.50), et v_o est la vitesse acoustique dans un orifice.

Guess [36] propose l'expression suivante pour le facteur B :

$$B = \frac{1 - \sigma^2}{\sigma c_0}, \quad (2.61)$$

et Melling [66] donne un coefficient sensiblement différent, fonction d'un coefficient de décharge C_D :

$$B = \frac{4}{3\pi} \frac{1 - \sigma^2}{\sigma c_0 C_D^2}, \quad (2.62)$$

où, selon les cas étudiés, $0,6 < C_D < 0,8$.

Étudiant les propriétés des silencieux d'automobiles, Sullivan [97, 98] a mesuré la résistance acoustique d'une plaque perforée ($e = 0,81$ mm, $d = 2,59$ mm, $\sigma = 4,2$ %). Il déduit de ses mesures l'expression suivante :

$$B = \frac{0,37}{\sigma c_0 C_D^2}, \quad (2.63)$$

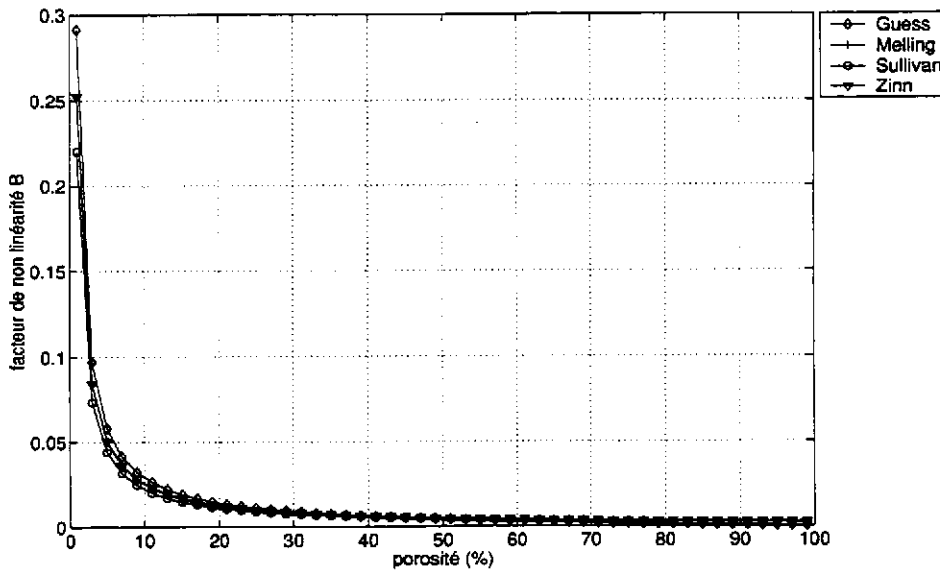


FIG. 2.9: Facteur B pour une plaque perforée en fonction de la porosité σ ; Guess : expression (2.61), Melling : expression (2.62), Sullivan : expression (2.63), Zinn : expression (2.27) divisée par σ

avec $C_D = 0,73$.

Ces modèles prévoient donc que le facteur B dépend uniquement de la porosité de la plaque, le coefficient de décharge C_D étant considéré constant dans la plupart des études. Les valeurs de B en fonction de σ sont représentées sur la figure (2.9), pour de l'air ($c_0 = 343$ m/s), où l'on a choisi une valeur moyenne du coefficient de décharge : $C_D = 0,7$. On peut en déduire que les modèles donnent des résultats similaires, et que la non-linéarité sera d'autant plus importante que la porosité est faible (plaques présentant très peu d'orifices ou comportant des orifices de diamètre très faible).

Pour la réactance, Guess [36] propose de multiplier la correction de longueur $\frac{8d}{3\pi}$ par :

$$\epsilon = \frac{1 + 5 \cdot 10^3 \left| \frac{v_0}{c_0} \right|^2}{1 + 10^4 \left| \frac{v_0}{c_0} \right|^2}. \quad (2.64)$$

Effets cumulés de la fréquence et de la vitesse acoustique : valeur limite

Dragan et coll. [28] ont mesuré le champ de vitesse acoustique près des orifices d'une plaque perforée, par la méthode du fil chaud, et déduit la résistance acoustique de différentes plaques perforées ($0,5 < e < 15$ mm, $2,5 < d < 10$ mm). Une analyse dimensionnelle, incluant la vitesse dans l'orifice, la fréquence, la viscosité du fluide et la géométrie de la plaque, mène à un nombre adimensionnel D , caractérisant le passage du comportement non linéaire au comportement linéaire de la résistance de la plaque :

$$D = \frac{v_o}{1,5\sqrt{\omega\nu}} \sqrt{\frac{e + \frac{8d}{3\pi}(1 - 1,25\sqrt{\sigma})}{e}} \quad (2.65)$$

Le critère donné par Dragan et coll. pour la transition du comportement linéaire au comportement non linéaire est $D \geq 50 \pm 6$. Cette expression montre que, à basses fréquences, les effets non linéaires apparaissent à des vitesses plus faibles qu'à hautes fréquences. Ce résultat est également obtenu par Panton et coll. [82] dans leur analyse dimensionnelle concernant un orifice. Cependant, la valeur de D est très élevée par rapport au critère de Panton.

Résistance comme fonction non linéaire de l'amplitude de la pression acoustique

On trouve fréquemment la résistance non linéaire exprimée en fonction de l'amplitude de la pression acoustique incidente $|p_2|$ à la surface du traitement complet [69, 35], la vitesse acoustique n'étant pas connue a priori. La résistance a pour expression :

$$r(\omega, |v|) = A(\omega) + B \frac{|v|}{\sigma}, \quad (2.66)$$

où $A(\omega)$ est la résistance linéaire donnée par la relation (2.50), B est le coefficient non linéaire, donné par exemple par (2.61), et $|v|$ est l'amplitude de la vitesse acoustique incidente.

Or on a :

$$|v| = \frac{|p_2|}{\rho_0 c_0 |z_t|} = \frac{|p|}{\rho_0 c_0 \sqrt{r^2 + (\chi - j \cot(kL))^2}}, \quad (2.67)$$

où $|p|$ est l'amplitude de la pression à la surface du traitement complet.

La résistance obéit donc à l'équation :

$$r = A(\omega) + B \frac{|p|}{\rho_0 c_0 \sigma \sqrt{r^2 + (\chi - j \cot(kL))^2}}. \quad (2.68)$$

Cette équation, d'inconnue r , peut être résolue numériquement.

Application des modèles à une plaque perforée particulière

On peut comparer les différents modèles du paragraphe (2.2) concernant un orifice, appliqués à une plaque perforée en divisant l'impédance par σ , ainsi que ceux présentés ci-dessus.

La plaque perforée "test" a les mêmes caractéristiques que celle décrite au paragraphe (2.3.2).

Les figures (2.10) et (2.11) donnent les valeurs d'impédance obtenues à partir des différents modèles, dans lesquels on a choisi pour le coefficient de décharge une valeur moyenne : $C_D = 0,7$. La fréquence est égale à $f = 3150$ Hz. La vitesse acoustique

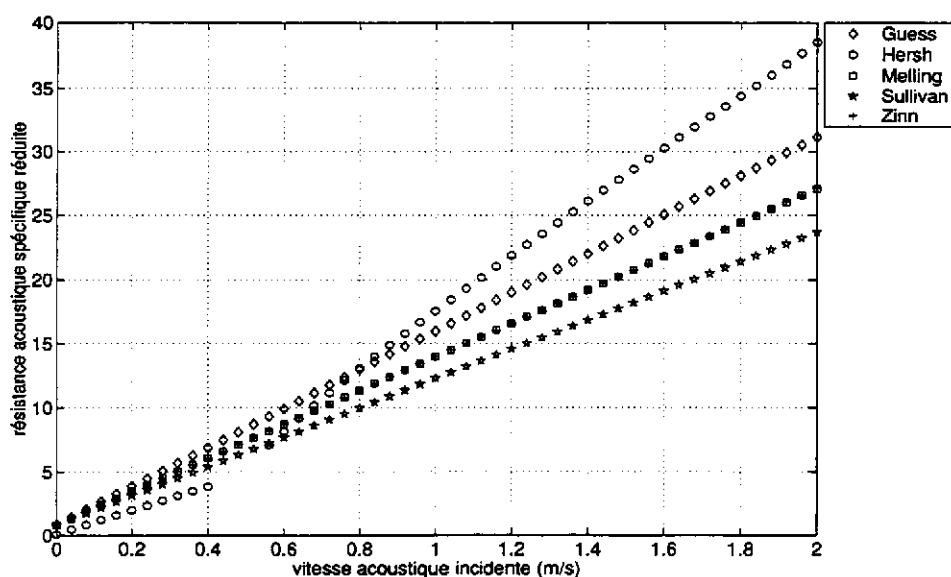


FIG. 2.10: Résistance non linéaire calculée d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %); $f = 3150$ Hz; Guess: expression(2.61), Hersh: expression(2.32), Melling: expression(2.62), Sullivan: expression(2.63), Zinn: expression(2.27)

incidente varie de 0 à 2 m/s, ce qui est un bon ordre de grandeur des vitesses acoustiques présentes dans la nacelle.

La figure (2.10) montre que les modèles de Guess, Melling, Sullivan et Zinn, qui sont fondés sur les mêmes considérations physiques, donnent des résultats comparables. Les modèles de Melling et Zinn donnent des résultats identiques; ils ne diffèrent en effet que d'un facteur $(1 - \sigma^2)$, qui est très proche de 1 pour la plaque que nous testons. Aux plus hautes vitesses, l'écart entre les modèles les plus éloignés (Guess et Zinn) est de l'ordre de 25 %. Le résultat du calcul de Hersh et coll. diffère beaucoup des autres modèles; il semble être spécifique aux orifices et au domaine de basses fréquences testés dans leur étude.

L'analyse dimensionnelle de Panton et coll. (expression (2.30)) pour un orifice prévoit que le comportement non linéaire de la résistance débute à une vitesse de 0,02 m/s. On peut aussi déduire des mesures de Pachebat une vitesse limite, à partir de laquelle la résistance est proportionnelle à la vitesse, égale à 0,0043 m/s, sensiblement différente des résultats de Panton et al. Les mesures de Pachebat sont effectuées à fréquence nulle et ne sont sans doute pas adaptées à notre cas où la fréquence est élevée.

Pour la réactance (figure (2.11)), on observe que l'écart maximum entre les modèles de Guess et Hersh est de l'ordre de 14 %. On a aussi représenté les valeurs limites asymptotiques proposées par Ingard et Jing. L'analyse dimensionnelle de Panton (expression (2.31)) pour un orifice, prévoit que le comportement non linéaire de la réactance apparaît pour des vitesses telles que $\frac{v_0}{\omega d} > 3$; on voit immédiatement que cela contredit le modèle de Guess dans lequel la réactance est plus sensible à la vitesse pour des vitesses faibles; l'inégalité conduit pour notre cas à une limite de

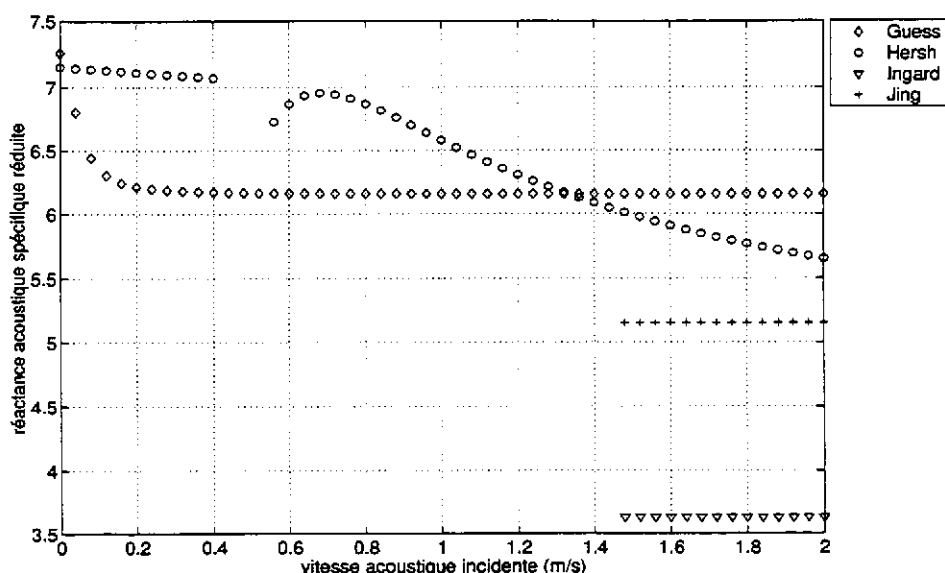


FIG. 2.11: Réactance non linéaire calculée d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %); $f = 3150$ Hz; Guess: expression(2.64), Hersh: expression(2.33), Ingard: expression(2.28), Jing: expression(2.29)

la vitesse incidente égale à 0,02 m/s.

Les effets cumulés de fréquence et d'amplitude de pression acoustique sont présentés sur la figure (2.12). La résistance est la solution de l'équation (2.68). On place la plaque sur une cavité de profondeur $L = 10$ mm, correspondant à la géométrie de la cavité utilisée dans notre système expérimental. A très basse amplitude de pression, la résistance augmente en $\sqrt{\omega}$; les effets de viscosité dominent. Lorsque l'amplitude augmente, la résistance présente un maximum qui correspond à la vitesse acoustique maximale dans les orifices, à l'amplitude de pression considérée. La fréquence du maximum correspond au passage à zéro de la réactance du traitement complet ($\chi - \cot(kL)$).

2.3.4 Effet d'un écoulement d'air tangentiel

L'effet d'un écoulement d'air tangentiel à la surface d'une plaque perforée est essentiellement décrit au moyen de formules empiriques [12, 36, 55, 56, 97]. On peut aussi, comme pour les modèles non linéaires, appliquer les formules concernant un orifice à une plaque perforée, en divisant les valeurs de l'impédance par la porosité σ de la plaque.

Effet de l'écoulement: formules empiriques

Guess [36] propose d'ajouter un terme à l'expression de la résistance en fonction de la fréquence et de la vitesse acoustique, égal à :

$$r_e = 0,3 \frac{1 - \sigma^2}{\sigma} M_0, \quad (2.69)$$

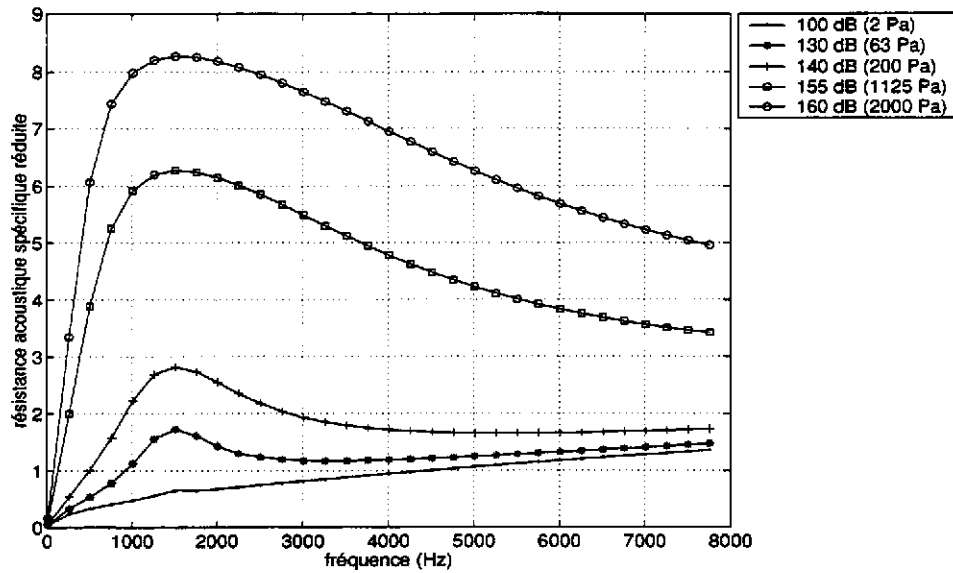


FIG. 2.12: Résistance calculée non linéaire d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %) placée sur une cavité de profondeur $L = 10$ mm, en fonction de la fréquence, paramétrée par l'amplitude de la pression acoustique incidente

où M_0 est le nombre de Mach moyen de l'écoulement, et pour la réactance, de multiplier la correction de longueur $\frac{8d}{3\pi}$ par le facteur empirique :

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 305M_0^3}. \quad (2.70)$$

Cette formule est reprise dans les travaux récents de Kraft et coll. [57].

Bell et coll. [12] s'intéressent au déplacement de la fréquence correspondant à une absorption maximale du son par les traitements, lié à l'écoulement d'air ; ils proposent l'expression suivante pour la réactance :

$$\chi = \frac{1}{\sigma} \tan(kl_{eff}), \quad (2.71)$$

avec

$$l_{eff} = e + \epsilon \frac{8d}{3\pi} (1 - 0,71\sqrt{\sigma}), \quad (2.72)$$

où

$$\epsilon = 1 \text{ si } M_0 \leq 0,08,$$

et

$$\epsilon = 0,375 \text{ si } M_0 \geq 0,24.$$

Aucune valeur de ϵ n'est donnée pour $0,08 \leq M_0 \leq 0,24$.

Effets cumulés de fréquence et d'écoulement : formules empiriques

Étudiant les propriétés des silencieux d'automobiles, Sullivan [97, 98] a mesuré l'impédance d'une plaque perforée d'épaisseur $e = 0,81$ mm, comportant des orifices de diamètre $d = 2,59$ mm, et de porosité $\sigma = 4,2$ %, à des niveaux sonores de 145 à 160 dB, avec un écoulement d'air présent des deux côtés de la plaque (ce qui est sensiblement différent du cas qui nous intéresse), atteignant des vitesses de 50 m/s. Il propose l'expression suivante pour la résistance, indépendante de la fréquence :

$$r = (1 + 1,9M_0) \frac{0,37 v_0}{\sigma C_D^2 c_0}, \quad (2.73)$$

avec $C_D = 0,73$.

Kirby et Cummings [55] ont mesuré l'impédance de plaques perforées (porosité de 20 à 27 %, orifices d'épaisseur $e = 1$ ou 1,5 mm et de diamètre 3 mm). Les fréquences explorées varient entre 1000 et 7000 Hz, la vitesse de l'écoulement atteint 70 m/s environ. L'amplitude de la pression est très basse de façon à s'affranchir des effets non linéaires. Les auteurs donnent deux formules empiriques en fonction de la vitesse de friction v^* .

Ils proposent pour la résistance :

$$r = \frac{\sqrt{8\nu\omega} e}{\sigma c_0 d} + \left[26,16 \left(\frac{e}{d} \right)^{-0,169} - 20 \right] \frac{v^*}{\sigma c_0} - 4,055 \frac{fe}{\sigma c_0}, \quad (2.74)$$

et pour la réactance :

$$\chi = \frac{\omega}{\sigma c_0} \left[e + \epsilon \frac{8d}{3\pi} \right], \quad (2.75)$$

avec :

$$\epsilon = 1 \text{ si } \frac{v^*}{fe} \geq 0,18 \frac{d}{e}, \quad (2.76)$$

et

$$\epsilon = \left(1 + 0,6 \frac{e}{d} \right) e^{-\frac{\frac{v^*}{fe} - 0,18 \frac{d}{e}}{1,8 + \frac{d}{e}}} - 0,6 \frac{e}{d} \text{ si } \frac{v^*}{fe} > 0,18 \frac{d}{e}. \quad (2.77)$$

Narayana [71] utilise un montage expérimental original (voir le chapitre suivant) pour mesurer l'impédance de plaques perforées ($1 < e < 3$ mm, $1,75 < d < 7$ mm, $3 < \sigma < 10$ %), de 300 à 3000 Hz, à de basses amplitudes de pression (de 60 à 95 dB), pour des nombres de Mach inférieurs à 0,2. Il déduit deux formules empiriques, où la résistance dépend linéairement du nombre de Mach et la réactance est indépendante de l'écoulement :

$$r = \frac{7,337 \cdot 10^{-3}}{\sigma} (1 + 72,23M_0), \quad (2.78)$$

et :

$$\chi = \frac{2,2245 \cdot 10^{-5}}{\sigma} f (1 + 51e) (1 + 204d). \quad (2.79)$$

Effets cumulés de fréquence, vitesse acoustique et écoulement : modèle inspiré de la mécanique des fluides

Hersh et coll. [41] ont développé un modèle semi-empirique de l'impédance de plaques perforées. Ils se basent sur une équation non-linéaire du mouvement dans les orifices, qu'ils résolvent numériquement, et ajustent le modèle à leurs résultats expérimentaux. Leur modèle est confirmé par l'étude de Innes et al. [46], qui réalisent un développement asymptotique de l'équation de Hersh et al. Les zones de validité du modèle sont $\frac{e}{d} > 1$, $V_0 < 80$ m/s. Le modèle mène aux conclusions suivantes : pour de hautes vitesses d'écoulement, la résistance est proportionnelle à la vitesse et ne dépend pas de la vitesse acoustique, et la réactance tend vers zéro quand la vitesse d'écoulement augmente.

Un paramètre important du modèle est le coefficient de décharge dans les orifices, défini par :

$$C_D = \frac{v_o}{v_{vc}}, \quad (2.80)$$

où v_o est la vitesse acoustique dans l'orifice, et v_{vc} est la vitesse du fluide dans la zone contractée de l'écoulement au passage des orifices. Il propose la formule empirique suivante pour C_D :

$$C_D = \frac{(1,19 + 0,11\delta/d)\eta - 1,5\eta^2 + 16,5(1 + 2/9e/d)\eta^4}{1 + 30\eta^4}, \quad (2.81)$$

avec $\eta = \sqrt{\frac{P_i}{\rho_0 V_0^2}}$, où P_i est l'amplitude de la pression incidente, et où δ est l'épaisseur de couche limite.

La résistance est :

$$r = \frac{1}{1,57\sigma C_D} \sqrt{\frac{P_i}{\rho_0 c_0^2}}, \quad (2.82)$$

et la réactance du traitement complet (plaque + cavité) est :

$$\chi_t = \frac{0,14}{\sigma\sqrt{C_D}} \frac{\omega}{c_0} [2,07 - 0,43 \ln E - \alpha (3,7 - 2,63E^{1/3})], \quad (2.83)$$

où $E = \sqrt{\frac{C_D \rho_0 (\omega d)^2}{8P_i}}$ et $\alpha = 2,2 (\frac{e}{d} + 0,85)$.

La réactance de la plaque seule est donc donnée par :

$$\chi = \chi_t + \cot(kL), \quad (2.84)$$

où L est la profondeur de la cavité placée derrière la couche.

On peut remarquer que l'expression (2.83) de la réactance totale ne dépend pas de la profondeur L de la cavité ; il paraît donc très difficile d'appliquer cette formule à d'autres traitements que ceux utilisés par Hersh et coll.

On appliquera donc uniquement l'expression (2.82) pour la résistance.

Effets cumulés de fréquence, vitesse acoustique et écoulement : valeurs limites et formule empirique

Kooi al. [56] ont mené une étude expérimentale sur des traitements comportant des cavités ($L = 16$ mm) et des plaques perforées de porosité comprise entre 3 et 17 %, avec des orifices d'épaisseur $1 < e < 2$ mm et de diamètre $0,9 < d < 1,26$ mm. La fréquence du signal s'étend de 1250 à 5000 Hz, les nombres de Mach testés sont égaux à 0,15, 0,30 et 0,45, et les amplitudes sonores varient entre 130 et 140 dB. Le profil des vitesses est également mesuré. Un système permet d'aspirer ou souffler de l'air à la paroi pour étudier l'influence de la couche limite sur l'impédance. Les mesures montrent que la résistance diminue lorsque l'épaisseur de la couche limite augmente. Les auteurs proposent des formules d'impédance en fonction de la vitesse de friction v^* , et arrivent aux conclusions suivantes :

- la résistance est indépendante de la vitesse acoustique tant que $\frac{v_0}{v^*} < 4$;
- pour des orifices tels que $0,1 < \frac{e}{d} < 1,6$, lorsque $\frac{v^*}{fd} > 0,2$ et $\frac{v_0}{v^*} < 4$, la résistance a pour expression :

$$r = \frac{\sqrt{8\nu\omega}}{\sigma c_0} \frac{e}{d} + \frac{5 - \frac{e}{d}}{4\sigma c_0} (9,9v^* - 3,2fd), \quad (2.85)$$

et la réactance a pour expression, tant que $0,2 \leq \frac{v^*}{fe} \leq 3,5$:

$$\chi = \frac{\omega}{\sigma c_0} \left[e + \epsilon \frac{8d}{3\pi} (1 - 0,7\sqrt{\sigma}) + \left(1 + \frac{e}{d}\right) \sqrt{\frac{8\nu}{\omega}} \right], \quad (2.86)$$

avec

$$\epsilon = 0,92 - 0,75 \frac{v^*}{fe} + 0,11 \left(\frac{v^*}{fe} \right)^2; \quad (2.87)$$

- lorsque $\frac{v^*}{fd} < 0,2$ et/ou $\frac{v_0}{v^*} > 4$, l'impédance peut être calculée à partir des relations sans écoulement d'air.

Application des formules à une plaque perforée particulière

Il est intéressant de comparer les différents modèles présentés ci-dessus. On choisit pour plaque perforée "test" la plaque perforée que nous utiliserons par la suite dans notre système expérimental ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %).

Les modèles concernant un orifice sont ramenés à la plaque perforée en divisant les valeurs d'impédance par σ .

Les résultats sont présentés sur les figures (2.13) et (2.14), à une fréquence $f = 3150$ Hz, et pour une vitesse acoustique incidente très basse ($v = 10^{-6}$ m/s) afin de s'affranchir des effets non linéaires. La plupart des modèles sont valides jusqu'à des vitesses d'écoulement de l'ordre de 80 m/s, on les a extrapolés jusqu'à 170 m/s environ (nombre de Mach = 0,5), qui est un bon ordre de grandeur des vitesses d'écoulement rencontrées dans la nacelle.

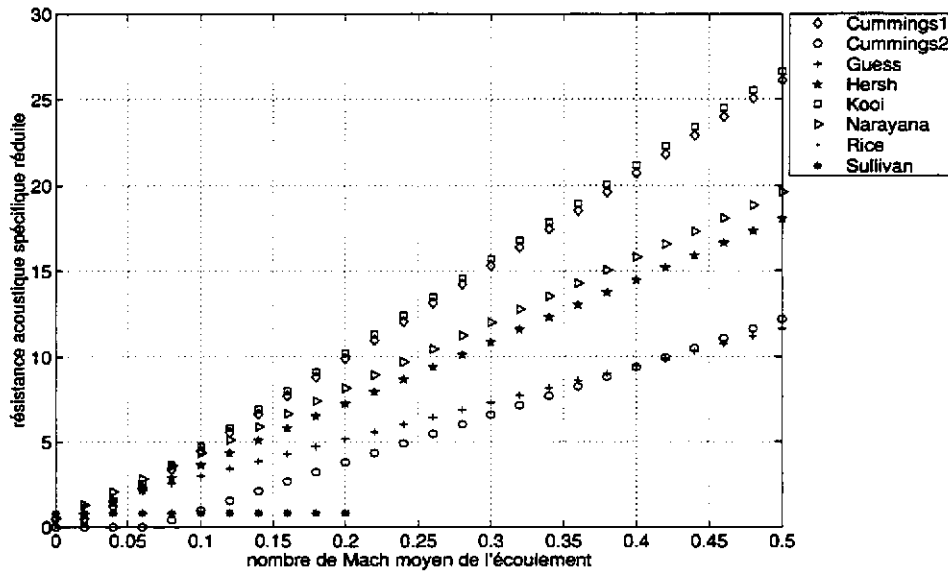


FIG. 2.13: Résistance r calculée d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %) en fonction du nombre de Mach moyen d'un écoulement d'air tangentiel, à très basse vitesse acoustique ; $f = 3150$ Hz, $v = 10^{-6}$ m/s ; Cummings1 : expression (2.39), Cummings2 : expression (2.74), Guess : expression (2.69), Hersh : expression (2.82), Kooi : expression (2.85), Narayana : expression (2.78), Rice : expression (2.36), Sullivan : expression (2.73)

Certains modèles donnent l'impédance en fonction de la vitesse de friction ; celle-ci est calculée en fonction de la vitesse de l'écoulement à partir des résultats obtenus dans notre étude expérimentale (voir le chapitre (4)).

La figure (2.13) compare les différents modèles de résistance en fonction du nombre de Mach de l'écoulement tangentiel. Les deux modèles donnés par Cummings sont sensiblement différents ; cette différence peut s'expliquer par le fait que les orifices testés dans le second modèle ont une épaisseur deux fois plus importante que ceux testés dans le premier modèle. Les modèles de Cummings concernant un orifice et de Kooi et coll. sont en bon accord, leurs méthodes expérimentales étant similaires, ainsi que les dimensions des orifices testés. Le modèle de Hersh se rapproche du modèle très simple de Rice, leurs calculs étant basés sur les mêmes hypothèses. A fort nombre de Mach, les modèles de Guess et de Cummings concernant une plaque perforée se rapprochent. Le modèle de Sullivan donne une résistance proportionnelle à la vitesse acoustique, qui est très faible dans notre cas ; la résistance ne varie donc pas avec le nombre de Mach.

La figure (2.14) montre les modèles de réactance en présence d'écoulement qui nous ont permis d'obtenir des valeurs acceptables physiquement. On peut observer que la valeur limite de Bell s'accorde avec le modèle de Guess à de forts nombres de Mach, et que les modèles de Cummings (concernant un orifice) et Kooi donnent des résultats comparables jusqu'à $M_0 = 0,2$.

Au vu de ces comparaisons, il apparaît que le type de méthode de mesure¹, les domaines d'expérimentation ainsi que le type de couches testées influencent très sensiblement les résultats (formules empiriques ou semi-empiriques) obtenus par les auteurs. Pour des couches et des montages expérimentaux similaires (par exemple, Kooi [56] et Cummings [25] utilisent la méthode des deux microphones), les résultats sont en assez bon accord. La méthode de mesure de l'impédance utilisée par Narayana [71] est basée sur la technique du tube de Kundt; les formules déduites donnent des valeurs différentes. Dans le cas de modèles semi-empiriques, basés sur des hypothèses de calcul et obtenus pour des géométries particulières (telles que celles de Hersh [39], où les cavités sont des résonateurs de Helmholtz et non des résonateurs quart d'onde), les résultats sont encore différents.

Enfin, la plupart des études se limitent à de "faibles" nombres de Mach ($M_0 < 0,2$) peu représentatifs des conditions réelles d'utilisation des traitements dans les nacelles.

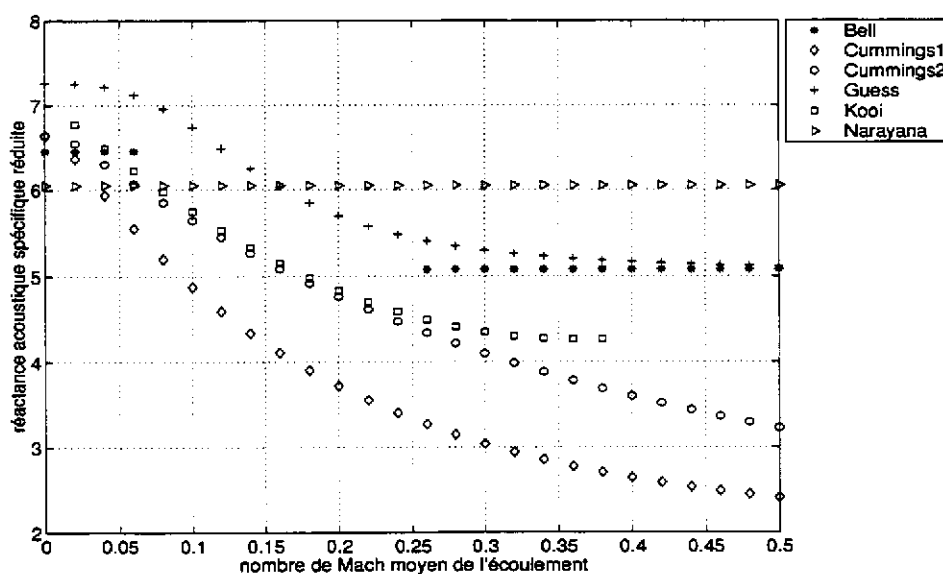


FIG. 2.14: Réactance χ d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %) en fonction du nombre de Mach moyen d'un écoulement d'air tangentiel, à très basse vitesse acoustique; $f = 3150$ Hz, $v = 10^{-6}$ m/s: Bell: expression (2.71), Cummings1: expression (2.41), Cummings2: expression (2.75), Guess: expression (2.70), Kooi: expression (2.86), Narayana: expression (2.79)

La figure (2.15) représente la résistance en fonction du nombre de Mach de l'écoulement rasant, pour différents niveaux de pression (modèle de Hersh, expression (2.82)). À basses vitesses d'écoulement, la vitesse d'écoulement a peu d'influence et la résistance ne dépend que de l'amplitude de la pression (ou de la vitesse) acoustique; lorsque le nombre de Mach augmente, la vitesse acoustique n'a plus d'influence sur la résistance, et la résistance croît linéairement avec la vitesse d'air.

L'analyse dimensionnelle de Goldman concernant un orifice prédit que les effets non linéaires apparaissent à une vitesse de friction telle que $\frac{v_0}{c} > 3$, où v_0 est la

1. les méthodes de mesure de l'impédance en présence d'écoulement sont décrites au chapitre (3).

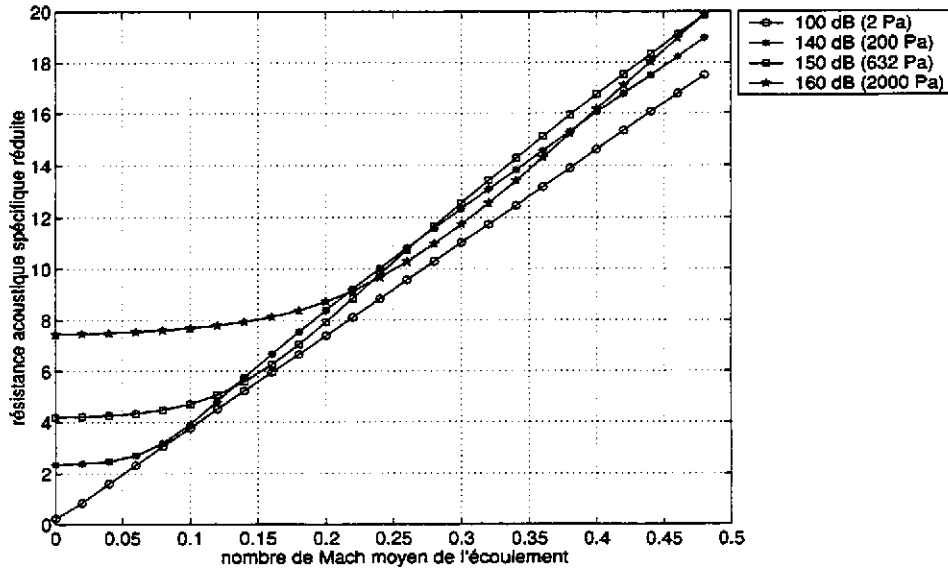


FIG. 2.15: Résistance r calculée d'une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %) en fonction du nombre de Mach moyen d'un écoulement d'air tangentiel, pour différentes amplitudes de pression sonore incidente ; $f = 3150$ Hz

vitesse dans un orifice, soit dans notre cas, pour des nombres de Mach tels que $M_0 < \frac{v}{90\sigma}$, où $\sigma = 1,39$ % est la porosité de la plaque. La droite $\frac{v}{90\sigma}$ est tracée sur la figure (2.16), et sépare deux domaines (effets d'écoulement et effets non linéaires).

Dans la région linéaire, où les effets d'écoulement dominent, Goldman suggère que la résistance peut diminuer avec la vitesse de friction, et la réactance augmenter, lorsque $\frac{v^*d}{\nu} < 250$, soit dans notre cas ($d = 0,68$ mm) pour des nombres de Mach inférieurs à 0,18 environ.

On peut comparer ces valeurs limites avec le modèle de Hersh (expression (2.82)). Ce modèle donne la résistance en fonction de la pression acoustique incidente $|p|$; on calcule la vitesse par $|v| = \frac{|p|}{\rho_0 c_0 |z_t|}$. Les valeurs de résistance obtenues sont tracées sur la figure (2.17). Les lignes verticales correspondent à la limite de la vitesse acoustique séparant les domaines linéaire (effets d'écoulement dominants) et non linéaire, pour chaque valeur du nombre de Mach, selon la valeur limite donnée par Goldman. On voit que le critère de Goldman s'applique assez bien au modèle de Hersh. Il apparaît que les effets non linéaires apparaissent d'autant plus "vite" que le nombre de Mach est faible. Cette proposition est reprise dans les travaux de Zandbergen [109].

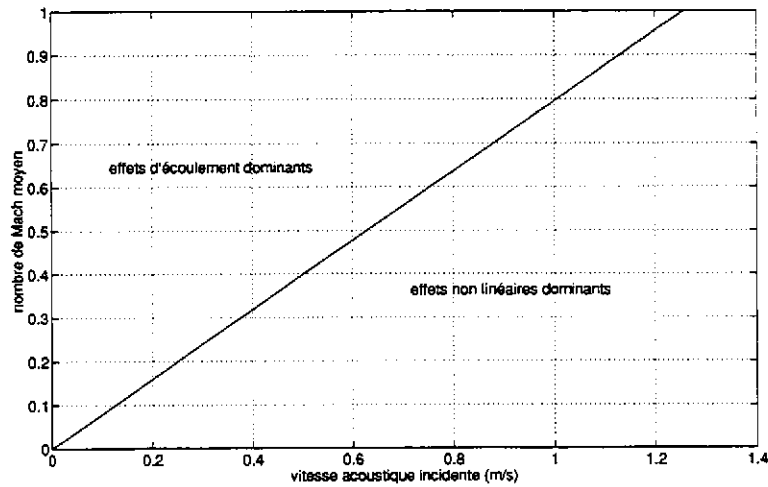


FIG. 2.16: Limites du nombre de Mach moyen, pour lequel apparaissent les effets non linéaires, en fonction de la vitesse acoustique incidente, pour une plaque de porosité $\sigma = 1,39 \%$, selon le critère de Goldman [34]

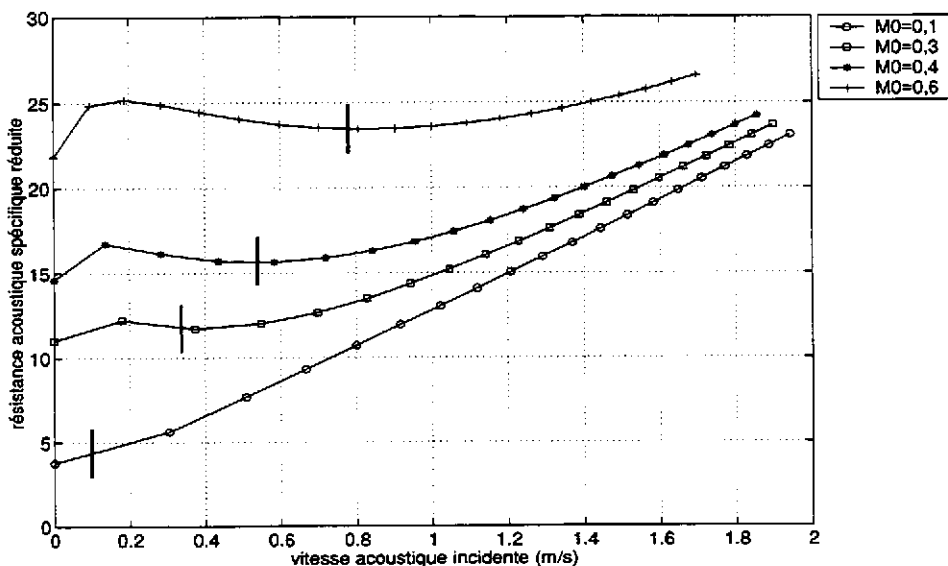


FIG. 2.17: Résistance r calculée d'une plaque perforée ($e = 1,02 \text{ mm}$, $d = 0,68 \text{ mm}$, $\sigma = 1,39 \%$) en fonction de la vitesse acoustique incidente, pour différents nombres de Mach moyen; $f = 3150 \text{ Hz}$; les lignes verticales correspondent aux valeurs limites de Goldman, séparant les effets d'écoulement et les effets non linéaires

2.4 Impédance d'une plaque perforée collée à un tissu métallique

Le cas d'une couche résistive composée d'une plaque perforée collée à un tissu métallique (où le tissu est placé côté écoulement) a été assez peu étudié. Ce type de matériau est pourtant largement utilisé dans les nacelles. On ne dispose que des travaux de Hersh et coll. [38] et Rice [89], qui sont encore aujourd'hui cités dans la littérature [57]. Les études expérimentales montrent que l'impédance de ces couches est peu sensible à la vitesse acoustique et très peu sensible à l'écoulement d'air; c'est pourquoi ils sont qualifiés de matériaux *linéaires*. Les paragraphes qui suivent résument les travaux effectués sur ces matériaux; les seules formules dont nous disposons donnent la résistance en fonction de la vitesse acoustique incidente, et la réactance en fonction de la fréquence de l'onde.

2.4.1 Porosité équivalente d'un tissu métallique

La caractérisation géométrique d'un tissu métallique est complexe: contrairement au cas des plaques perforées, il est difficile de définir une porosité. Rice [89] propose une "porosité équivalente" σ_w du tissu, définie à partir de la géométrie du tissage et d'un ajustement empirique:

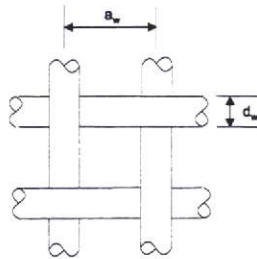


FIG. 2.18: Géométrie des fibres d'un tissu métallique (vue de dessus)

$$\sigma_w = [0,95 + 0,37d_w] \left[1 - \frac{d_w}{a_w} \right] \left[\sqrt{1 + \left(\frac{d_w}{a_w} \right)^2} - \frac{d_w}{a_w} \right], \quad (2.88)$$

où d_w est le diamètre des fibres du tissu (en mètres), et a_w la distance entre les fibres (figure (2.18)).

Le résultat de la formule (2.88) est tracé sur la figure (2.19), avec en abscisses le rapport d_w/a_w . On a négligé le terme $0,37d_w$, qui est très inférieur à 0,95 pour les tissus considérés ici. Le graphe montre comme attendu que la porosité du tissu diminue lorsque les fibres sont très proches les unes des autres (au maximum, $d_w = a_w$).

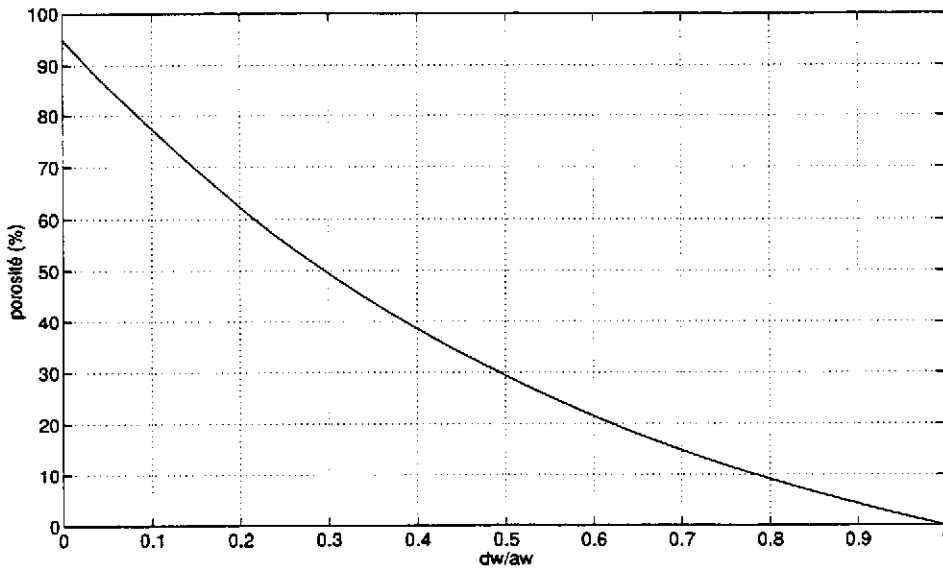


FIG. 2.19: Porosité σ_w d'un tissu métallique, en fonction du rapport entre le diamètre des fibres et la distance qui les sépare (d_w/a_w)

2.4.2 Impédance d'un tissu métallique

Rice [89] a développé un modèle de l'impédance de tissus métalliques, à partir des équations de la mécanique des fluides, pour en déduire un modèle de la résistance au passage de l'air du matériau. L'écoulement à travers le matériau est considéré stationnaire, incompressible, non visqueux. Il obtient une expression de la résistance du tissu en fonction de la vitesse incidente sur le matériau :

$$r_{DC}(d_w, \sigma_w, \nu, |v|) = r_{DC}(d_w, \sigma_w, \nu) + \frac{|v|}{2c_0\sigma_w^2} (1 - \sigma_w^2) (1 - \sigma_w), \quad (2.89)$$

où $r_{DC}(d_w, \sigma_w, \nu)$ est la résistance "linéaire" du tissu, obtenue expérimentalement et tenant compte de la viscosité :

$$r_{DC}(d_w, \sigma_w, \nu) = \frac{273\nu}{c_0 d_w} (1 - \sqrt{\sigma_w})^2. \quad (2.90)$$

Ce modèle montre un très bon accord avec les mesures de résistance au passage de l'air effectuées sur les tissus testés par Rice, comportant des fibres de diamètre compris entre 25 et 60 microns, de rapport d_w/a_w égal à environ 0,45, et de porosité de l'ordre de 38 %.

La résistance au passage de l'air des tissus est considérée similaire à la résistance acoustique pour des fréquences telles que $f < 2,5\nu/(\pi d_w^2)$ [38], ce qui mène dans l'air à une fréquence limite de 80000 Hz pour un tissu dont les fibres ont un diamètre $d_w = 12 \cdot 10^{-6}$ m. Par conséquent, la résistance acoustique de ces tissus ne dépend pas de la fréquence dans le spectre qui nous intéresse.

Les résultats expérimentaux de Hersh et coll. [38], effectués sur plusieurs types

de tissus, montrent que la réactance peut être écrite :

$$\chi = \frac{\omega}{\sigma_w c_0} (e_w + 0,52a_w \sqrt{\sigma_w}), \quad (2.91)$$

où e_w est l'épaisseur du tissu. La forme de cette expression est semblable à la réactance de masse des plaques perforées.

Hersh et coll. [38] ont réalisé des mesures de l'impédance de matériaux tissés en présence d'un écoulement d'air jusqu'à 80 m/s; leurs mesures montrent que l'influence de l'écoulement est négligeable.

2.4.3 Impédance d'un tissu métallique collé à une plaque perforée

Les exigences structurales concernant les traitements placés dans la nacelle font que le tissu métallique ne peut pas être utilisé seul; il est généralement collé à une plaque perforée.

Dans ce cas, Rice [89] considère que les effets non linéaires de la résistance au passage de l'air des deux matériaux sont additifs, et propose :

$$r_{DC} = \frac{r_{DC}(d_w, \sigma_w, \nu)}{\sigma} + \frac{|v|}{2c_0 \sigma^2 \sigma_w^2} (1 - \sigma_w^2) (1 - \sigma_w) + \frac{|v|}{2c_0 \sigma^2} (1 - \sigma^2) (1 - \sigma), \quad (2.92)$$

où r_{DC} est donnée par l'expression (2.90), et σ est la porosité de la plaque perforée. Les facteurs des termes non linéaires ont la même forme pour le tissu et la plaque.

Rice suppose que le tissu apporte simplement une correction de longueur à la réactance, et donne :

$$\chi = \frac{\omega}{\sigma c_0} \left(e + \frac{4d}{3\pi} + \frac{e_w + 0,52a_w \sqrt{\sigma_w}}{\sigma_w} \right). \quad (2.93)$$

2.4.4 Exemple

On applique les formules (2.92) et (2.93) à un matériau constitué d'un tissu métallique de fibres de diamètre $d_w = 6,1 \cdot 10^{-5}$ m, d'épaisseur $e_w = 2d_w$, et séparées d'une distance $a_w = 2,1d_w$; sa porosité est donc, d'après l'expression (2.88): $\sigma_w = 31$ %. Le tissu est collé à une plaque perforée de caractéristiques $e = 1$ mm, $d = 2,5$ mm, $\sigma = 18$ %.

La figure (2.20) montre la résistance en fonction de la vitesse acoustique incidente, pour le tissu et la plaque seuls, et pour le tissu collé à la plaque. On voit que dans ce dernier cas, la résistance est très supérieure à la résistance des deux matériaux pris séparément, les effets non linéaires étant plus importants à cause de la présence de la plaque perforée, de porosité plus faible que celle du tissu.

La figure (2.21) présente la réactance en fonction de la fréquence; on voit qu'elle est essentiellement gouvernée par la réactance de la plaque.

Les mesures et modèles concernant ce type de matériau montrent donc que :

- la résistance est indépendante de la fréquence, et augmente linéairement avec la vitesse acoustique, le coefficient de proportionnalité dépendant de la porosité du tissu,

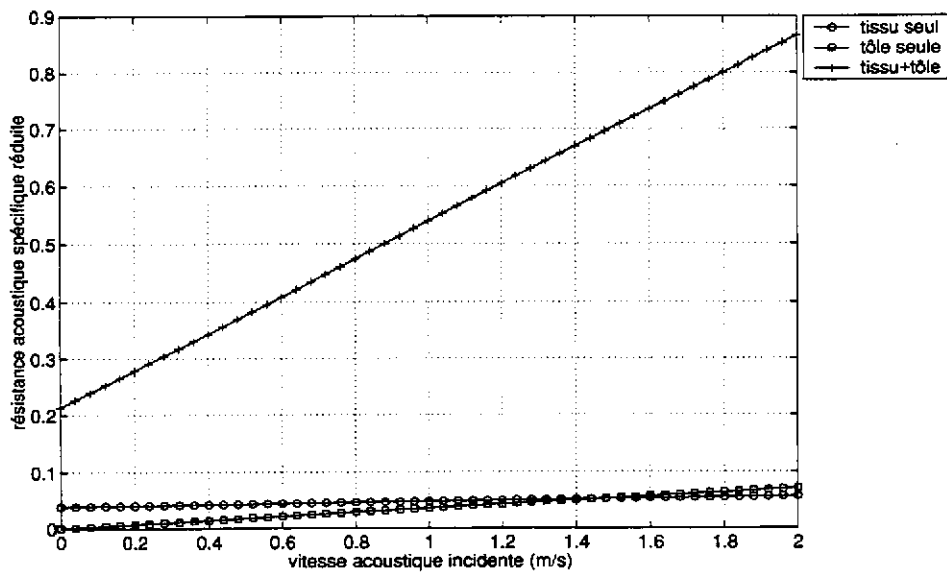


FIG. 2.20: Résistance r calculée d'un tissu métallique ($d_w = 6.10^{-5}$ m, $e_w = 2d_w$, $a_w = 2,1d_w$, $\sigma_w = 31$ %) et d'une plaque perforée ($e = 1$ mm, $d = 2,5$ mm, $\sigma = 18$ %) en fonction de la vitesse acoustique incidente

- en fonction de la fréquence, la réactance a un comportement similaire à la réactance des plaques perforées (elle est essentiellement due au mouvement du fluide dans les mailles du tissu et dans les orifices de la plaque), et ne dépend pas de la vitesse acoustique,
- la résistance et la réactance des tissus testés par Hersh et coll. [38] ne sont pas modifiées par un écoulement d'air tangentiel au tissu.

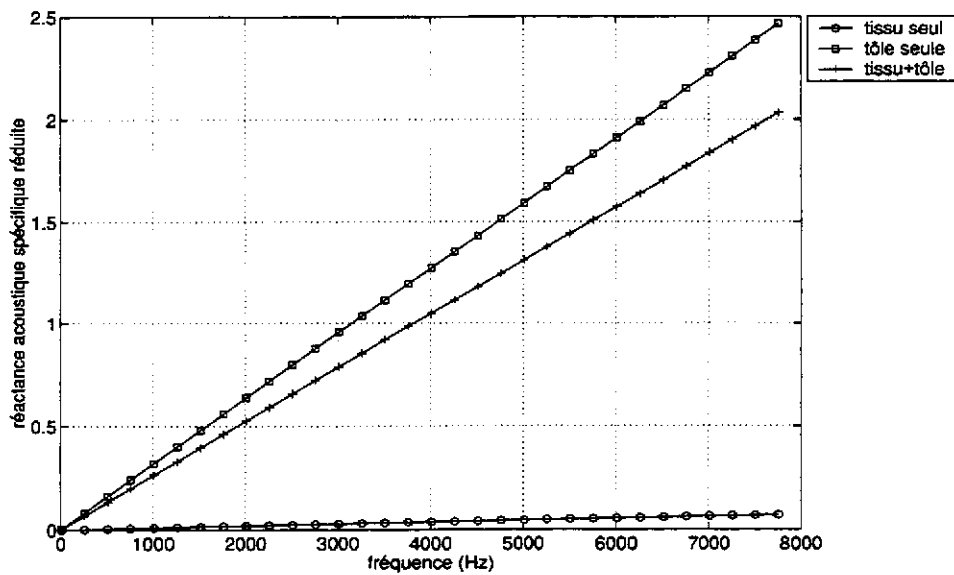


FIG. 2.21: Réactance χ calculée d'un tissu métallique ($d_w = 6.10^{-5} m$, $e_w = 2d_w$, $a_w = 2,1d_w$, $\sigma_w = 31 \%$) et d'une plaque perforée ($e = 1 mm$, $d = 2,5 mm$, $\sigma = 18 \%$) en fonction de la fréquence

2.5 Effet de l'angle d'incidence de l'onde acoustique

Nous consacrons un paragraphe particulier à l'influence de l'angle d'incidence de l'onde acoustique sur l'impédance des couches testées ici. En effet, les modèles linéaires (effet de la fréquence) et non linéaires (effet de la vitesse acoustique) présentés plus haut supposent un angle d'incidence de l'onde normal à la surface du matériau. Par contre, lorsqu'un écoulement est présent, la plupart des formules empiriques sont déduites de mesures où l'incidence de l'onde est *rasante* par rapport à la surface du matériau (c'est également le cas dans notre dispositif expérimental). De plus, dans la nacelle, l'existence de nombreux modes supérieurs font que les ondes propagatives sont en incidence oblique.

Il est donc nécessaire de discuter de cet effet, peu abordé dans la littérature.

Dans le chapitre (1), on a vu qu'on suppose que les matériaux considérés ici sont à *réaction localisée*, ce qui entraîne que l'impédance du traitement complet (couche + cavités cloisonnées) ne dépend pas de l'angle d'incidence de l'onde. Des mesures d'impédance dans un conduit en présence de modes et d'écoulement d'air [94] ont montré effectivement que l'impédance des traitements typiquement utilisés dans les nacelles semble ne pas dépendre de l'angle, pour des vitesses d'air variant de 0 à 30 m/s. En 1994, Kergomard et coll. [53] proposent une modélisation de la propagation des ondes dans des guides d'ondes couplés par des perforations (pour une application à des silencieux). Dans ce cas, ils calculent analytiquement, sans écoulement, l'impédance acoustique d'une perforation, en deux dimensions (perforation sans épaisseur). Ils comparent cette impédance à celle d'un diaphragme dans un conduit. Dans le cas des guides couplés, l'onde est en incidence rasante sur la perforation ; dans le cas du diaphragme, l'onde est en incidence normale. Le calcul de l'impédance montre que, lorsque le diamètre de la perforation est faible par rapport au diamètre du guide, l'impédance est donnée par la même expression dans les deux cas. Cela montre encore que l'angle d'incidence n'a pas un grand effet pour ce type de géométrie.

Dans le cadre des mesures d'impédance en présence d'écoulement d'air, l'onde incidente est le plus souvent rasante à la surface du matériau (voir le chapitre (3)). La plupart des formules empiriques présentées dans ce chapitre sont d'ailleurs obtenues dans cette configuration. Or, dans la cavité, l'onde ne peut se propager que dans la direction normale à la surface de la couche, et la vitesse acoustique est supposée continue de part et d'autre du matériau (ce qui implique par ailleurs que la vitesse de l'écoulement d'air est supposée nulle à la surface de la couche). Ces hypothèses sont généralement admises dans la littérature [26, 36, 55, 56, 38].

Quel que soit l'angle d'incidence, une composante normale de la vitesse existe donc au voisinage de la surface de la couche, des deux côtés ; une impédance, basée sur la vitesse normale, peut donc encore être définie, même en incidence rasante.

On peut cependant supposer que les phénomènes physiques à la surface extérieure de la couche doivent être différents selon que l'onde est en incidence normale ou rasante. En effet, le gradient de pression (dans la direction normale à la surface) près de la couche dépend de l'angle. Il est théoriquement nul si l'onde est en incidence rasante, et maximal si l'onde est en incidence normale.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a voulu donner et comparer les modèles existants de l'impédance des couches utilisées dans les nacelles (plaque perforée, tissu métallique collé à une plaque perforée), en fonction de la fréquence de l'onde, de la vitesse acoustique et des propriétés de l'écoulement d'air. Il est en effet nécessaire de s'appuyer sur des modèles si l'on souhaite valider le système expérimental objet de notre étude.

Il existe de grandes différences entre les modèles donnés par les auteurs, notamment pour les modèles incluant l'influence d'un écoulement d'air tangentiel sur une plaque perforée. En effet, les modèles s'appuyant surtout sur des résultats empiriques, ils sont fonction des conditions expérimentales, ainsi que des caractéristiques géométriques des matériaux testés, et semblent a priori difficilement applicables à d'autres cas de figures. Ils apportent cependant de bons ordres de grandeur. Pour les matériaux tissés, les études sont rares et anciennes.

D'autre part, les formules proposées ne sont valides qu'à de faibles vitesses d'écoulement (la plupart des études se limitent des vitesses d'environ 80 m/s), éloignées des conditions réelles d'utilisation des traitements dans la nacelle, où la vitesse peut atteindre 240 m/s.

Il est donc intéressant de se doter d'un dispositif expérimental permettant d'atteindre de hautes vitesses, et de tester des matériaux aux propriétés peu connues.

Chapitre 3

Revue des méthodes de mesure de l'impédance de matériaux en présence d'un écoulement d'air

3.1 Introduction

La mesure de l'impédance acoustique des traitements utilisés dans les entrées d'air doit déterminer les propriétés acoustiques des matériaux en fonction de la fréquence, de l'excitation acoustique et de l'écoulement d'air tangentiel à la surface du traitement.

On rappelle que l'impédance acoustique (spécifique réduite) de surface d'un matériau est donnée par :

$$z_t(\omega, |v|, M) = \frac{p}{\rho_0 c_0 v}, \quad (3.1)$$

où p est la pression à la surface du matériau et v la composante normale de la vitesse incidente.

Pour connaître z_t il faut donc déterminer p et v .

Il existe plusieurs méthodes de mesure de l'impédance acoustique d'un matériau. On distingue tout d'abord les méthodes *directes*, basées sur la mesure de la pression et sur la déduction de la vitesse acoustique, par des calculs relativement simples :

- méthode du tube de Kundt [49, 71],
- méthode de Chung et Blaser [3, 21, 22, 83],
- méthode des deux microphones [25, 26, 27, 38, 50, 56, 99, 109],

et les méthodes *indirectes*, qui, à partir des quantités telles que le coefficient d'atténuation ou le coefficient de pertes par insertion, permettent de déduire l'impédance au moyen de calculs assez lourds [7, 94, 105].

Les méthodes de mesure d'impédance en incidence oblique [14, 61, 101] permettent d'étudier l'influence de l'angle d'incidence des ondes acoustiques sur l'impédance de matériaux. Elles s'appliquent à l'étude des ondes de surface [101], à l'étude

de matériaux à réaction non localisée comme les matériaux poreux [14]. En l'état actuel, elles ne sont pas applicables à des mesures en présence d'écoulement, et ne sont pas détaillées ici.

Par ailleurs, des études récentes s'intéressent à la mesure directe de la vitesse acoustique, par des méthodes inspirées de la mécanique des fluides [28, 103, 96].

En écoulement continu, la mesure de la résistance au passage de l'air donne des informations sur la partie réelle de l'impédance [57].

Parmi ces méthodes, celles qui sont applicables à des mesures en présence d'écoulement d'air tangentiel à la surface du matériau sont décrites dans les paragraphes qui suivent.

3.2 Méthode du tube de Kundt

3.2.1 Principe

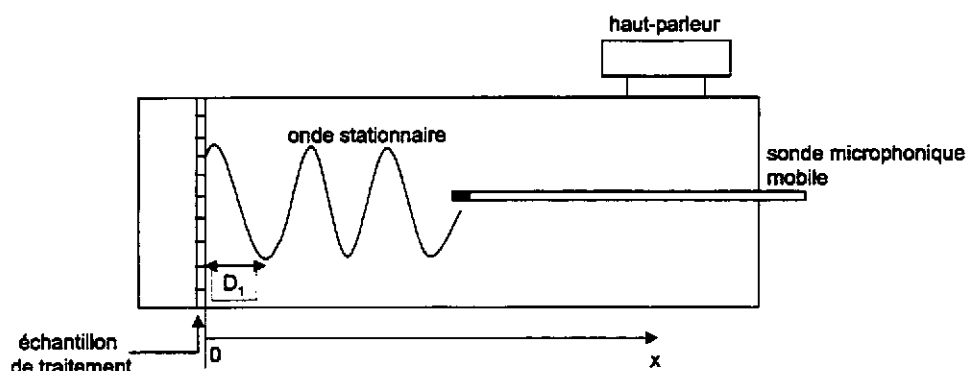


FIG. 3.1: Schéma de principe du tube de Kundt

Cette méthode est sans doute la plus ancienne technique utilisée pour mesurer l'impédance d'un matériau.

Le tube de Kundt est un conduit comportant une extrémité bouchée par le matériau à tester, et une source acoustique de l'autre côté (figure 3.1). Une onde acoustique plane sinusoïdale se propage vers le matériau, où elle est partiellement réfléchi. Une onde stationnaire s'établit donc dans le tube. Une sonde microphonique mobile mesure la pression sonore selon l'axe du conduit.

La pression dans le tube est [69] :

$$p(x) = \left[(A + B)^2 \cos^2 \left(kx + \frac{\phi_{BA}}{2} \right) + (A - B)^2 \sin^2 \left(kx + \frac{\phi_{BA}}{2} \right) \right]^{1/2}, \quad (3.2)$$

où A est l'amplitude de l'onde incidente, B est l'amplitude de l'onde réfléchi, et ϕ_{BA} est la différence de phase entre les deux ondes.

L'impédance de surface acoustique spécifique réduite du matériau est donnée

par :

$$z = \frac{1 + \frac{B}{A} e^{i\phi_{BA}}}{1 - \frac{B}{A} e^{i\phi_{BA}}}. \quad (3.3)$$

Le rapport $\frac{B}{A}$ est déterminé en mesurant le maximum ($A + B$) et le minimum ($A - B$) de l'onde stationnaire. La phase ϕ_{BA} est obtenue par la position du premier nœud de pression à partir de l'échantillon (en $x = D_1$), telle que :

$$kD_1 + \frac{\phi_{BA}}{2} = -\frac{\pi}{2}. \quad (3.4)$$

La procédure est répétée pour chaque fréquence de l'onde. Elle nécessite donc un temps d'expérimentation relativement long.

Des améliorations à la méthode du tube d'impédance existent : sans écoulement, à forts niveaux sonores (jusqu'à 160 dB) [66, 49] et avec un écoulement rasant à l'échantillon [71]. Elles sont décrites dans ce qui suit.

3.2.2 Méthode "multi-points"

Jones et Parrott [49] proposent en 1989 une version améliorée de la technique du tube de Kundt. Ils développent un modèle de la propagation de l'onde dans le tube, incluant l'absorption du son sur les parois du conduit et un écoulement d'air uniforme superposé à la propagation de l'onde. Une sonde microphonique mesure la pression en plusieurs points selon l'axe du conduit ; le coefficient de réflexion à la surface du matériau et son impédance sont calculés par une méthode itérative minimisant l'écart entre la mesure et le modèle. Cette méthode est plus précise que l'application de base du principe du tube de Kundt, pour lequel la pression n'est mesurée qu'en deux points (à un ventre et un nœud de pression).

Ce système donne l'impédance des matériaux avec une bonne précision, mais l'écoulement n'existe pas dans le tube : il est simulé en ajoutant un bruit large-bande au signal sinusoïdal utile. Le tube de Kundt, fermé, ne peut pas permettre tel quel de prendre en compte un écoulement, et les auteurs ne proposent pas de mise en œuvre de leur méthode en présence d'un flux d'air.

3.2.3 Mesure en présence d'un écoulement tangentiel

En 1986, Narayana [71] développe une adaptation de la méthode du tube de Kundt à la mesure en présence d'un écoulement. Le schéma du système expérimental est présenté figure (3.2).

Le matériau à tester est placé rasant à un conduit avec écoulement. Un tube de Kundt, comportant la source sonore et le capteur, est placé derrière l'échantillon. La pression acoustique est mesurée avec une sonde microphonique mobile. L'impédance, déterminée selon la méthode de tube de Kundt, est donc la somme de l'impédance du matériau et de l'impédance équivalente du conduit sur lequel débouche le tube. Cette dernière est mesurée en ne plaçant aucun échantillon en bout de tube, pour différents nombres de Mach ; la valeur ainsi obtenue est soustraite aux mesures faites en présence du matériau, pour obtenir la valeur de l'impédance du matériau seul.

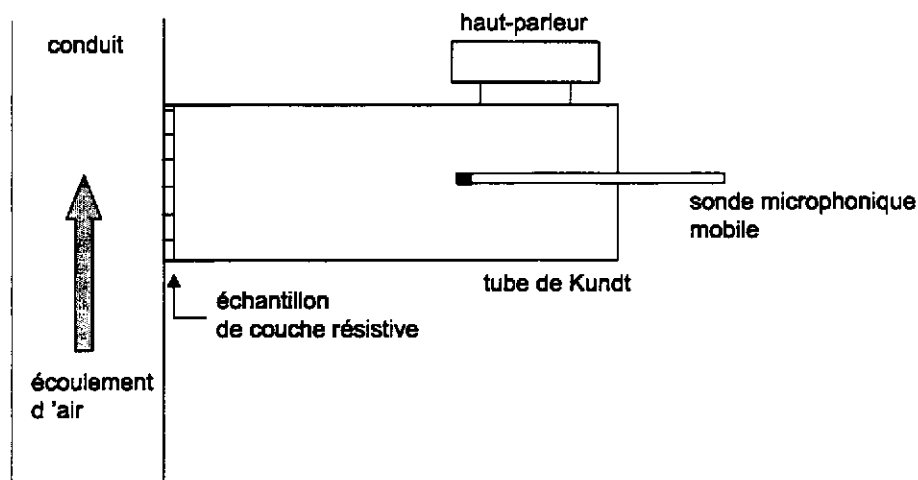


FIG. 3.2: Principe du tube de Kundt en présence d'écoulement tangentiel au matériau [71]

Cette méthode présente l'avantage qu'aucune mesure n'est faite dans l'écoulement, évitant ainsi les problèmes liés aux mesures de pression acoustique dans un écoulement (le signal acoustique pouvant alors être fortement bruité). Une hypothèse forte est liée à la détermination de l'impédance équivalente du conduit, *sans matériau*, soustraite ensuite à la mesure en présence du matériau. Cela suppose que l'écoulement est identique avec et sans matériau placé en bout de tube ; or, sans matériau, le tube est ouvert sur le conduit : la forme de l'écoulement est donc modifiée, et on peut supposer que l'impédance équivalente n'a pas la même valeur avec et sans matériau.

3.3 Méthode de Chung et Blaser

3.3.1 Principe

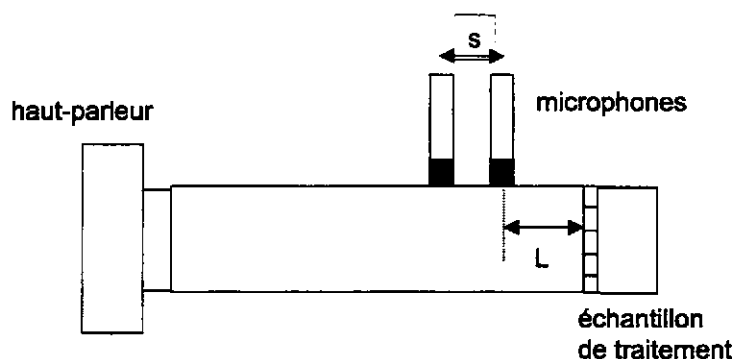


FIG. 3.3: Schéma de principe du tube de Chung et Blaser [22]

La méthode de Chung et Blaser [22, 23] permet de déterminer le coefficient de réflexion en chaque point d'un tube par la mesure de la fonction de transfert H_{12} entre deux microphones placés affleurants en paroi du tube, séparés d'une distance s :

$$H_{12} = \frac{p_1^* p_2}{|p_1|^2}, \quad (3.5)$$

où p_1 et p_2 sont les pressions acoustiques mesurées par les microphone 1 et 2 respectivement, et p_1^* est le complexe conjugué de p_1 .

Le matériau est placé en bout de tube, et la source acoustique est placée à l'extrémité opposée (figure 3.3). L'onde acoustique est plane, en incidence normale sur la surface du matériau. Le signal peut être à large bande. Le coefficient de réflexion au niveau du matériau, placé à une distance L du microphone 1, est donné par :

$$R(x = L) = \frac{H_{12} - e^{jks}}{e^{-jks} - H_{12}} e^{2jkL}, \quad (3.6)$$

et on déduit l'impédance acoustique spécifique réduite par :

$$z = \frac{1 + R}{1 - R}. \quad (3.7)$$

Cette méthode est plus rapide que la méthode du tube de Kundt, puisqu'un signal à large bande peut être appliqué. Cependant, l'utilisation d'un tel signal ne permet pas d'atteindre de forts niveaux sonores. Par ailleurs, la propagation acoustique entre les microphones doit être connue avec une très grande précision (valeurs de k , s et L).

Le tube de Chung et Blaser est employé au Laboratoire d'Acoustique et Vibrations d'EADS Airbus SA, pour des mesures de l'impédance des traitements complets (couche résistive + nids d'abeilles), sans écoulement [86].

3.3.2 Mesure en présence d'un écoulement tangentiel

A notre connaissance, la technique de Chung et Blaser n'a jamais été appliquée à des mesures en présence d'écoulement rasant au matériau. Il faudrait alors mettre au point un dispositif tel que celui de Narayana (paragraphe 3.2.3), en remplaçant le tube de Kundt par un tube de Chung et Blaser.

3.4 Méthode des deux microphones

La méthode des deux microphones est la technique la plus utilisée pour l'étude de l'influence d'un écoulement rasant sur la valeur de l'impédance des traitements dans les nacelles [25, 26, 27, 38, 50, 56, 99, 109]. Elle est particulièrement adaptée à la mesure de l'impédance des couches minces.

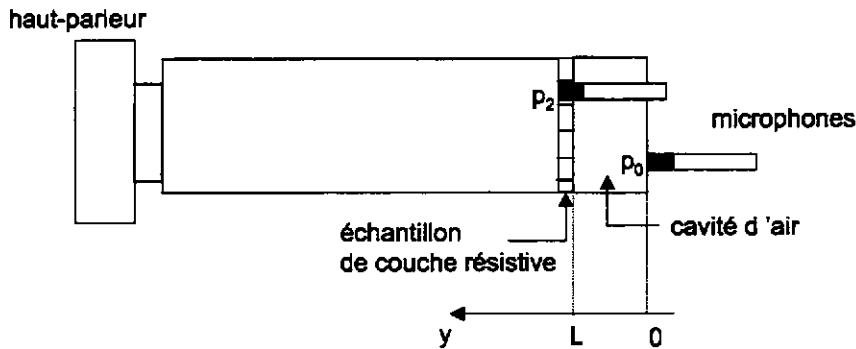


FIG. 3.4: Principe de la méthode des deux microphones [69]

3.4.1 Principe

Le matériau mince (par rapport à la longueur d'onde) à tester est placé sur une cavité aux parois rigides, dont la section est très inférieure à la longueur d'onde (figure 3.4). La mesure peut être effectuée sur des traitements réels (couche+cavités en nids d'abeilles), ou bien en plaçant la couche sur une cavité spécialement conçue pour la mesure.

Le matériau est soumis à une onde acoustique plane monochromatique, en incidence normale par rapport à la surface du matériau.

L'impédance de surface de l'ensemble "couche + cavité" est donnée par (voir paragraphe (2.1)):

$$z_t = \frac{p_2}{\rho_0 c_0 v} = z - j \cot(kL), \quad (3.8)$$

où p_2 est la pression acoustique en un point de la surface du traitement, et $v = \vec{v} \cdot \vec{n}$ est la vitesse acoustique en ce point, où \vec{n} est la normale sortante à la surface.

z est l'impédance de la couche, k est le nombre d'onde, et L est la profondeur de la cavité.

Dans la cavité, la vitesse acoustique s'écrit (expression (2.6)):

$$v_c(y) = j \frac{p_0}{\rho_0 c_0} \sin(ky), \quad (3.9)$$

où p_0 est la pression acoustique au fond de la cavité.

La couche étant d'épaisseur $e \ll \lambda$, la vitesse acoustique est supposée égale de part et d'autre du matériau:

$$v = v_c(L). \quad (3.10)$$

L'impédance de surface de l'ensemble "couche + cavité" est donc:

$$z_t(\omega) = \frac{p_2(\omega)}{\rho_0 c_0 v(\omega)} = -\frac{j}{\sin(kL)} \frac{p_2}{p_0}, \quad (3.11)$$

et l'impédance z de la couche est :

$$z = z_t + j \cot(kL) = -j \frac{1}{\sin(kL)} \frac{p_2}{p_0} + j \cot(kL). \quad (3.12)$$

La mesure de la pression p_2 à la surface du matériau et de la pression p_0 au fond de la cavité permet donc de déduire l'impédance de la couche.

3.4.2 Mesure en présence d'un écoulement tangentiel

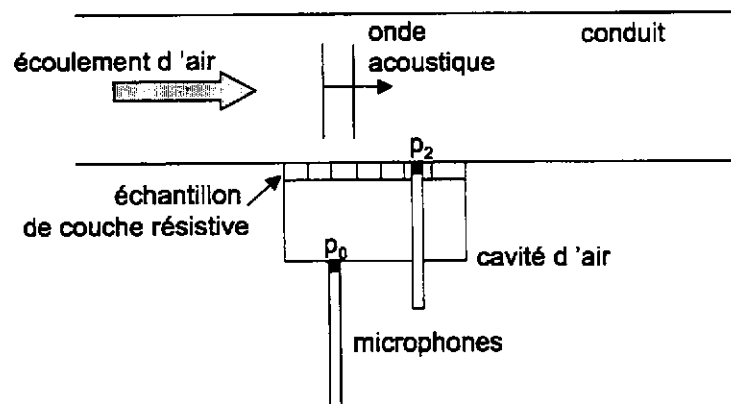


FIG. 3.5: Méthode des deux microphones en présence d'écoulement

L'ensemble "couche+cavité" est placé rasant à un conduit avec écoulement, dans lequel se propage une onde acoustique (figure (3.5)).

L'onde acoustique est alors en incidence rasante par rapport à la surface du matériau. L'hypothèse de réaction localisée du traitement permet de supposer que les résultats seront identiques à ceux qu'on obtiendrait en incidence normale. L'égalité de la vitesse de part et d'autre du matériau est supposée être toujours vérifiée, si on admet que la vitesse de l'écoulement est nulle à la surface du matériau. Par conséquent, les calculs du paragraphe précédent sont supposés valides dans ce cas.

La mesure du rapport $\frac{z_2}{p_0}$ peut être effectuée de différentes façons :

- deux microphones sont utilisés, l'un placé en fond de cavité (mesure de p_0), l'autre à la surface du matériau (mesure de p_2). Les microphones doivent donc être de petites dimensions : le microphone qui traverse le matériau ne doit pas modifier son impédance, et la présence du microphone en fond de cavité ne doit pas modifier l'impédance du fond rigide de la cavité. La mesure de la fonction de transfert entre les deux microphones :

$$H = \frac{p_0^* p_2}{|p_0|^2}, \quad (3.13)$$

permet de déduire l'impédance de la couche par l'expression (4.64). Zandbergen [109] emploie la méthode sur des traitements réels (couche résistive + nid

d'abeille), avec des microphones de type *Kulite* de 2 mm de diamètre. L'utilisation de traitements réels pose le problème d'éventuelles fuites liés au perçage du traitement, et au collage industriel de la couche sur les cavités. Celles-ci sont de plus de faible section (de l'ordre du centimètre), et l'introduction du microphone n'est pas aisée. Il semble donc préférable d'effectuer les mesures avec une cavité spécialement conçue pour l'expérimentation, de diamètre supérieur, comportant des joints pour l'introduction des capteurs, et d'effectuer un collage soigné de la couche sur la cavité.

- le microphone qui mesure la pression à la surface du matériau peut être placé rasant au conduit, "au-dessus" du matériau (figure (3.6)), à une distance du matériau très inférieure à la longueur d'onde. Cette méthode évite le perçage du matériau ; la pression mesurée est supposée être représentative du champ à la surface du matériau [38, 26]. L'impédance est déduite par le même calcul que lorsque le microphone est placé en surface de l'échantillon. Cette méthode suppose donc une uniformité du champ acoustique sur la section du conduit.

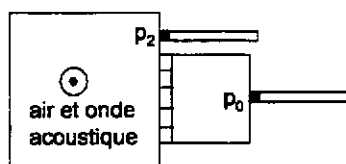


FIG. 3.6: Méthode des deux microphones avec un microphone rasant au conduit (vue en coupe)

La mesure avec deux capteurs distincts présente la difficulté de l'appariement des capteurs : ceux-ci doivent être parfaitement étalonnés l'un par rapport à l'autre.

- une sonde microphonique mobile traverse le matériau et la cavité, mesurant successivement la pression au fond de la cavité et à la surface du matériau [27, 50] (figure (3.7)). La référence de phase peut être prise par exemple par un capteur placé en fond de cavité. La sonde, de faible diamètre (de l'ordre de 1 mm), évite un perçage important du matériau ; de plus, la pression étant mesurée aux deux points par le même capteur, les difficultés liées à l'appariement de deux capteurs différents ne se posent pas.

La sonde est un tube de faible diamètre, comportant des orifices de prise de pression. Une difficulté est son étalonnage en fonction de la fréquence, de l'amplitude sonore et de l'écoulement. Le champ de pression doit être stable dans le temps, puisque la mesure au fond et en surface n'est pas simultanée. Cette mesure est plus riche d'informations que la méthode avec deux microphones fixes, la pression pouvant être mesurée sur toute la section de la cavité et du conduit.

La méthode des deux microphones présente l'avantage d'être "in-situ", la déduction de l'impédance étant quasi directe. Une difficulté est le positionnement du

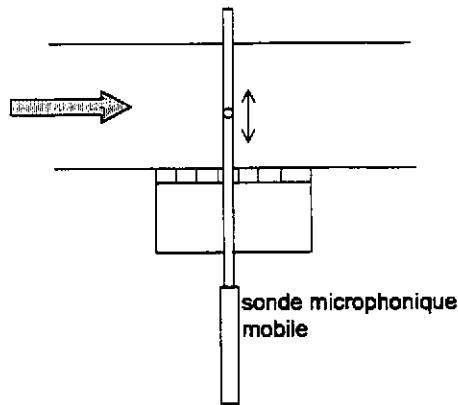


FIG. 3.7: *Méthode des deux microphones avec une sonde microphonique mobile*

capteur (microphone ou sonde) à la surface du matériau. Les effets non linéaires et l'écoulement perturbent le champ, et l'hypothèse de continuité de la vitesse acoustique de part et d'autre du matériau peut être mise en défaut si le capteur est mal positionné [27]. Enfin, cette méthode est dédiée à un type particulier de matériau (couche mince sur des cavités d'air).

3.5 Méthodes indirectes

Les méthodes indirectes sont basées sur la mesure de quantités acoustiques globales telles que l'atténuation ou le coefficient de pertes par insertion. L'impédance du matériau est déduite par calcul, à partir d'une modélisation du champ de pression dans le conduit de mesure.

3.5.1 Méthode du guide d'onde infini

En 1971, Armstrong [7] a proposé une méthode de mesure de l'impédance à partir de la mesure de l'atténuation procurée par un traitement placé en paroi d'un conduit.

Une paroi du conduit est traitée sur 40 cm par le matériau à tester (traitement réel : plaque perforée + nids d'abeilles). L'équation de propagation dans le conduit est écrite en présence d'un écoulement uniforme, et les conditions aux limites sont obtenues par hypothèse de la continuité du déplacement acoustique sur les parois.

Un calcul relativement simple permet d'en déduire l'impédance de la partie traitée en fonction des nombres d'onde transverse et axial et du nombre de Mach. Le nombre d'onde axial est obtenu par la mesure de la longueur d'onde dans le conduit (liée à la partie réelle du nombre d'onde) et de l'atténuation (liée à sa partie imaginaire). Le nombre d'onde transverse est déduit de l'équation de dispersion dans le conduit.

3.5.2 Méthode mise au point actuellement à la NASA

La méthode de mesure d'impédance des traitements actuellement mise au point à la NASA [105] est une sophistication de la méthode du guide d'ondes infini, et fait intervenir des calculs analytiques et numériques.

Une paroi d'un conduit de section carrée est tapissée par un traitement réel, sur une grande longueur (84 cm).

Les valeurs mesurées sont la pression acoustique en paroi en amont et en aval de la partie traitée, ainsi que la pression sur la paroi du conduit opposée au côté traité, en plusieurs points de l'axe du conduit, au moyen d'un microphone mobile. La pression est mesurée en niveau et phase par la fonction de transfert entre le microphone mobile et un microphone de référence placé en amont du traitement.

À partir de l'équation de propagation de l'onde en présence d'un écoulement uniforme sur la section, et des conditions aux limites en paroi (continuité de la vitesse), on obtient une équation dont l'inconnue est l'admittance du matériau. Un maillage de la section permet un calcul par éléments finis afin de déduire la pression sur le côté traité à partir des mesures du côté non traité. Un processus itératif minimise l'erreur entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées. L'admittance est écrite en chaque point de l'axe comme un polynôme dont les coefficients sont déterminés à partir du calcul de la pression sur le côté traité du conduit.

La méthode est actuellement validée par des mesures sur un matériau parfaitement réfléchissant (l'admittance mesurée est nulle, quelle que soit la vitesse de l'écoulement), ainsi que sur des matériaux dont l'impédance dépend très peu de la vitesse de l'écoulement.

Cette méthode peut notamment caractériser des matériaux d'impédance non uniforme selon l'axe puisque l'impédance est déterminée en chaque point. L'hypothèse d'écoulement uniforme, et de continuité de la vitesse en paroi, est cependant une approche approximative.

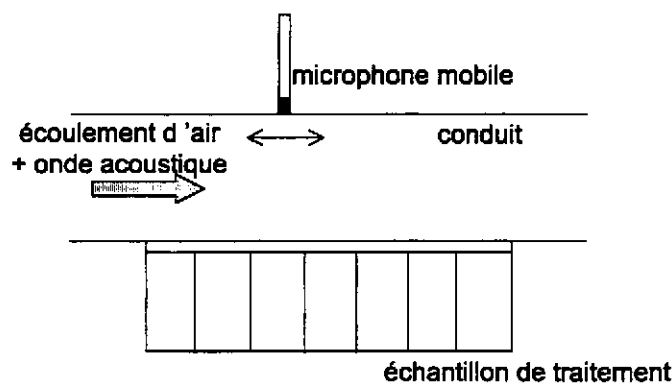


FIG. 3.8: Principe de la mesure effectuée à la NASA [105]

3.5.3 Méthode du "synthétiseur de modes tournants"

En 1981, Saulpic [94] met au point un système de mesure de l'impédance en présence d'écoulement, sous incidence oblique. Un tronçon d'un conduit est tapissée

par un traitement réel. Une combinaison de hauts-parleurs permet de maîtriser la structure spatiale du champ de pression, engendrant ainsi chaque mode acoustique propre du conduit. La vitesse de l'écoulement atteint 30 m/s. Deux microphones mobiles se déplacent selon l'axe du conduit et mesurent la pression de part et d'autre de la partie traitée.

En écrivant l'équation de la propagation de l'onde en présence d'écoulement uniforme et la continuité du déplacement acoustique à la paroi, un calcul numérique permet de déduire l'impédance du traitement, à partir de la mesure de la pression et du nombre d'onde axial.

Les méthodes "indirectes" sont plus complexes à mettre en œuvre que des techniques "in-situ" telles que celle des deux microphones. Elles ne permettent pas d'observer précisément le champ de pression à la surface du matériau. De plus, la déduction de l'impédance est basée sur de nombreuses hypothèses concernant la pression dans le conduit. Des modèles, qui ne sont pas validés, et les mesures sont à notre avis trop fortement liés.

3.6 Méthodes avec capteur de vitesse

La détermination de l'impédance nécessite la connaissance de la pression et de la vitesse acoustiques; au lieu de déduire la vitesse par calcul à partir de la pression, il est possible de la mesurer directement.

Les méthodes de mesure de la vitesse acoustique sont récentes et sont basées sur les techniques de mesure employées en mécanique des fluides. Ces méthodes sont :

- la méthode du *fil chaud* : le capteur est un petit fil conducteur (diamètre de l'ordre de 5 microns, longueur de 1 à 3 mm) chauffé électriquement et exposé à l'écoulement d'air, ou à l'onde acoustique. Le transfert de chaleur depuis le fil vers le fluide environnant permet de déduire la vitesse du fluide; un système électronique transforme le signal de sortie du capteur en un signal électrique utile [8]. Cette méthode a été récemment utilisée pour la mesure de vitesse acoustique, associée à des microphones pour la mesure de la pression pour en déduire l'impédance [28, 60]. Ville et coll. [104] utilisent un fil chaud pour mesurer des vitesses acoustiques en présence d'écoulement d'air (jusqu'à 30 m/s) dans un conduit circulaire; les résultats expérimentaux obtenus restent à valider. Selon le principe du fil chaud, un capteur de vitesse acoustique a été récemment mis au point, appelé "*microflown*" [103]. Une difficulté de la méthode du fil chaud est la calibration du capteur, dont la réponse est non linéaire;
- la méthode de *Vélocimétrie Laser Doppler* : elle consiste à extraire l'information de vitesse d'un fluide à partir du décalage par effet Doppler de la fréquence de la lumière incidente (rayon laser) diffusée par de petites particules en suspension, supposées suivre fidèlement le mouvement de fluide [84]. Cette méthode non intrusive a l'avantage de ne pas perturber le champ mesuré. L'étude de cette technique, encore en cours de validation, dans un guide d'ondes,

montre qu'elle donne des résultats satisfaisants pour des vitesses acoustiques supérieures à 10^{-3} m/s et des fréquences inférieures à 2000 Hz [84].

Les capteurs de vitesse acoustique sont récents et encore en cours de validation. Une extension à des mesures d'impédance en présence d'écoulement serait intéressante pour le futur.

3.7 Mesure de la résistance au passage de l'air

3.7.1 Principe

La résistance au passage de l'air r_{DC} est déterminée en mesurant la chute de pression provoquée par la couche de matériau étudiée lorsqu'elle est soumise à un écoulement d'air de direction perpendiculaire à sa surface (figure (3.9)). Il s'agit donc de la résistance acoustique de la couche à fréquence nulle. L'augmentation de la vitesse de l'écoulement d'air est similaire à une augmentation de la vitesse acoustique dans les orifices ; on peut alors quantifier le comportement non linéaire de la couche.

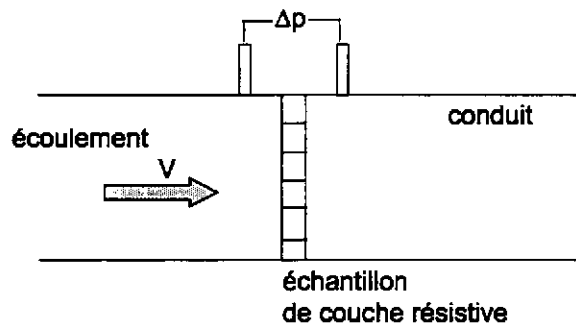


FIG. 3.9: Principe de mesure de la résistance au passage de l'air

La résistance est donnée par :

$$r_{DC} = \frac{\Delta p}{\rho_0 c_0 V}, \quad (3.14)$$

où Δp est la chute de pression au passage du matériau, mesurée par deux capteurs de pression statique placés de part et d'autre du matériau, et V est la vitesse moyenne de l'écoulement d'air incident sur le matériau, déduite du débit massique dans le conduit.

La mesure de la résistance au passage de l'air r_{DC} est plus aisée à mettre en œuvre que les méthodes acoustiques et est largement utilisée [38, 76, 89] ; r_{DC} est un paramètre important pour la spécification des matériaux aux constructeurs. Elle reste limitée car elle donne la résistance à fréquence nulle, et ne donne aucune information sur la réactance du traitement.

3.7.2 Mesure en présence d'un écoulement tangentiel

Il existe un système expérimental donnant la résistance au passage de l'air en présence d'un écoulement rasant à la surface [57]. Le tube de mesure "classique" est branché sur un conduit avec écoulement (figure (3.10)). Le système permet d'atteindre un nombre de Mach de l'écoulement rasant égal à 0,8.

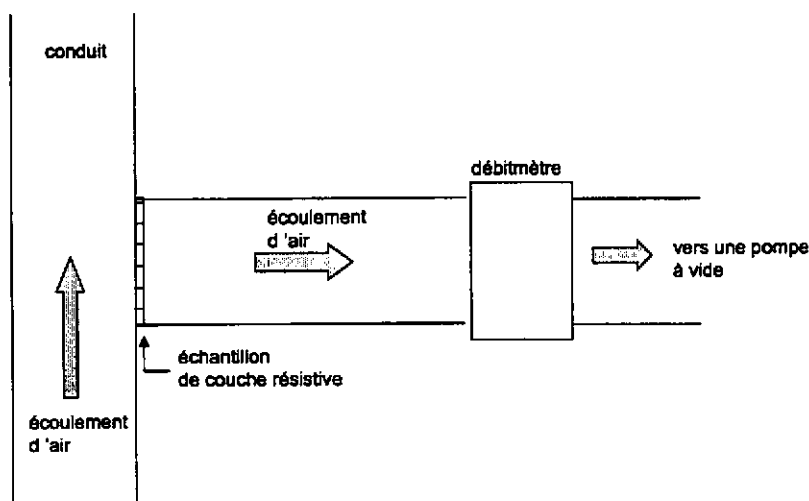


FIG. 3.10: Principe de mesure de la résistance au passage de l'air avec un écoulement d'air tangentiel

En fonction de la vitesse de l'écoulement rasant, la résistance au passage de l'air présente un comportement analogue à celui de la résistance acoustique. Sur des couches de type plaque perforée, les auteurs observent une augmentation de la résistance au passage de l'air en fonction du nombre de Mach, et une faible dépendance de la résistance de couches de type tissu métallique. Il serait intéressant de corréler ces résultats à la résistance acoustique des matériaux.

3.8 Comparaison des différents dispositifs

Les caractéristiques des dispositifs de mesure d'impédance en présence d'écoulement les plus récents sont résumées dans le tableau (3.1).

Toutes ces méthodes donnent des résultats attendus (pour des plaques perforées, augmentation de la résistance avec la vitesse acoustique et la vitesse d'écoulement, et diminution de la réactance).

La méthode du tube de Kundt [71] est intéressante mais la définition et la détermination de l'impédance équivalente du conduit avec écoulement semblent délicates. La méthode employée à la NASA [105] doit être validée pour des matériaux dont l'impédance varie avec le niveau sonore et l'écoulement ; elle nécessite en outre des calculs numériques lourds.

Laboratoire	Institut des Sciences Indien [71]	Université de Hull [55]	Laboratoire de Recherche des Pays-Bas (NLR) [109]	NASA [105]
Méthode	directe (tube de Kundt)	directe (2 microphones)	directe (2 microphones)	indirecte
Types de traitements testés	plaques perforées	orifice, plaques perforées + cavité spéciale	traitements réels (plaques perforées + nid d'abeille)	plaque rigide, céramiques tubulaires
Bande de fréquences	100 → 3000 Hz	70 → 1000 Hz	1000 → 6300 Hz	300 → 3000 Hz
Niveaux sonores maximaux	95 dB	faible	150 dB	155 dB
Nombres de Mach maximaux	0,2	0,2	0,5	0,6
Remarques	forte hypothèse de calcul (impédance "équivalente" du conduit)	pas d'observation des non-linéarités	mesure sur des traitements réels (problèmes de fuites)	calculs lourds ; fortes hypothèses (écoulement uniforme)

TAB. 3.1: Revue des méthodes de mesure de l'impédance avec écoulement d'air

La méthode des deux microphones, employée par Cummings [55], explore de faibles domaines de fréquences et n'est valide qu'à de faibles niveaux sonores. Le champ de pression n'est pas mesuré à la surface du matériau, mais au-dessus de celui-ci, ce qui peut entraîner des erreurs, particulièrement à hautes fréquences. La méthode des deux microphones est également utilisée sur des traitements réels [109], mais la difficulté de positionnement des capteurs et les imperfections du collage de la couche sur les cavités posent des problèmes de fuites.

3.9 Conclusion

Il existe plusieurs méthodes de détermination de l'impédance acoustique des traitements en présence d'un écoulement d'air tangentiel à la surface des matériaux.

Certains auteurs ont déduit de leurs mesures des formules empiriques donnant la dépendance de l'impédance en fonction de la fréquence, de la vitesse acoustique et de la vitesse de l'écoulement. Ces formules sont spécifiques à chaque dispositif expérimental, et aux types de matériaux testés. Elles sont toujours données dans des domaines de vitesses d'écoulement limitées (voir le chapitre (2) sur les propriétés des traitements), et donnent des valeurs d'impédance très sensiblement différentes les unes des autres.

EADS Airbus SA a donc souhaité se doter à son tour d'un système permettant

de connaître l'impédance des traitements utilisés sur ses avions.

Au vu de ce chapitre, la méthode des deux microphones, la plus employée, est relativement simple et rapide à mettre en œuvre. Le calcul de l'impédance par cette méthode ne nécessite pas de calcul lourd (qui impliquerait notamment de fortes hypothèses sur la propagation de l'onde dans l'écoulement d'air).

La méthode des deux microphones a donc été choisie. Le chapitre suivant décrit la mise au point de ce dispositif expérimental.

Chapitre 4

Mise au point du dispositif de mesure d'impédance avec écoulement

4.1 Introduction

Il n'existe pas de modèle théorique complet pour l'impédance acoustique des traitements utilisés dans les nacelles, notamment en présence d'un écoulement d'air tangentiel au matériau. La détermination de l'impédance des traitements doit donc être associée à des études expérimentales, dans des conditions représentatives de l'environnement dans la nacelle (décrit dans le chapitre (1)).

Les conditions expérimentales demandées au système pour mesurer l'impédance sont :

- un signal sonore sinusoïdal dont la fréquence peut varier de 800 à 8000 Hz ;
- un niveau de pression acoustique incidente maximale de l'ordre de 160 dB (2000 Pa) ;
- un écoulement d'air turbulent, tangentiel au matériau, jusqu'à 240 m/s (nombre de Mach = 0,7).

Le laboratoire dispose d'un banc de mesure de l'impédance avec écoulement, inspiré de travaux développés à la SNECMA [50], répondant au mieux à ces conditions. Jusqu'à présent, les difficultés inhérentes à la mise au point de ce banc n'avaient pas permis d'obtenir des résultats expérimentaux fiables. Ce chapitre décrit les travaux effectués au cours de cette étude pour caractériser et modifier ce dispositif expérimental.

La technique de mesure choisie est la *méthode des deux microphones* décrite au paragraphe (3.4). On a vu au chapitre précédent qu'elle constitue une méthode relativement simple à mettre en œuvre, et que la déduction de l'impédance à partir de mesures de pression est quasi directe.

4.2 Description générale du dispositif expérimental

Le schéma général du banc de mesure d'IMPédance avec ÉCoulément (nommé *IMPEC*) est présenté sur la figure (4.1).

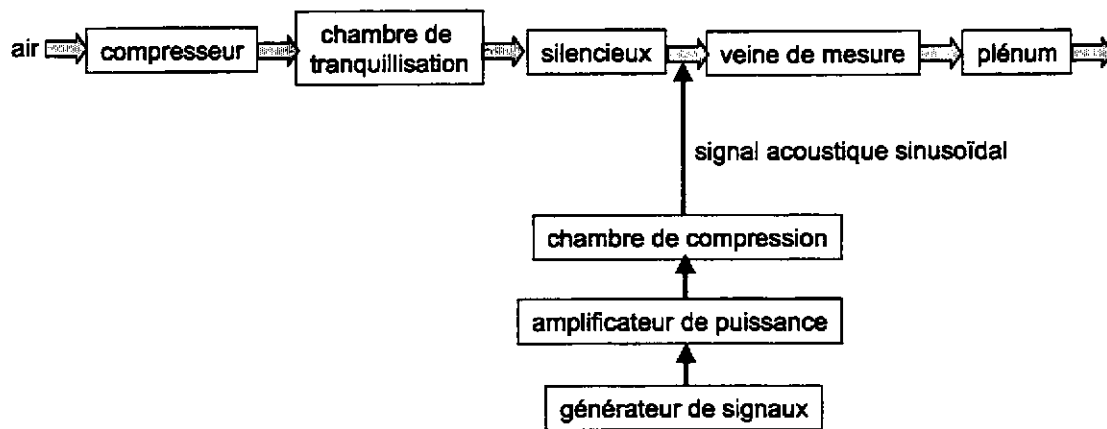


FIG. 4.1: Schéma de principe du banc de mesure d'impédance avec écoulement

Un compresseur (pression maximale 800 hPa) fournit l'écoulement ; il est suivi par une cuve de tranquillisation (volume 3 m³), assurant la stabilisation de la température de l'écoulement et évitant les pulsations d'air provoquées par le compresseur. La chambre est suivie d'un silencieux afin de réduire le bruit du compresseur. Environ 8 mètres de conduit à section circulaire, de diamètre $D = 100$ mm, suivent ce système ; ce conduit comporte un diaphragme mesurant le débit moyen, et débouche dans la veine de mesure, par l'intermédiaire d'un pavillon conique convergent, d'angle au sommet égal à 21°.

La veine de mesure est de section carrée, de côté $a = 24$ mm. Elle a une longueur de 86 cm, et se termine par un pavillon conique divergent, d'angle au sommet 7°¹. Elle est suivie d'un conduit de section circulaire de diamètre $D = 100$ mm et de 1 m de longueur. Ce conduit débouche dans une chambre (appelée *plénum*) contenant de la laine de verre disposée en chicanes, qui diminue le bruit d'écoulement à la sortie de la zone de mesure.

Un haut-parleur (chambre de compression type *JBL 2445J*), placé à 2,50 m environ en amont de la zone de mesure, fournit la pression acoustique. Il est branché sur un amplificateur (type *ALTEC 9444B*) de puissance maximale 200 W. Le signal est fourni par un générateur de signaux inclut dans un analyseur de spectres (système *OROS OR25*).

La veine de mesure est détaillée figure (4.2), ainsi que les coordonnées x adoptées : $x = 0$ correspond à l'entrée dans la veine de section carrée. Un échantillon de couche résistive (carré de côté 24 mm) est placé en $x = 590$ mm. Une cavité d'air aux parois rigides, spécialement conçue pour la mesure, est fixée derrière l'échantillon.

1. les angles au sommet des pavillons, de 7 et 21°, correspondent aux angles optimaux pour limiter la séparation de l'écoulement et les turbulences aux changements de section.

Face à l'emplacement de la cavité, un système de déplacement micrométrique motorisé peut recevoir une sonde microphonique, qui se déplace selon l'axe y , depuis le fond de la cavité vers la section de la veine, en $x = 590$ mm.

Trois microphones rasants (diamètre 6,35 mm, microphones à condensateur de type 1/4" Bruël & Kjaer 4136) sont placés respectivement en $x = 500$ mm, 545 mm et 557 mm.

Les capteurs acoustiques sont branchés sur les voies d'entrée d'un analyseur de spectres (système *OROS OR25*), qui incluent l'alimentation des capteurs.

Des prises pariétales de pression statique sont placées en $x = 390$ mm, 590 mm et 790 mm. Un tube de Pitot (diamètre 3 mm) est placé en $x = 652$ mm (cette coordonnée correspond à la position des prises de pression statique du tube de Pitot).

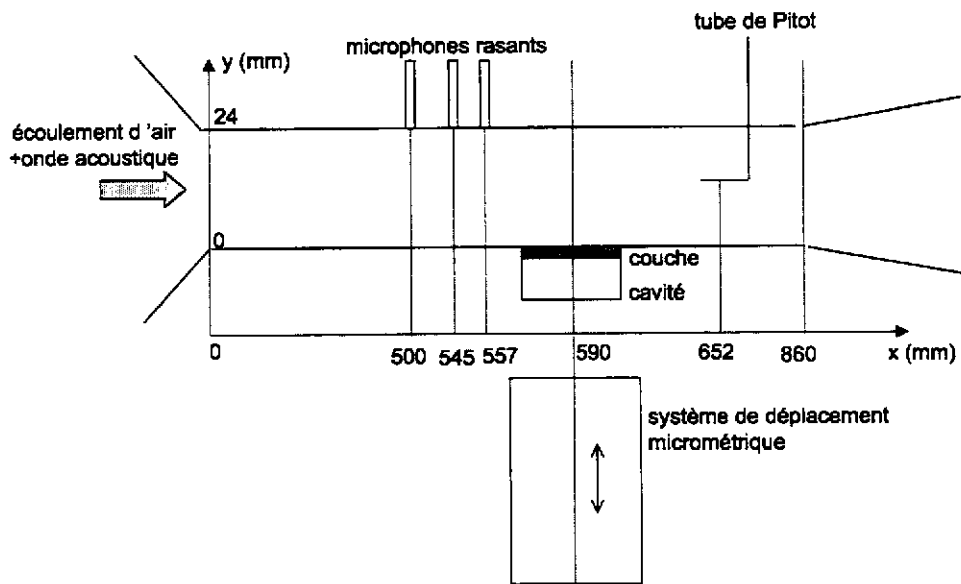


FIG. 4.2: Schéma de la veine de mesure et coordonnées

4.3 Caractéristiques aérodynamiques

Les caractéristiques aérodynamiques du système permettent d'atteindre des vitesses d'air représentatives de l'environnement dans la nacelle (vitesses de l'ordre de 240 m/s); la forte dépendance de l'impédance en fonction de l'écoulement, de la vitesse de friction, de la couche limite de l'écoulement (voir le chapitre (2)) nécessitent de connaître précisément ces caractéristiques.

4.3.1 Propriétés et grandeurs caractéristiques

La veine a une section carrée pour faciliter la mise en place d'un échantillon de matériau; il serait en effet délicat de déformer un échantillon pour l'adapter à un conduit de section circulaire. La forme de l'écoulement dans un conduit de section rectangulaire est plus compliquée que celle dans un conduit circulaire, et présente des écoulements secondaires, qui entraînent des composantes longitudinales de la vorticité, associée à un mouvement tournant dans les coins du conduit. Le vecteur vitesse est surtout axial, ainsi que la direction de la contrainte de cisaillement en paroi; excepté près des coins, la structure de la turbulence est donc très similaire à celle présente dans un conduit circulaire [25].

Le nombre de Reynolds donne une information sur le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement. Il est défini par :

$$R_e = \frac{V_0 a}{\nu}, \quad (4.1)$$

où V_0 est la vitesse moyenne (selon la section de la veine) dans le conduit, a est la longueur du côté de la veine, et ν la viscosité cinématique du fluide. Dans un conduit de section circulaire, la transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent apparaît pour $R_e \approx 2000$; dans un conduit rectangulaire plat, il apparaît pour $R_e \approx 2500$ [78], soit dans notre cas pour $V_0 > 1,5$ m/s. Le régime d'écoulement est donc turbulent pour toutes les vitesses d'air considérées, les mesures avec écoulement débutant pour des vitesses de l'ordre de 15 m/s.

À partir d'un nombre de Mach égal à 0,3, l'écoulement est compressible (voir l'annexe A).

Le régime d'écoulement est dit "établi" si le profil des vitesses ne varie pas selon l'axe x du conduit, et la distance pour atteindre le régime turbulent établi à partir d'un écoulement uniforme est donnée par la formule [78] :

$$L_e = 0,63a R_e^{0,25}, \quad (4.2)$$

qui est valable pour un conduit circulaire, et que nous utilisons ici dans la veine de section carrée pour obtenir un ordre de grandeur.

A 240 m/s, le nombre de Reynolds atteint $3,84 \cdot 10^5$, soit $L_e = 380$ mm. La zone de mesure acoustique est placée à 590 mm de la sortie du pavillon convergent; on peut donc admettre que le régime est établi au niveau de la zone de mesure; la distance L_e peut même être supposée plus petite que celle prévue, car l'écoulement en sortie du convergent est sans doute déjà turbulent.

4.3.2 Méthodes de mesure

Un diaphragme, placé dans le conduit de diamètre 100 mm en amont de la zone de mesure, donne le débit massique D_m (voir l'annexe A). La conservation du débit massique permet de déduire la vitesse moyenne dans la veine :

$$V_0(x) = \frac{D_m}{\rho_0(x)S}, \quad (4.3)$$

où $S = a^2$ est la surface de la section de la veine, $\rho_0(x)$ est la densité du fluide au point x considéré, déterminée à partir des mesures de pression statique pariétale dans la veine.

La veine dispose de cinq prises de pression statique en paroi, qui peuvent être bouchées (notamment afin de ne pas perturber une mesure acoustique). Ces prises sont liées à des capteurs piezo-électriques de différentes dynamiques selon la valeur de la pression mesurée.

Un tube de Pitot est placé au centre du conduit, en $x = 652$ mm. À partir de la mesure de la pression statique et de la pression totale par le tube de Pitot (voir l'annexe (A)), le nombre de Mach au centre est donné par :

$$M_c = \left[\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_t}{p_s} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \right]^{1/2}, \quad (4.4)$$

où p_t est la pression totale, p_s est la pression statique, et γ est le rapport des chaleurs spécifiques de l'air : $\gamma = 1,4$.

La vitesse au centre de la veine est donnée par :

$$V_c = \sqrt{\gamma RT} M_c, \quad (4.5)$$

où T est la température statique mesurée par un thermocouple placé en paroi (en $x = 652$ mm) et $R = \frac{r}{M_m}$, où r est la constante universelle des gaz parfaits ($r = 8,31441 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$) et M_m la masse molaire de l'air ($M_m = 28,966 \text{ kg mol}^{-1}$), soit $R = 287,04 \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{K}^{-1}$.

Le nombre de Mach au centre M_c mesuré par le tube de Pitot sera utilisé dans la suite en tant que nombre de Mach nominal d'une mesure.

Enfin, une sonde de mesure de pression totale a été mise au point pour connaître les profils de vitesse de l'écoulement au niveau de la zone de mesure ($x = 590$ mm). Il s'agit d'un tube, percé en son milieu, sur lequel est soudé perpendiculairement un deuxième tube, dont l'extrémité est coudée et aplatie afin de mesurer la pression au plus près de la paroi (figure (4.3)). Deux prises de pression statique sont placées de part et d'autre de la sonde, sur la paroi de la veine ; on en déduit le nombre de Mach en chaque point y de la section de la veine, selon l'expression (4.4), et la vitesse selon (4.5).

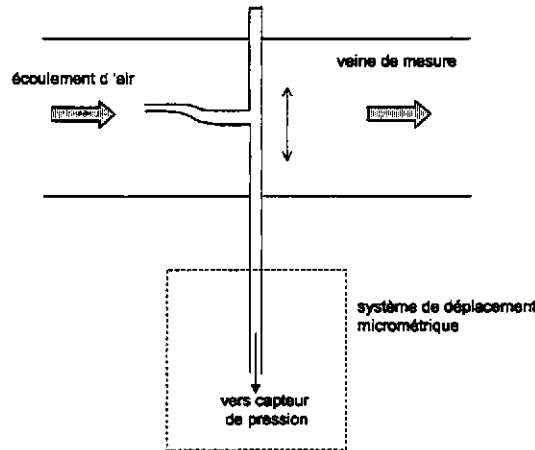


FIG. 4.3: Schéma de la sonde de mesure de pression totale

4.3.3 Résultats

Évolution de la pression dans la veine

Un exemple de la mesure de la pression statique dans la veine est donné sur la figure (4.4), pour un nombre de Mach au centre de la veine $M_c = 0,3$. Dans la veine, le fluide est en dépression par rapport à la pression atmosphérique.

Le lissage des points de mesure par une droite nous permet de connaître la pression statique en tous les points de la veine, avec une assez bonne précision.

La pression statique le long la veine est donc donnée par :

$$p_s(x) = a_1x + a_0, \tag{4.6}$$

où a_0 et a_1 sont des coefficients déterminés à partir du lissage des points de mesure, pour chaque vitesse d'écoulement. La figure (4.5) présente la valeur de la pente a_1 de la pression en fonction du nombre de Mach au centre M_c .

De la mesure de la pression statique, on déduit la température statique pariétale T , la densité du fluide ρ dans la veine, ainsi que la vitesse de friction v^* , selon l'axe x de la veine.

On peut supposer que l'écoulement dans la veine est isentropique (c'est-à-dire adiabatique et réversible), on a alors [87] :

$$\frac{p_s}{\rho_0^\gamma} = \frac{p_s}{T^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} = cte. \tag{4.7}$$

La température est mesurée en un seul point dans la veine (en $x = 652$ mm). On connaît la pression statique partout grâce à la relation (4.6), et donc la température à partir de (4.7).

La densité du fluide est calculée par la relation :

$$\rho_0(x) = \frac{p_s(x)}{RT(x)}, \tag{4.8}$$

où p_s est la pression statique, T est la température statique, et $R = 287,04 \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{K}^{-1}$.

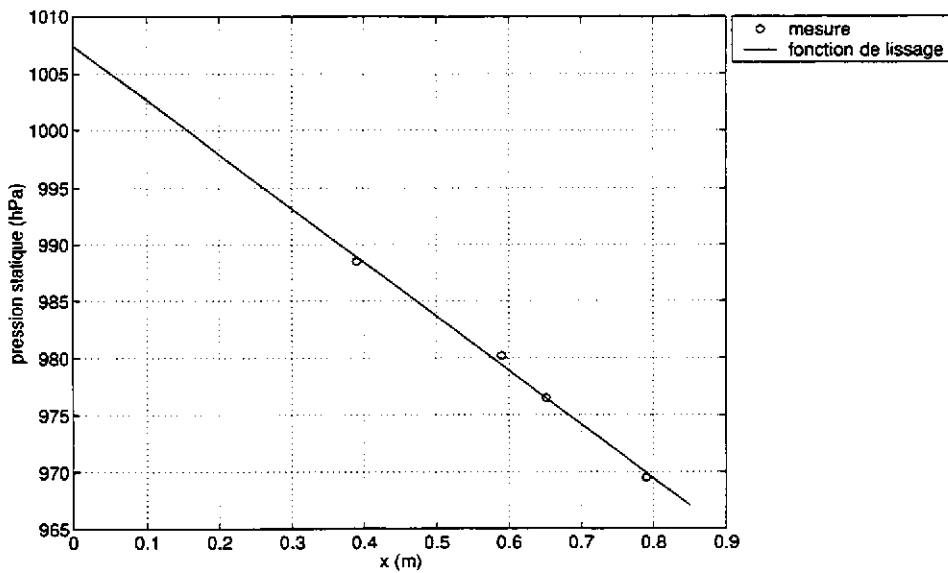


FIG. 4.4: *Pression statique (mesurée et lissée) dans le veine de mesure, pour un nombre de Mach au centre de 0,3; $x = 0$ correspond à l'entrée dans la veine de mesure carrée*

Ainsi, la pression, la température et la densité sont connues en tout point de l'axe x de la veine, en paroi, et notamment au niveau de la zone de mesure ($x = 590$ mm).

Vitesse moyenne dans la veine

La figure (4.6) montre le rapport $\frac{V_0}{V_c}$ de la vitesse moyenne sur la vitesse au centre, mesurée par le tube de Pitot. La vitesse moyenne est déduite du débit moyen donné par la diaphragme et des mesures de pression statique dans la veine, selon l'expression (4.3). Comme attendu pour des écoulements turbulents développés, ce rapport est de l'ordre de 0,8, et augmente avec le nombre de Reynolds.

Corrélation entre les vitesses dans le conduit et dans la veine

Le tube de Pitot est placé à 60 mm en aval de la zone de mesure, où la sonde microphonique (diamètre 1,5 mm) traverse la veine de part en part. L'écoulement autour de la sonde provoque des turbulences et une dépression sur le tube de Pitot ; celui-ci n'est donc plus utilisable lorsque la sonde traverse la veine. Pour connaître la valeur du nombre de Mach au centre lors d'une mesure acoustique, des mesures permettant de déduire une fonction corrélant la vitesse moyenne dans le conduit V_a (donnée par la diaphragme) et la vitesse au centre (donnée par le tube de Pitot) ont été effectuées. Il suffit d'appliquer par la suite cette fonction pour connaître la vitesse au centre. Les mesures et le lissage sont présentés figure (4.7).

La fonction de lissage est :

$$V_c = 17,7V_a \text{ pour } V_a < 5 \text{ m/s}, \quad (4.9)$$

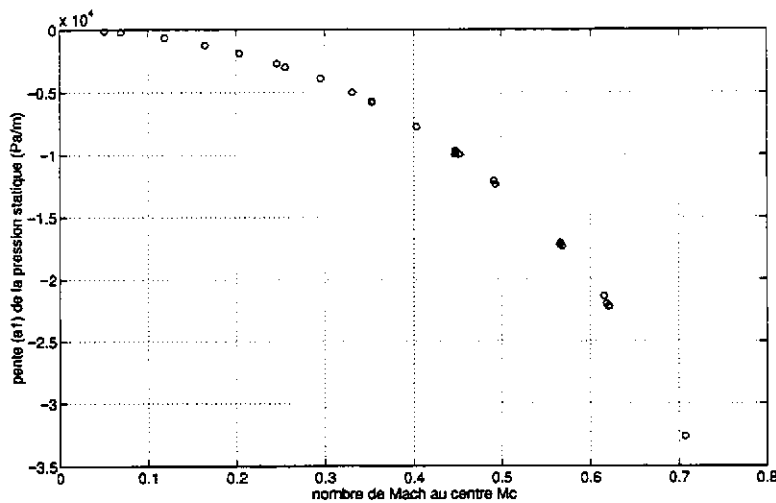


FIG. 4.5: Gradient a_1 de la pression statique dans la veine de mesure

et

$$V_c = 2,09V_a^2 - 3,81V_a + 55,3 \text{ pour } V_a > 5 \text{ m/s.} \quad (4.10)$$

Vitesse de friction

La pression pariétale permet d'accéder à la vitesse de friction v^* , utilisée dans la caractérisation de l'impédance avec écoulement [25, 56].

La vitesse de friction est donnée par (voir l'annexe A) :

$$v^*(x) = \sqrt{\frac{-\frac{a}{2} \frac{dp_s}{dx}}{\rho_0(x)}}, \quad (4.11)$$

soit, d'après la relation (4.6) :

$$v^*(x) = \sqrt{\frac{-\frac{a}{2} a_1}{\rho_0(x)}}. \quad (4.12)$$

La figure (4.8) montre l'évolution de la vitesse de friction v^* le long de la veine ; elle peut être en première approximation considérée constante dans la veine de mesure.

Afin d'obtenir de façon directe la vitesse de friction, on a déduit des mesures une fonction calculant la vitesse de friction en fonction du nombre de Mach au centre mesuré par le tube de Pitot. La figure (4.9) montre la vitesse de friction mesurée, en $x=590 \text{ mm}$ (zone de mesure acoustique), en fonction du nombre de Mach mesuré, et la fonction de lissage obtenue.

Pour des nombres de Mach inférieurs à 0,4, la vitesse de friction croît linéairement ; on obtient à partir de l'ajustement des points de mesure :

$$v^*(M_c) = 22,3M_c \text{ pour } M_c \leq 0,4, \quad (4.13)$$

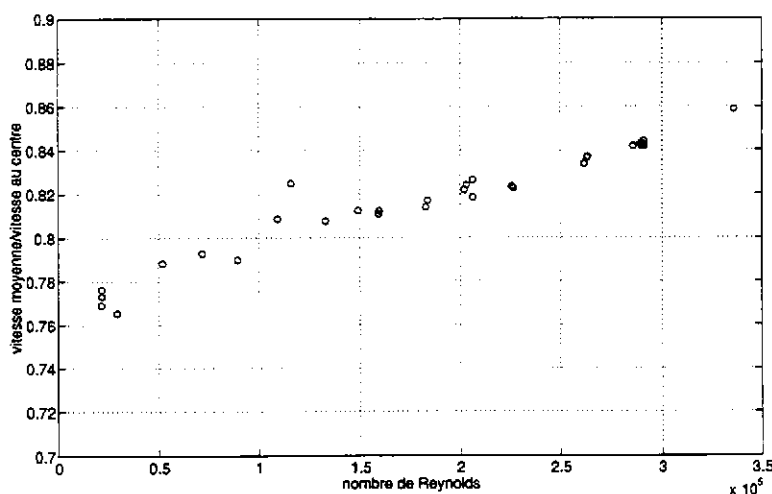


FIG. 4.6: Rapport vitesse moyenne/vitesse au centre dans la veine de mesure, en $x = 652$ mm (correspondant au tube de Pitot), en fonction du nombre de Reynolds $Re = \frac{V_0 a}{\nu}$

En écoulement compressible ($M > 0,4$), la vitesse de friction suit une forme parabolique. Le lissage de la mesure, assurant la continuité de la vitesse de friction en $M = 0,4$, donne :

$$v^*(M_c) = 13,9(M_c - 0,4)^2 + 28,8(M_c - 0,4) + 8,94 \text{ pour } M_c \geq 0,4. \quad (4.14)$$

On a ainsi, pour tous les nombres de Mach mesurés au tube de Pitot, accès directement à la vitesse de friction par les formules (4.13) et (4.14).

Mesure du profil des vitesses

M_c	0,1	0,3	0,6
Re	$4,23 \cdot 10^4$	$1,28 \cdot 10^5$	$2,83 \cdot 10^5$
n	7,16	8,10	8,54

TAB. 4.1: Exposant n obtenu à partir des mesures de profil de vitesse

La sonde de mesure de pression totale, placée sur le système de déplacement micrométrique, permet de déduire un profil des vitesses en $x = 590$ mm. La figure (4.10) montre les profils pour trois nombres de Mach au centre.

Les trois profils ont été lissés. Pour $\frac{y}{a/2} < 0,3$ (soit à une distance de 3,6 mm de la paroi), un lissage du type :

$$\frac{V(y)}{V_c} = \left(\frac{y}{a/2} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (4.15)$$

usuellement utilisé pour des couche limites turbulentes développées [95], a pu être appliqué.

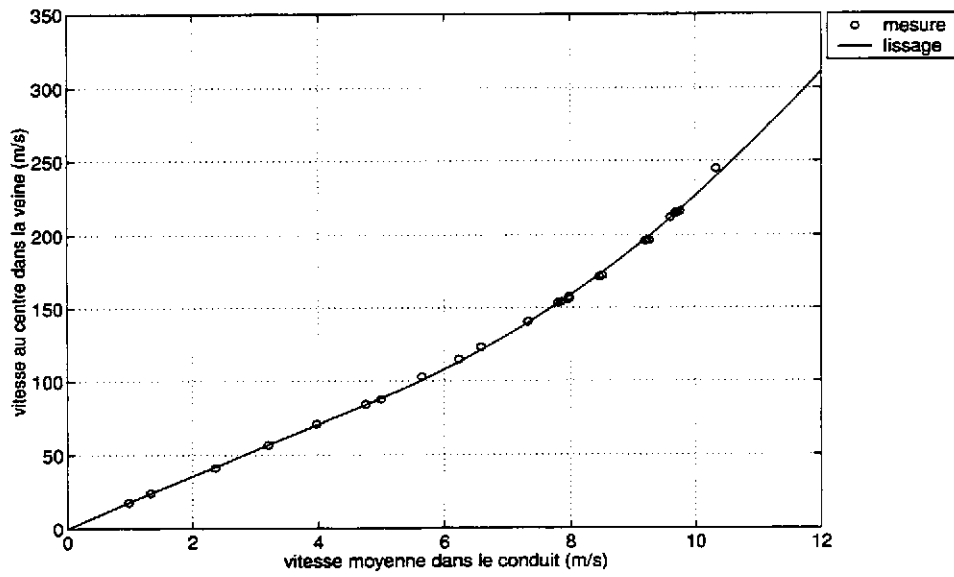


FIG. 4.7: Vitesse au centre de la veine (Pitot) en fonction de la vitesse moyenne dans le conduit donnée par le diaphragme

Pour les trois profils mesurés, la valeur de n est donnée dans le tableau (4.1).
 Pour $\frac{y}{a/2} < 0,3$, un polynôme de degré 3 représente fidèlement le profil.

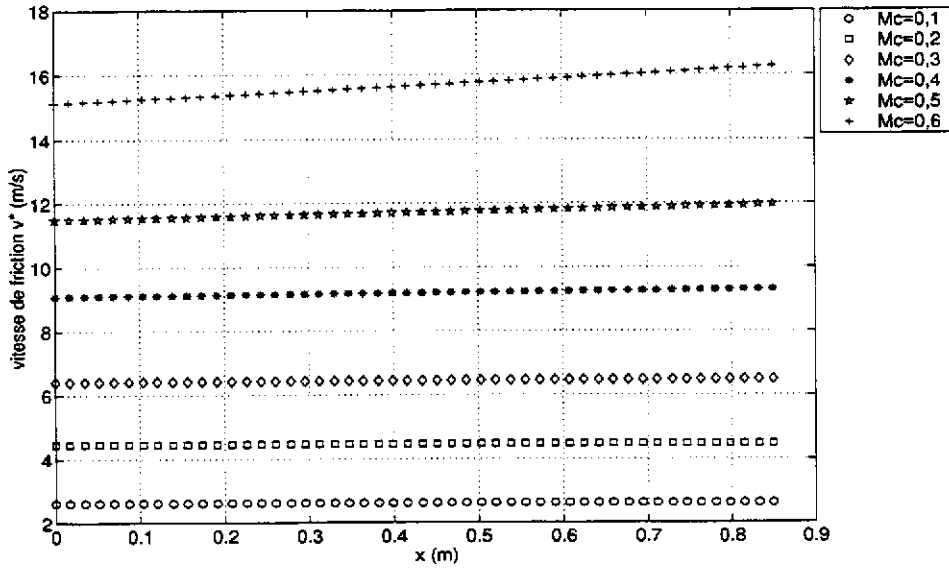


FIG. 4.8: Vitesse de friction v^* le long de la veine pour différents nombres de Mach au centre M_c

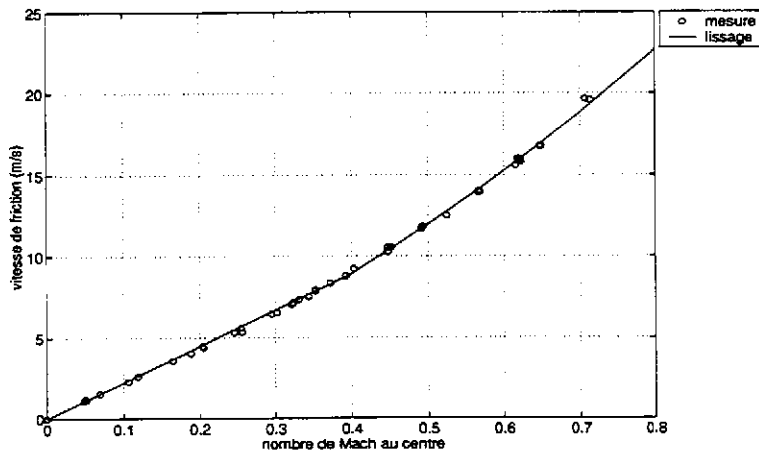


FIG. 4.9: Vitesse de friction (mesurée et lissée) dans la veine de mesure, en $x = 590$ mm (correspondant à la position de l'échantillon), en fonction du nombre de Mach au centre donné par le tube de Pitot

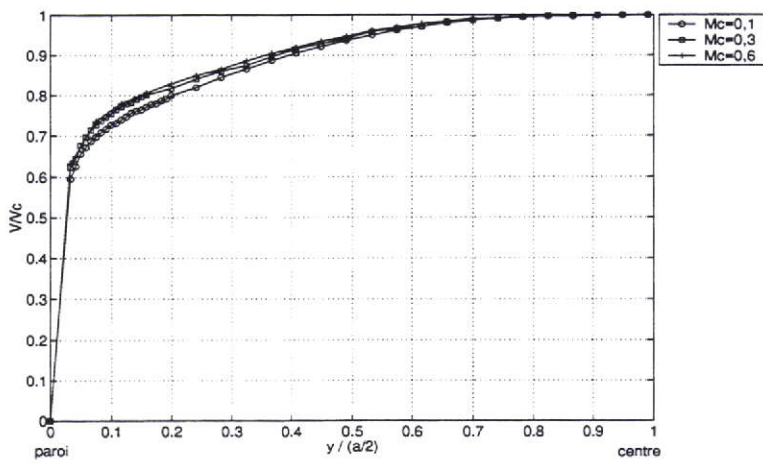


FIG. 4.10: Profil des vitesses pour trois nombres de Mach au centre

4.4 Caractéristiques acoustiques

4.4.1 Source sonore

Position

La source sonore était initialement placée dans la veine de section carrée, près de la zone de mesure acoustique, à 65 mm en amont.

Des mesures de la pression acoustique selon l'axe y (en plaçant une sonde microphonique sur le système de déplacement) ont montré l'effet du champ proche de la source : le front d'onde n'est pas plan à des fréquences inférieures à la fréquence de coupure théorique de la veine ($f_c = 7150$ Hz). Ce fait est pénalisant pour la suite des mesures. Il serait en effet intéressant d'observer uniquement l'effet du matériau et l'effet de l'écoulement sur la forme du champ. Une prise en compte des effets de champ proche de la source compliquerait le problème ; on souhaite donc, dans les conditions "idéales" (sans écoulement, avec une plaque rigide à la place du matériau), être en présence d'une onde plane, jusqu'à la fréquence de coupure de la veine.

Le haut-parleur a donc été placé à 2,50 m de la zone de mesure, branché sur le conduit de diamètre 100 mm, évitant ainsi les effets de champ proche. La figure (4.11) montre la comparaison entre les champs de pression selon une section de la veine, à plusieurs fréquences, pour les deux positions de la source. Lorsque la source est trop proche de la zone de mesure, le front d'onde n'est plus plan dès 6000 Hz.

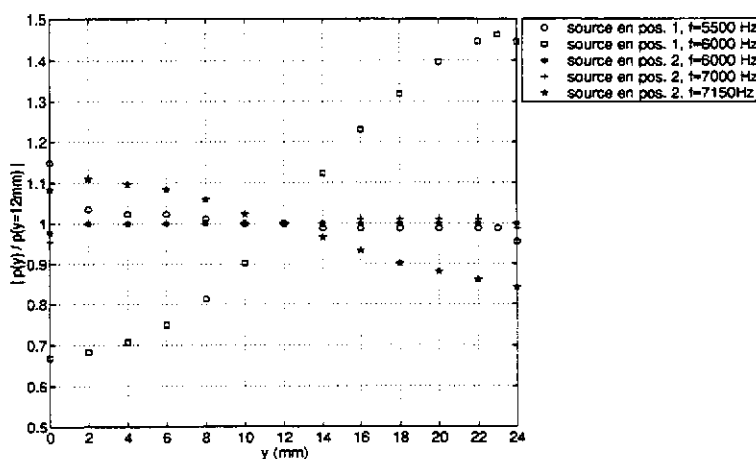


FIG. 4.11: *Effet du champ proche de la source : profil de pression acoustique, normalisée par sa valeur au centre de la veine ($y = 12$ mm), pour différentes fréquences ; position 1 = source à 65 mm de la mesure ; position 2 = source à 2,5 m de la zone de mesure*

Niveaux sonores atteints

Une estimation du niveau sonore maximal, pour un signal sinusoïdal, atteint dans la veine est donné figure (4.12), pour différents nombre de Mach de l'écoulement.

Selon la fréquence et le nombre de Mach, le niveau sonore maximal se situe entre 145 et 160 dB (360 et 2000 Pa).

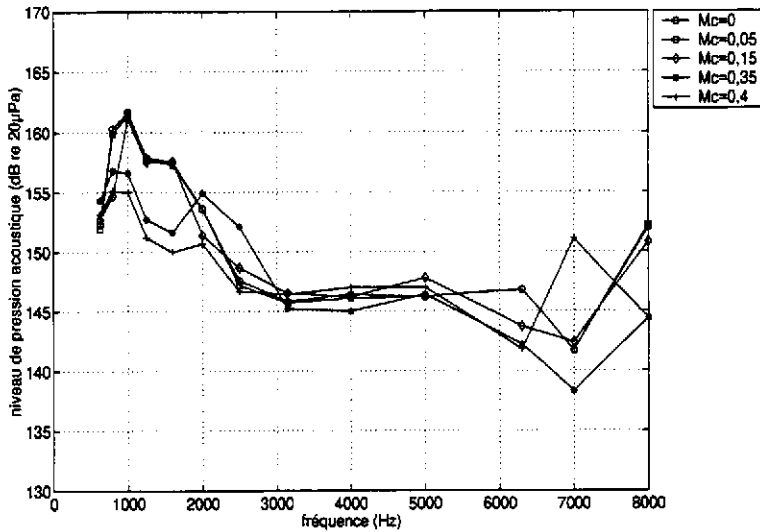


FIG. 4.12: Niveaux de pression sonore maximaux atteints à un microphone rasant ($x = 557 \text{ mm}$) pour différents nombres de Mach au centre

4.4.2 Fréquence de coupure en fonction du nombre de Mach

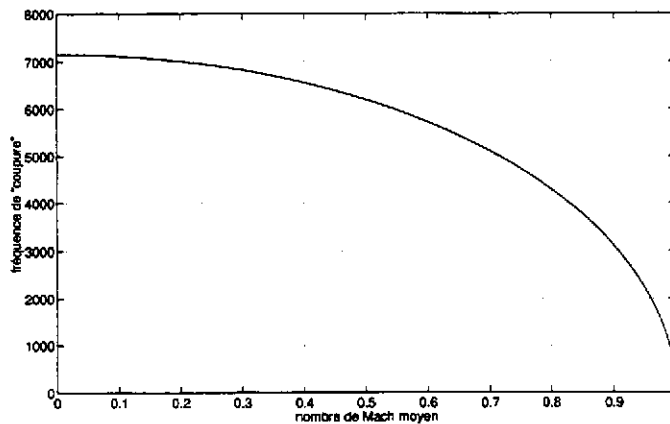


FIG. 4.13: Fréquence de coupure de la veine en fonction du nombre de Mach moyen

Si l'écoulement est supposé uniforme sur une section de la veine, le nombre d'onde axial k_n est donné par :

$$k_n^\pm = \frac{-kM_0 \pm \sqrt{k^2 - (1 - M_0^2)\gamma_n^2}}{1 - M_0^2}, \tag{4.16}$$

où $k = \frac{\omega}{c_0}$, M_0 est le nombre de Mach moyen de l'écoulement, $\gamma_n = \frac{n\pi}{a}$ ($n = 0, \dots, \infty$) et a est la longueur du côté de la veine.

À nombre de Mach nul, la fréquence de coupure théorique, en-dessous de laquelle seule une onde plane se propage, est $f_c = \frac{\omega_0}{2a}$ soit environ 7150 Hz.

À nombre de Mach différent de zéro, les modes supérieurs sont amortis exponentiellement lorsque $f \leq n \frac{\omega_0}{2a} \sqrt{1 - M_0^2}$ [16]. L'évolution de cette fréquence de coupure est représentée sur la figure (4.13), en fonction du nombre de Mach moyen.

4.4.3 Bruit d'écoulement

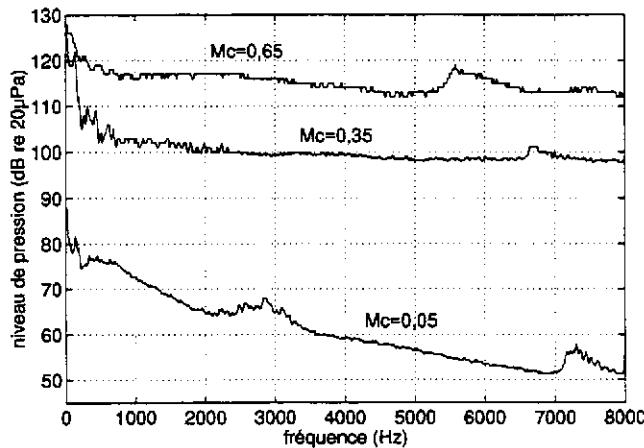


FIG. 4.14: Niveaux de bruit d'écoulement pour trois nombres de Mach au centre

La figure (4.14) montre le niveau de bruit d'écoulement mesuré par un microphone rasant à la paroi de la veine, en $x = 557$ mm. Les niveaux de bruit sont élevés sur toute la bande de fréquences (jusqu'à 120 dB). Avec une excitation acoustique, un traitement du signal adapté s'avère donc nécessaire pour augmenter le rapport signal sur bruit.

On peut observer un pic différent pour chaque nombre de Mach (7100 Hz pour $M_c=0,05$, 6900 Hz pour $M_c=0,35$, 5500 Hz pour $M_c=0,65$), qui correspondent à la fréquence de coupure $f_c = \frac{\omega_0}{2a} \sqrt{1 - M_0^2}$, à partir de laquelle les modes supérieurs apparaissent.

D'autre part, pour $M_c=0,05$, le pic à $f=2800$ Hz environ peut être associé au nombre de Strouhal S_t de sifflement de la sonde ($S_t = \frac{f d_s}{V_0} \approx 0,2$ [10], où d_s est le diamètre de la sonde, et V_0 la vitesse moyenne de l'écoulement) qui traverse la veine de part en part, située à 33 mm du microphone utilisé pour la mesure.

4.4.4 Coefficient de réflexion dans la veine de mesure

Le dispositif expérimental est constitué de discontinuités (raccordements à des pavillons) et de terminaisons non anéchoïdes ; il est nécessaire de connaître le taux d'onde stationnaire qui en résulte dans la zone de mesure. En effet, un nœud de pression à l'emplacement de la mesure est pénalisant à cause du faible rapport signal sur bruit qui en découle. Le comportement de la veine, vis-à-vis d'une terminaison

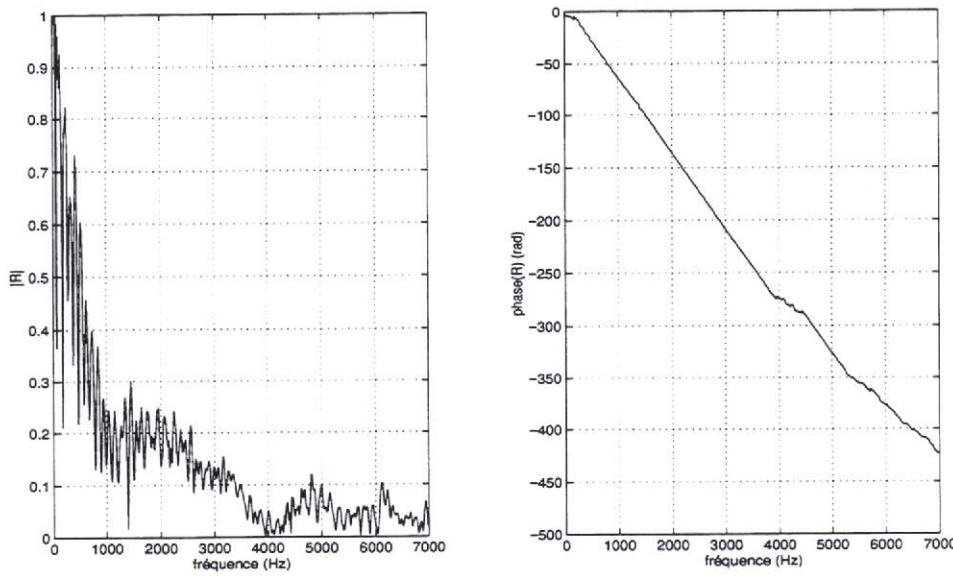


FIG. 4.15: Coefficient de réflexion en $x = 590$ mm

ou d'une discontinuité, est quantifié par le coefficient de réflexion R . Idéalement, si les terminaisons sont anéchoïdes, on a $R = 0$.

En dessous de la fréquence de coupure (onde plane), sans écoulement, la pression dans la veine est :

$$p(x) = p_i(x)e^{j(kx-\omega t)} + p_r(x)e^{j(-kx-\omega t)}, \quad (4.17)$$

où p_i est la pression de l'onde incidente et p_r celle de l'onde réfléchie, et le coefficient de réflexion est défini par :

$$R(x) = \frac{p_r(x)}{p_i(x)}. \quad (4.18)$$

Le coefficient de réflexion est représenté sur la figure (4.15). Il est déduit de la méthode de Chung et Blaser, à partir de la mesure de la pression par les microphones rasants. Il est donné par [22] :

$$R(x) = \frac{H_{12} - e^{-jk(x_2-x_1)}}{e^{jk(x_2-x_1)} - H_{12}} e^{2jk(x-x_1)}, \quad (4.19)$$

où x_1 est la position du premier microphone, x_2 la position du deuxième, et $H_{12} = \frac{p_1^* p_2}{|p_1|^2}$ la fonction de transfert entre les pressions mesurées par les deux microphones. Sans écoulement, on peut prendre en compte la dissipation de l'onde sur les parois de la veine en remplaçant le nombre d'onde $k = \frac{\omega}{c_0}$ par [16] :

$$k = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{1 + (1-j)\eta}, \quad (4.20)$$

où :

$$\eta = \frac{4}{a\sqrt{2\omega/c_0}} \left(\sqrt{l_v} + (\gamma - 1)\sqrt{l_h} \right),$$

avec $l_v = \frac{\nu}{\omega}$ et $l_h = \frac{\nu}{\omega P_r}$, où P_r est le nombre de Prandtl égal à 0,71 pour l'air, et $\gamma = 1,4$.

Le coefficient de réflexion R est indéterminé lorsque $k(x_2 - x_1) = m\pi$ ($m = 1, \dots, \infty$); l'espacement $(x_2 - x_1)$ entre les microphones doit donc être choisi en fonction de la bande de fréquence que l'on souhaite explorer. Abom et Boden [1] ont montré plus précisément, que, sans écoulement, la bande de fréquence mesurable est telle que $\frac{0,1c_0}{|x_2 - x_1|} \leq f \leq \frac{0,8c_0}{|x_2 - x_1|}$. Par conséquent, on a disposé trois microphones distants de 12 mm et 57 mm; les bandes de fréquences utilisables sont ainsi respectivement $1430 \text{ Hz} \leq f \leq 11400 \text{ Hz}$ et $300 \text{ Hz} \leq f \leq 2400 \text{ Hz}$.

Le coefficient de réflexion calculé au niveau de la zone de mesure ($x = 590 \text{ mm}$) est représenté sur la figure (4.15). Dans la bande de fréquence qui nous intéresse, son module est faible et varie entre 0 et 0,2. La pente de sa phase donne une estimation de la position x où se produit la réflexion, soit à environ 1,9 m de la zone de mesure, ce qui correspond à l'entrée du plénum (voir figure (4.1)).

Les terminaisons de la veine ne sont donc pas parfaitement anéchoïdes. Il serait évidemment préférable qu'elles le soient. Pour améliorer la mesure, on pourrait placer par exemple un pavillon exponentiel à la sortie de la veine de mesure, après le pavillon divergent. Nous n'avons pas eu la possibilité de le faire lors des présentes mesures. Le module du coefficient de réflexion est cependant assez faible et on verra dans la suite des mesures que cela ne semble pas perturber la mesure.

4.4.5 Définition et caractéristiques de la cavité d'air

La cavité d'air placée derrière l'échantillon de matériau à tester a été spécialement conçue pour la mesure (basée sur la méthode des deux microphones). Une pièce mécanique permet d'adapter cette cavité à des mesures avec une sonde microphonique, ou bien avec des microphones "classiques" (ces mesures sont décrites dans la suite du chapitre).

La profondeur de la cavité ($L = 10 \text{ mm}$) a été choisie de sorte qu'aucun noeud de pression n'existe à l'intérieur pour les fréquences qui nous intéressent.

La pression selon la section de la cavité est supposée uniforme. Pour vérifier cette hypothèse, on a mesuré le champ de pression dans la cavité, dans la direction z perpendiculaire au plan (x, y) . La mesure a été faite à basses et hautes fréquences, en faible et fort niveau sonore, par une sonde microphonique. La cavité est ouverte sur la veine, puis couverte par une plaque perforée en aluminium. La figure (4.16) montre que le champ de pression est uniforme en module et phase, dans tous ces cas explorés. Le rapport des modules de pression ne varie pas plus de 1 % (soit $\pm 0,3 \text{ dB}$) et la phase de $0,01 \text{ rad}$ ($0,5^\circ$), ce qui permet de déduire que la pression est uniforme, compte-tenu de la précision du système de mesure.

Deux types de cavités ont été testées: de section circulaire (diamètre 24mm) ou de section carrée (côté 24 mm), toutes deux de profondeur $L = 10 \text{ mm}$. Les mesures de pression donnent des résultats identiques dans les deux cas. La cavité de section carrée est préférée pour les mesures, car elle respecte la géométrie globale du système, la veine étant également de section carrée.

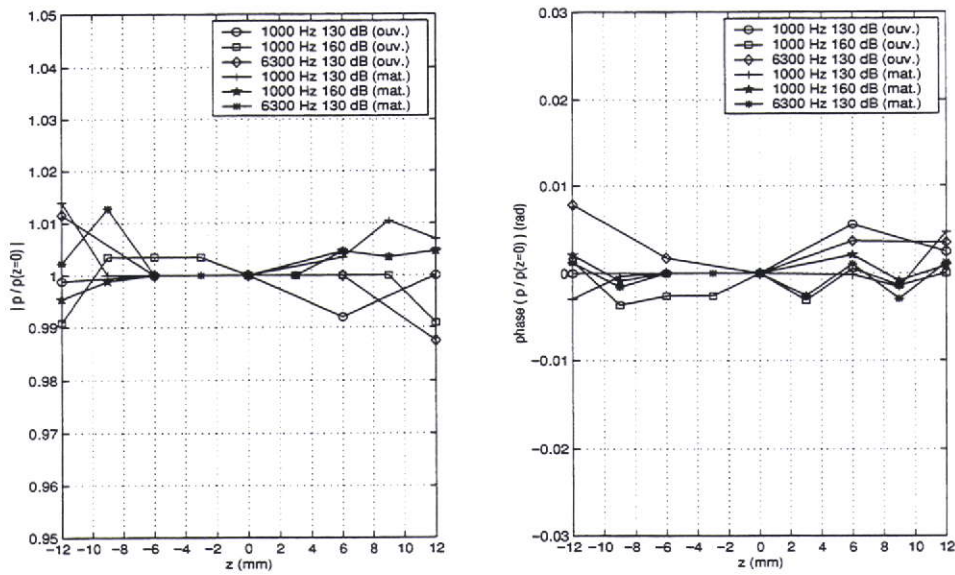


FIG. 4.16: Champ de pression dans la cavité de mesure

4.5 Traitement du signal

4.5.1 Introduction

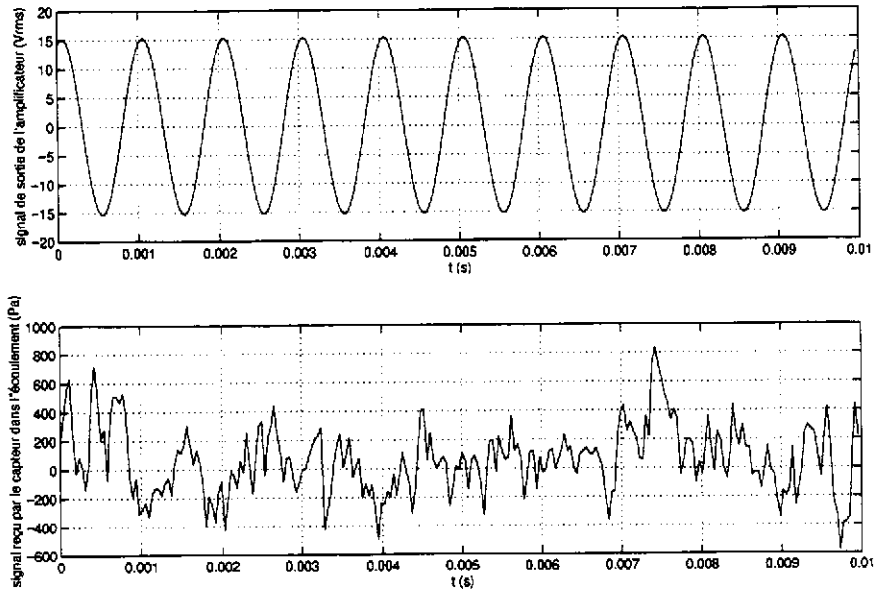


FIG. 4.17: *Effet du bruit d'écoulement : signal temporel en sortie de l'amplificateur et signal reçu par un capteur placé dans l'écoulement (sonde microphonique mobile placée en $y = 4$ mm) ; $f=1000$ Hz, $M_c=0,3$*

La mesure de la pression acoustique dans un écoulement d'air turbulent est délicate, le capteur étant soumis à la somme de la pression acoustique et de la pression fluctuante de l'écoulement turbulent (ou pseudo-son). Le bruit d'écoulement varie entre 60 et 120 dB environ ; le signal reçu par les capteurs acoustiques doit donc être traité afin d'en augmenter le rapport signal sur bruit, ce qui permet d'améliorer la précision de la mesure. Un aperçu du type de signal temporel à débruiter est donné figure (4.17). Le graphe du haut représente le signal envoyé, et le graphe du bas représente le signal effectivement reçu par le capteur soumis à l'écoulement.

4.5.2 Méthodes d'extraction d'un signal sinusoïdal d'un signal bruité

Le problème est d'extraire un signal sinusoïdal (le signal utile), de période connue, d'un signal bruité.

Deux méthodes ont été particulièrement étudiées : la méthode du *moyennage synchrone* et la méthode de la *détection synchrone*. Elles s'appliquent à des signaux périodiques stationnaires et sont donc adaptées à notre cas (signal sinusoïdal).

Moyennage synchrone

Le principe du moyennage synchrone est le suivant [64].

Le signal mesuré par le capteur est :

$$x(t) = p(t) + b(t), \tag{4.21}$$

où :

$p(t)$ est le signal périodique (ici, sinusoïdal) de valeur efficace V et de période T , à mesurer en amplitude et phase,

$b(t)$ correspond au bruit, supposé centré (de moyenne nulle) et d'écart-type σ_b .

Le moyennage synchrone est basé sur le fait que l'intercorrélation d'un signal périodique avec un peigne de Dirac de même période donne le signal lui-même.

L'intercorrélation $C(\tau)$ de $x(t)$ avec un peigne de Dirac $\square\square(t)$:

$$\square\square(t) = T\delta_T(t) = T \sum_{-\infty}^{\infty} \delta(t - nT), \tag{4.22}$$

donne :

$$C(\tau) = \frac{T}{D} \int_0^D x(t) \sum_{-\infty}^{\infty} \delta(t - \tau - nT) dt, \tag{4.23}$$

où D est la durée de l'acquisition.

On obtient, si $NT \leq D < (N+1)T$, où N est le nombre de moyennes effectuées :

$$C(\tau) = \frac{T}{D} \sum_0^N x(\tau - nT) = \frac{1}{N} \sum_0^N x(\tau - nT). \tag{4.24}$$

L'estimation de l'intercorrélation de $x(t)$ et du peigne de Dirac est donc la somme des copies de $x(t)$, translatées de $1, 2, \dots, N$ périodes T .

On a donc :

$$C(\tau) = \frac{T}{D} \sum_0^N p(\tau - nT) + \frac{T}{D} \sum_0^N b(\tau - nT) = p(\tau) + \epsilon(\tau). \tag{4.25}$$

On extrait donc le signal utile $p(\tau)$ auquel s'ajoute l'intercorrélation $\epsilon(\tau)$ du bruit et du peigne de Dirac.

$\epsilon(\tau)$ a une moyenne nulle (le bruit est centré) ; sa variance est : $\sigma^2 = \frac{C_{bb}(0)}{N}$ où C_{bb} est l'autocorrélation du bruit. Au bout de N moyennes, la variance du bruit est donc divisée par le nombre N de moyennes.

Le rapport signal sur bruit est défini par : $\Gamma = \frac{V}{\sigma}$ où V est la valeur efficace de $p(t)$.

En effectuant une seule moyenne, on obtient : $\Gamma = \frac{V}{\sqrt{C_{bb}(0)}}$.

Au bout de N moyennes, on a : $\Gamma' = \frac{V\sqrt{N}}{\sqrt{C_{bb}(0)}}$.

Le rapport signal sur bruit est donc augmenté de : $\frac{\Gamma'}{\Gamma} = \sqrt{N}$, soit en dB : $10 \log_{10}(N)$. Au bout de 500 moyennes, le rapport signal sur bruit est, donc, en théorie, augmenté de 27 dB.

Selon ce principe, on acquiert à chaque moyenne une seule période de signal. Pratiquement, l'analyseur de spectres effectue l'acquisition d'une certaine durée de

signal (qui peut contenir plusieurs périodes) et moyenne les blocs temporels ainsi obtenus. Le début de l'acquisition de chaque bloc doit donc être effectuée à la même fraction de période du signal à mesurer, afin que tous les blocs soient parfaitement synchronisés. Pour cela, on utilise un signal de déclenchement de début d'acquisition (appelé "trigger"), de même période que le signal utile.

Le signal de *trigger* doit être très peu bruité pour que les blocs soient parfaitement synchronisés ; pratiquement, on utilise le signal de sortie de l'amplificateur.

Le spectre est obtenu ensuite par transformée de Fourier rapide (*FFT*) de ce signal débruité.

Détection synchrone

Le principe de la détection synchrone est le suivant [102].

Soit :

$$p(t) = A \cos(\omega t + \phi), \quad (4.26)$$

un signal sinusoïdal de pulsation ω connue, dont on souhaite déterminer l'amplitude A et la phase ϕ . Si on calcule :

$$X = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) \cos(\omega t) dt \quad (4.27)$$

et

$$Y = \int_{-\infty}^{\infty} p(t) \sin(\omega t) dt, \quad (4.28)$$

on obtient : $X = \frac{A}{2} \cos \phi$ et $Y = \frac{A}{2} \sin \phi$, d'où :

$$A = 2\sqrt{X^2 + Y^2}, \quad (4.29)$$

et

$$\phi = -\arctan\left(\frac{Y}{X}\right). \quad (4.30)$$

Le calcul de X et Y permet donc de déterminer l'amplitude et la phase du signal utile $p(t)$.

Le problème est de trouver une estimation de X et Y dans le domaine temporel discret, du signal $p(t) = A \cos(\omega t + \phi)$ entaché d'un bruit $b(t)$ décorrélé du signal sinusoïdal, de moyenne nulle et de variance σ_b^2 . Le signal est donc :

$$x(t) = p(t) + b(t), \quad (4.31)$$

avec $t = nT_e$, où T_e est la période d'échantillonnage et $n = 0 \dots N$, où N est le nombre d'échantillons.

Une estimation de X et Y est :

$$\tilde{X} = \frac{1}{N+1} \sum_{-N/2}^{N/2} x(nT_e) \cos(\omega nT_e) \quad (4.32)$$

et

$$\tilde{Y} = \frac{1}{N+1} \sum_{-N/2}^{N/2} x(nT_e) \sin(\omega nT_e). \quad (4.33)$$

On calcule le biais (c'est-à-dire l'erreur systématique) de cet estimateur :

$$B_{\tilde{X}} = E(\tilde{X}) - X, \quad (4.34)$$

de même,

$$B_{\tilde{Y}} = E(\tilde{Y}) - Y, \quad (4.35)$$

où E est l'espérance mathématique (ou valeur moyenne statistique).

Si $B = 0$, l'estimateur est dit non biaisé : \tilde{X} et \tilde{Y} sont des grandeurs représentant exactement X et Y .

On a :

$$\begin{aligned} E(\tilde{X}) &= \frac{A \cos \phi}{N+1} \sum_{-N/2}^{N/2} \cos^2(\omega nT_e) - \frac{A \sin \phi}{N+1} \sum_{-N/2}^{N/2} \sin(2\omega nT_e) \\ &+ \frac{1}{N+1} \sum_{-N/2}^{N/2} E\{b(nT_e) \cos(\omega nT_e)\}, \end{aligned} \quad (4.36)$$

et une expression analogue est obtenue pour $E(\tilde{Y})$.

Le signal sinusoïdal et le bruit étant décorrélés, le dernier terme de (4.36) est nul.

Lorsque le nombre de moyennes N tend vers l'infini, $E(\tilde{X}) = X = \frac{A}{2} \cos \phi$ et $E(\tilde{Y}) = Y = \frac{A}{2} \sin \phi$: l'estimateur est asymptotiquement non biaisé.

Si la durée $D = (N+1)T_e$ du signal contient un nombre entier de périodes T du signal, on a :

$$A \cos \phi \frac{1}{N+1} \sum_{-N/2}^{N/2} \cos^2(\omega nT_e) = \frac{A}{2} \cos \phi, \quad (4.37)$$

et

$$A \sin \phi \frac{1}{N+1} \sum_{-N/2}^{N/2} \sin(2\omega nT_e) = 0, \quad (4.38)$$

l'estimateur est donc non biaisé.

La condition pour que \tilde{X} et \tilde{Y} soient des estimateurs non biaisés de X et Y est donc :

$$(N+1)T_e = kT, \quad (4.39)$$

où k est un nombre entier. D'autre part, on doit respecter la condition de Shannon $T_e \leq \frac{T}{2}$, et les deux conditions donnent finalement :

$$(N + 1)T_e = kT, \text{ avec } k \leq \frac{N + 1}{2}. \quad (4.40)$$

Il existe des systèmes spécifiques effectuant ce type de calcul (appelés “*lock-in amplifiers*”). Ne disposant pas d'un tel système, nous avons acquis directement le signal temporel $x(t)$ à partir de l'analyseur, puis appliqué aux fichiers obtenus les calculs ci-dessus au moyen du logiciel *Matlab*.

Choix d'une méthode

Les signaux temporels acquis ont été traités par les deux méthodes : le moyennage synchrone, effectué directement par l'analyseur, et la détection synchrone, effectuée par l'acquisition des fichiers temporels et leur traitement par calcul sous *Matlab*.

Les deux méthodes ont été comparées dans les conditions réelles d'utilisation (signal acoustique sinusoïdal dans un bruit d'écoulement), jusqu'à $M_c=0,5$.

L'amplitude et la phase du signal obtenues par les deux méthodes n'ont pas présenté d'écart significatif. La méthode de moyennage synchrone est préférée, car elle est effectuée directement par l'analyseur et est donc plus rapide.

Après ce traitement puis transformée de Fourier rapide, on mesure des fonctions de transfert dans le domaine fréquentiel en choisissant comme signal de référence le signal de sortie de l'amplificateur, très peu bruité, qui est également le signal de déclenchement d'un début de mesure.

4.6 Mesure de l'impédance avec une sonde microphonique

4.6.1 Description

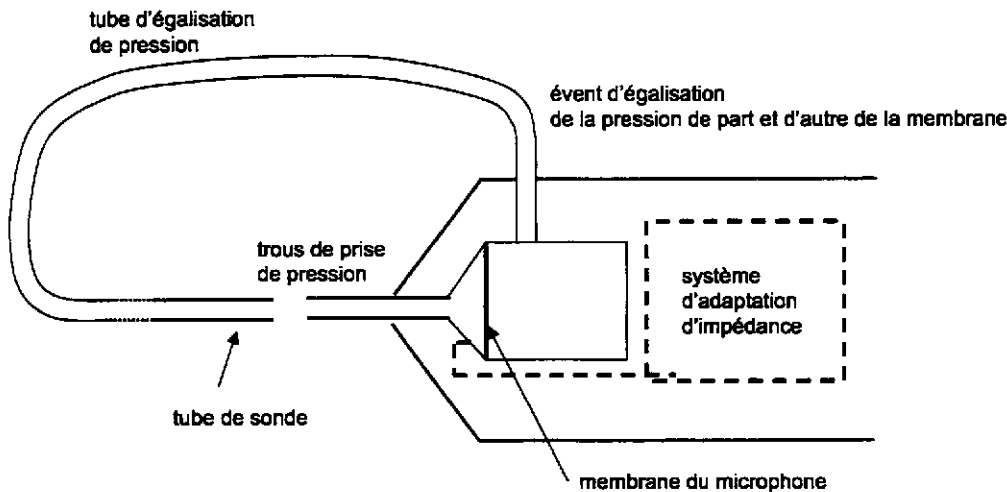


FIG. 4.18: Schéma de la sonde microphonique

La sonde microphonique est constituée d'un tube en acier (longueur totale 186 mm, diamètre intérieur 1 mm, diamètre extérieur 1,5 mm) fixé sur un microphone (type *Brüel & Kjær 4182*) spécialement conçu pour des mesures avec des sondes [15]. Un système d'adaptation d'impédance, constitué d'un tube long et absorbant, limite la réflexion de l'onde due au changement de section entre le tube et la membrane (de diamètre 13 mm environ).

Le tube de la sonde comporte deux trous de prise de pression, de diamètre 0,9 mm, percés à 100 mm de l'extrémité du tube (figure (4.18)).

4.6.2 Réponse en fonction de la fréquence et de l'amplitude

La réponse (pression mesurée sur pression réelle) de la sonde en module et phase, en fonction de la fréquence, est mesurée par un système mis au point au laboratoire [86]. La sonde est placée dans un tube, comportant à une extrémité un haut-parleur (chambre de compression de type *JBL 2445J*), et à l'autre extrémité une paroi rigide, sur laquelle est fixé un microphone de référence dont la réponse est plate en module et phase (type *Brüel & Kjær 4136*). La sonde traverse le tube de part en part, à environ 2 mm du microphone. Pour les fréquences explorées, le champ de pression reçu par le microphone et la sonde est identique. La fonction de transfert :

$$\tau_f = H_{ms} = \frac{p_m^* p_s}{|p_m|^2}, \quad (4.41)$$

où p_s est la pression mesurée par la sonde, et p_m la pression mesurée par le microphone, est donc une mesure de la réponse de la sonde.

La figure (4.19) montre la réponse r_f mesurée de la sonde. La sensibilité de la sonde diminue avec la fréquence, ce qui est caractéristique de la propagation des ondes dans les tubes étroits. L'oscillation correspond à la réflexion de l'onde sur la membrane du microphone ; l'adaptation d'impédance conçue par *Brüel & Kjær* n'est donc pas parfaite. Une possibilité pour atténuer cette réflexion serait de remplir le tube par un matériau absorbant (limaille de fer par exemple) ; mais une étude sur ce type de sonde [31] montre que cette méthode ne donne pas de résultats probants et a surtout pour effet d'atténuer fortement la pression mesurée.

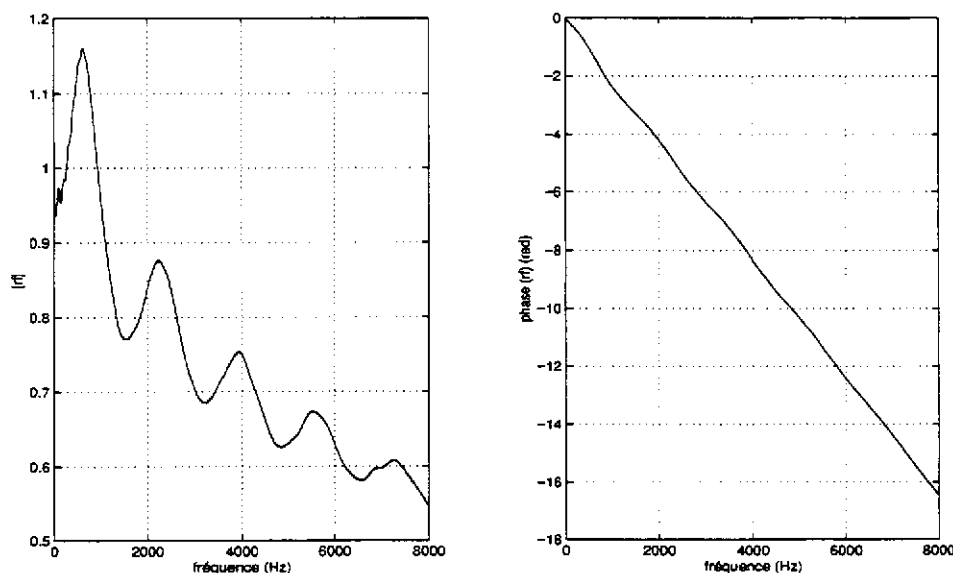


FIG. 4.19: Réponse r_f de la sonde microphonique en fonction de la fréquence

On a vu au chapitre (2) qu'un orifice dans une plaque infinie présente un comportement non linéaire : son impédance varie avec l'amplitude de la pression acoustique. Les trous de prise de pression de la sonde, de faible diamètre, peuvent donc présenter un comportement non linéaire. La chambre de compression en bout de tube permet d'atteindre de forts niveaux sonores sur le microphone, et donc d'étalonner la sonde en fonction de l'amplitude de la pression. La réponse de la sonde en fonction du niveau sonore est présentée figure (4.20). Elle est normalisée par rapport à la réponse de la sonde à 110 dB.

Les graphes montrent que la réponse de la sonde peut être considérée comme "linéaire", la réponse ne variant que de 3 % en module ($\pm 0,2$ dB) et de 0,03 rad ($1,7^\circ$) en phase pour tous les niveaux de pression explorés, ce qui permet de s'affranchir de la prise en compte de la réponse non linéaire de la sonde.

4.6.3 Réponse de la sonde en fonction de l'écoulement d'air

L'écoulement d'air arrivant sur les trous de prise de pression de la sonde entraîne une baisse de sa sensibilité. Ce paragraphe décrit les mesures effectuées pour mesurer cette sensibilité.

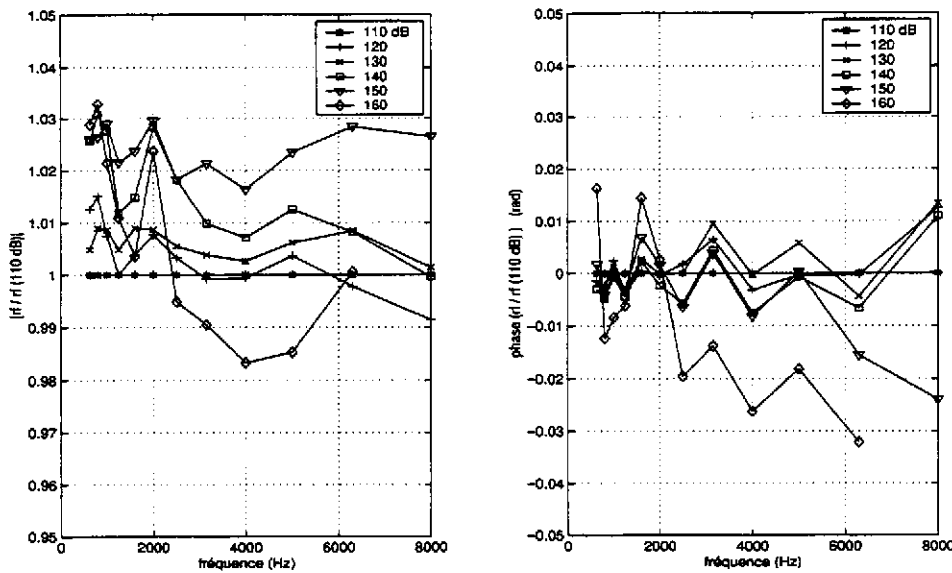


FIG. 4.20: Réponse r_f de la sonde microphonique en fonction de la fréquence, pour différents niveaux sonores; les valeurs sont normalisées par rapport à la réponse à 110 dB

Toutes les mesures concernant la réponse de la sonde sont effectuées dans la veine de mesure, en remplaçant l'échantillon de matériau par une plaque rigide percée pour permettre le passage de la sonde.

Orientation des trous de prise de pression

La sonde comporte deux trous de prise de pression, perçant le tube de part en part.

Sans écoulement d'air, la sonde a la même réponse, quelle que soit l'orientation des trous.

En présence d'un écoulement d'air de nombre de Mach au centre $M_c=0,3$, on a mesuré la pression pour deux orientations des trous (figure (4.21)): l'axe des trous est d'abord placé perpendiculairement à la direction de l'écoulement, puis parallèlement à la direction de l'écoulement. Selon l'orientation, le rapport signal sur bruit est similaire; il semble donc que l'orientation des trous importe peu. Nous avons choisi pour la suite des mesures l'orientation telle que le bruit d'écoulement soit le plus faible possible (axe des trous parallèle à l'écoulement).

Estimation de la réponse en fonction de l'écoulement

Nous avons mis en place un protocole expérimental afin d'estimer la variation de la réponse de la sonde en fonction de l'écoulement (figure (4.22)).

Le haut-parleur émet un signal sinusoïdal; le niveau de pression incidente est d'environ 140 dB. Le signal utile est extrait du bruit d'écoulement par traitement du signal (voir le paragraphe 4.5).

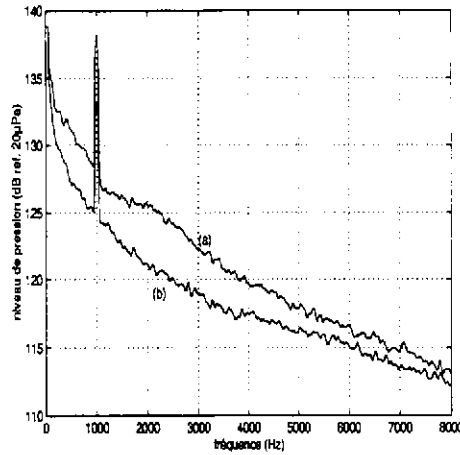


FIG. 4.21: Influence de l'orientation des trous de prise de pression de la sonde : niveau de pression acoustique mesurée par la sonde ; $M_c=0,3$, $f=1000$ Hz ; (a) : axe des trous perpendiculaire à l'écoulement ; (b) : axe des trous parallèle à l'écoulement

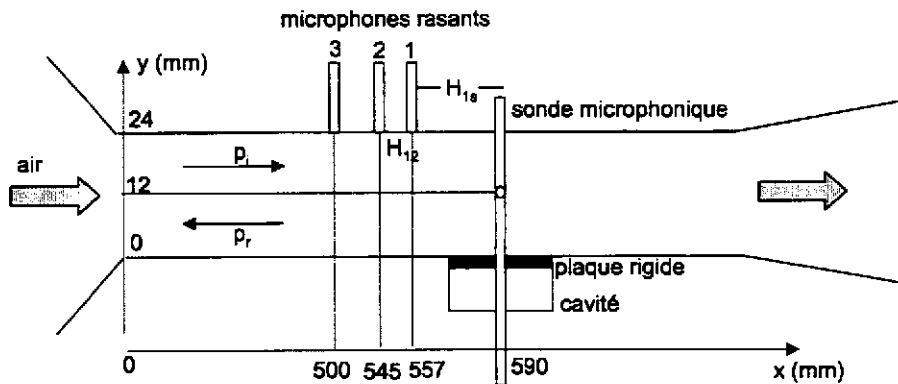


FIG. 4.22: Schéma du dispositif expérimental pour l'étalonnage de la sonde microphonique en présence d'écoulement

En présence d'un écoulement d'air uniforme, la pression dans la veine de mesure, pour le mode plan, est :

$$p(x) = p_i(x)e^{\frac{kx}{1+M_0}} + p_r(x)e^{\frac{kx}{1-M_0}}, \quad (4.42)$$

où $k = \frac{\omega}{c_0}$, M_0 est le nombre de Mach moyen de l'écoulement, p_i est la pression incidente et p_r la pression réfléchie.

L'hypothèse d'écoulement uniforme est une approximation. Cependant, il a été montré que, au premier ordre du nombre de Mach, le mode plan dans un conduit est principalement convecté par le profil moyen, et, au deuxième ordre, est peu sensible à la forme du profil de l'écoulement [79].

La mesure du coefficient de réflexion :

$$R(x) = \frac{p_r(x)}{p_i(x)}, \quad (4.43)$$

permet donc de connaître la pression partout dans la veine.

On dispose de trois microphones rasants à la paroi de la veine pour déduire le coefficient de réflexion (voir le paragraphe (4.4.4)). A partir de la mesure de la fonction de transfert H_{12} entre deux microphones notés 1 et 2, on déduit le coefficient de réflexion dans la veine en toute position x , donné par [22, 23] :

$$R(x) = \frac{H_{12} - e^{-j\frac{k(x_2-x_1)}{1+M_0}}}{e^{j\frac{k(x_2-x_1)}{1-M_0}} - H_{12}} e^{2j\frac{k(x-x_1)}{1-M_0}}, \quad (4.44)$$

où x_1 est la position du microphone 1 et x_2 est la position du microphone 2.

La mesure de $R(x)$ permet de déduire la fonction de transfert "théorique" entre le microphone placé en $x_1=557$ mm et la pression existante à la position de la sonde ($x = x_s=590$ mm) :

$$H_{1s}^t = \frac{e^{-j\frac{k(x_s-x_1)}{1+M_0}} + R(x_1)e^{j\frac{k(x_s-x_1)}{1-M_0}}}{1 + R(x_1)}. \quad (4.45)$$

La distance entre la sonde et le microphone est égale à 36,4 mm, le coefficient de réflexion peut donc être mesuré entre 500 et 4000 Hz.

De plus, on dispose de la fonction de transfert entre la pression p_s mesurée par la sonde, placée au centre de la veine ($y=12$ mm) et la pression p_1 mesurée par le microphone rasant placé en $x_s=557$ mm :

$$H_{1s}^m = \frac{p_1^* p_s}{|p_1|^2}, \quad (4.46)$$

où p_s est la pression mesurée par la sonde, corrigée de sa réponse en fréquence r_f .

La réponse r_e de la sonde en fonction de l'écoulement est donc donnée par :

$$r_e = \frac{H_{1s}^m}{H_{1s}^t}. \quad (4.47)$$

Cette procédure a été effectuée pour des nombres de Mach moyen $0 < M_0 < 0,6$, et pour trois fréquences : 1000, 3150 et 4000 Hz.

La réponse de la sonde est présentée figure (4.23), en fonction du nombre de Mach local M_c auquel la sonde est soumise. Les mesures sont peu dispersées jusqu'à $M_c = 0,3$; on a lissé ces mesures par une fonction exponentielle du type :

$$r_e = e^{-\alpha M_c}, \quad (4.48)$$

et on déduit des mesures $\alpha = 2,00$ pour $f=1000$ Hz, $\alpha = 1,90$ pour $f=3150$ Hz, et $\alpha = 2,73$ pour $f=4000$ Hz. La réponse en phase est choisie nulle.

Pour $M_c > 0,3$, il est très difficile de déduire une fonction à cause de la trop forte dispersion des mesures ; en l'état actuel, la mesure de la pression acoustique en présence d'écoulement avec une telle sonde ne paraît donc pas possible au-delà de $M_c = 0,3$.

Ces mesures montrent que la sensibilité de la sonde diminue fortement lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, ce qui est très pénalisant pour le rapport signal sur bruit.

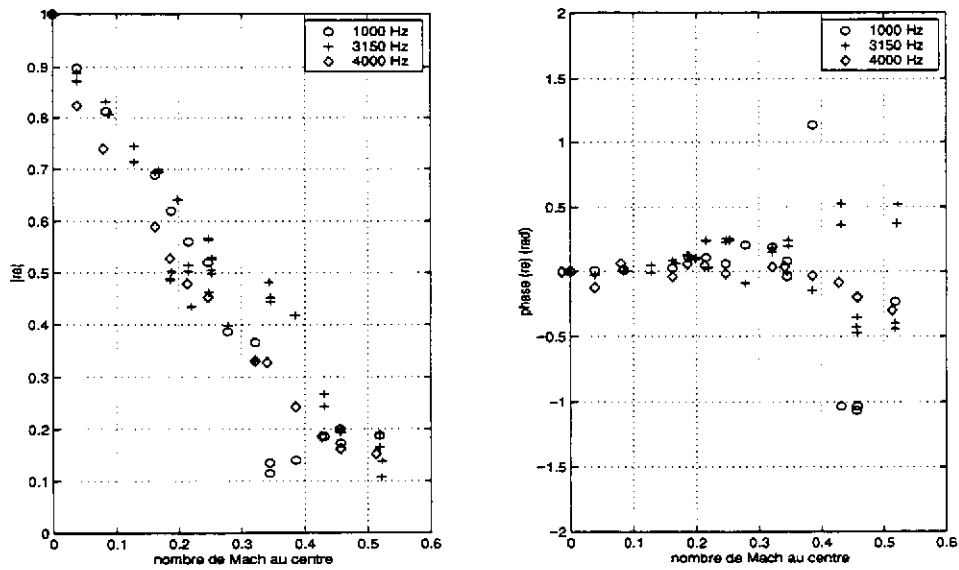


FIG. 4.23: Réponse r_e de la sonde microphonique en fonction du nombre de Mach au centre, pour trois fréquences du signal acoustique

À partir des profils de vitesses mesurés (paragraphe (4.3)), pour $M_c=0,1$ et $M_c=0,3$, sur une section de la veine, on peut déduire la variation de l'atténuation de la sonde lorsqu'elle se déplace sur une section :

$$r_e(y) = e^{-\alpha M(y)}, \quad (4.49)$$

où $M(y)$ suit le profil d'écoulement, préalablement mesuré.

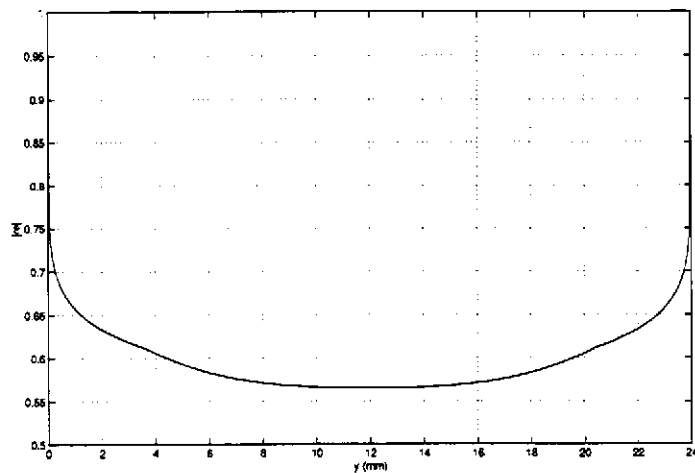


FIG. 4.24: Module de la réponse r_e de la sonde microphonique selon la section de la veine ; $M_c=0,3$, $f=3150$ Hz

La fonction $r(y)$ est représentée sur la figure (4.24), pour un nombre de Mach au centre $M_c=0,3$ et $f=3150$ Hz.

4.6.4 Calcul de l'impédance

Méthode de déduction à partir de deux points de mesure

La sonde microphonique, placée sur le système de déplacement micrométrique, se déplace depuis le fond de la cavité vers le côté opposé de la veine ($-10 \text{ mm} < y < 24 \text{ mm}$). La pression est donc mesurée selon cet axe.

Une autre sonde (tube de longueur 10 mm, de diamètre extérieur 1,5 mm et intérieur 1 mm), dont le trou de prise de pression est en bout de tube, est fixée en fond de cavité et sert de référence de phase. Elle est préalablement étalonnée en fréquence comme la sonde mobile.

On mesure la fonction de transfert entre la sonde mobile et le signal de sortie de l'amplificateur, H_{as_1} , ainsi que la fonction de transfert entre la sonde fixe et l'amplificateur H_{as_2} . Le signal est traité selon la méthode décrite au paragraphe (4.5).

Ces fonctions sont corrigées par les fonctions de réponse en fréquence des deux sondes, ainsi que de la réponse en fonction de l'écoulement pour la sonde mobile, lorsqu'elle est placée dans l'écoulement, en $0 \text{ mm} < y < 24 \text{ mm}$. On note $r_1(y)$ la réponse de la sonde mobile, fonction du profil de l'écoulement, et r_2 la réponse de la sonde fixe servant de référence de phase.

On a ainsi la fonction de transfert H entre les deux sondes en tout point y :

$$H(y) = \frac{H_{as_1}(y)}{H_{as_2}} \frac{r_2}{r_1(y)}. \quad (4.50)$$

L'impédance de la couche est donnée par (voir le paragraphe (3.4)):

$$z = -j \frac{1}{\sin(kL)} \frac{p_2}{p_0} + j \cot(kL), \quad (4.51)$$

où $k = \frac{\omega}{c_0}$, $L = 10 \text{ mm}$ est la profondeur de la cavité, p_0 est la pression en fond de cavité, et p_2 est la pression en surface du matériau.

Théoriquement, p_0 et p_2 doivent être mesurées respectivement en $y = -L$ (fond de cavité) et $y = e$ (surface de l'échantillon).

Pratiquement, la sonde ayant des trous de prise de pression de diamètre 0,9 mm, la mesure n'est pas ponctuelle, et la pression est moyennée sur cette section. Plusieurs points de mesure sont relevés autour de $y = -L$ et $y = e$. L'expérimentateur visualise le maximum de pression au fond de la cavité, et la valeur de la pression en surface (qui ne doit pas être choisie trop près de la surface, pour s'affranchir du champ proche, mais aussi à une distance très inférieure à la longueur d'onde [27]), et choisit "au mieux" les deux points de mesure utilisés pour le calcul de l'impédance. On note ces coordonnées y_s (point choisi en surface) et y_f (point choisi en fond de cavité).

À partir des mesures de fonction de transfert, l'impédance est donc donnée par:

$$z = -j \frac{1}{\sin(kL)} \frac{H(y_s)}{H(y_f)} + j \cot(kL). \quad (4.52)$$

Par ailleurs, l'impédance dépendant de la vitesse acoustique, celle-ci est un paramètre important de la mesure.

Elle est conditionnée par l'amplitude de la pression au fond de la cavité, et est calculée par :

$$v = j \frac{p_0}{\rho_0 c_0} \sin(kL), \quad (4.53)$$

où p_0 est l'amplitude de pression au fond de la cavité ($y = -L - e$).

Pour les mesures avec écoulement d'air, un paramètre utile est la vitesse de friction, déterminée à partir des mesures aérodynamiques. Elle est directement calculée à partir du nombre de Mach au centre, selon les expressions (4.13) et (4.14).

Les résultats de mesure d'impédance ainsi obtenus, en fonction de la fréquence, de la vitesse acoustique et de la vitesse de friction (ou du nombre de Mach) sont analysés au chapitre suivant.

Méthode de déduction à partir du lissage des points de mesure

La sonde mesurant la pression (fonction de transfert H) selon l'axe y , il est possible d'utiliser tous les points de mesure pour déduire l'impédance et non deux points seulement. Un exemple de profil de pression ainsi obtenu est représenté sur la figure (4.25). L'origine de l'axe y est choisie à la surface du matériau, côté veine.

Dans la cavité ($-L - e < y < -e$, où L est la profondeur de la cavité et e l'épaisseur de l'échantillon), la fonction de transfert entre la sonde mobile et la sonde fixe est de la forme :

$$H(y) = p_0 \cos(ky) \text{ pour } -L - e < y < -e, \quad (4.54)$$

et les mesures montrent qu'on peut lisser H (en partie réelle et imaginaire) avec un polynôme de rang 2 (méthode des moindres carrés) :

$$H_c(y) = H_c(0) + A_c(y + L + e)^2, \text{ pour } -L - e < y < -e. \quad (4.55)$$

Le lissage est effectué sur une distance $-8 \text{ mm} < y < 2 \text{ mm}$, afin de s'affranchir des effets du champ proche du matériau.

L'onde est stationnaire dans la cavité donc $Im(H_c) = 0$ pour $-L < y < -e$; la pression dans la cavité a donc finalement la forme :

$$H_c(y) = 1 + a_c(y + L + e)^2, \text{ pour } -L - e < y < -e, \quad (4.56)$$

où l'on a normalisé la pression par la valeur trouvée en fond de cavité $H(y = 0)$, et $a_c = Re\left(\frac{A_c}{H_c(0)}\right)$.

Dans la veine, assez près du matériau ($1 < y < 7 \text{ mm}$), la pression est convenablement représentée par une fonction de la forme :

$$H_v(y) = a_{v2}y^2 + a_{v1}y + a_{v0} \text{ pour } 1 \text{ mm} < y < 7 \text{ mm}. \quad (4.57)$$

On a testé deux méthodes :

- en laissant le polynôme $H_v(y)$ libre;

- en respectant l'hypothèse de continuité de la vitesse en $y = -e$ et $y = 0$:

$$\left(\frac{dH_c}{dy}\right)_{y=-e} = \left(\frac{dH_v}{dy}\right)_{y=0}, \tag{4.58}$$

ce qui impose la valeur du coefficient a_{v1} :

$$a_{v1} = 2a_cL. \tag{4.59}$$

Un exemple d'un profil mesuré et de la fonction de lissage est donné figure (4.25). On peut observer que le profil est quasi-plan ; une détermination de la fonction de lissage laissant libre la pente du profil (fonction $H_v(y)$) dans la veine est trop délicate. On choisit donc la deuxième méthode (polynôme forcé, où $a_{v1} = 2a_cL$).

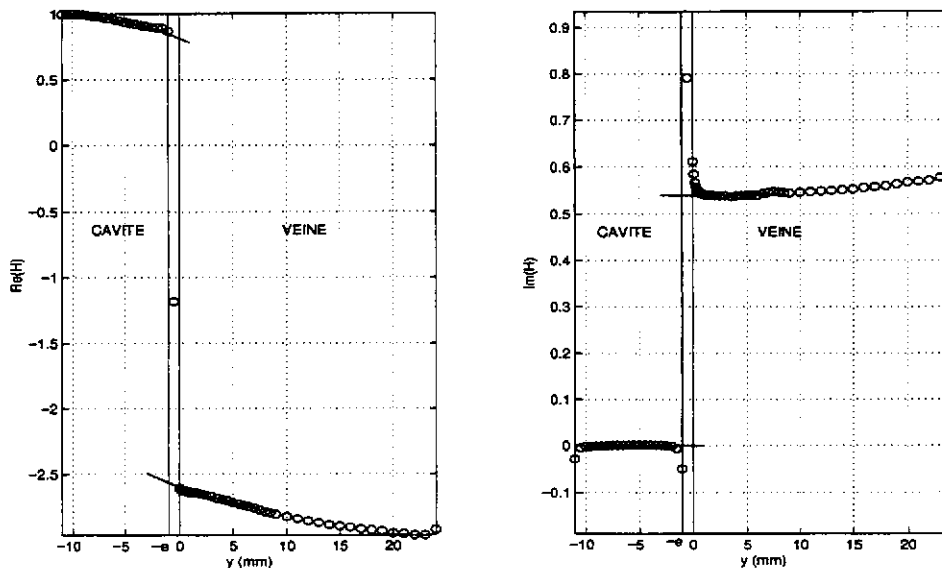


FIG. 4.25: Mesure d'un profil de pression sur une plaque perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %) ; $f = 3150$ Hz, $|v| = 0,025$ m/s, $M_0 = 0$; les lignes verticales symbolisent la position du matériau

L'impédance de la couche est :

$$z = \frac{p_2 - p_1}{\rho_0 c_0 v}, \tag{4.60}$$

où p_2 est la pression en $y = 0$, p_1 est la pression en $y = -e$, et v la vitesse acoustique normale à la paroi en $y = 0$.

À partir des fonctions de lissage H_c et H_v obtenues, l'impédance est donc donnée par :

$$z = jk \frac{H_v(0) - H_c(-e)}{2a_cL}. \tag{4.61}$$

La méthode des deux microphones utilisant une sonde microphonique mobile est donc riche d'informations, des profils de pression pouvant être mesurés et la déduction de l'impédance étant issue de deux méthodes. Cependant, la sonde est un capteur intrusif qui peut perturber l'écoulement d'air ; de plus, sa calibration est délicate.

4.7 Méthode de mesure avec deux microphones 1/8"

4.7.1 Description

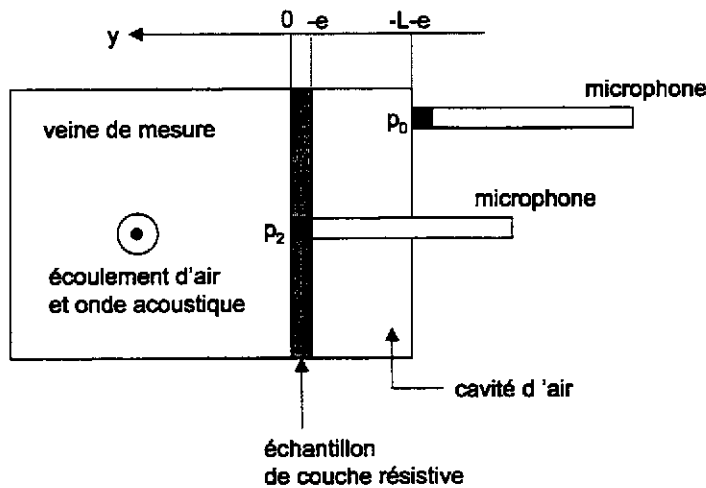


FIG. 4.26: Schéma de la section de la zone de mesure pour la méthode utilisant deux microphones 1/8"

On a vu au paragraphe (4.6) que la sonde microphonique est un capteur présentant des avantages (faible diamètre, possibilité de mesurer la pression en tout point y de la veine) et des inconvénients (système intrusif, étalonnage délicat, réponse variant avec la fréquence, l'amplitude de pression et l'écoulement, faible sensibilité lorsque la vitesse d'écoulement augmente).

On a donc mis en place un protocole expérimental pour mesurer l'impédance à partir de deux microphones à condensateur "classiques" de petites dimensions (diamètre 3,2 mm, type 1/8" Bruël & Kjør 4138) dans le banc IMPEC.

Un microphone est fixé en fond de cavité ($y = -L - e$) et l'autre est placé rasant à la surface du matériau ($y = 0$), en son centre (figure (4.26)).

4.7.2 Appariement des microphones

Utilisés séparément, les microphones ont une réponse plate en fonction de la fréquence et de l'amplitude sonore (une étude [4] a montré la linéarité des microphones 1/2", 1/4" et 1/8" jusqu'à des niveaux sonores de 160 dB).

Cependant, pour des raisons de fabrication, la fonction de transfert entre les deux microphones n'est pas égale à 1 lorsqu'ils sont soumis au même champ de pression.

Une mesure de la fonction de transfert entre les microphones doit donc être corrigée d'une fonction de correction (opération d'appariement). Celle-ci est obtenue en plaçant les deux microphones au fond de la cavité ($y = -L - e$), où la pression est uniforme. La mesure de la fonction de transfert à cet endroit est donc représentative des écarts intrinsèques entre les deux microphones.

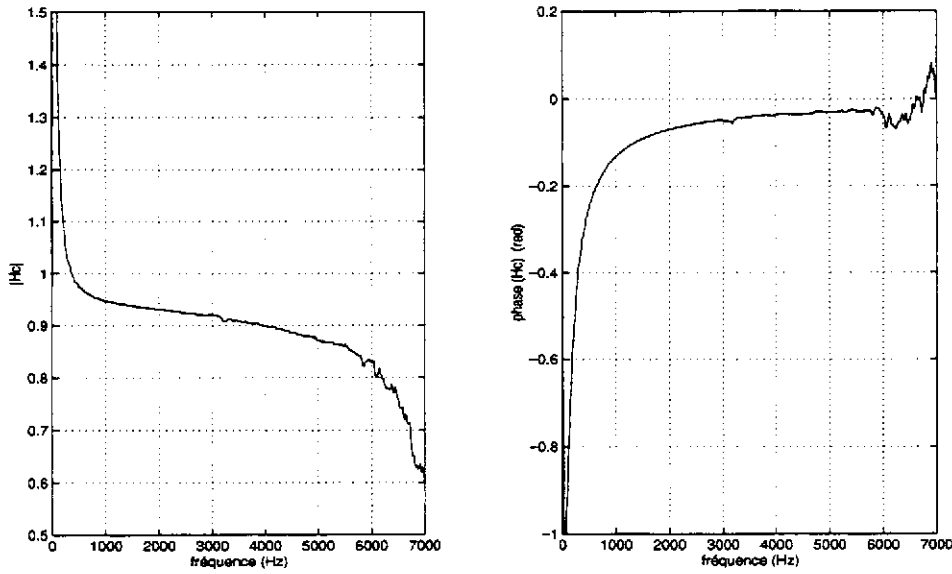


FIG. 4.27: Fonction de transfert de correction H_{corr} entre deux microphones 1/8" placés en fond de cavité ($y = -L - e$)

La fonction de transfert de correction H_{corr} est représentée figure (4.27), et sera appliquée à toutes les mesures à venir.

4.7.3 Calcul de l'impédance

On mesure la fonction de transfert entre chaque microphone et le signal de sortie de l'amplificateur, H_{as} et H_{af} ; le signal est traité selon la méthode décrite au paragraphe (4.5).

On obtient :

$$H_{fs} = \frac{H_{as}}{H_{af}} = \frac{p_f^* p_s}{|p_f|^2}, \quad (4.62)$$

où $p_f = p_0$ est la pression mesurée par le microphone en fond de cavité, et $p_s = p_2$ la pression mesurée par le microphone en surface du matériau.

Cette fonction est corrigée par la fonction de transfert de correction, et la valeur correcte de la fonction de transfert est :

$$H = \frac{H_{fs}}{H_{corr}}. \quad (4.63)$$

L'impédance est donc donnée par :

$$z = -j \frac{H}{\sin(kL)} + j \cot(kL). \quad (4.64)$$

La vitesse acoustique excitant le matériau est mesurée à partir de la pression en fond de cavité :

$$v = j \frac{p_f}{\rho_0 c_0} \sin(kL). \quad (4.65)$$

Cette méthode est rapide, la déduction de l'impédance résultant d'un calcul simple. De plus, cette méthode est non intrusive et l'écoulement d'air n'est donc pas perturbé. Le positionnement des microphones doit être effectué avec soin. Un inconvénient est la faible sensibilité des microphones 1/8" (de l'ordre de 0,6 mV/Pa), ainsi que leur fragilité, due à leur petite taille.

4.8 Estimation des incertitudes de mesures

Sans écoulement d'air, les incertitudes sur les valeurs d'impédance mesurées peuvent provenir du système d'analyse des signaux, ainsi que de la méthode de calcul, qui fait intervenir la température. Ces éléments sont précisés dans ce qui suit. On donne également une estimation de la répétabilité des mesures.

4.8.1 Incertitude relative sur l'impédance liée à l'analyseur de spectres

On acquiert avec l'analyseur de spectres des fonctions de transfert et des autospectres. D'après les spécifications données par le fabricant, on peut évaluer l'erreur en module à $\pm 0,1$ dB (1,1 %) et l'erreur en phase à $\pm 0,2^\circ$ (0,004 rad).

Ces valeurs permettent tout d'abord d'estimer la valeur minimale de l'impédance mesurable par le système. Une mesure dans le domaine d'incertitude de l'analyseur, mène à une fonction de transfert $H = 0,99 + 3,5 \cdot 10^{-3}j$.

L'impédance est calculée selon :

$$z = -j \frac{H}{\sin(kL)} + j \cot(kL), \quad (4.66)$$

où $L = 10$ mm.

Une valeur de $H = 0,99 + 3,5 \cdot 10^{-3}j$ entraîne, entre 1000 Hz et 8000 Hz, une impédance z de la couche comprise entre $0,03 + 0j$ et $0,005 - 0,9j$, qui sont donc les valeurs minimales de l'impédance qu'on peut obtenir à partir d'une mesure contenue dans le domaine d'incertitude de l'analyseur.

La précision de l'analyseur mène par ailleurs à une incertitude relative sur la valeur de l'impédance. Plus la fonction de transfert H mesurée est proche de 1 (valeurs de l'impédance faibles), plus la valeur de l'impédance est sensible à cette précision. Les figures (4.28) et (4.29) montrent l'incertitude relative sur la résistance et la réactance entraînée par une erreur de la mesure de la fonction de transfert égale à 0,1 dB en amplitude et $0,2^\circ$ en phase. Le calcul de l'impédance est effectué avec une cavité de profondeur $L = 10$ mm. L'incertitude est d'autant plus grande que les valeurs mesurées sont faibles, et augmente avec la fréquence.

4.8.2 Effet de la température

La température intervient par le nombre d'onde $k = \frac{\omega}{c_0}$, où $c_0 = \sqrt{\gamma RT}$.

Elle est mesurée par un thermocouple; un ordre de grandeur pessimiste de la précision sur la température est 10 %.

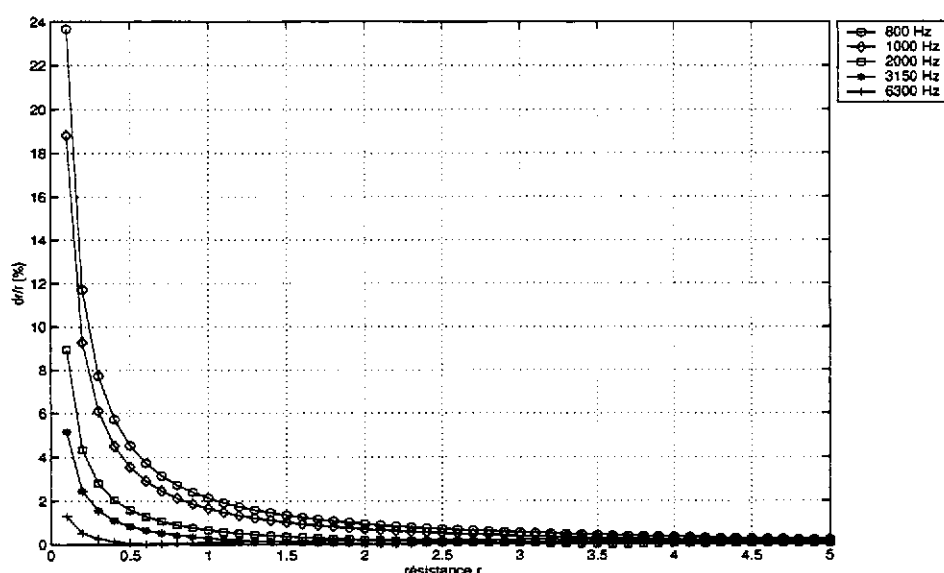


FIG. 4.28: Incertitude relative sur la résistance entraînée par une erreur de $0,1$ dB et $0,2^\circ$ sur la mesure de la fonction de transfert, pour différentes fréquences ; $L = 10$ mm

Les figures (4.30) et (4.31) montrent l'effet d'une telle erreur sur l'incertitude relative sur la résistance et la réactance, pour plusieurs fréquences. On observe que la mesure de l'impédance est très peu sensible à la température.

4.8.3 Répétabilité des mesures

Pour les deux méthodes employées (mesure avec une sonde mobile ou avec des microphones fixes), les mesures ont été répétées, sans et avec écoulement d'air. Elles montrent qu'une incertitude relative de l'ordre de 10 % peut être admise sur la valeur de l'impédance et de la réactance, pour la méthode utilisant la sonde ou les microphones, sans écoulement d'air.

L'estimation d'une incertitude pour les mesures en présence d'écoulement d'air est plus délicate. Les mesures sont d'autant plus dispersées que la vitesse de l'écoulement augmente, mais la méthode des deux microphones donne des résultats plus répétitifs.

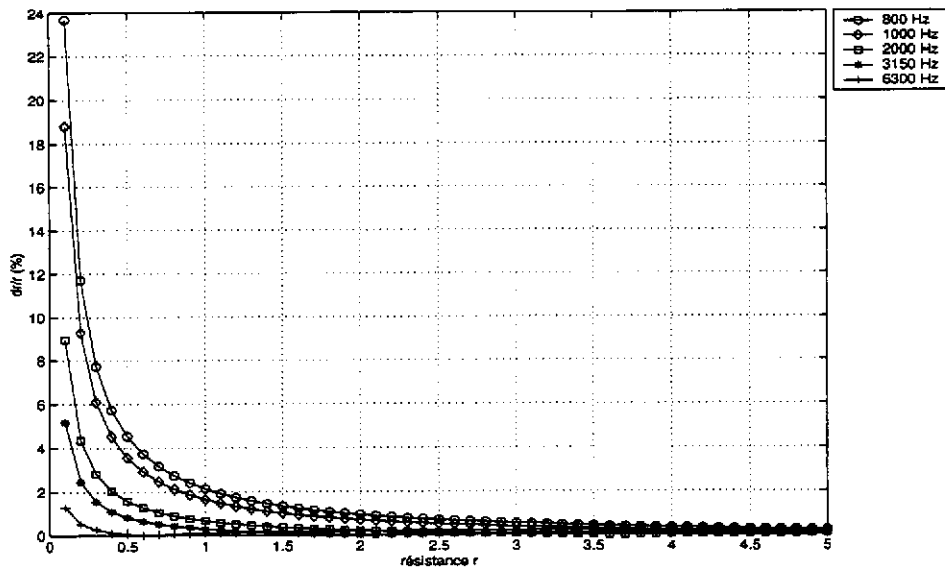


FIG. 4.29: Incertitude relative sur la réactance entraînée par une erreur de 0,1 dB et 0,2° sur la mesure de la fonction de transfert, pour différentes fréquences ; $L = 10$ mm

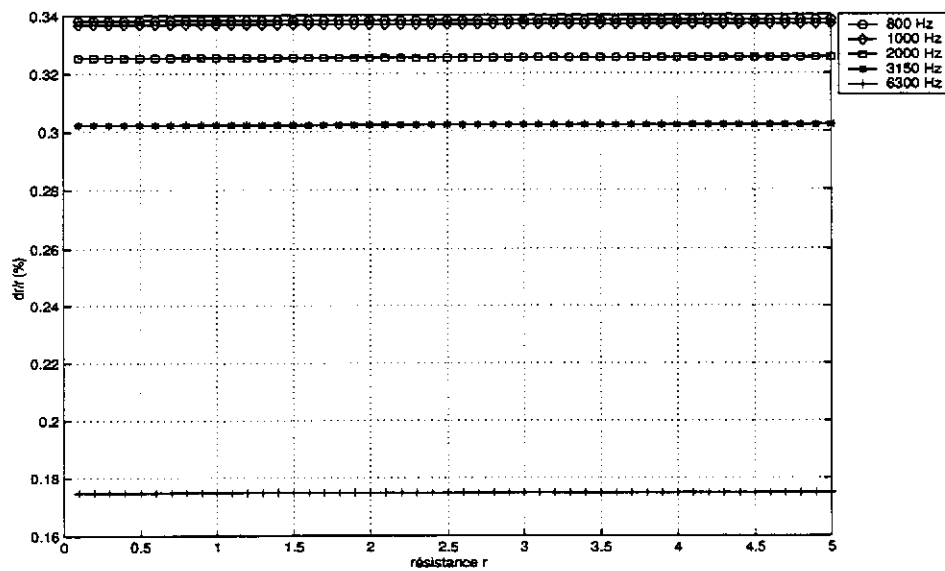


FIG. 4.30: Incertitude relative sur la résistance entraînée par une erreur 10% sur la température, pour différentes fréquences ; $L = 10$ mm

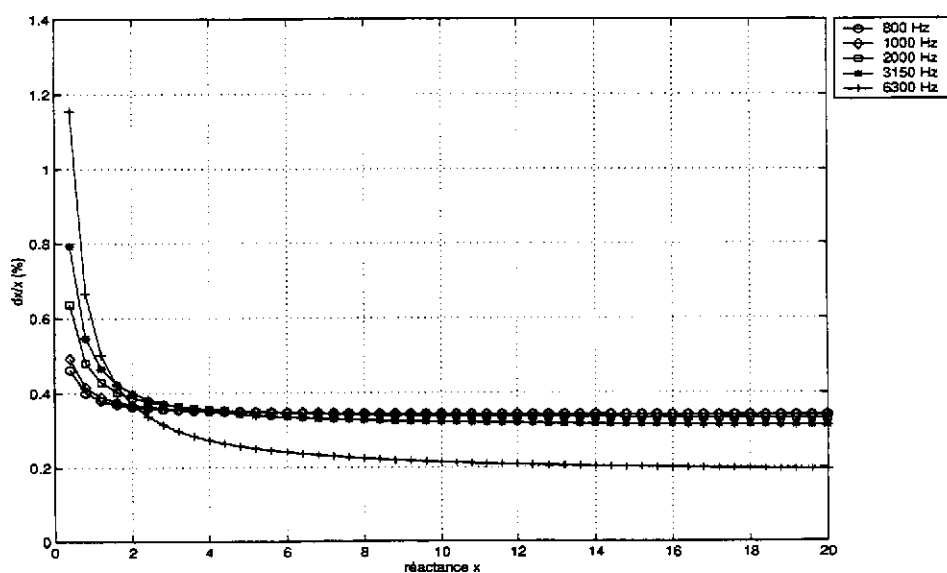


FIG. 4.31: Incertitude relative sur la réactance entraînée par une erreur 10% sur la température, pour différentes fréquences; $L = 10$ mm

4.9 Conclusion

Ce chapitre avait pour but de décrire les travaux effectués pour mettre au point le système expérimental de mesure d'impédance en présence d'un écoulement d'air tangentiel au matériau.

Le système permet de mesurer l'impédance de 800 à 6300 Hz environ, jusqu'à des niveaux sonores de l'ordre de 150 dB, et des vitesses d'écoulement de l'ordre de 240 m/s.

On dispose de trois méthodes distinctes pour déterminer l'impédance du matériau :

- la méthode utilisant une sonde microphonique mobile, mesurant la pression en deux points et déduisant l'impédance par la relation (4.52) ;
- la méthode utilisant une sonde microphonique mobile, mesurant la pression sur toute la section de la cavité et de la veine, et déduisant l'impédance par la relation (4.61) ;
- la méthode utilisant deux microphones fixes "classiques", et déduisant l'impédance par la relation (4.64).

De plus, on dispose d'un système de mesure "statique", sans écoulement, constitué d'un tube comportant un haut-parleur à une extrémité et un échantillon de couche résistive à l'autre extrémité, sur laquelle est collée une cavité de profondeur $L = 10$ mm [86]. La mesure est basée sur la méthode des deux microphones avec une sonde microphonique mobile. L'onde acoustique est en incidence normale par rapport à la surface du matériau.

Le chapitre qui suit donne et compare les résultats de mesure d'impédance obtenus suivant les trois méthodes. Sans écoulement, elles sont comparées avec le système de mesure statique décrit ci-dessus. Elles sont également comparées avec les formules empiriques d'impédance trouvées dans la littérature.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

5.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, le système expérimental de mesure d'impédance avec écoulement (*IMPEC*) a été caractérisé. Des observations ont conduit à certaines modifications, concernant la position de la source, la géométrie de la cavité d'air, l'acquisition et le traitement des signaux. Les caractéristiques aérodynamiques utiles pour notre étude ont été mesurées. Enfin, trois méthodes de déduction de l'impédance ont été proposées.

Le but de ce chapitre est de donner les principaux résultats expérimentaux (mesure de pression acoustique, déduction de l'impédance de la couche résistive) obtenus dans le banc *IMPEC* à la suite de ces modifications.

Le chapitre est divisé en deux parties. La première concerne les mesures dans le banc *IMPEC sans écoulement d'air*, dans un but de validation des résultats, par comparaison avec des mesures effectuées dans un autre système expérimental (appelé *banc statique*) et des modèles. La seconde est dédiée aux mesures en présence d'écoulement d'air et à leur interprétation.

banc	capteur	déduction de z	niveau sonore maximal	M_0
statique	sonde mobile	2 points (expr. (4.52))	160 dB	0
statique	sonde mobile	lissage (expr. (4.61))	160 dB	0
IMPEC	sonde mobile	2 points (expr. (4.52))	150 dB	0 → 0,6
IMPEC	sonde mobile	lissage (expr. (4.61))	150 dB	0 → 0,6
IMPEC	microphones fixes	2 points (expr. (4.64))	150 dB	0 → 0,6

TAB. 5.1: Méthodes de déduction de l'impédance étudiées et domaines d'expérimentation

On dispose au total de cinq méthodes de déduction de l'impédance, plus un système expérimental donnant la résistance au passage de l'air. Ces méthodes, ainsi que leurs domaines d'expérimentation respectifs, sont résumés dans le tableau (5.1). Dans tous les cas, la fréquence de l'onde sonore est comprise entre 800 et 6300 Hz. Les caractéristiques du banc *statique* sont précisées dans le paragraphe qui suit.

Deux types de couches résistives ont été testés : des plaques perforées en aluminium (appelées tôles perforées), de faible porosité, et une tôle perforée collée à un tissu métallique.

5.2 Mesures sans écoulement d'air

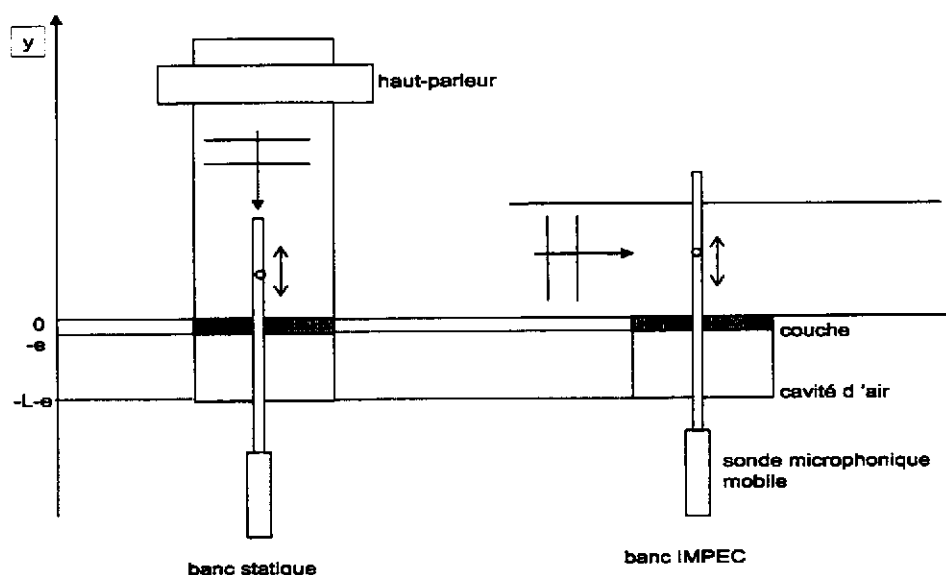


FIG. 5.1: Schéma du banc statique, comparaison avec le banc IMPEC et coordonnées

Les mesures d'impédance dans le banc *IMPEC* ont tout d'abord été effectuées sans écoulement d'air, afin de valider le système. Ces mesures sont comparées aux résultats donnés par un autre système existant au laboratoire, le banc *statique*, basé sur la même méthode de mesure que le banc *IMPEC*.

Le banc *statique* est schématisé sur la figure (5.1). On a également représenté le banc *IMPEC* pour comparer la géométrie des deux systèmes. Le banc *statique* est un conduit circulaire (diamètre 24 mm) comportant à une extrémité un haut-parleur (chambre de compression) et à l'autre extrémité un échantillon de la couche résistive à tester, derrière laquelle est collée une cavité d'air aux parois rigides de section circulaire (diamètre 24 mm) et de profondeur $L = 10$ mm.

Une sonde microphonique mobile traverse la cavité et le matériau en son centre. Une sonde fixée en fond de cavité sert de référence de phase. Des mesures de profils de pression sont donc possibles dans ce système. L'impédance est déduite, comme dans le banc *IMPEC*, à partir de deux points de mesure (expression (4.52)) ou par lissage des points (expression (4.61)).

La différence majeure entre les deux systèmes est que, dans le banc *IMPEC*, l'onde est en incidence rasante par rapport à la surface de l'échantillon, et en incidence normale dans le banc *statique* (figure (5.1)).

5.2.1 Comparaison des profils de pression

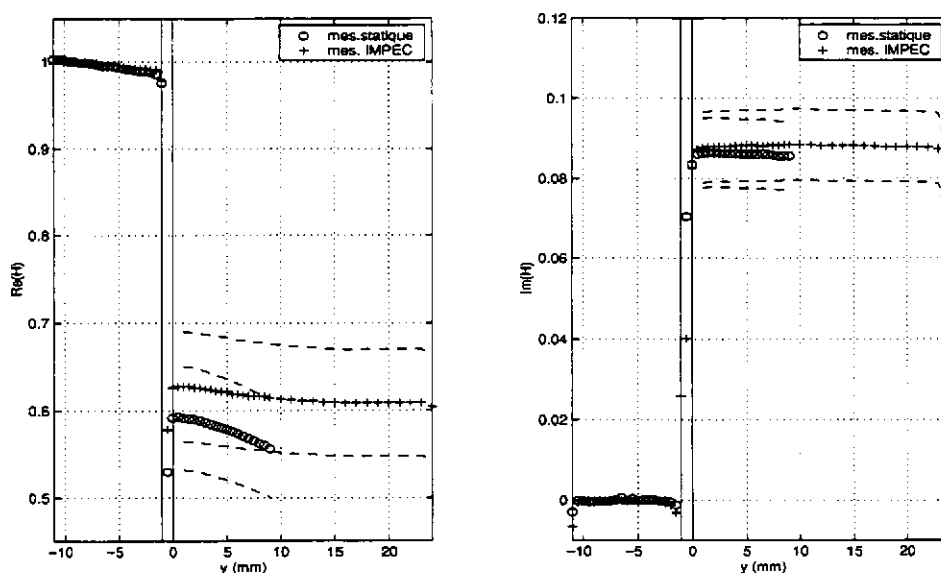


FIG. 5.2: Profils de pression (normalisée par rapport à la valeur en fond de cavité) dans les deux systèmes; partie réelle (à droite) et imaginaire (à gauche); mesure sur une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %), $f=1000$ Hz, $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la mesure

Dans les deux bancs, la sonde mobile mesure la pression depuis le fond de la cavité ($y = -L - e$), à travers le matériau ($-e < y < 0$) et dans le conduit ($y > 0$).

Les profils de pression, représentés par la fonction de transfert H entre la sonde mobile et la sonde fixe, normalisée par rapport à sa valeur en fond de cavité, sont donnés en partie réelle et imaginaire sur les figures qui suivent, pour trois fréquences et pour une vitesse acoustique incidente de 0,001 m/s.

La représentation en partie réelle et imaginaire des profils permet d'avoir une première estimation des différences que l'on va obtenir sur la valeur de l'impédance. En effet, le calcul de l'impédance (expressions (4.52) ou (4.61)) montre que la résistance est liée à la partie imaginaire du profil, et la réactance à la partie réelle.

Les mesures montrent que le champ de pression dans la cavité est le même dans les deux bancs. Il n'est donc pas influencé par l'incidence de l'onde. Dans le conduit ($y > 0$), les formes des profils sont sensiblement différentes. En effet, les deux dispositifs ont des géométries très différentes (voir la figure (5.1)). Dans le banc *statique*, la pression est mesurée selon la direction de propagation de l'onde; dans le banc *IMPEC*, elle est mesurée dans la direction perpendiculaire. De plus, une onde stationnaire est présente dans le banc *statique*, ce qui explique la forme non plane du profil.

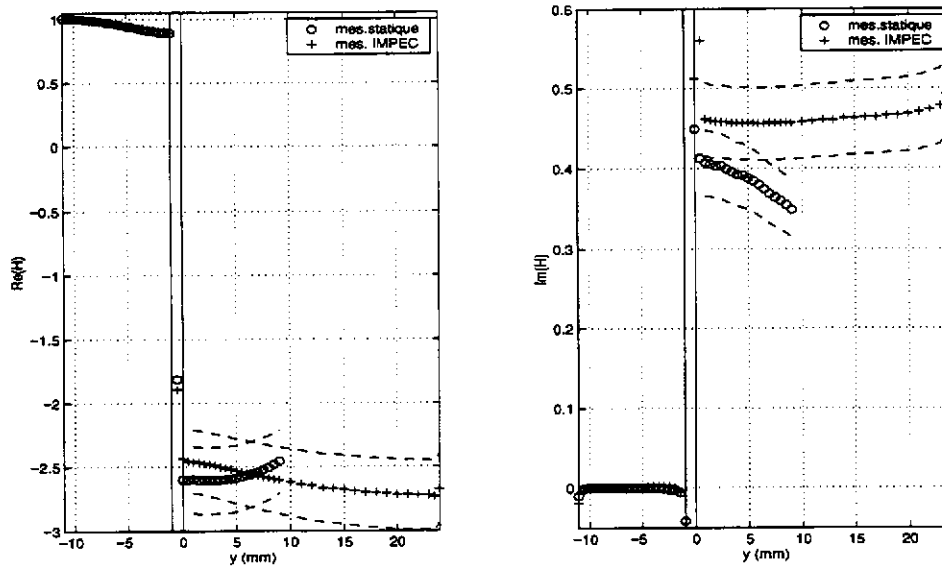


FIG. 5.3: Profils de pression (normalisée par rapport à la valeur en fond de cavité) dans les deux systèmes ; partie réelle (à droite) et imaginaire (à gauche) ; mesure sur une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %), $f=3150$ Hz, $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la mesure

Par ailleurs, le calcul de l'impédance suppose l'égalité de la vitesse acoustique de part et d'autre de la couche (et donc du gradient de pression). On peut observer sur les profils que cette égalité de pente est plus visible dans le banc *IMPEC* que dans le banc *statique*, dans lequel la stationnarité de l'onde détermine la forme du profil.

Jusqu'à 3150 Hz, les valeurs du saut de pression en partie réelle et imaginaire sont considérées similaires (l'écart maximal est de 10 %, qui correspond à l'incertitude estimée de la mesure). À 6300 Hz, on observe un écart de 17 % sur la partie réelle et de 70 % sur la partie imaginaire. Ces différences ne sont pas aujourd'hui expliquées. On a d'abord pensé que l'angle d'incidence de l'onde (incidence rasante dans *IMPEC* et normale dans le banc *statique*) pouvait modifier la valeur du saut de pression. Or, on verra dans ce qui suit que les mesures utilisant des microphones fixes, dans le banc *IMPEC*, donnent un bon accord avec les mesures dans le banc *statique*. L'incidence de l'onde n'est donc pas une explication satisfaisante.

Par conséquent, au vu de ces profils, on doit s'attendre à obtenir des valeurs d'impédance très différentes dans les deux dispositifs, pour $f > 3150$ Hz.

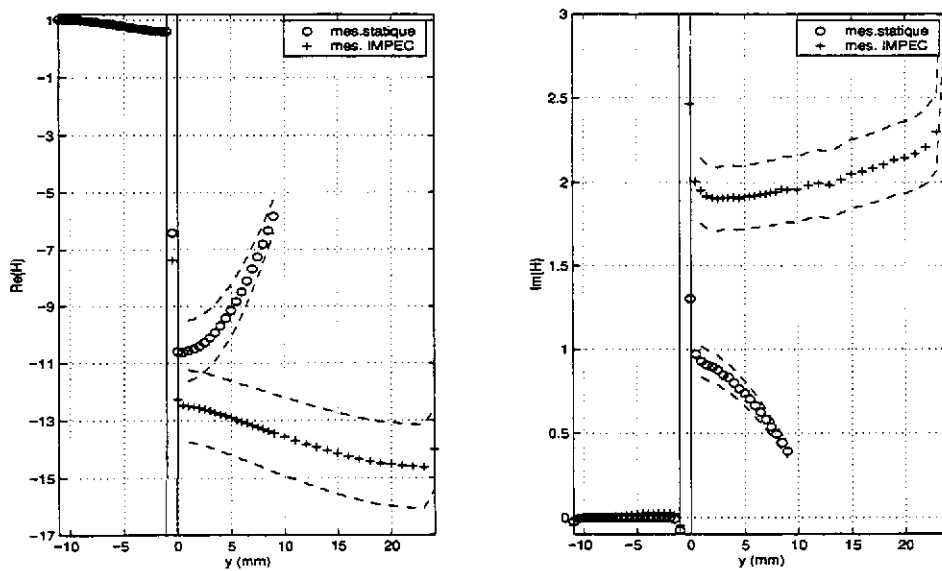


FIG. 5.4: Profils de pression (normalisée par rapport à la valeur en fond de cavité), en partie réelle (à gauche) et imaginaire (à droite) dans les deux systèmes; mesure sur une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %), $f=6300$ Hz, $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la mesure

5.2.2 Résultats de mesure de l'impédance dans le banc statique

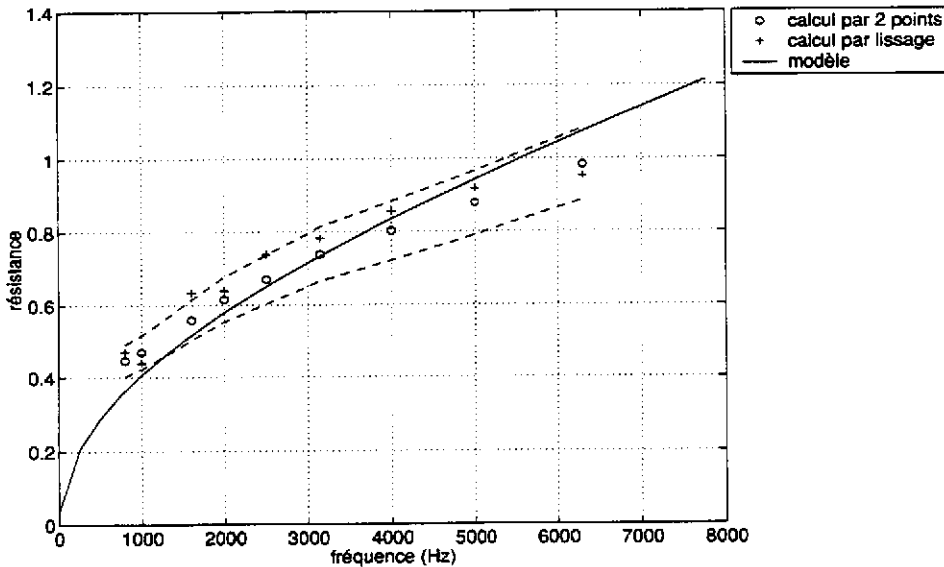


FIG. 5.5: Mesures sur le banc statique (sonde) de la résistance r d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction de la fréquence ; $|v|=0,001$ m/s ; calcul par deux points : expression (4.52), calcul par lissage : expression (4.61), modèle : expression (2.50) ; les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la valeur déduite du calcul par deux points de mesure

Cette partie détaille les mesures effectuées dans le banc statique, afin de comparer les deux méthodes de déduction de l'impédance (deux points ou lissage) et d'étudier la validité des modèles linéaires et non linéaires de l'impédance des tôles perforées (voir les paragraphes (2.3.2) et (2.2.2)).

La couche résistive testée est une tôle perforée de caractéristiques :

- épaisseur $e=1,02$ mm,
- diamètre des orifices $d=0,7$ mm,
- porosité $\sigma=1,53$ %.

Effet de la fréquence

Les mesures ont tout d'abord été effectuées à très basse vitesse acoustique ($|v|=0,001$ m/s, soit une vitesse dans l'orifice $v_o=0,065$ m/s).

Pratiquement, la vitesse étant donnée par :

$$v = j \frac{p_0}{\rho_0 c_0} \sin(kL), \quad (5.1)$$

on ajuste le niveau de pression en fond de cavité p_0 , pour chaque fréquence, pour obtenir la valeur de vitesse désirée.

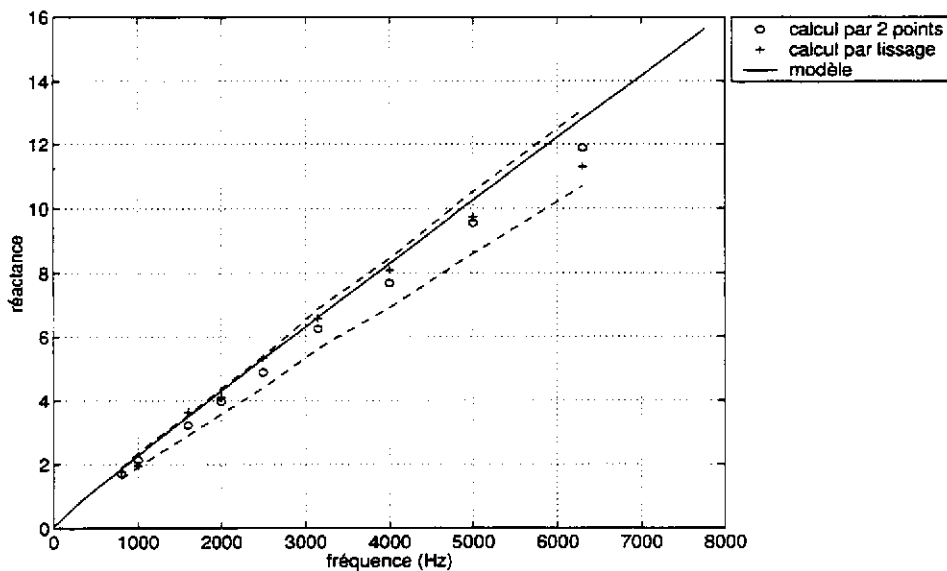


FIG. 5.6: Mesures sur le banc statique de la réactance χ d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction de la fréquence; $|v|=0,001$ m/s; calcul par deux points: expression (4.52), calcul par lissage: expression (4.61), modèle: expression (2.51); les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la valeur déduite du calcul par deux points de mesure

Selon le critère de Panton [82] (voir le paragraphe (2.2.2)), on est dans le domaine linéaire de la résistance ($\frac{v_0}{\sqrt{\nu\omega}} < 3$) et de la réactance ($\frac{v_0}{\omega d} < 0,1$), dans la bande de fréquences considérées.

La résistance et la réactance mesurées sont représentées en fonction de la fréquence sur les figures (5.5) et (5.6). Elles montrent que les deux méthodes de déduction de l'impédance (deux points ou lissage) donnent des résultats similaires (on a estimé l'incertitude relative de la mesure à 10 %). Le modèle linéaire, donnant la dépendance de l'impédance en fonction de la fréquence de l'impédance (expressions (2.50) et (2.51)), montre un bon accord avec les mesures.

On pourra donc s'appuyer sur ces résultats pour discuter les valeurs obtenues dans le banc *IMPEC*.

Effet de la vitesse acoustique

Le banc *statique* est doté d'un système qui permet d'effectuer automatiquement les mesures d'impédance, et donc d'explorer un grand nombre de couples (fréquence, vitesse acoustique). L'impédance est calculée par la méthode des deux points. Les résultats qui suivent sont déduits de ce dispositif.

À 3150 Hz, l'évolution de la résistance de la tôle perforée en fonction de la vitesse acoustique est montrée sur la figure (5.7). Le modèle suivant est appliqué (voir le paragraphe (2.3.3)):

$$r = A(\omega) + Bv_0, \quad (5.2)$$

où :

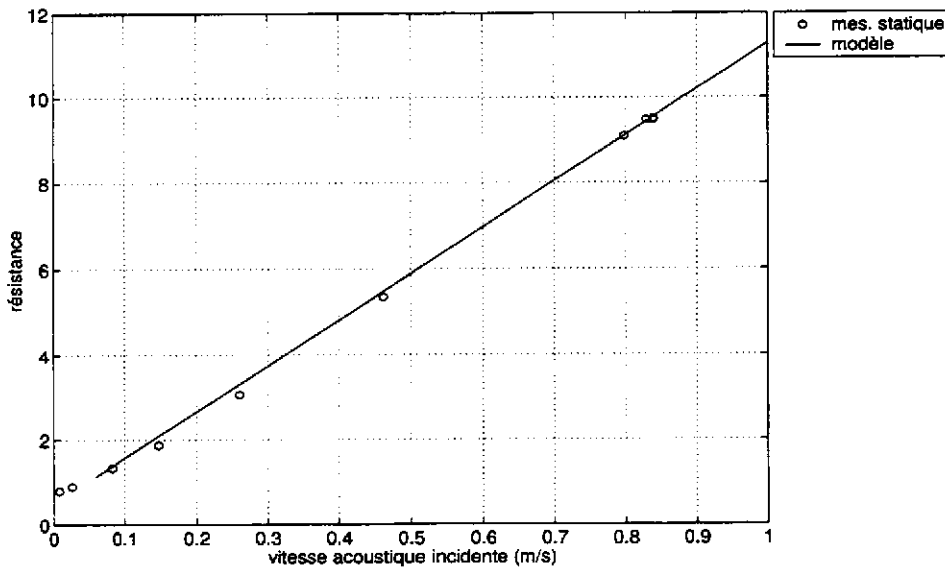


FIG. 5.7: Mesures sur le banc statique de la résistance r d'une tôle perforée ($e=1,02\text{mm}$, $d=0,7\text{mm}$, $\sigma=1,53\%$) en fonction de la vitesse acoustique incidente v ; $f=3150\text{ Hz}$

$A(\omega)$ est la valeur linéaire de la résistance (expression (2.50)),

$$B = \frac{4}{3\pi} \frac{1-\sigma^2}{\sigma c_0 C_D^2}, \text{ avec } C_D = 0,7.$$

Ce modèle montre un bon accord avec les mesures, pour des vitesses acoustiques comprises entre 0,05 et 1 m/s. A plus basses vitesses acoustiques, l'augmentation linéaire de la résistance est moins nette; une exploration plus précise dans ce domaine de vitesses pourrait permettre de retrouver un comportement tel que celui décrit par Pachebat [76], qui observe une dépendance quadratique de la résistance en fonction de la vitesse acoustique.

Effets cumulés de fréquence et vitesse acoustique

Les figures (5.8) et (5.9) montrent les effets cumulés de fréquence et vitesse acoustique. On a utilisé les nombres adimensionnels choisis par Panton [82]:

- $\frac{v_0}{\sqrt{\omega\nu}}$ pour la résistance,

- $\frac{v_0}{\omega d}$ pour la réactance,

où v_0 est la vitesse acoustique dans un orifice de la tôle ($v_0 = \frac{v}{\sigma}$).

La résistance est représentée par la valeur adimensionnelle r_a donnée par (voir le paragraphe (2.2.2)):

$$r_a = r \frac{\sigma c_0}{\sqrt{\nu\omega}}, \quad (5.3)$$

où r est la résistance acoustique spécifique réduite que nous mesurons.

La réactance est représentée par une correction de longueur e_a . Cette quantité est adimensionnée par rapport à la correction de longueur "linéaire" $8d/(3\pi)$ (voir

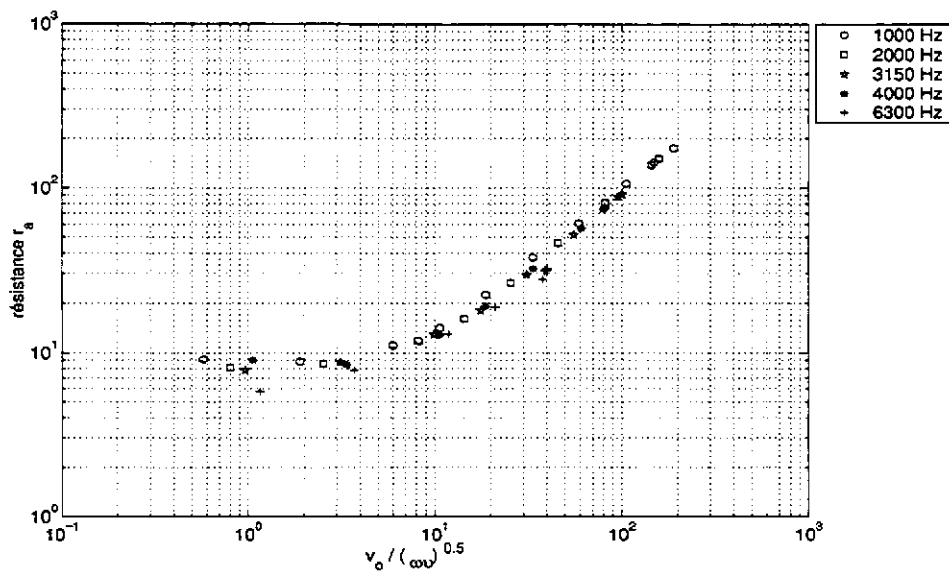


FIG. 5.8: Effets cumulés de fréquence et de vitesse acoustique sur la résistance : résistance r_a (expression (5.3)) mesurée sur le banc statique d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %) en fonction de $\frac{v_0}{\sqrt{\omega\nu}}$, où v_0 est la vitesse acoustique entrante dans un orifice de la tôle, ω est la pulsation et ν la viscosité cinématique de l'air

l'expression linéaire de la réactance (2.51)). Cette grandeur est liée à la réactance χ , que nous mesurons, par :

$$e_a = \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\sigma\chi}{kd} - \frac{e}{d} \right). \quad (5.4)$$

Le critère de Panton (qui a testé des orifices uniques et non des tôles perforées) est que le comportement non linéaire de la résistance existe pour $\frac{v_0}{\sqrt{\omega\nu}} > 3$, et celui de la réactance pour $\frac{v_0}{\omega d} > 0,1$.

Pour la résistance, nos mesures montrent que l'expression (5.3) permet de bien regrouper les valeurs quelle que soit la fréquence. Le début de la non linéarité est observé pour $\frac{v_0}{\sqrt{\omega\nu}} > 3$ environ, comme dans l'étude de Panton.

Pour la réactance, les résultats sont plus dispersés (ce qui est d'ailleurs également le cas dans les mesures de Panton). On peut cependant observer que la correction de longueur e_a montre un comportement non linéaire ($e_a < 1$) pour $\frac{v_0}{\omega d} > 0,1$ environ, comme attendu d'après l'étude de Panton.

Le bon accord de nos mesures avec les résultats de Panton montre d'une part que les effets cumulés de fréquence et vitesses acoustiques sont très similaires pour un orifice unique et une tôle perforée. D'autre part, il confirme que les résultats de mesure donnés par le banc *statique* constituent une bonne base de données pour la validation du banc *IMPEC*.

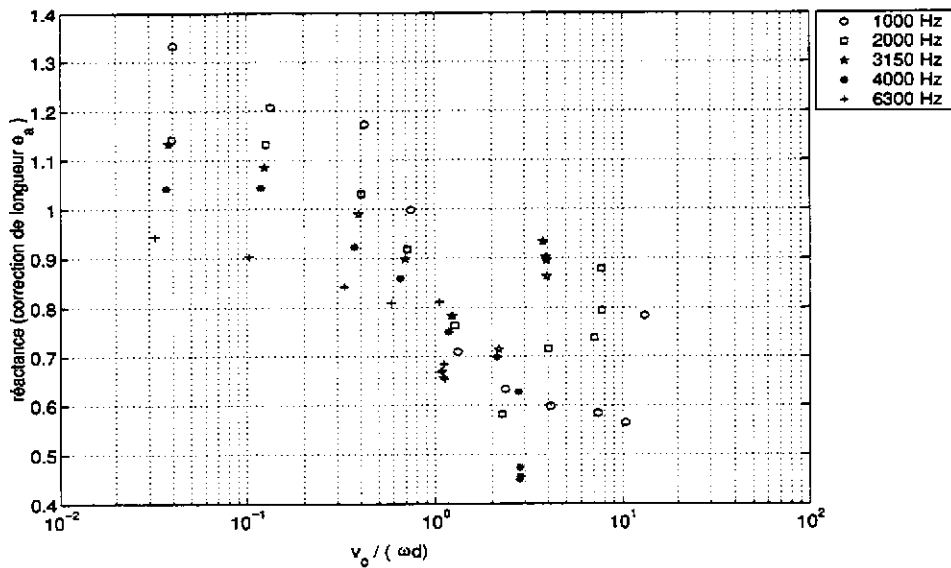


FIG. 5.9: Effets cumulés de fréquence et de vitesse acoustique sur la réactance : correction de longueur e_a (expression (5.4)) mesurée sur le banc statique d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %) en fonction de $\frac{v_0}{\omega d}$, où v_0 est la vitesse acoustique entrante dans un orifice de la tôle, ω est la pulsation et d le diamètre d'un orifice

5.2.3 Résultats de mesure de l'impédance dans le banc *IMPEC*

Le banc *IMPEC* a tout d'abord été utilisé sans écoulement d'air afin de le valider.

On dispose de moins de résultats de mesure que dans le banc statique, aucun système d'automatisation n'étant actuellement en place dans le banc *IMPEC*. Les mesures (particulièrement celles utilisant la sonde mobile) nécessitent donc un temps d'expérimentation relativement long.

Les domaines d'expérimentation sont donc limités par rapport à ceux choisis dans le banc statique. De plus, les niveaux sonores maximaux sont plus faibles dans le banc *IMPEC* ; la gamme de vitesses acoustiques explorées est donc plus petite.

La même tôle perforée a été testée dans les bancs *statique* et *IMPEC* ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %).

Effet de la fréquence : mesure avec la sonde mobile

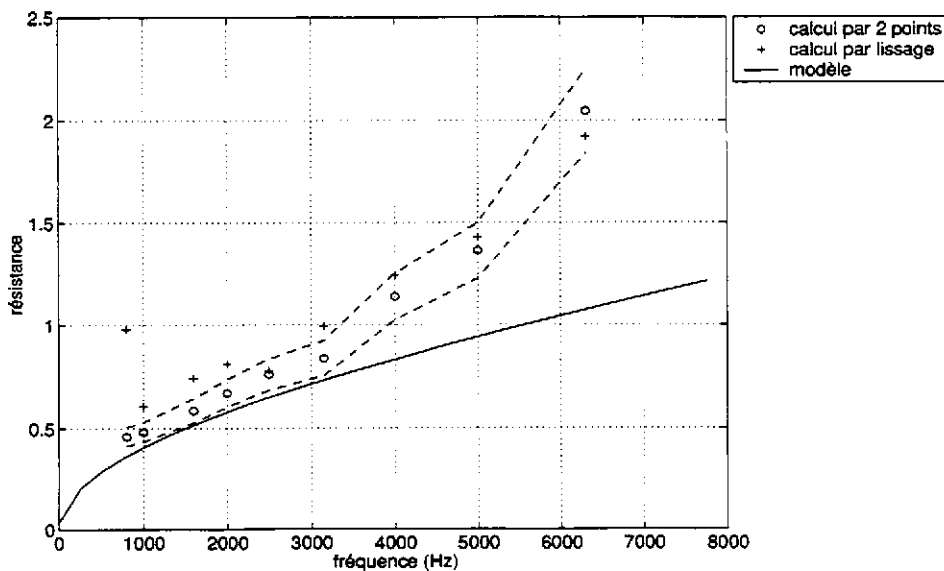


FIG. 5.10: Mesures sur le banc *IMPEC* (sonde) de la résistance r d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %) en fonction de la fréquence ; $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; calcul par deux points : expression (4.52), calcul par lissage : expression (4.61), modèle : expression (2.50) ; les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la valeur obtenue à partir du calcul par deux points

Les figures (5.10) et (5.11) présentent la résistance et la réactance déduites d'une mesure utilisant la sonde mobile dans le banc *IMPEC*, par les deux méthodes de calcul (deux points ou lissage). Le modèle correspond aux expressions (2.50) et (2.51) du comportement linéaire de l'impédance.

Les figures montrent que les deux méthodes de calcul donnent des résultats similaires, comme dans le banc *statique*, si l'on considère que l'incertitude relative sur la mesure est de 10 %.

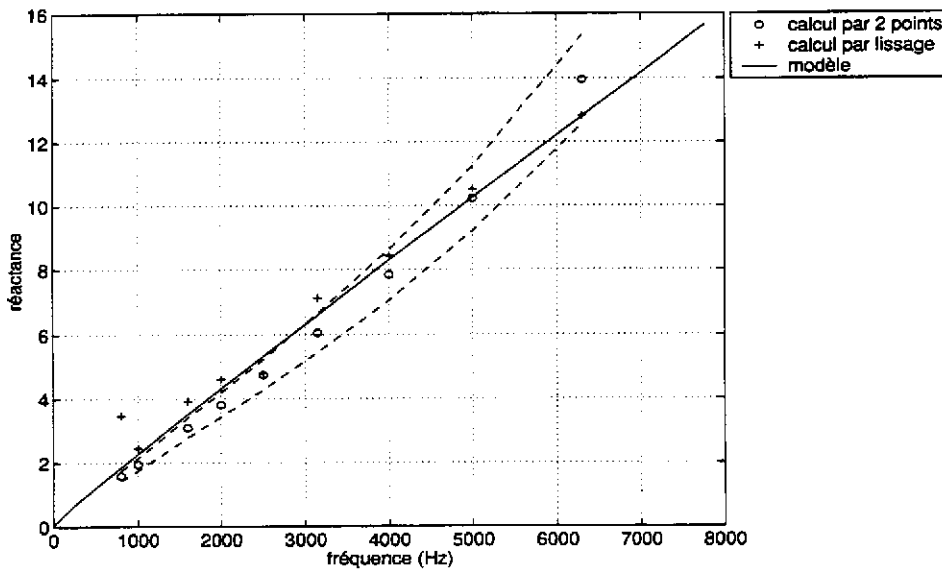


FIG. 5.11: Mesures sur le banc IMPEC (sonde) de la réactance χ d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,7$ mm, $\sigma=1,53$ %) en fonction de la fréquence; $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; calcul par deux points: expression (4.52), calcul par lissage: expression (4.61), modèle: expression (2.51); les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la valeur obtenue à partir du calcul par deux points

La mesure est sensiblement différente des valeurs données par le modèle, particulièrement pour la résistance, lorsque $f > 3150$ Hz. On pouvait le prévoir au vu des profils de pression mesurés (paragraphe (5.2.1)) dans les deux bancs.

Effet de la fréquence: mesure avec les microphones

Dans le banc IMPEC, on dispose d'un système mesurant l'impédance avec deux microphones fixes, remplaçant la sonde mobile. L'impédance est déduite des mesures de pression par la méthode exposée au paragraphe (4.7), selon l'expression (4.64).

Les figures (5.12) et (5.13) montrent les résultats de mesure sur une tôle perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %). Cette tôle n'est pas strictement la même que celle utilisée sur le banc statique pour des raisons de montage mécanique.

Les mesures montrent un bon accord avec le modèle linéaire de l'impédance jusqu'à 5000 Hz. Cet accord est bien meilleur que celui obtenu à partir des mesures avec la sonde mobile.

Effet de la vitesse acoustique : mesure avec les microphones

On a mesuré l'impédance de la tôle en fonction de la vitesse acoustique, pour $f=3150$ Hz (figures (5.14) et (5.15)). La mesure de la résistance en fonction de la vitesse acoustique montre un bon accord avec un modèle du type :

$$r = A(\omega) + Bv_o, \quad (5.5)$$

où :

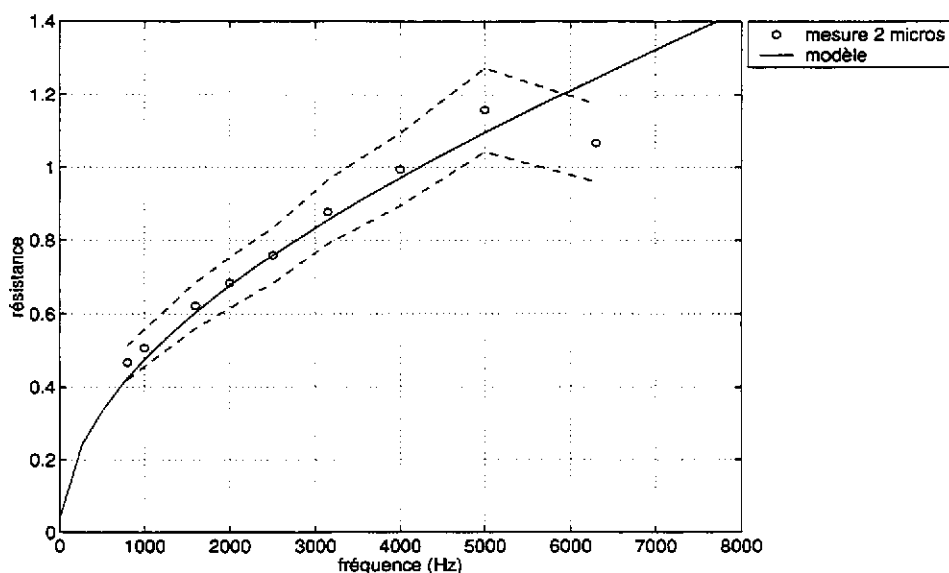


FIG. 5.12: Mesures sur le banc IMPEC (microphones) de la résistance r d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction de la fréquence; $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; mesure: expression (4.64), modèle: expression (2.50); les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la mesure

$A(\omega)$ est la valeur linéaire de la résistance (expression (2.50)),

$$B = \frac{4}{3\pi} \frac{1-\sigma^2}{\sigma c_0 C_D^2}, \text{ avec } C_D = 1.$$

On obtient ici une valeur du coefficient de décharge plus élevée que dans le banc *statique*. Cela peut s'expliquer d'une part par le fait que les tôles testées dans les deux systèmes ne sont pas strictement identiques. D'autre part, les phénomènes non linéaires au voisinage des orifices peuvent être de nature différente selon l'angle d'incidence de l'onde.

Pour la réactance, on observe comme attendu une diminution de la réactance avec la vitesse acoustique.

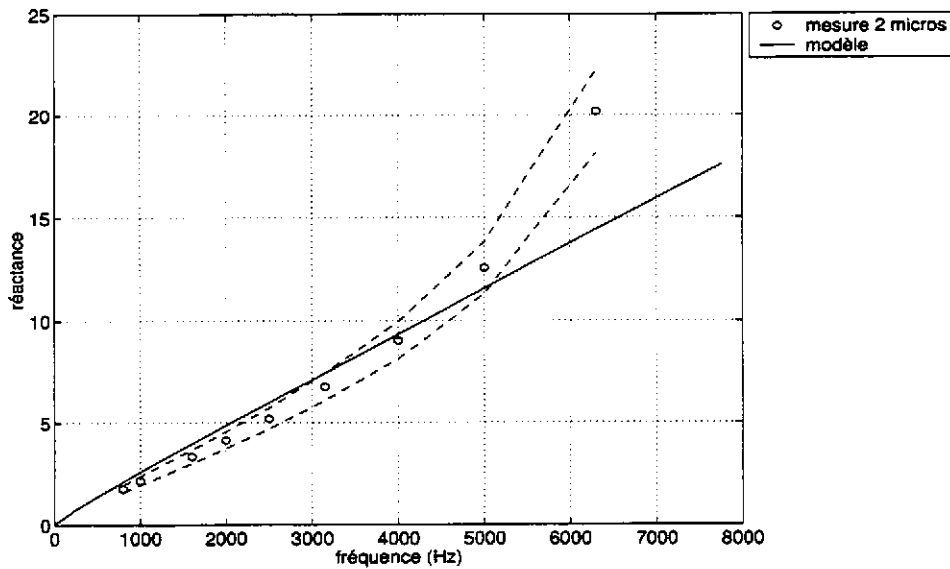


FIG. 5.13: Mesures sur le banc IMPEC (microphones) de la réactance χ d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction de la fréquence; $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; mesure: expression (4.64), modèle: expression (2.51); les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur la mesure

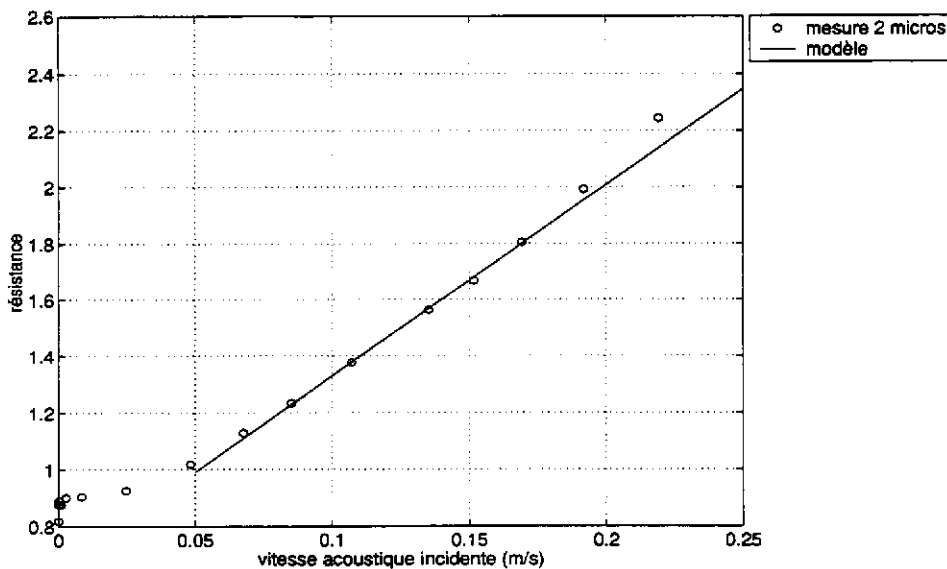


FIG. 5.14: Mesures sur le banc IMPEC (microphones) de la résistance r d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction de la vitesse acoustique; $f=3150$ Hz, $M_0=0$; mesure: expression (4.64), modèle: expression (5.5)

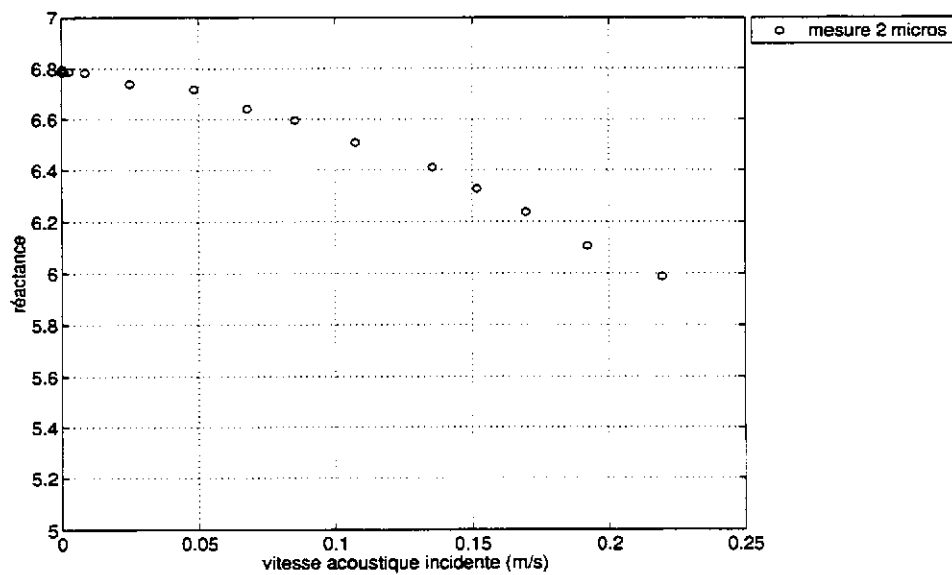


FIG. 5.15: Mesures sur le banc IMPEC (microphones) de la réactance χ d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction de la vitesse acoustique; $f=3150$ Hz, $M_0=0$; mesure: expression (4.64)

5.2.4 Conclusion sur la comparaison des trois méthodes

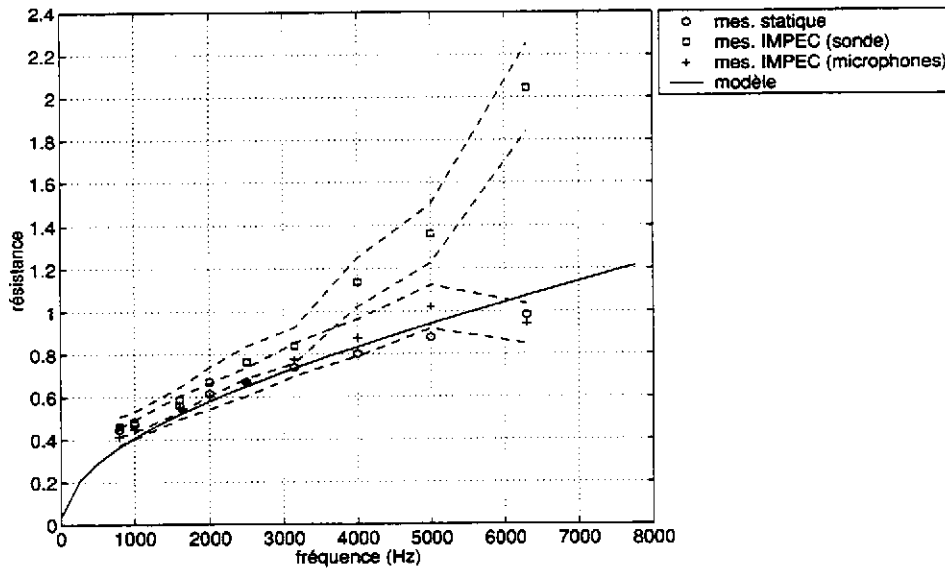


FIG. 5.16: Comparaison des mesures données par les trois dispositifs expérimentaux : résistance r d'une tôle perforée ; $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur les mesures dans le banc IMPEC

Les valeurs d'impédance mesurées sans écoulement, à partir des trois méthodes suivantes :

- banc *statique*, mesure avec la sonde mobile, calcul par deux points,
- banc *IMPEC*, mesure avec la sonde mobile, calcul par deux points,
- banc *IMPEC*, mesure avec les microphones fixes,

sont représentées en fonction de la fréquence sur les figures (5.16) et (5.17).

Pour la troisième méthode, où la tôle perforée (de porosité σ') a des caractéristiques géométriques différentes de celle testée par les deux autres méthodes (porosité σ), la valeur de l'impédance a été corrigée d'un facteur $\frac{\sigma'}{\sigma}$.

Les résultats du banc *statique* et du banc *IMPEC* utilisant les microphones sont en assez bon accord jusqu'à 5000 Hz. On observe que la correction $\frac{\sigma'}{\sigma}$ permet de bien recalculer les valeurs.

Pour la couche résistive testée, sans écoulement d'air, le banc *IMPEC* donne donc des résultats comparables à ceux du banc *statique* et aux modèles par la méthode utilisant les microphones fixes, jusqu'à 5000 Hz. La méthode avec la sonde mobile donne des valeurs acceptables jusqu'à 3150 Hz.

Dans le banc *IMPEC*, les différences entre la mesure donnée par la sonde mobile et les microphones n'ont pas été expliquées. Au-delà de 5000 Hz, les deux méthodes donnent des résultats significativement différents de ceux du banc *statique*. Une explication pourrait être que, à ces fréquences, l'impédance du matériau est sensible à l'angle d'incidence de l'onde.

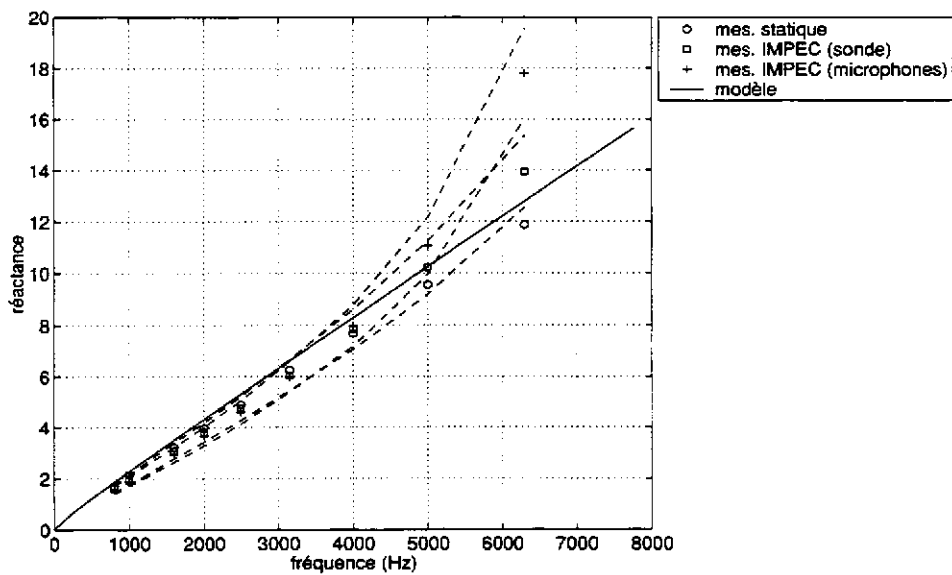


FIG. 5.17: Comparaison des mesures données par les trois systèmes expérimentaux : réactance χ d'une tôle perforée; $|v|=0,001$ m/s, $M_0=0$; les tirets correspondent à une incertitude relative de ± 10 % sur les mesures dans le banc IMPEC

5.2.5 Mesures sur une tôle perforée collée à un tissu métallique

Après l'étude du système sur une tôle perforée, on a mesuré l'impédance d'une tôle perforée collée à un tissu métallique.

Les caractéristiques de la couche sont :

- épaisseur de la tôle $e=1,1$ mm,
- diamètre des orifices de la tôle $d=1,1$ mm,
- porosité de la tôle $\sigma=31,4$ %,
- épaisseur du tissu $e_w \approx 12$ μm ,
- diamètre des fibres $d_w \approx 6$ μm ,
- distance entre les fibres $a_w \approx 9$ μm ,
- porosité du tissu $\sigma_w \approx 16$ %.

Mesure de résistance au passage de l'air

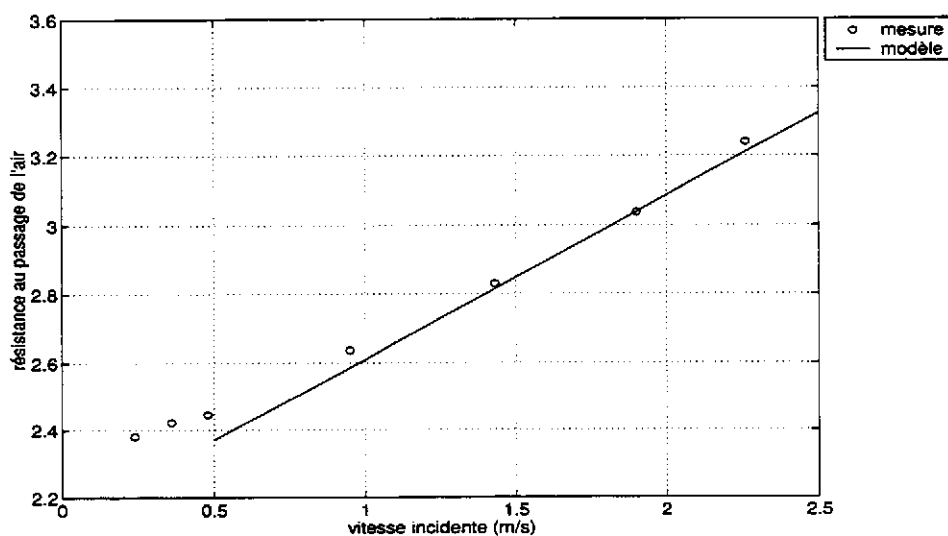


FIG. 5.18: Résistance au passage de l'air d'une tôle perforée collée à un tissu métallique ($e=1,1$ mm, $d=1,1$ mm, $\sigma=31,4$ %, $e_w \approx 12$ μm , $d_w \approx 6$ μm , $a_w \approx 9$ μm , $\sigma_w \approx 16$ %; modèle : expression (2.92))

La mesure de la résistance au passage de l'air est particulièrement adaptée à la caractérisation de ce type de matériaux (voir le paragraphe (2.4)). Elle donne une première estimation de la résistance de la couche, à fréquence nulle, en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air incident sur la couche. La variation de la résistance

au passage de l'air en fonction de la vitesse de cet écoulement est assimilable à celle de la résistance acoustique en fonction de la vitesse acoustique.

Le résultat de la mesure est présenté sur la figure (5.18). Il est comparé au modèle semi-empirique de Rice [89], donné par l'expression (2.92). Les caractéristiques géométriques du tissu ont été légèrement modifiées pour un meilleur ajustement du modèle aux mesures.

A partir de cette mesure, le facteur de non-linéarité (NLF) peut être calculé. Il est donné par l'expression (2.52). Il est d'environ 1,3 pour ce matériau. A titre comparatif, le facteur de non-linéarité de la tôle perforée seule testée plus haut est de l'ordre de 7. Cela explique l'appellation de matériaux "linéaires" que l'on donne souvent aux tissus métalliques.

Effet de la fréquence

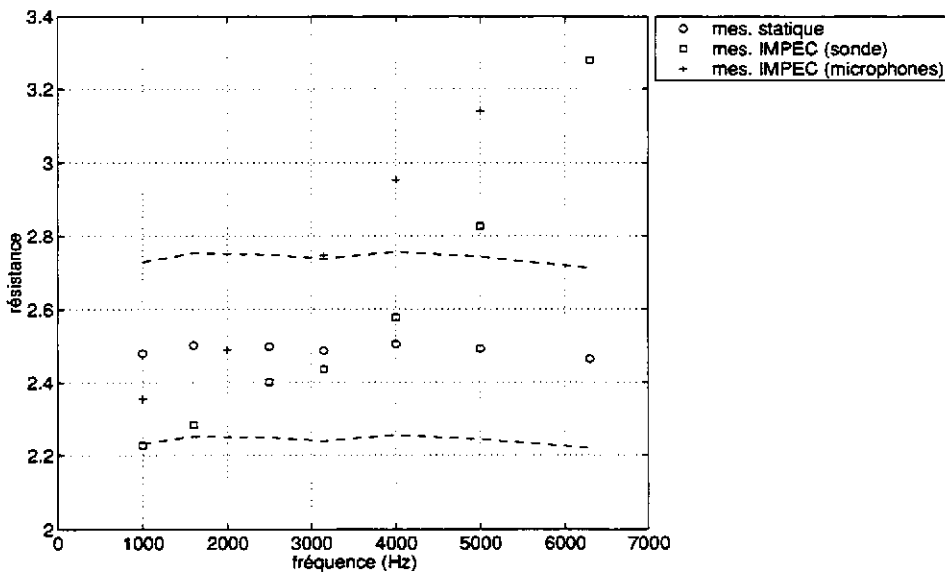


FIG. 5.19: Mesure de la résistance r d'une tôle perforée collée à un tissu; comparaison des trois méthodes, $|v|=0,1$ m/s; les tirets correspondent à une incertitude relative de $\pm 10\%$ sur la mesure dans le banc statique

L'influence de la fréquence sur l'impédance de la couche est représentée sur les figures (5.19) et (5.20). Les mesures issues du banc statique montrent que la résistance varie peu en fonction de la fréquence, et est assimilable à la résistance au passage de l'air (pour $|v|=0,001$ m/s, $r_{DC} \approx 2,4$). La réactance augmente linéairement avec la fréquence.

Ces résultats confirment l'étude de Hersh et al. [38].

Les valeurs données par les trois systèmes de mesure sont sensiblement différents, particulièrement pour $f > 3150$ Hz. Dans le banc *IMPEC*, pour les deux méthodes (sonde mobile ou microphones fixes), on observe une augmentation de la résistance avec la fréquence. Ce fait a déjà été observé pour la tôle perforée seule; une explication peut être ici encore l'effet de l'incidence de l'onde.

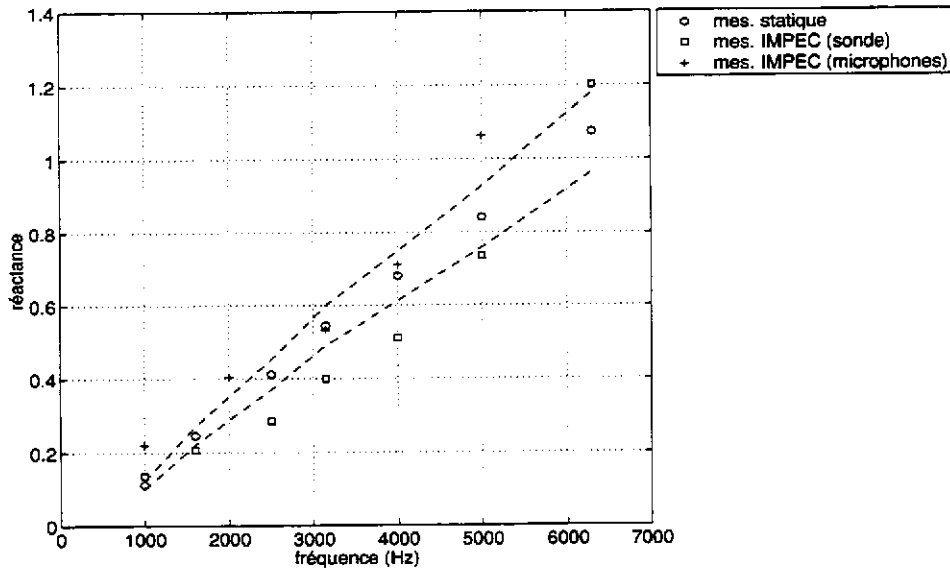


FIG. 5.20: Mesure de la réactance χ d'une tôle perforée collée à un tissu ; comparaison des trois méthodes, $|v|=0,1$ m/s ; les tirets correspondent à une incertitude relative de $\pm 10\%$ sur la mesure dans le banc statique

Effet de la vitesse acoustique

On a mesuré l'influence de la vitesse acoustique sur l'impédance, dans le banc statique (figures (5.21) et (5.22)). La résistance augmente linéairement avec la vitesse. Un facteur de non-linéarité "moyen" est de l'ordre de 1,4, valeur peu différente de celle obtenue à partir de la résistance au passage de l'air (1,3). La réactance, elle, varie très peu avec la vitesse acoustique ; une légère diminution est cependant observée.

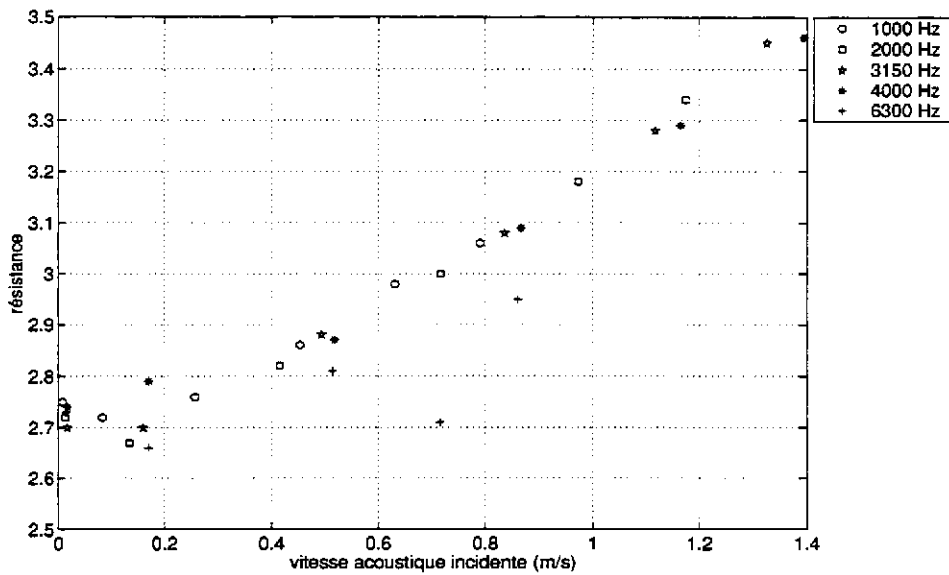


FIG. 5.21: Mesure de la résistance r (banc statique) d'une tôle perforée collée à un tissu en fonction de la vitesse acoustique, pour différentes fréquences

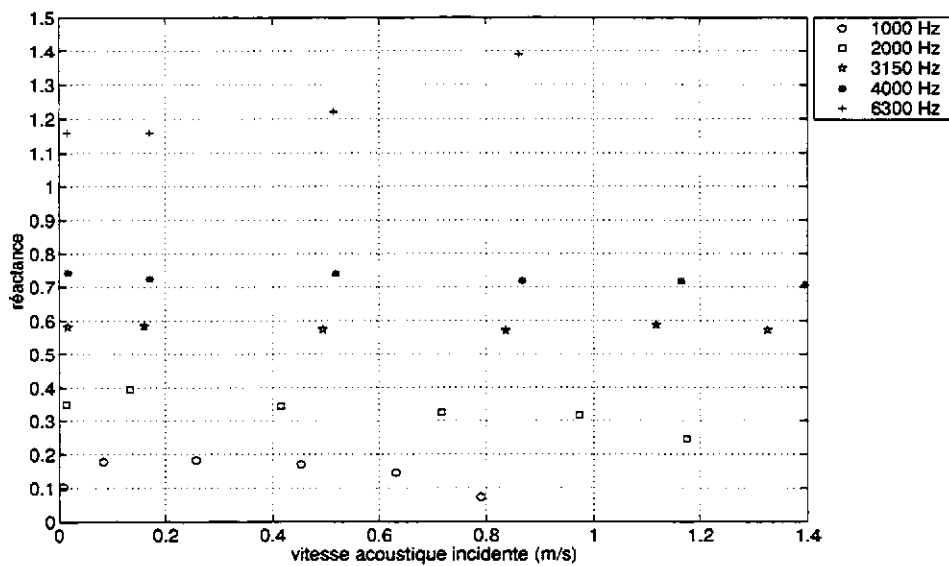


FIG. 5.22: Mesure de la réactance χ (banc statique) d'une tôle perforée collée à un tissu en fonction de la vitesse acoustique, pour différentes fréquences

5.3 Mesures avec écoulement d'air

Les mesures de l'impédance des couches résistives en présence d'écoulement, dans le banc *IMPEC*, sont basées sur trois méthodes :

- méthode utilisant la sonde, calcul par deux points (expression (4.52)),
- méthode utilisant la sonde, calcul par lissage (expression (4.61)),
- méthode utilisant les microphones, calcul par deux points (expression (4.64)).

Les résultats donnés par ces méthodes sont comparés dans ce qui suit. On présente d'abord l'influence de l'écoulement sur les profils de pression mesurés par la sonde mobile. Les valeurs d'impédance obtenues en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement sont comparées à une formule empirique [55] présentée dans le chapitre (2). On étudie ensuite les effets cumulés d'écoulement et de vitesse acoustique, en s'appuyant sur l'analyse dimensionnelle de Goldman et al. [34].

5.3.1 Mesure des profils de pression

La sonde microphonique mobile mesure la pression depuis le fond de la cavité ($y = -L - e$), à travers le matériau ($-e < y < 0$) et dans la veine de mesure ($0 < y < 24$ mm).

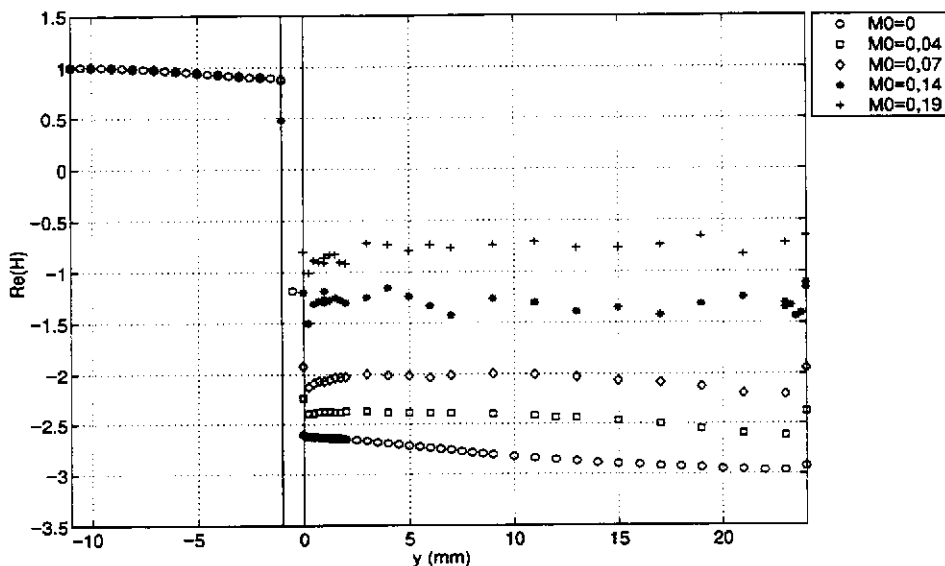


FIG. 5.23: Mesure de la partie réelle d'un profil de pression pour différents nombres de Mach moyens de l'écoulement $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s

Les figures (5.23) et (5.24) présentent l'influence de l'écoulement sur les profils de pression, en partie réelle et imaginaire, à 3150 Hz et une vitesse acoustique de 0,025 m/s.

On observe que l'écoulement n'influence pas le champ de pression dans la cavité.

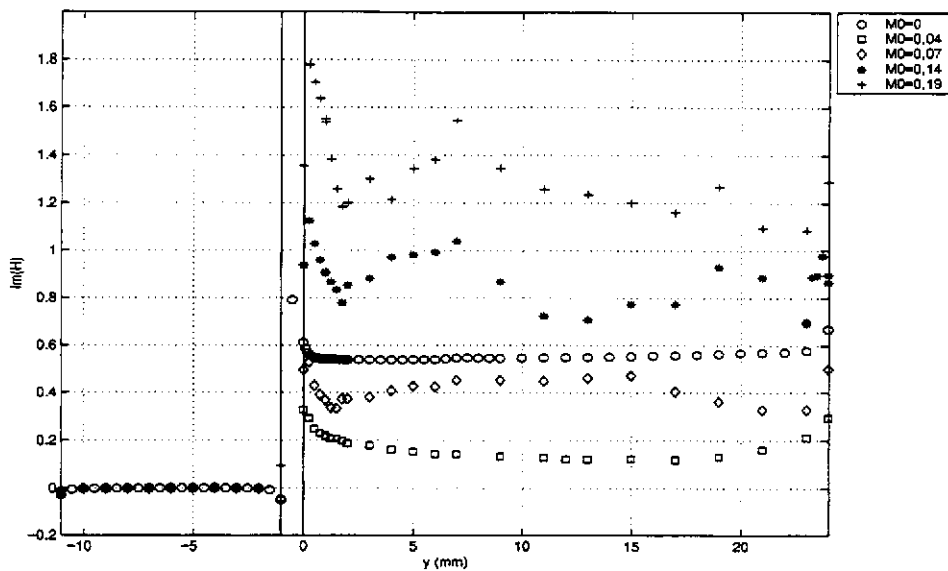


FIG. 5.24: Mesure de la partie imaginaire d'un profil de pression pour différents nombres de Mach moyens de l'écoulement $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s

Dans la veine, le saut de pression de part et d'autre du matériau varie avec la vitesse de l'écoulement, montrant d'ores et déjà l'influence de l'écoulement sur la valeur de l'impédance. Près du matériau ($0 \text{ mm} < y < 2 \text{ mm}$), l'écoulement provoque un fort gradient de pression, particulièrement sur la partie imaginaire. Par conséquent, la déduction de l'impédance, liée au choix d'une valeur de la pression à la surface de la couche (en $y \approx 0$), sera délicate.

Les figures (5.25) et (5.26) représentent plus précisément un profil mesuré à $M_0=0,14$. Les points de mesure montrent un profil assez perturbé, particulièrement en partie imaginaire (la forme du profil se retrouve d'ailleurs pour $M_0=0,07$ et $0,19$).

La fonction de lissage dans la veine a été obtenue en sélectionnant les points de mesure dans l'intervalle $1 < y < 7$ mm. On observe que la fonction choisie (polynôme d'ordre 2) ne suit pas fidèlement les points de mesures, particulièrement pour la partie imaginaire.

Le gradient de la partie imaginaire montre que l'égalité de la vitesse acoustique (donc de la pente du profil), de part et d'autre de la couche, ne semble pas respectée. La couche limite turbulente de l'écoulement doit influencer le champ de pression acoustique. Par ailleurs, la sonde traversant la veine de part en part doit considérablement perturber l'écoulement.

Un lissage s'appuyant sur l'intervalle $1 < y < 7$ mm mène à une valeur d'impédance $z = 1,69 + 4,04j$. Un lissage sur $0 < y < 2$ mm entraîne $z = 1,86 + 4,21j$. Il est important de noter que ce lissage impose la continuité de la vitesse de part et d'autre du matériau. Si on laisse la pente de la fonction dans la veine libre, la fonction s'ajuste mieux aux points de mesure, et on arrive dans le premier cas ($1 < y < 7$ mm) à $z = 1,71 + 4,31j$ et dans le deuxième cas ($0 < y < 2$ mm) à $z = 2,35 + 4,53j$. L'impédance (particulièrement la résistance, à cause de la forme de la partie imaginaire du profil) varie donc de façon non négligeable selon les points

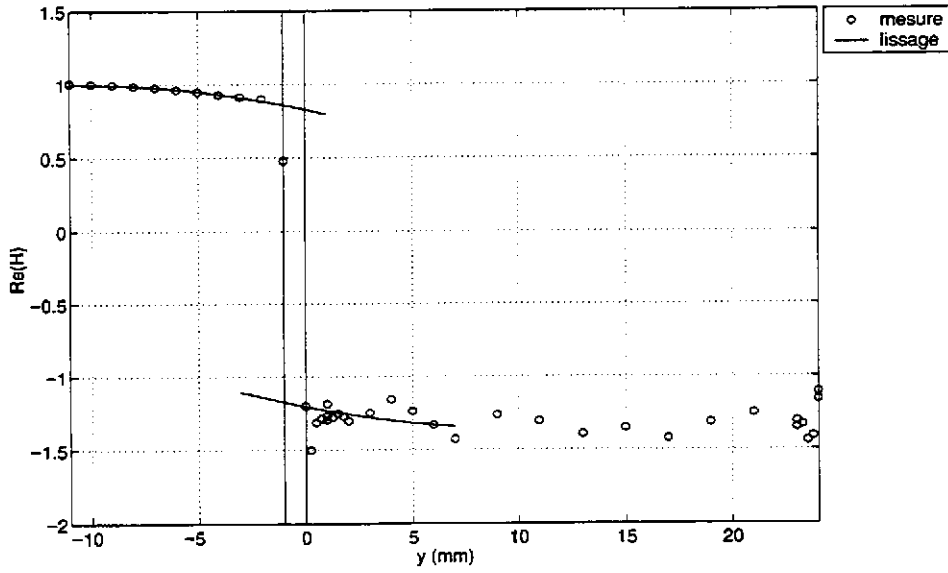


FIG. 5.25: Mesure de la partie réelle d'un profil de pression et fonction de lissage ; $M_0=0,14$, $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s

de mesures choisis.

Selon que l'on choisit le point de mesure en $y = 1$ mm ou en $y = 2$ mm, la partie réelle varie de 4 %. La partie imaginaire varie de 18 %. A partir du calcul par deux points, on obtient les mêmes valeurs d'incertitude sur la réactance et la résistance respectivement.

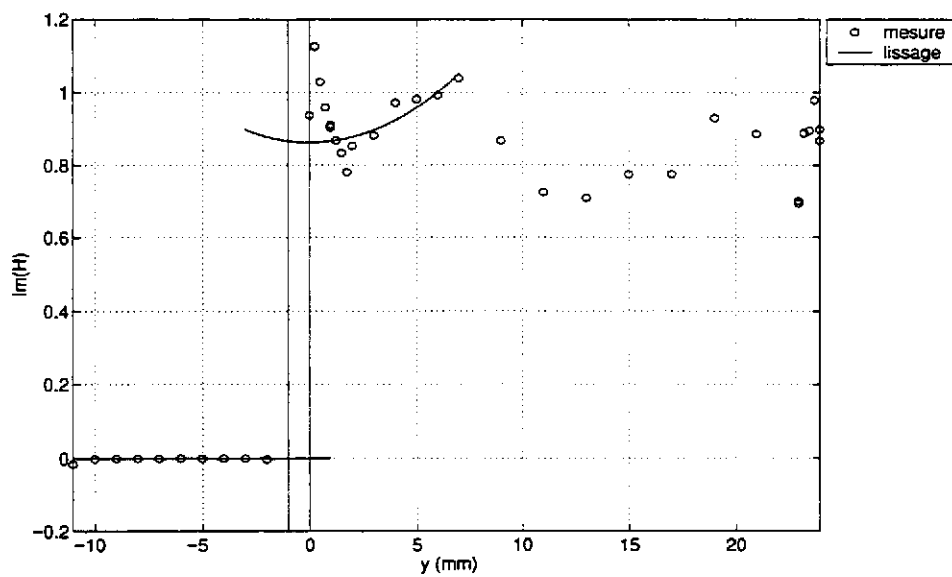


FIG. 5.26: *Mesure de la partie imaginaire d'un profil de pression et fonction de lissage; $M_0=0,14$, $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s*

5.3.2 Mesure de l'impédance en fonction du nombre de Mach de l'écoulement avec la sonde : comparaison des deux méthodes de calcul

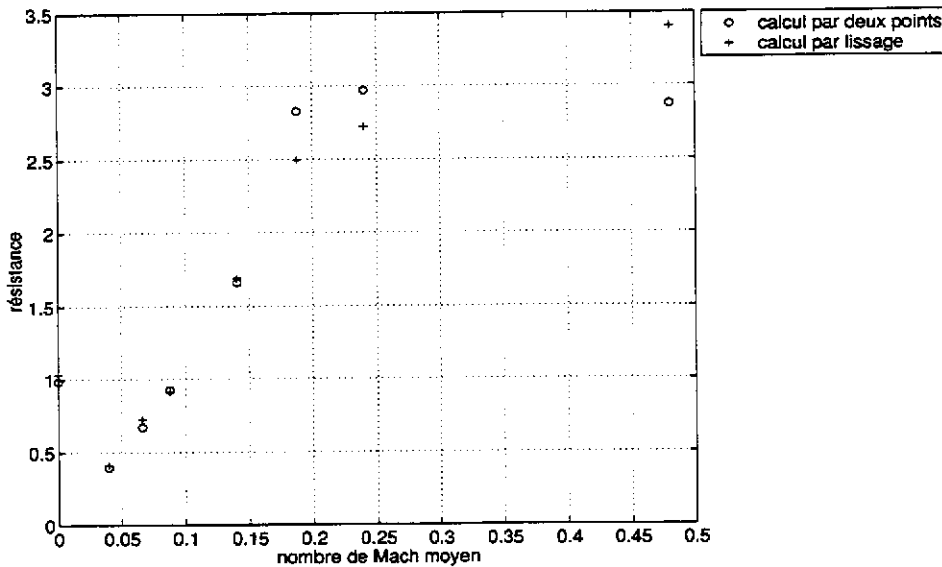


FIG. 5.27: Mesure de la résistance r (banc IMPEC, sonde) d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement ; $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s ; calcul par deux points : expression (4.52), calcul par lissage : expression (4.61)

Les figures (5.27) et (5.28) représentent les mesures de résistance et réactance de la tôle perforée en fonction du nombre de Mach moyen dans la veine, en utilisant la sonde mobile, à 3150 Hz et à une vitesse acoustique de 0,025 m/s. Cette vitesse a été choisie afin d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant ; on a vu en effet que la sensibilité de la sonde diminue fortement quand la vitesse de l'écoulement augmente (voir le paragraphe (4.6.3)).

Ces figures montrent la comparaison entre les valeurs données par les deux méthodes de déduction de l'impédance (par deux points, expression (4.52), ou à partir du lissage des points, expression (4.61)). Bien que la calibration de la sonde ne soit valable que jusqu'à $M_0=0,25$, on montre une mesure à $M_0=0,5$ à titre indicatif.

Jusqu'à $M_0=0,25$, les écarts entre les deux types de résultats varient entre 2 et 16 %. Au vu de la précision de la mesure en présence d'écoulement (on peut estimer l'incertitude relative entre 10 et 20 % sur la résistance et la réactance), on peut en déduire que les deux méthodes de déduction de l'impédance donnent le même résultat.

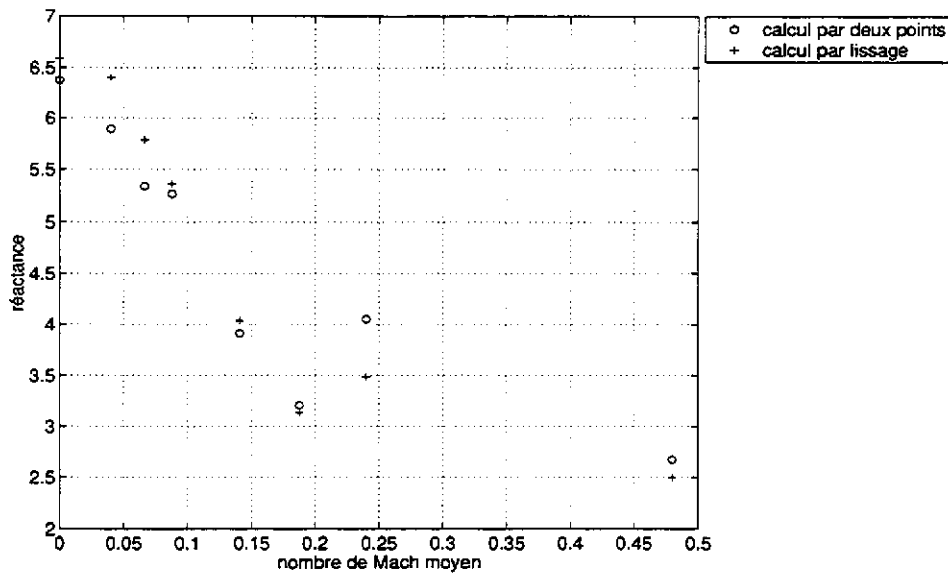


FIG. 5.28: Mesure de la réactance χ (banc IMPEC, sonde) d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement ; $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s ; calcul par deux points : expression (4.52), calcul par lissage : expression (4.61)

5.3.3 Mesure de l'impédance en fonction du nombre de Mach de l'écoulement : comparaison des résultats donnés par la sonde, les microphones et un modèle empirique

Les figures (5.29) et (5.30) présentent la comparaison des résultats de mesure de la résistance et de la réactance à partir des deux types de capteurs (sonde mobile, expression (4.52), et microphones fixes, expression (4.64)).

Ces figures montrent que les mesures obtenues avec la sonde sont plus dispersées que les mesures obtenues avec les microphones. La sonde est un système intrusif, traversant la veine de part en part ; on a vu que sa réponse dépend de la vitesse de l'écoulement et que sa calibration est délicate.

Les microphones rasants perturbent moins le champ de pression et leur réponse ne dépend pas a priori de la vitesse de l'écoulement. On observe d'ailleurs que les valeurs données par les microphones sont moins dispersées. Elles sont de plus répétitives ; l'incertitude relative maximale, liée à la répétabilité des mesures, est de l'ordre de 13 %.

Une autre explication possible aux différences observées entre les valeurs données par la sonde et les microphones est la nature de la quantité mesurée par les deux types de capteurs. La sonde mesure la pression dans l'écoulement, à une petite distance de la couche. Le microphone classique, lui, est rasant à la surface de la couche, où théoriquement, la vitesse d'air est nulle. On ne mesure donc pas la même valeur de pression en surface, et les valeurs d'impédances déduites sont par conséquent différentes.

On observe bien une augmentation de la résistance et une diminution de la réac-

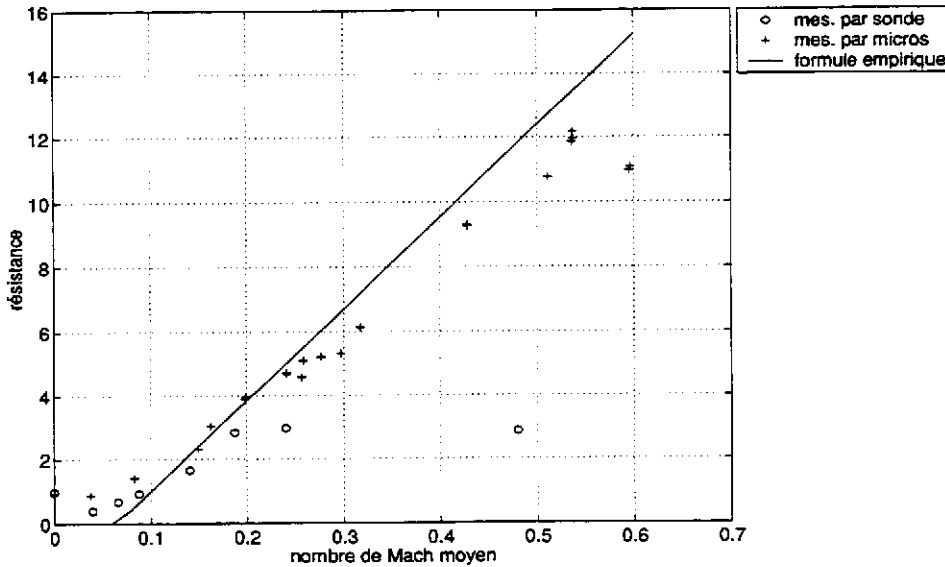


FIG. 5.29: Mesure de la résistance r (banc IMPEC d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %)) en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement ; $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s ; mesure sonde : expression (4.52), mesure micros : expression (4.64), formule empirique : expression (2.74)

tance avec le nombre de Mach, qui sont les comportements largement observés dans la littérature [36, 39, 55, 56, 71].

On a également tracé sur les figures (5.29) et (5.30) les valeurs obtenues d'après l'étude de Cummings [55], données par les expressions (2.74) et (2.75).

On a vu au chapitre (2) que les modèles d'impédance en fonction de l'écoulement varient sensiblement selon les auteurs. Les formules de Cummings nous ont paru intéressantes, car elle sont déduites d'une méthode de mesure assez similaire à la nôtre (deux microphones fixes). La différence majeure est que le microphone mesurant la pression en surface du matériau est placé rasant au conduit, au-dessus du matériau, et non au centre de l'échantillon comme dans notre dispositif.

On voit que ces formules sont en bon accord avec nos résultats (obtenus à partir des deux microphones fixes). Les mesures de Cummings sont effectuées jusqu'à $M_0=0,2$; nos mesures montrent que ces formules, pour la résistance et la réactance, peuvent raisonnablement s'appliquer jusqu'à $M_0=0,5$. L'impédance de la couche n'aurait donc pas un comportement différent à faible ($M_0 < 0,2$) et fort ($M_0 > 0,2$) nombre de Mach de l'écoulement.

De plus, Cummings teste des tôles perforées de géométrie assez différente de la nôtre, dont les orifices ont un diamètre plus grand (3 mm) et de plus grande porosité (20 %). Le bon accord trouvé montre donc que l'impédance des tôles de faible ou forte porosité suivent des lois similaires en fonction de la vitesse de l'écoulement.

Cummings donne l'impédance en fonction de la *vitesse de friction* et non du nombre de Mach moyen. On a vu au chapitre (4) comment nous corrélons ces deux grandeurs dans le banc IMPEC ; la vitesse de friction augmente en fonction du nombre de Mach. Elle est caractéristique de la sous-couche limite visqueuse de

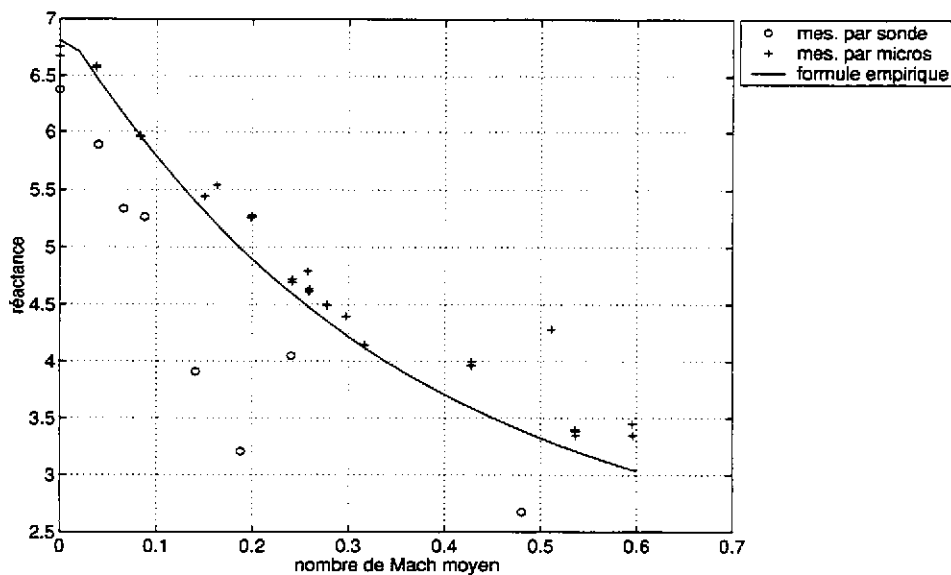


FIG. 5.30: Mesure de la réactance χ (banc IMPEC d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39\%$)) en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement ; $f=3150$ Hz, $|v|=0,025$ m/s ; mesure sonde : expression (4.52), mesure micros : expression (4.64), formule empirique : expression (2.75)

l'écoulement (voir l'annexe (A)), et est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche limite. La résistance diminue donc quand l'épaisseur de couche limite augmente. Ce résultat est également trouvé par Kooi et al. [56], qui utilisent une méthode expérimentale différente (ils font varier l'épaisseur de la couche limite en aspirant ou soufflant de l'air dans un conduit en présence d'écoulement turbulent).

La méthode des deux microphones fixes est applicable jusqu'à de forts nombres de Mach, représentatifs de l'environnement dans la nacelle. Elle donne de bons ordres de grandeur de la résistance et de la réactance en fonction de l'écoulement, par comparaison avec un modèle empirique. De plus, cette méthode est assez rapide à mettre en œuvre ; elle est donc choisie pour la suite des mesures.

5.3.4 Effets cumulés d'écoulement et de vitesse acoustique : mesures avec les microphones

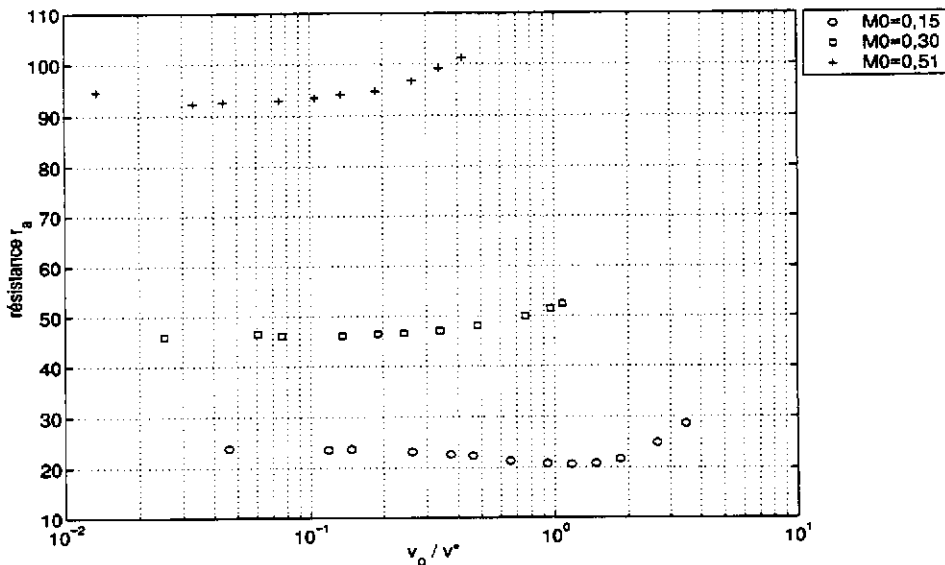


FIG. 5.31: Effets de vitesse acoustique et d'écoulement sur la résistance : résistance r_a (mesurée dans le banc IMPEC, microphones) d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction du rapport de la vitesse acoustique dans un orifice v_o sur la vitesse de friction v^* pour différents nombres de Mach ; $f=3150$ Hz

Les effets cumulés d'écoulement et de vitesse acoustique sont étudiés en s'appuyant sur l'analyse dimensionnelle de Goldman et al. [34] concernant un orifice unique.

Les résultats de nos mesures sont obtenus à partir de la méthode des deux microphones, pour trois nombres de Mach moyens (figures (5.31) et (5.32)). La vitesse acoustique incidente varie de 0,001 à 0,25 m/s. Il faut noter ici que la source sonore ne permet pas d'obtenir des vitesses plus élevées dans le cas testé (dans la veine, pour $M_0 = 0,51$, le niveau sonore maximal atteint environ 145 dB). Il serait donc intéressant de disposer d'une source de plus forte puissance afin d'explorer une plus large gamme de vitesses acoustiques.

Goldman propose de représenter la résistance et la réactance par les quantités adimensionnelles suivantes (voir le chapitre (2)) :

$$r_a = r \frac{\sigma c_0}{\sqrt{\nu \omega}}, \quad (5.6)$$

et

$$e_a = \frac{\sigma \chi / (kd) - e/d}{8/(3\pi)}, \quad (5.7)$$

où r et χ sont les valeurs de résistance et réactance que nous mesurons.

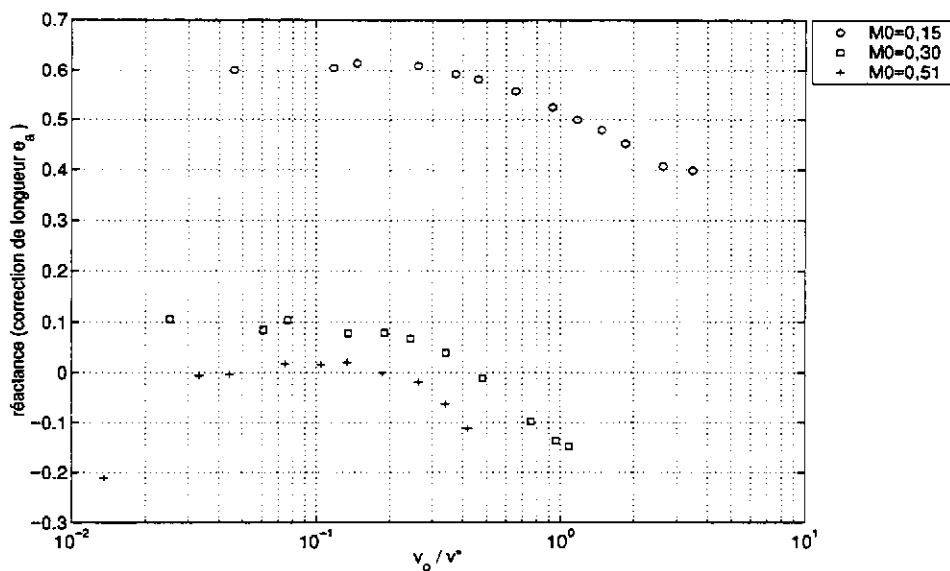


FIG. 5.32: Effets de vitesse acoustique et d'écoulement sur la réactance : correction de longueur e_a (mesurée dans le banc IMPEC, microphones) d'une tôle perforée ($e=1,02$ mm, $d=0,68$ mm, $\sigma=1,39$ %) en fonction du rapport de la vitesse acoustique dans un orifice v_o sur la vitesse de friction v^* pour différents nombres de Mach ; $f=3150$ Hz

Nos mesures montrent dans l'ensemble un bon accord avec les tendances et ordres de grandeur donnés par Goldman.

Pour $M_0 = 0,15$, deux comportements distincts de la résistance sont observés autour de $\frac{v_o}{v^*} = 1$. Lorsque $\frac{v_o}{v^*} < 1$, la résistance est quasiment constante, puis augmente pour $\frac{v_o}{v^*} > 1$. Les mesures de Goldman, effectuées jusqu'à $M_0 = 0,1$ seulement, sur des orifices uniques, mènent à un critère tel que $\frac{v_o}{v^*} = 3$. Goldman précise que cette valeur limite peut dépendre du rapport $\frac{\omega d^2}{\nu}$. Or, ses mesures sont effectuées à des fréquences plus basses (jusqu'à 2200 Hz) que celle que nous avons choisie (3150 Hz).

On observe de plus pour $M_0 = 0,15$ une diminution de la résistance pour $0,4 < \frac{v_o}{v^*} < 1$. Goldman indique dans son étude que, lorsque le paramètre $\frac{v^* d}{\nu}$ est inférieur à 250, la résistance peut diminuer. Ce paramètre est égal à 190 pour $M_0 = 0,15$; nos résultats sont donc ici cohérents avec les observations de Goldman. Pour des nombres de Mach plus élevés ($\frac{v^* d}{\nu} = 376$ pour $M_0=0,30$ et $\frac{v^* d}{\nu} = 725$ pour $M_0=0,51$), ce phénomène n'apparaît pas.

On peut remarquer que la valeur limite de $\frac{v_o}{v^*}$ diminue lorsque le nombre de Mach augmente ; à $M_0=0,30$, la limite se situe à $\frac{v_o}{v^*} = 0,3$, et à $M_0=0,51$, elle se situe à $\frac{v_o}{v^*} = 0,1$. Le comportement non linéaire apparaîtrait donc d'autant plus "vite" que le nombre de Mach est élevé. Ce résultat est en contradiction avec l'étude de Hersh et al. [39] (voir la figure (2.17)), où le comportement non linéaire apparaît à des vitesses acoustiques d'autant plus élevées que le nombre de Mach est grand. Cette différence peut s'expliquer par le fait que Hersh étudie des traitements de type résonateur de Helmholtz et non des cavités quart d'onde. Les fréquences explorées par Hersh sont

plus basses (de l'ordre de 700 Hz) que celle que nous avons choisie. De plus, nous pouvons supposer que l'interaction entre le champ acoustique et l'écoulement n'est pas du même type dans un Helmholtz ou un quart d'onde [81].

La réactance est, elle, représentée par une correction de longueur sans dimension e_a , qui est le rapport entre la correction de longueur mesurée et la correction de longueur du modèle linéaire (terme $\frac{8d}{3\pi}$; pour $M_0 = 0$, et à faible vitesse acoustique, $e_a = 1$). On observe qu'elle diminue fortement avec la vitesse de l'écoulement.

La valeur limite du comportement non linéaire ne semble pas dépendre du nombre de Mach; la valeur séparant les deux comportements est de l'ordre de $\frac{v_a}{v_0} = 0,2$.

Par ailleurs, il serait intéressant de trouver une valeur adimensionnelle permettant de regrouper les valeurs d'impédance quel que soit le nombre de Mach. Pour cela, il faudrait disposer d'éléments plus précis concernant la dépendance de l'impédance en fonction de la vitesse de l'écoulement.

En conclusion, les valeurs limites que nous obtenons sont assez différentes de celles déduites par Goldman, mais les ordres de grandeur sont respectés. On peut déduire de cette comparaison que les effets non linéaires et d'écoulement cumulés, pour un orifice unique (testé par Goldman) et une tôle perforée, ne sont pas fondamentalement différents. De plus, ce comportement ne varie pas beaucoup selon la valeur du nombre de Mach. Les tendances sont semblables depuis $M_0 = 0,1$ jusqu'à $M_0 = 0,5$.

5.3.5 Mesure de l'impédance d'une tôle perforée collée à tissu métallique

À la suite des mesures concernant une tôle perforée, nous avons testé une couche résistive constituée d'une tôle perforée collée à un tissu métallique, de mêmes caractéristiques géométriques que la couche décrite au paragraphe (5.2.5).

Effet de l'écoulement

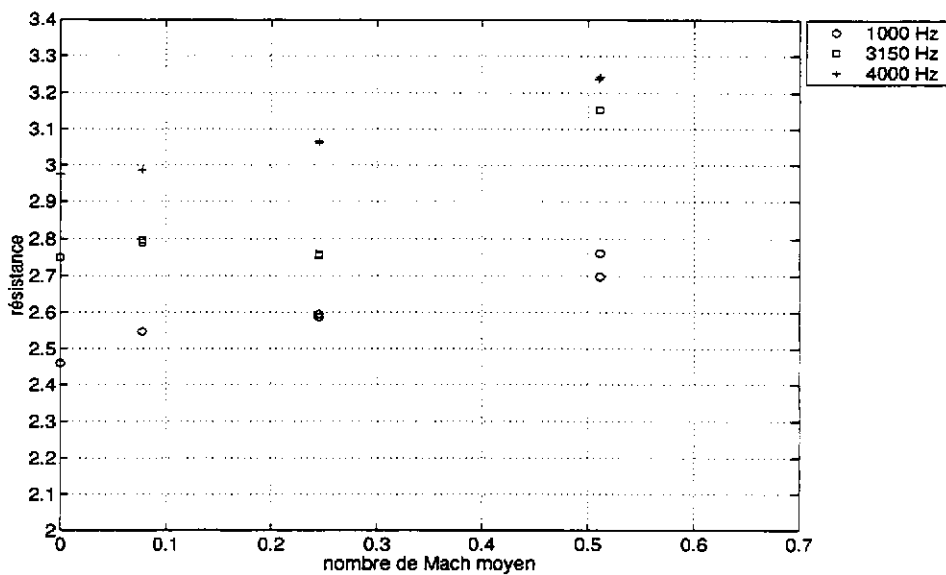


FIG. 5.33: Mesure de la résistance r (banc *IMPEC*, microphones) d'une tôle perforée collée à un tissu métallique en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement pour différentes fréquences ; $|v|=0,25$ m/s

Les mesures sont effectuées dans le banc *IMPEC* avec les microphones fixes. Des mesures avec la sonde mobile ont été essayées ; elles ont donné des résultats très dispersés et aberrants (notamment des valeurs de résistance négatives).

Les figures (5.33) et (5.34) montrent les mesures d'impédance de la couche en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement, pour trois fréquences. En accord avec les mesures de Hersh [38], l'impédance de ces matériaux varie peu avec la vitesse d'écoulement, quelle que soit la fréquence. On observe une augmentation de la réactance, contrairement au comportement des tôles perforées utilisées seules.

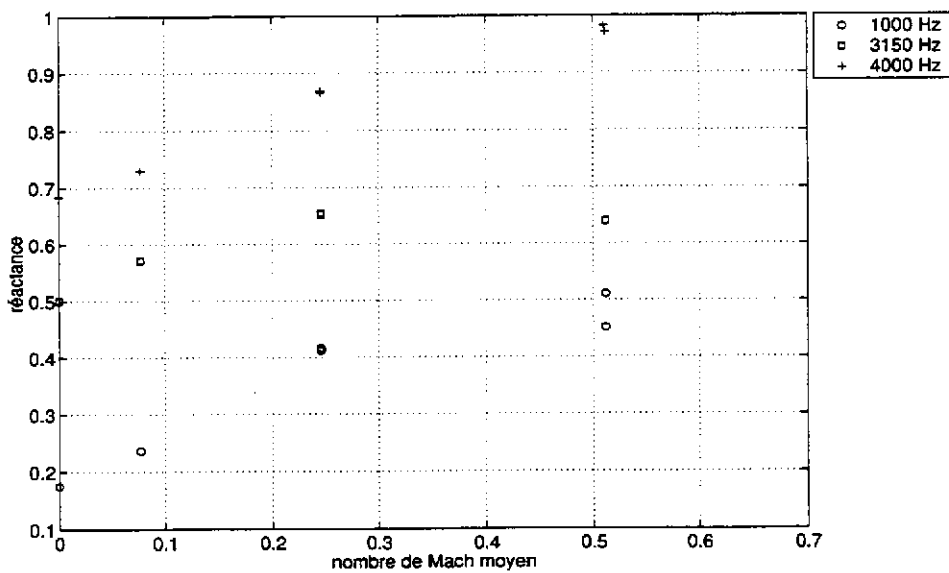


FIG. 5.34: Mesure de la réactance χ (banc IMPEC, microphones) d'une tôle perforée collée à un tissu métallique en fonction du nombre de Mach moyen de l'écoulement pour différentes fréquences ; $|v|=0,25$ m/s

Effets cumulés d'écoulement et de vitesse acoustique

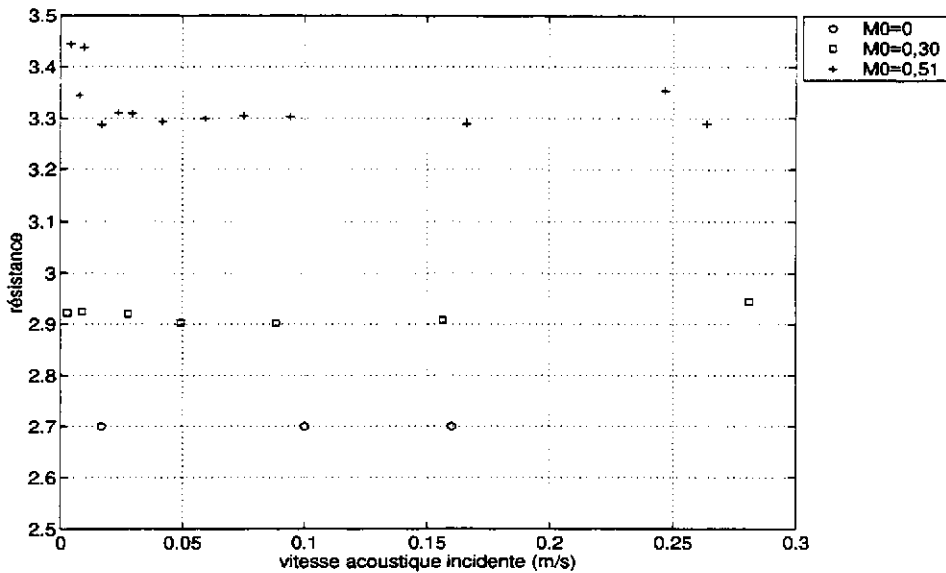


FIG. 5.35: Mesure de la résistance r (banc IMPEC, microphones) d'une tôle perforée collée à un tissu métallique en fonction de la vitesse acoustique incidente $|v|$, pour différents nombres de Mach moyens de l'écoulement ; $f = 3150$ Hz

Les effets cumulés de vitesse et d'écoulement sur l'impédance de la couche sont représentés sur les figures (5.35) et (5.36). On a tracé l'impédance en fonction de la vitesse acoustique incidente v , pour différents nombres de Mach moyens de l'écoulement M_0 . On peut observer que la linéarité de l'impédance est conservée quelle que soit la vitesse de l'écoulement.

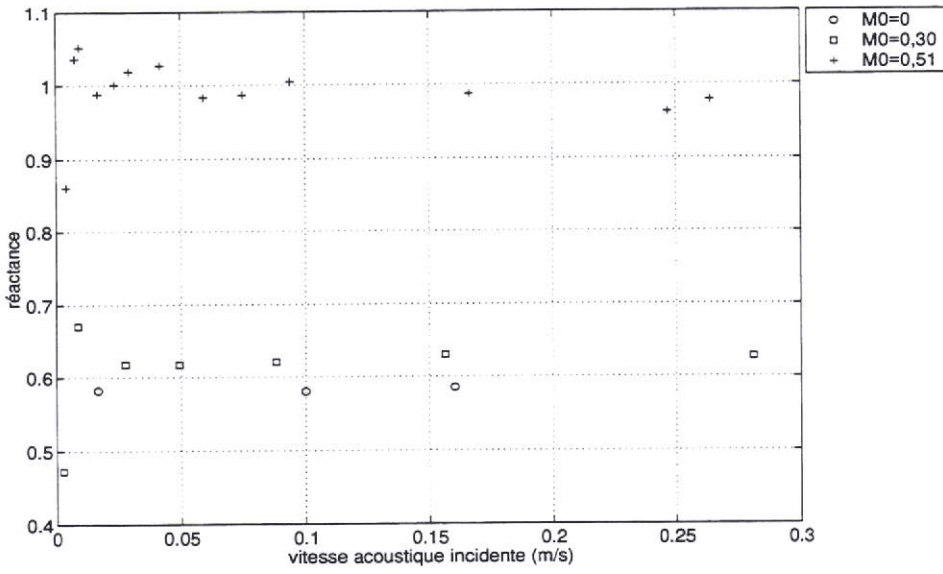


FIG. 5.36: Mesure de la réactance χ (banc IMPEC, microphones) d'une tôle perforée collée à un tissu métallique en fonction de la vitesse acoustique incidente $|v|$, pour différents nombres de Mach moyens de l'écoulement ; $f = 3150$ Hz

5.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté les principaux résultats expérimentaux obtenus à partir du banc *IMPEC* de mesure de l'impédance de matériaux en présence d'un écoulement d'air tangentiel.

Les résultats donnés par ce dispositif ont d'abord été comparés, sans écoulement d'air, aux mesures issues d'un autre système expérimental et à des modèles, sur une tôle perforée, jusqu'à 6300 Hz. La méthode utilisant la sonde microphonique permet deux types de déduction de l'impédance; ces deux calculs n'ont pas montré d'écart significatif. On a également effectué des mesures avec deux microphones fixes; par comparaison, cette méthode a donné de meilleurs résultats que celle utilisant la sonde. Dans le dispositif de référence (le banc *statique*) et les modèles, l'onde est en incidence normale par rapport à la surface du matériau. Dans le banc *IMPEC*, l'incidence est rasante. Les mesures ont montré que l'incidence de l'onde semble influencer l'impédance de la couche quand la fréquence augmente.

Les mesures ont également été effectuées sur une tôle perforée collée à un tissu; elles montrent que le banc *IMPEC* donne de bons ordres de grandeur de l'impédance de ce type de couche. La résistance dépend peu de la fréquence, et la réactance augmente linéairement avec la fréquence, confirmant les résultats de Rice et Hersh [38, 89]. En fonction de la vitesse acoustique, des résultats connus sont également retrouvés: l'impédance présente un comportement linéaire.

En présence d'écoulement d'air, la difficulté majeure est qu'il n'existe pas de théorie sur laquelle s'appuyer. Les modèles semi-empiriques existants dans la littérature (voir le chapitre (2)) diffèrent sensiblement selon le système expérimental utilisé et les types de couches testées.

Des résultats assez dispersés ont été déduits des mesures utilisant la sonde mobile, mais les deux méthodes de calcul de l'impédance n'ont pas donné de résultats significativement différents.

La méthode utilisant les deux microphones a donné des valeurs d'impédance moins dispersées en fonction du nombre de Mach de l'écoulement. Ces valeurs s'accordent assez bien avec les formules empiriques de Cummings [55]. Nos résultats montrent que ces formules, obtenues à partir de mesures où le nombre de Mach ne dépasse pas 0,2, peuvent être étendues jusqu'à un nombre de Mach de 0,5. Le comportement de l'impédance des tôles perforées ne différerait donc pas à faible et fort nombre de Mach.

Une analyse dimensionnelle a permis d'observer les effets cumulés de vitesse acoustique et d'écoulement, à partir du nombre $\frac{v_0}{v_c}$ (rapport de la vitesse acoustique entrante dans un orifice sur la vitesse de friction de l'écoulement). En accord avec les résultats de Goldman et al. [34], deux comportements distincts de l'impédance sont observés autour d'une valeur critique de $\frac{v_0}{v_c}$. L'impédance est d'abord constante en fonction de ce rapport, puis varie après la valeur critique. Pour la résistance, cette valeur diminue lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. Pour la réactance, elle est la même quelle que soit la vitesse de l'écoulement.

Pour une couche constituée d'une tôle perforée collée à un tissu métallique, l'impédance mesurée est beaucoup moins sensible à la vitesse acoustique et à l'écoulement que celle d'une tôle perforée seule, conformément à d'autres observations [38].

Cette propriété de linéarité est respectée quelle que soit la vitesse de l'écoulement.

La méthode des deux microphones fixes a donné des résultats plus cohérents que celle de la sonde mobile. Elle est non intrusive et la réponse des microphones est a priori indépendante de la vitesse de l'écoulement, contrairement à celle de la sonde. Cependant, si on a la possibilité de connaître plus précisément les propriétés de la sonde, son emploi reste très intéressant car il donne une plus grande quantité d'informations, des profils de pression pouvant être mesurés.

Chapitre 6

Modélisation du champ de pression dans la veine

6.1 Introduction

Afin de comprendre et interpréter la forme des profils de pression mesurés dans la veine de mesure du banc *IMPEC* par la sonde microphonique mobile, on a souhaité modéliser analytiquement le champ de pression acoustique dans la veine. Ce chapitre décrit les calculs correspondants, et la comparaison des résultats avec les profils mesurés.

6.2 Position du problème

Le problème est de modéliser le champ de pression dans une conduite de section carrée, à parois rigides à l'exception d'une surface d'admittance constante β non nulle, de dimensions finies, en présence d'un écoulement uniforme.

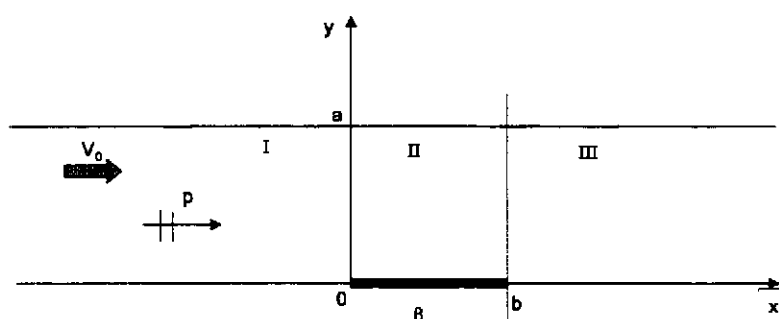


FIG. 6.1: Géométrie utilisée pour la modélisation du champ de pression dans la veine

Les calculs sont effectués en deux dimensions: le domaine est limité par deux plans parallèles infinis séparés d'une distance $y = a$. Une surface d'admittance β est placée en $y = 0$, $0 \leq x \leq b$ (figure (6.1)). Une onde acoustique plane monochromatique de pression p arrive depuis $-\infty$. Elle est superposée à un écoulement d'air uniforme de vitesse V_0 .

6.3 Equations de base

Dans un fluide parfait, en présence d'un écoulement uniforme de vitesse V_0 , la pression $p = p(x, y, t)$ obéit à l'équation d'onde :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D^2 p}{Dt^2} - \Delta p = 0, \quad (6.1)$$

où c_0 est la célérité du son dans le milieu au repos, $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_0 \frac{\partial}{\partial x}$ et $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

La solution de cette équation peut être développée sur une base complète de fonctions propres $\{\psi_n\}$:

$$p(x, y, t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(x) \psi_n(y) e^{-j\omega t}, \quad (6.2)$$

où l'on a supposé une dépendance temporelle harmonique de la pression.

Les ψ_n sont les solutions du problème aux valeurs propres :

$$\frac{d^2 \psi_n(y)}{dy^2} + \gamma_n^2 \psi_n(y) = 0, \quad (6.3)$$

avec les conditions aux limites en $y = 0$ et $y = a$:

$$\frac{d\psi_n(y)}{dy} = 0, \quad y = 0, y = a, \quad (6.4)$$

et obéissent à la relation d'orthogonalité :

$$\int_0^a \psi_m \psi_n dy = \delta_{mn}. \quad (6.5)$$

Les solutions sont

$$\gamma_n = \frac{n\pi}{a}, \quad n = 0, \dots, \infty, \quad (6.6)$$

et :

$$\psi_n(y) = \sqrt{\frac{2 - \delta_{n0}}{a}} \cos(\gamma_n y), \quad n = 0, \dots, \infty. \quad (6.7)$$

Le développement (6.2) est donc simplement une décomposition en série de Fourier de la pression. Il est souvent trouvé dans la littérature [68, 67] une décomposition sur des fonctions obéissant aux conditions aux limites réelles du problème (dans notre cas, on aurait $\frac{d\psi_n(y)}{dy} \neq 0$ en $y=0$, dans le domaine où $\beta \neq 0$). La base $\{\psi_n\}$ correspondante n'est alors pas complète.

On reporte l'expression (6.2) dans (6.1). En multipliant par $\psi_m(y)$ puis intégrant cette équation de $y = 0$ à $y = a$, on obtient :

$$(1 - M_0^2) \frac{d^2 P_n(x)}{dx^2} + 2jkM_0 \frac{dP_n(x)}{dx} + k^2 P_n(x) + \int_0^a \frac{\partial^2 p(x, y)}{\partial y^2} \psi_m(y) dy = 0, \quad (6.8)$$

où $M_0 = \frac{V_0}{c_0}$ est le nombre de Mach et $k = \frac{\omega}{c_0}$.

On intègre deux fois par parties le dernier terme de (6.8), ce qui donne :

$$\int_0^a \frac{\partial^2 p(x, y)}{\partial y^2} \psi_m(y) dy = \left[\psi_m(y) \frac{\partial p(x, y)}{\partial y} \right]_0^a - \gamma_n^2 P_n(x). \quad (6.9)$$

Dans cette expression, le terme entre crochets fait intervenir les conditions aux limites auxquelles obéit la pression.

Conditions aux limites en $y = 0$ et $y = a$

Il est généralement admis que, en présence d'un écoulement uniforme et d'une paroi absorbante, la continuité du déplacement acoustique normal à la paroi ξ doit être appliquée [72].

Le déplacement est lié à la vitesse acoustique normale v_y par :

$$v_y = \frac{D\xi}{Dt}, \quad (6.10)$$

où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_0 \frac{\partial}{\partial x}$.

Sur les parois rigides de la géométrie ($y = a, \forall x$, et $y = 0, -\infty < x \leq 0 \cup b \leq x < \infty$), le déplacement et la vitesse sont nuls ; on a donc :

$$\frac{\partial p(x, y)}{\partial y} = 0, y = a, \forall x, \text{ et } y = 0, -\infty < x \leq 0 \cup b \leq x < \infty. \quad (6.11)$$

Dans le domaine $y = 0, 0 \leq x \leq b$, on définit l'admittance β de la paroi par :

$$\beta = -\frac{\rho_0 c_0 v_p}{p_p}, \quad (6.12)$$

où p_p est la pression en paroi et v_p la vitesse acoustique en paroi, dans la direction de la normale sortante à la paroi (direction $-y$).

L'équation d'Euler :

$$\rho_0 \frac{Dv_y}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y}, \quad (6.13)$$

la continuité du déplacement acoustique en $y = 0$ et du déplacement de la paroi :

$$\xi(x, 0) = \xi_p, \quad (6.14)$$

ainsi que la continuité de la pression :

$$p(x, 0) = p_p, \quad (6.15)$$

donnent :

$$\frac{\partial p(x, y)}{\partial y} = \left(\frac{M_0^2}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{2M_0}{jk} \frac{\partial}{\partial x} - 1 \right) jk\beta p(x, y), y = 0, 0 \leq x \leq b. \quad (6.16)$$

Si on reporte les expressions (6.11) et (6.16) dans l'expression (6.9), puis ce résultat dans l'équation (6.8), on obtient finalement pour la pression dans le domaine $0 \leq x \leq b, \forall y$:

$$P'' + EP' + FP = 0, \quad (6.17)$$

où:

$$P = \{P_n(x)\},$$

la double cote désigne $\frac{d^2}{dx^2}$ et la simple $\frac{d}{dx}$,

$E = G^{-1}H$ et $F = G^{-1}K$, où G, H et K sont des matrices d'éléments:

$$G_{nm} = (1 - M_0^2) \delta_{nm} - \frac{j\beta M_0^2}{k} \psi_{nm}, \quad (6.18)$$

où $\psi_{nm} = \psi_n(0)\psi_m(0)$,

$$H_{nm} = 2jkM_0\delta_{nm} - 2\beta M_0\psi_{nm}, \quad (6.19)$$

$$K_{nm} = (k^2 - \gamma_n^2) \delta_{nm} + jk\beta\psi_{nm}. \quad (6.20)$$

Solutions en conduit rigide infini

Dans le cas où les parois de la veine sont rigides quelle que soit la coordonnée x ($\beta = 0$), le problème possède des solutions simples.

On pose:

$$P_n(x) = e^{jk_n x}, \quad (6.21)$$

et si on reporte (6.21) dans (6.17), avec $\beta(x) = 0 \forall x$, on obtient les solutions pour k_n :

$$k_n^\pm = \frac{-kM_0 \pm \sqrt{k^2 - (1 - M_0^2)\gamma_n^2}}{1 - M_0^2}. \quad (6.22)$$

En conduit rigide infini, si l'onde incidente est dans le même sens que l'écoulement, la pression est donc:

$$p(x, y, t) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n e^{jk_n^+ x} \psi_n(y) e^{-j\omega t}, \quad (6.23)$$

où les coefficients S_n sont déterminés par les conditions de source.

Conditions aux limites en x avec rupture d'impédance

On divise la géométrie en trois domaines (voir la figure (6.1)):

domaine I : $-\infty < x \leq b$,

domaine II : $0 \leq x \leq b$,

domaine III : $b \leq x < \infty$.

Dans le domaine I ($\beta = 0$), une onde incidente se propage depuis $-\infty$; cette onde est réfléchiée sur tous les modes en $x = b$ à cause de la rupture d'impédance; la forme de la solution est:

$$P_n(x) = S_n e^{jk_n^+ x} + R_n e^{jk_n^- x}, \quad -\infty < x \leq 0, \quad (6.24)$$

où les S_n sont connus et représentent l'amplitude de chaque mode incident. On note $R = \{R_n\}$ et $S = \{S_n\}$.

Dans le domaine II ($\beta \neq 0$), la pression obéit à l'équation (6.17).

Dans le domaine III ($\beta = 0$), une partie de ces ondes est transmise; le conduit étant infini, la pression a la forme:

$$P_n(x) = T_n e^{jk_n^+ x}, \quad b \leq x < \infty. \quad (6.25)$$

On note $T = \{T_n\}$.

On suppose que la pression et sa dérivée sont continues à chaque interface (en $x = 0$ et $x = b$).

Les conditions aux limites en x sont donc:

en $x = 0$:

$$P_n(0) = S_n + R_n, \quad (6.26)$$

$$P_n'(0) = jk_n^+ S_n + jk_n^- R_n, \quad (6.27)$$

et en $x = b$:

$$P_n(b) = T_n e^{jk_n^+ b}, \quad (6.28)$$

$$P_n'(b) = jk_n^+ P_n(b). \quad (6.29)$$

En résumé, le problème à résoudre est décrit par l'équation (6.17), avec les conditions aux limites en x (6.26), (6.27), (6.28) et (6.29).

6.4 Résolution

Deux méthodes ont été utilisées pour résoudre l'équation (6.17). La première résout directement l'équation (6.17) (on appelle cette méthode "méthode directe"). La seconde méthode est basée sur la résolution de l'équation à laquelle obéit une "matrice impédance" définie dans la suite.

6.4.1 Méthode directe

On pose: $P^1 = P'$ et $P^2 = P$; l'équation (6.17) devient :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} P^1 \\ P^2 \end{pmatrix}}_{X'} = \underbrace{\begin{pmatrix} -E & -F \\ I & 0 \end{pmatrix}}_M \underbrace{\begin{pmatrix} P^1 \\ P^2 \end{pmatrix}}_X \quad (6.30)$$

Soient les matrices des vecteurs et valeurs propres V et D de M , telles que :

$$D = V^{-1}MV,$$

et le vecteur Y tel que :

$$Y = V^{-1}X,$$

on a alors :

$$Y' = DY,$$

équation dont la solution est :

$$Y = e^{Dx}C,$$

où le vecteur C est déterminé à partir des conditions aux limites (6.26), (6.27), (6.28), (6.29). On arrive à un système du type :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} V & K_1 \\ Ve^{Db} & K_2 \end{pmatrix}}_G \underbrace{\begin{pmatrix} C^1 \\ C^2 \\ R \\ T \end{pmatrix}}_{\text{inconnues}} = \underbrace{\begin{pmatrix} S^1 \\ S^2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}}_{\text{sources}} \quad (6.31)$$

La matrice G à inverser pour obtenir C , R et T est singulière.

6.4.2 Méthode utilisant la matrice impédance

La méthode directe mène à inverser une matrice singulière. Une autre méthode de résolution a donc été adoptée; les calculs se basent sur la méthode développée par Pagneux [79, 80, 5].

On pose

$$P' = U, \quad (6.32)$$

et

$$P = ZU, \quad (6.33)$$

où Z est appelée *matrice impédance*.

On applique ces expressions à l'équation (6.17), ce qui donne :

$$U' = -(E + FZ)U, \quad (6.34)$$

et :

$$Z' = I + ZE + ZFZ. \quad (6.35)$$

La condition initiale pour (6.35) est d'après (6.29) :

$$Z_n(b) = \frac{1}{jk_n^+}. \quad (6.36)$$

L'équation (6.35) est résolue numériquement, dans le domaine II ($0 \leq x \leq b$) au moyen du logiciel *Matlab*, par la méthode de Runge-Kutta.

Connaissant Z , on en déduit le vecteur R (expression (6.24)), à partir de (6.26) et (6.27) :

$$R = (Z(0)D^- - I)^{-1} (I - Z(0)D^+) S, \quad (6.37)$$

où $D_{nm}^+ = jk_n^+ \delta_{nm}$ et $D_{nm}^- = jk_n^- \delta_{nm}$.

D'après (6.24), le vecteur P est donc déterminé dans le domaine I.

La condition initiale pour l'équation (6.34) est alors :

$$U_n(0) = jk_n^+ S_n + jk_n^- R_n.$$

L'équation (6.34) est résolue numériquement, dans $0 \leq x \leq b$. Le vecteur U est connu, et on en déduit la solution P dans le domaine II grâce à (6.33).

Enfin, le vecteur T est déduit de (6.25) :

$$T_n = P_n(b) e^{-jk_n^+ b}, \quad (6.38)$$

et le vecteur P est donc connu dans le domaine III.

On obtient finalement la pression $p(x, y)$ dans tout le domaine à partir de l'expression (6.2).

6.5 Résultats du calcul et comparaison avec les mesures

6.5.1 Effet du nombre de modes

Les calculs sont développés dans le cas correspondant à la veine de mesure : $a = b = 24$ mm. La source se compose uniquement du mode plan.

Dans le code de calcul, la pression est développée selon :

$$p(x, y, t) = \sum_{n=0}^{N-1} P_n(x) \psi_n(y) e^{-j\omega t}, \quad (6.39)$$

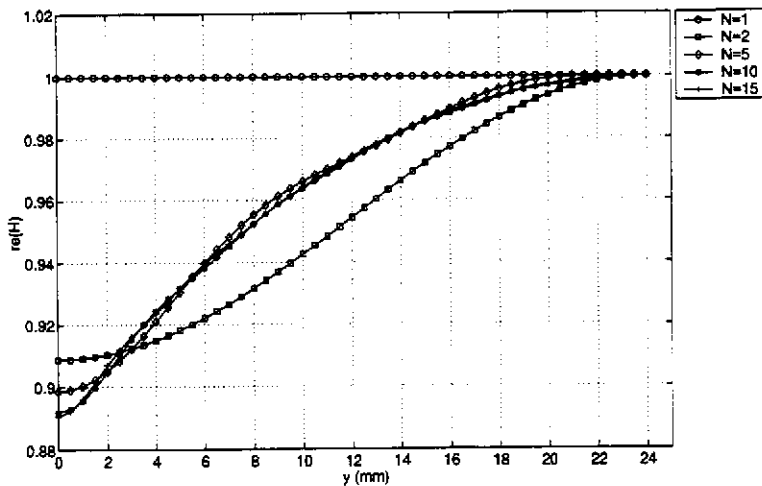


FIG. 6.2: Influence du nombre de modes N sur le calcul de la partie réelle de la pression; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,0405 + 0,199j$, $M_0 = 0$

où N est le nombre de modes. Les solutions doivent converger lorsque N augmente. Les figures (6.2) et (6.3) présentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de la pression, représentée par la fonction de transfert H entre la pression calculée en tout y et la pression calculée en $y = a$ (paroi rigide de la veine).

Ces figures montrent que le développement de la pression sur un seul mode (le mode plan) ne permet pas d'observer l'influence de la rupture d'impédance. On obtient alors un profil plan (qu'on a également lorsque $\beta = 0$, quel que soit le nombre de modes). Lorsqu'on tient compte de plusieurs modes ($N \geq 2$), le calcul montre que le profil de pression est perturbé par la rupture d'impédance. Les valeurs calculées convergent dès $N = 10$, valeur choisie pour la suite des calculs. Il faut noter que cette valeur de N peut dépendre de la fréquence et de la valeur β de l'admittance. Nous devons mentionner qu'une incohérence persiste dans le code concernant le calcul de la puissance acoustique (qui augmente le long du conduit, au lieu de diminuer comme il serait prévu, voir la figure (6.4)). Cette erreur n'a pu être corrigée lors de la présente étude; elle devra l'être ultérieurement.

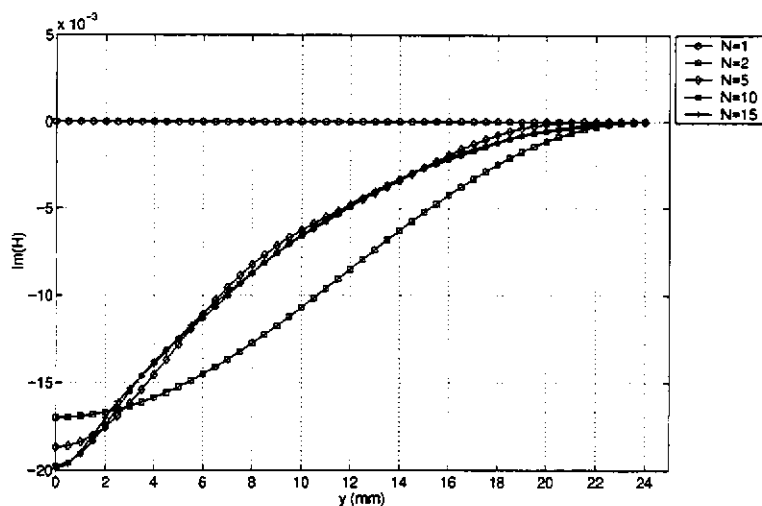


FIG. 6.3: Influence du nombre de modes N sur le calcul de la partie imaginaire de la pression ; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,0405+0,199j$, $M_0 = 0$

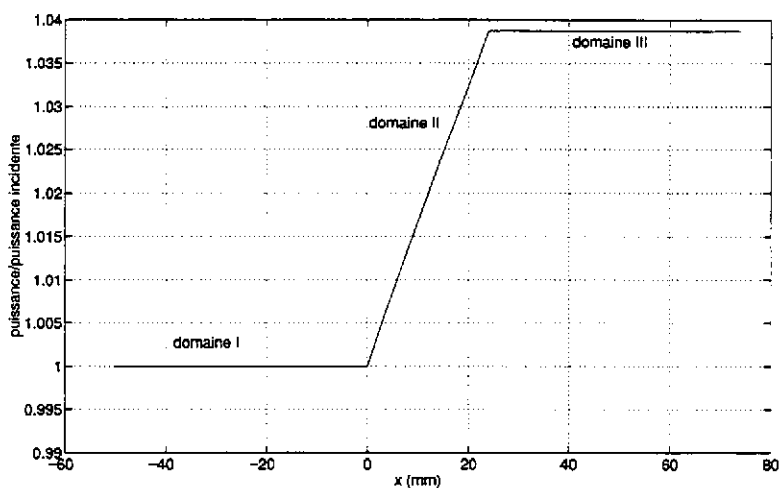


FIG. 6.4: Puissance acoustique (normalisée par rapport à la puissance incidente) le long du conduit (axe x) ; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,0405+0,199j$, $M_0 = 0$, $N=10$

6.5.2 Comparaison des résultats de calcul avec les mesures

Les profils sont comparés avec les mesures de pression données par la sonde microphonique mobile (voir le chapitre (4)). A chaque fréquence, on introduit dans le code la valeur d'admittance :

$$\beta = -\frac{1}{z_t}, \quad (6.40)$$

où

$$z_t = z - j \cot(kL) \quad (6.41)$$

est l'impédance *mesurée* de l'ensemble "couche résistive + cavité" (voir le chapitre (4)), et L est la profondeur de la cavité (dans les mesures, $L = 10$ mm).

Résultats sans écoulement ($M_0 = 0$)

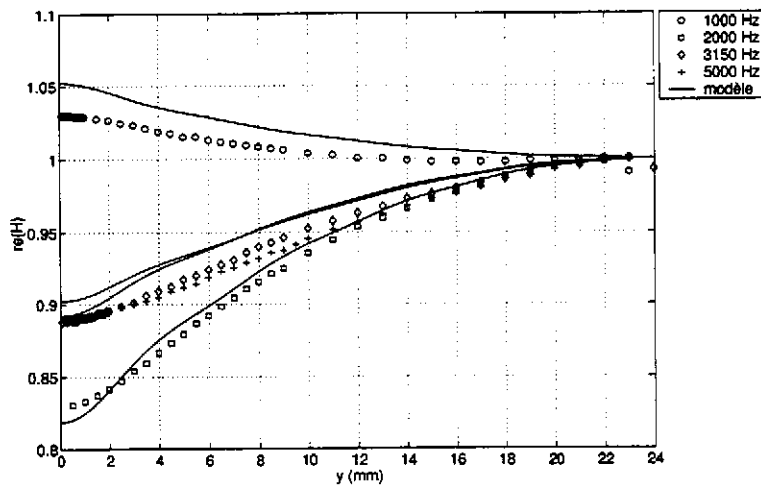


FIG. 6.5: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie réelle), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, pour différentes fréquences, sur une tôle perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %) ; $M_0 = 0$, $N = 10$

Les figures (6.5) et (6.6) présentent les résultats donnés par le modèle et les profils mesurés pour une tôle perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %), à différentes fréquences. La mesure a été effectuée à une vitesse acoustique faible ($|v| = 0,001$ m/s). Le modèle est en assez bon accord avec les mesures. En particulier, cela montre que la condition aux limites (6.16) représente donc bien le problème physique.

La comparaison a également été effectuée pour les mesures concernant une couche de type tôle perforée collée à un tissu métallique ($e = 1,1$ mm, $d = 1,1$ mm, $\sigma = 31,4$ %, $e_w \approx 12$ μ m, $d_w \approx 6$ μ m, $a_w \approx 9,4$ μ m, $\sigma_w \approx 16$ %). Les résultats de la comparaison sont présentés sur les figures (6.7) et (6.8). Ici encore, les calculs modélisent correctement les mesures.

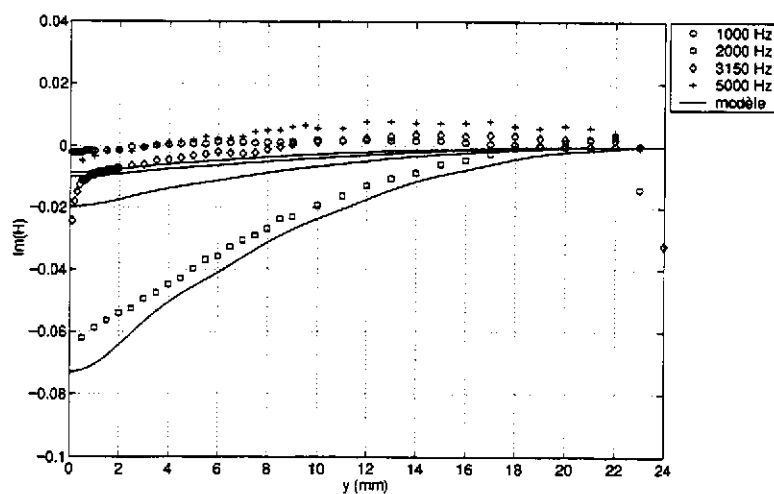


FIG. 6.6: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie imaginaire), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, pour différentes fréquences, sur une tôle perforée ($e = 1,02$ mm, $d = 0,68$ mm, $\sigma = 1,39$ %); $M_0=0$, $N = 10$

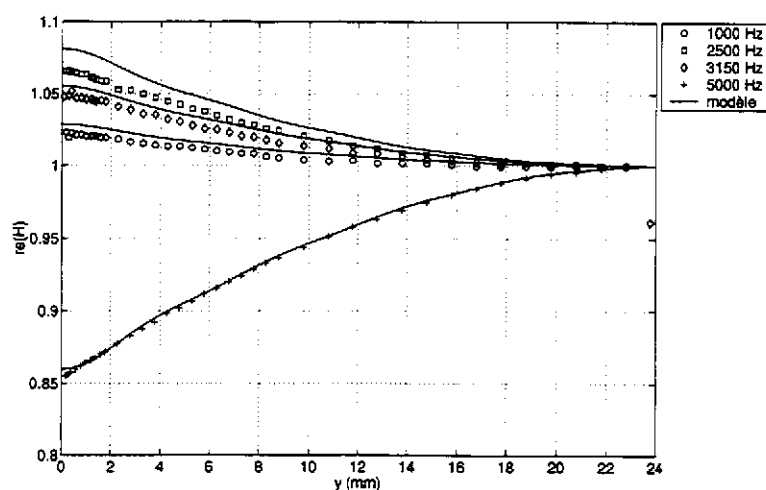


FIG. 6.7: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie réelle), normalisés par rapport à la valeur en $y = 24$ mm, pour différentes fréquences, sur une tôle perforée collée à un tissu métallique; $M_0=0$, $N = 10$

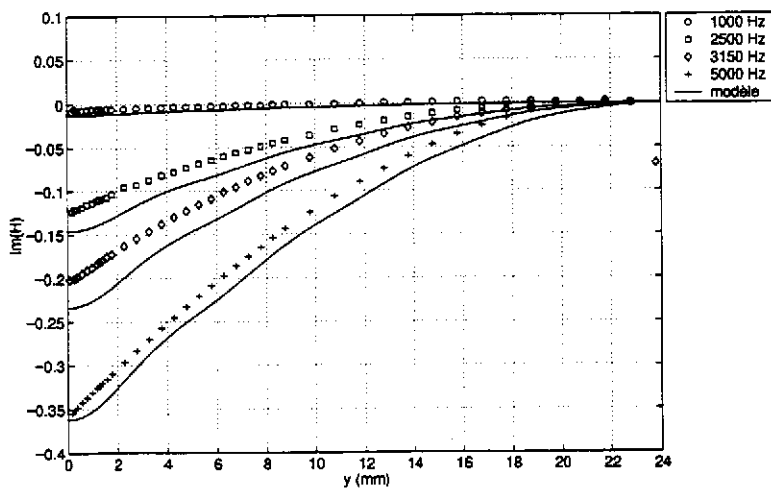


FIG. 6.8: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie imaginaire), normalisés par rapport à la valeur en $y = 24$ mm, pour différentes fréquences, sur une tôle perforée collée à un tissu métallique ; $M_0=0$, $N = 10$

Résultats en présence d'écoulement d'air

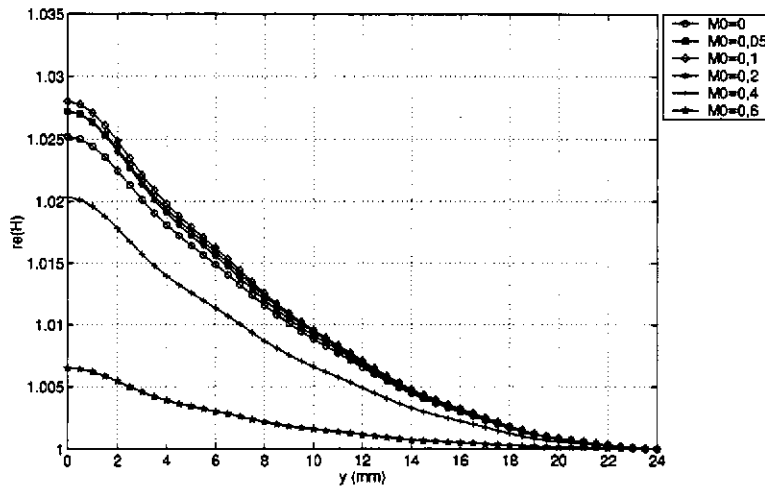


FIG. 6.9: Effet du nombre de Mach sur les profils de pression calculés (partie réelle), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, pour différents de nombres de Mach ; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,325-0,103j$, $N = 10$

L'effet de l'écoulement uniforme est montré, pour une admittance β constante quelle que soit la vitesse de l'écoulement, sur les figures (6.9) et (6.10).

On a comparé les profils mesurés en présence d'écoulement, par la sonde microphonique mobile, et les profils calculés. Dans la plupart des cas, la mesure et le modèle ne sont pas en bon accord. Un exemple est donné sur les figures (6.11) et (6.12), pour une tôle perforée, et sur les figures (6.13) et (6.14), pour une tôle perforée collée à un tissu. Les deux mesures sont effectuées à un faible nombre de Mach ($M_0 = 0,07$). Une explication immédiate des mauvais résultats est que le profil des vitesses (de type turbulent, voir le chapitre (4)), qui n'est pas pris en compte dans le modèle, influence fortement le champ de pression.

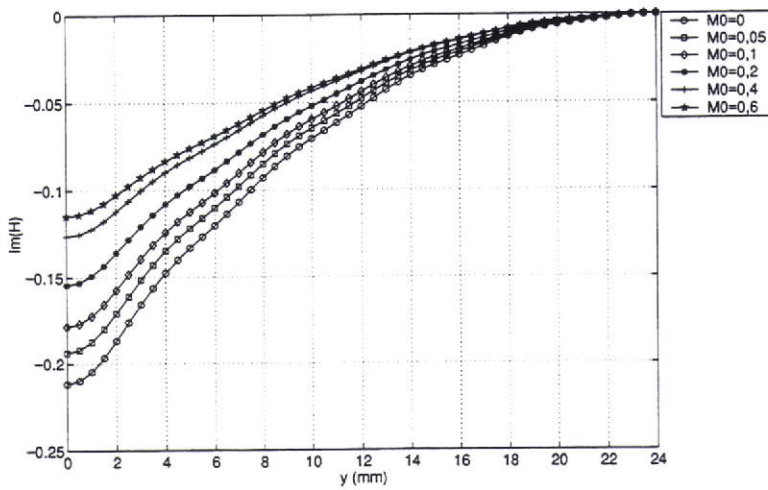


FIG. 6.10: Effet du nombre de Mach sur les profils de pression calculés (partie imaginaire), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, pour différents de nombres de Mach; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,325-0,103j$, $N = 10$

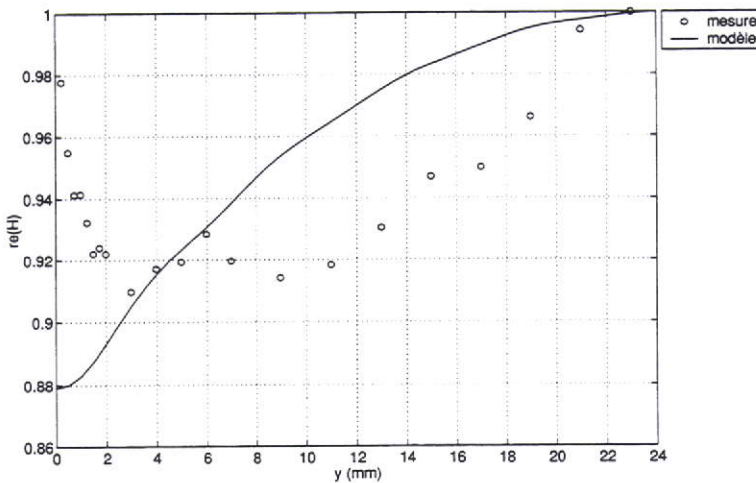


FIG. 6.11: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie réelle), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, sur une tôle perforée; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,0450+0,255j$, $M_0 = 0,066$, $N = 10$

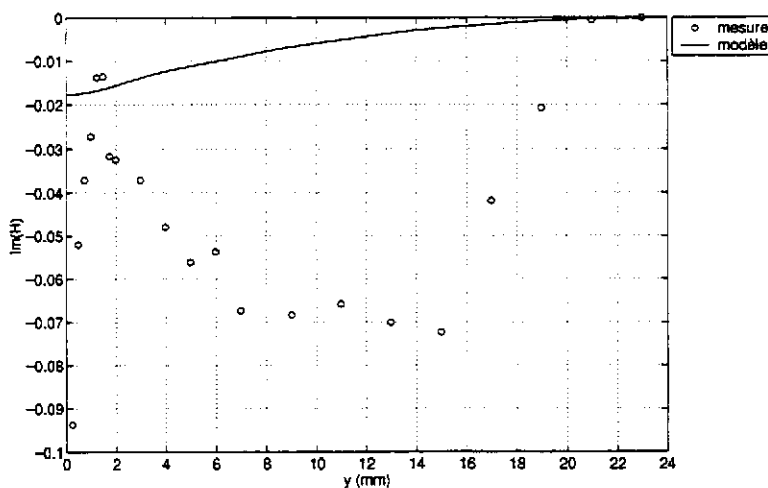


FIG. 6.12: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie imaginaire), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, sur une tôle perforée; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,0450+0,255j$, $M_0 = 0,066$, $N = 10$

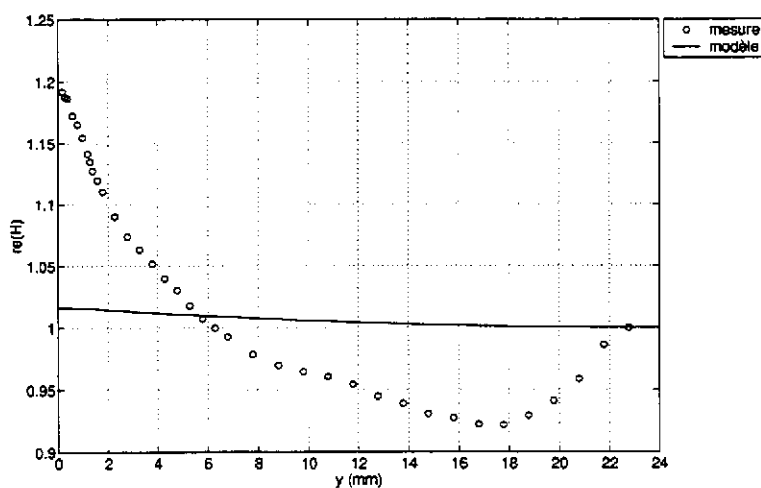


FIG. 6.13: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie réelle), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, sur une tôle perforée collée à un tissu métallique; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0,396-0,109j$, $M_0 = 0,073$, $N = 10$

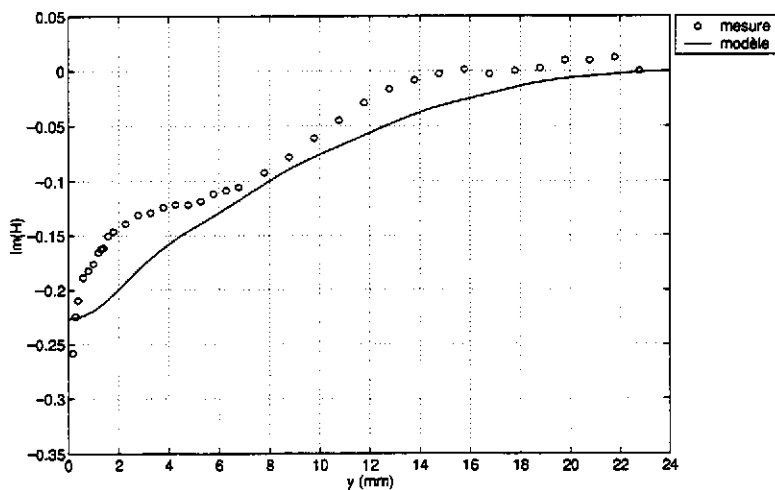


FIG. 6.14: Comparaison entre les profils de pression calculés et mesurés (partie imaginaire), normalisés par rapport à la valeur de la pression en $y = 24$ mm, sur une tôle perforée collée à un tissu métallique ; $f = 3150$ Hz, $\beta = -0.396-0,109j$, $M_0 = 0,073$, $N = 10$

6.6 Conclusion

Un modèle du champ de pression dans la veine de mesure du banc *IMPEC* a été développé. La veine, de section carrée de côté a , est représentée par deux plans parallèles infinis séparés d'une distance a . L'échantillon de couche résistive et la cavité d'air sont modélisés par une surface d'admittance équivalente β . Un écoulement d'air uniforme est superposé à l'onde acoustique plane. Les conditions aux limites respectent la continuité du déplacement acoustique et du déplacement de la paroi. La pression est développée sur les fonctions propres transverses du conduit (en paroi rigide). Les calculs sont basés sur la méthode développée par Pagneux [79].

Sans écoulement d'air, par comparaison avec les profils de pression mesurés dans la veine par la sonde microphonique mobile, le code donne d'assez bons résultats, ce qui confirme que, dans ce cas, l'admittance β ainsi que la condition aux limites représentent bien le problème physique.

En présence d'écoulement, la comparaison entre la mesure et le modèle est mauvaise (bien que les ordres de grandeur soient respectés). Ces différences peuvent être expliquées par plusieurs facteurs. D'une part, le profil réel de la vitesse d'écoulement n'est pas uniforme, contrairement au calcul. D'autre part, on rencontre des difficultés pour connaître la réponse de la sonde microphonique, qui est de plus un élément perturbateur de l'écoulement; les mesures peuvent par conséquent être mises en doute. La validation conjointe des mesures et du modèle devront donc être étudiées ultérieurement.

Conclusion

L'objectif de ce travail était d'étudier théoriquement et expérimentalement l'impédance des matériaux tapissant les parois des nacelles, placés dans un environnement proche des conditions réelles d'utilisation. Ces matériaux sont constitués d'une couche mince, la couche résistive, placée sur des cavités d'air. Notre étude a consisté à donner des valeurs de l'impédance acoustique spécifique réduite z de la couche résistive, en fonction de la géométrie de la couche, de l'amplitude de la vitesse acoustique incidente et des caractéristiques de l'écoulement d'air tangentiel à la surface de la couche.

À l'issue d'une étude bibliographique que nous espérons proche de l'exhaustivité, les propriétés et modèles de l'impédance acoustique des traitements utilisés dans les nacelles ont été décrits. Les phénomènes physiques à l'origine de la dépendance de l'impédance en fonction de la fréquence, de la vitesse acoustique et de l'écoulement d'air ont été analysés. L'étude a tout d'abord porté sur le cas d'un orifice unique percé dans une plaque rigide, qui constitue l'étude préalable à celle des plaques perforées. Le cas de la plaque perforée, ainsi que celui de la plaque perforée collée à un tissu métallique, ont ensuite été considérés. Notre analyse a montré que les modèles proposés, basés sur des études empiriques, varient très sensiblement selon les auteurs, particulièrement en fonction des propriétés de l'écoulement. En effet, ces modèles dépendent du dispositif expérimental utilisé, des caractéristiques aérodynamiques du système, ainsi que du type de couches testées. De plus, la plupart d'entre eux se limitent à des vitesses d'écoulement faibles par rapport aux conditions réelles d'utilisation des matériaux dans la nacelle.

Au vu de ces éléments, une étude expérimentale s'est avérée nécessaire.

On a donc étudié les diverses techniques de mesure de l'impédance. La comparaison de ces méthodes a mené à conclure que la méthode des *deux microphones* semble la plus adaptée à nos objectifs. La couche résistive à tester est placée sur une cavité d'air, et l'ensemble est placé rasant à un conduit avec écoulement. Une onde acoustique sinusoïdale plane se propage dans le conduit. La pression est mesurée en fond de cavité et à la surface extérieure de la couche. À partir de ces valeurs, un calcul relativement simple permet de déduire l'impédance de la couche.

Un dispositif expérimental basé sur cette méthode a donc été mis au point. Il existe depuis une dizaine d'années au laboratoire, et n'avait pas donné jusqu'à présent de résultats expérimentaux fiables. De nombreuses modifications y ont été apportées, concernant la position de la source sonore, la géométrie de la cavité d'air, les types de capteurs acoustiques utilisés, l'acquisition et le traitement des signaux acoustiques ainsi que la mesure des quantités aérodynamiques. Un écoulement de

nombre de Mach moyen de l'ordre de 0,6 peut être atteint. Les niveaux sonores maximaux varient de 140 à 150 dB selon la fréquence, celle-ci s'étendant de 800 à 6300 Hz.

Trois méthodes de déduction de l'impédance par la méthode des *deux microphones* ont été proposées. La première méthode utilise une sonde microphonique mobile. Deux points de mesure de pression sont nécessaires pour déduire l'impédance, selon la formule "classique" de la méthode des deux microphones. La deuxième méthode emploie également la sonde mobile, mais fait intervenir un plus grand nombre de points de mesure. Un lissage de ces points permet la déduction de deux fonctions, l'une dans la cavité d'air, l'autre dans la veine de mesure; l'impédance est calculée directement à partir du saut de pression de part et d'autre du matériau, et de la dérivée de la fonction dans la cavité. Enfin, une troisième méthode utilisant des microphones "classiques" fixes, de faible diamètre, a été développée.

La sonde microphonique est un capteur de pression spécial, dont la réponse dépend de la fréquence, de l'amplitude de la pression à laquelle il est soumis et de la vitesse de l'écoulement d'air. Après avoir étalonné le capteur en fonction des deux premiers paramètres, un protocole expérimental original a été mis au point pour calibrer le capteur en fonction de l'écoulement. Les mesures montrent que la sensibilité de la sonde diminue lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, et que la réponse en phase est fortement perturbée. Jusqu'à un nombre de Mach local $M_c=0,3$, on a pu déduire de ces mesures une fonction de réponse de la sonde à l'écoulement.

Outre ces difficultés de calibration, la sonde est un capteur intrusif, traversant la veine de mesure de part en part, perturbant donc la mesure. Elle est de faible diamètre (1,5 mm) et la couche est donc percée sur ce faible diamètre. Par contre, les deux microphones classiques ne perturbent pas la mesure, puisque l'un est en fond de cavité et l'autre est rasant à la surface de l'échantillon. Ils nécessitent cependant un perçage plus important du matériau (3,2 mm), et leur petite taille entraîne une faible sensibilité, ainsi qu'une grande fragilité.

Les résultats expérimentaux ont ensuite été analysés. La couche résistive "test" est une tôle perforée en aluminium de faible porosité. Elle a été choisie car les tôles perforées sont très étudiées dans la littérature, et permettent de disposer d'éléments de comparaison.

Les résultats présentés consistent en des mesures de pression et de valeurs d'impédance, déduites par les trois méthodes. Cette analyse s'est avérée délicate; on ne disposait en effet d'aucun modèle théorique sur lequel s'appuyer. L'analyse a donc consisté en une validation conjointe des mesures et des modèles semi-empiriques existants.

Sans écoulement d'air, les résultats ont été comparés à ceux d'un autre système expérimental (le banc *statique*), ainsi qu'à des modèles. En fonction de la fréquence et de la vitesse acoustique, le banc *statique* donne des résultats comparables au modèle. Lorsqu'on utilise la sonde mobile, les deux méthodes de calcul (par deux points de mesure ou par lissage) donnent des résultats similaires; mais par comparaison avec le banc *statique*, les résultats ne sont pas satisfaisants à partir de 3150 Hz. La méthode des deux microphones a, quant à elle, donné des résultats comparables à ceux du banc *statique* et au modèle, jusqu'à 5000 Hz. La différence majeure entre les deux dispositifs est que l'onde est en incidence normale par rapport à la surface

du matériau dans le banc *statique* et en incidence rasante dans notre banc. A partir de 3150 Hz pour la sonde et 5000 Hz pour les microphones, il semble donc que l'incidence de l'onde a un effet sur l'impédance de la couche.

Une analyse dimensionnelle basée sur les travaux de Panton [81] a montré les effets cumulés de fréquence et de vitesse acoustique sur un orifice unique. Des valeurs limites comparables à celles trouvées par Panton ont été déduites. Elles confirment que les propriétés d'un orifice unique et d'une tôle perforée sont similaires.

En présence d'écoulement d'air, on dispose de peu d'éléments de comparaison, en dehors des formules empiriques trouvées dans la littérature. Les mesures avec la sonde mobile ont donné des résultats très dispersés, mais du même ordre de grandeur que les mesures avec les deux microphones fixes, où les résultats sont plus lissés. La méthode des deux microphones fixes a donné de bons résultats par comparaison avec la formule empirique de Kirby et Cummings [55]. Cette formule est issue de mesures effectuées sur des tôles de dimensions assez différentes des tôles testées ici, jusqu'à un nombre de Mach faible ($M_0 = 0,2$).

Le bon accord entre l'impédance mesurée et cette formule mène à plusieurs conclusions. Dans le système expérimental de Cummings, employant la méthode des deux microphones, le microphone de mesure de pression en surface est placé rasant au conduit, au-dessus du matériau. Dans notre système, le microphone est placé rasant au matériau lui-même. Les bons résultats trouvés montrent que ces deux systèmes sont équivalents.

Un autre résultat important a pu être déduit des mesures : la formule de Cummings semble encore valable pour des nombres de Mach élevés, jusqu'à $M_0 = 0,5$. On montre ainsi que le comportement de l'impédance de la tôle perforée testée n'est pas modifiée à de "faibles" ($M_0 < 0,2$) et "forts" ($M_0 > 0,2$) nombres de Mach.

Une analyse dimensionnelle basée sur les travaux de Goldman concernant un orifice unique [34] interprète les effets cumulés de vitesse acoustique et d'écoulement d'air, représenté par la vitesse de friction (caractéristique de la sous-couche limite visqueuse de l'écoulement). On obtient un comportement comparable à celui prévu par Goldman, ce qui confirme là encore que le comportement général d'un orifice n'est pas fondamentalement différent de celui d'une tôle perforée. Nos mesures montrent que la résistance augmente avec le rapport $\frac{v_0}{v^*}$ (où v_0 est la vitesse acoustique dans un orifice de la tôle, et v^* est la vitesse de friction), au-dessus d'une valeur critique de $\frac{v_0}{v^*}$ qui dépend du nombre de Mach. La réactance diminue avec ce rapport pour $\frac{v_0}{v^*} > 0,2$, quel que soit le nombre de Mach.

Jusqu'à des valeurs élevées du nombre de Mach ($M_0 = 0,5$), une comparaison avec d'autres résultats existants dans la littérature, n'avait, à notre connaissance, jamais été effectuée.

Cette "validation" a permis d'utiliser notre dispositif pour étudier un autre type de couche (tôle perforée collée à un tissu métallique). Là encore, nous retrouvons jusqu'à de hautes vitesses d'écoulement un comportement déjà observé dans d'autres études [88, 38]. L'impédance de ce type de couche est peu sensible à la vitesse de l'écoulement.

Enfin, nous avons développé un code de calcul modélisant le champ de pression dans la veine de mesure, tenant compte de la rupture d'impédance due à l'échantillon

placé en paroi et d'un écoulement uniforme. La valeur mesurée de l'impédance de l'ensemble "couche + cavité" est une donnée d'entrée du code. Sans écoulement d'air, les résultats du calcul sont en assez bon accord avec les profils mesurés par la sonde microphonique mobile, pour une tôle perforée seule ou collée sur un tissu métallique. Ils montrent donc que l'impédance z (résultant des mesures par la sonde) est un bon moyen de rendre compte des conditions aux limites en paroi. En présence d'écoulement d'air, les grandes différences observées entre le modèle et les résultats de mesure restent à expliquer.

Du point de vue industriel, cette étude a donc permis de lancer à EADS Airbus SA l'activité de mesure d'impédance en présence d'écoulement d'air. Les suites possibles à ce travail sont nombreuses.

La méthode des deux microphones, basée sur l'emploi de deux microphones classiques fixes, a donné des résultats convenables, jusqu'à des vitesses d'écoulement élevées, par comparaison avec des formules trouvées dans la littérature. Ce dispositif expérimental pourra être automatisé afin de diminuer le temps d'expérimentation, et permettre ainsi des mesures plus nombreuses, particulièrement sur d'autres types de matériaux. Deux modifications nous semblent nécessaires à mettre en œuvre. Il faudra disposer d'une source sonore de plus forte puissance, afin d'observer les non-linéarités de l'impédance des couches sur une plus grande gamme de vitesses acoustiques. De plus, le montage expérimental pourra être simplifié, en plaçant un microphone rasant au conduit et non plus à la surface du matériau.

L'utilisation de la sonde microphonique mobile ne doit cependant pas être abandonnée. Cette méthode donne une plus grande quantité d'informations, car elle permet de mesurer des profils de pression dans la cavité et la veine de mesure (les microphones fixes mesurent la pression en deux points seulement). On peut ainsi étudier l'effet de l'écoulement sur le champ de pression. Si l'on parvient à connaître plus précisément les propriétés de ce capteur, une poursuite des mesures nous paraît intéressante.

Enfin, le code de calcul modélisant la pression dans la veine nécessite encore d'être validé; il serait utile de l'étendre par la suite à un écoulement de profil non uniforme. On pourrait aussi comparer les résultats du calcul à des mesures de coefficient d'atténuation ou de pertes par insertion, en plaçant dans la veine des microphones de part et d'autre de l'échantillon.

Annexe A

Éléments de mécanique des fluides

La détermination des caractéristiques aérodynamiques du système expérimental de mesure de l'impédance en présence d'écoulement, ainsi que l'étude des propriétés de l'impédance en fonction de l'écoulement, nécessitent de définir certaines quantités aérodynamiques utiles à notre étude, qui sont décrites dans cette annexe.

Les propriétés de la couche limite d'un écoulement incompressible entre deux plaques planes sont données, ainsi que la définition de la vitesse de friction, utilisée pour étudier les propriétés de l'impédance en fonction de l'écoulement. On mentionne ensuite quelques propriétés des fluides compressibles. Enfin, deux techniques de mesure de la vitesse du fluide, employées dans le système expérimental, sont décrites : la mesure du débit par un diaphragme et celle de la vitesse par un tube de Pitot.

A.1 Écoulements incompressibles

A.1.1 Équations de base

Les équations de base d'un écoulement incompressible visqueux, de viscosité ν constante, de vitesse \vec{v} , de pression p et de densité ρ sont :

- l'équation de la quantité de mouvement, ou équation de Navier-Stokes :

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{f} + \nu\nabla^2\vec{v}, \quad (\text{A.1})$$

- l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0. \quad (\text{A.2})$$

La vitesse et la pression sont composées d'une quantité moyenne et d'une quantité fluctuante, de moyenne nulle :

$$v_\alpha = \langle v_\alpha \rangle + v'_\alpha, \quad (\text{A.3})$$

où $\alpha = (x, y, z)$, et $\langle \rangle$ désigne la moyenne d'ensemble, et

$$p = \langle p \rangle + p'. \quad (\text{A.4})$$

Un écoulement laminaire est caractérisé par des trajectoires de particules de fluide stables et régulières produisant des couches de fluide contiguës qui glissent les unes sur les autres et ne se mélangent pas [93]. Un écoulement turbulent est instationnaire et irrégulier; le vecteur vitesse en un point varie de façon aléatoire en direction et en module, et l'écoulement contient un grand nombre de tourbillons de taille très variée. Le paramètre caractérisant la transition de l'état laminaire à l'état turbulent (cette transition étant engendrée par une instabilité de l'écoulement laminaire) est le *nombre de Reynolds* R_e . Pour un écoulement entre deux plaques planes distantes d'une longueur a , il est donné par :

$$R_e = \frac{V_0 a}{\nu}, \quad (\text{A.5})$$

où V_0 est la vitesse moyenne de l'écoulement selon une section et ν la viscosité cinématique de l'air.

A.1.2 Profils des vitesses

En deux dimensions, pour un écoulement développé (où la vitesse moyenne ne dépend pas de x) entre deux plaques planes parallèles de plan (x, y) , et distantes de $y = a$, l'équation de Navier-Stokes (A.1) devient, dans la direction x [65] :

$$\nu \frac{d^2 \langle v_x \rangle}{dy^2} - \frac{d \langle v'_x v'_y \rangle}{dy} = \frac{1}{\rho} \frac{d \langle p \rangle}{dx}, \quad (\text{A.6})$$

appelée équation de Reynolds.

Pour un écoulement laminaire ($R_e < 2500$), où $\frac{d \langle v'_x v'_y \rangle}{dy} = 0$, on obtient une solution exacte de l'équation de Navier-Stokes, qui correspond au profil parabolique de Hagen-Poiseuille [93] :

$$\langle v_x(y) \rangle = -\frac{1}{2\rho\nu} \frac{d \langle p \rangle}{dx} y(a-y). \quad (\text{A.7})$$

La forme du profil ne dépend pas du nombre de Reynolds.

Pour un écoulement turbulent, on intègre l'équation (A.6) selon y , et on obtient :

$$\rho\nu \frac{d \langle v_x \rangle}{dy} - \rho \langle v'_x v'_y \rangle = \frac{(y-a/2)d \langle p \rangle}{dx} = \tau_{xy}, \quad (\text{A.8})$$

où τ_{xy} est la contrainte de cisaillement. Elle se compose d'une contrainte visqueuse laminaire (terme $\rho\nu \frac{d \langle v_x \rangle}{dy}$) et d'une contrainte turbulente (contrainte de Reynolds, terme $\rho \langle v'_x v'_y \rangle$).

On note la contrainte visqueuse à la paroi ($y = a$) :

$$\tau_w = \rho\nu \left(\frac{d \langle v_x \rangle}{dy} \right)_{y=a}. \quad (\text{A.9})$$

Coefficient de décharge

La contrainte en paroi τ_w est à l'origine des pertes de charges dans un conduit ; on peut définir en particulier un *coefficient de décharge* par :

$$C_D = \frac{2\tau_w}{\rho V_0^2}, \quad (\text{A.10})$$

où V_0 est la vitesse moyenne de l'écoulement selon la section de la conduite. Ce coefficient est repris en acoustique, par analogie avec la mécanique des fluides, pour caractériser les propriétés non linéaires de l'impédance des couches résistives (voir le chapitre (2)).

On déduit de (A.8) et (A.9) le résultat important :

$$\tau_w = \frac{a}{2} \frac{d\langle p \rangle}{dx}. \quad (\text{A.11})$$

La contrainte visqueuse peut donc être aisément déterminée à partir de la mesure de la pression pariétale selon l'axe x .

D'autre part, lorsque $y \rightarrow 0$, la vitesse moyenne est de la forme, en intégrant A.8 [93] :

$$\langle v_x(y) \rangle = \frac{\rho \tau_w}{\nu} y, \quad (\text{A.12})$$

appelée *loi du mur* et caractérisant la sous-couche visqueuse de la couche limite.

Vitesse de friction

Si on définit une grandeur homogène à une vitesse par :

$$v^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (\text{A.13})$$

la relation A.12 devient :

$$\frac{\langle v_x(y) \rangle}{v^*} = \frac{v^* y}{\nu}. \quad (\text{A.14})$$

La quantité v^* , homogène à une vitesse, est appelée *vitesse de friction*, et caractérise la sous-couche visqueuse de la couche limite. Elle est utilisée pour étudier les propriétés de l'impédance des couches en présence d'écoulement [25, 55, 56] puisqu'on s'intéresse aux propriétés de la surface du matériau. Elle est facilement mesurable ; en effet, les expressions (A.11) et (A.13) mènent à :

$$v^* = \sqrt{\frac{a}{2\rho} \frac{d\langle p \rangle}{dx}}. \quad (\text{A.15})$$

La procédure pour mesurer v^* est détaillée dans le chapitre (4).

Une échelle de longueur de la sous-couche visqueuse est donc $\frac{\nu}{v^*}$. La couche limite se divise en trois régions [65] :

- la sous-couche visqueuse, où la contrainte visqueuse $\rho\nu\frac{d\langle v_x \rangle}{dy}$ domine, et la loi du mur (A.12) s'applique :

$$0 < \frac{yv^*}{\nu} < 5, \quad (\text{A.16})$$

- la sous-couche de transition, où les deux types de contraintes coexistent :

$$5 < \frac{yv^*}{\nu} < 30, \quad (\text{A.17})$$

- la couche de contrainte turbulente (ou couche externe), où la contrainte de Reynolds $\rho\langle v'_x v'_y \rangle$ domine, et où une loi logarithmique de la vitesse peut s'appliquer :

$$\frac{yv^*}{\nu} > 30. \quad (\text{A.18})$$

Il faut noter que ces valeurs limites varient selon les auteurs. Ryhming [93] donne par exemple pour la limite de couche visqueuse la valeur $\frac{yv^*}{\nu} < 10$.

Dans notre étude, la vitesse de friction mesurée varie de 2 à 20 m/s environ. Selon le critère décrit plus haut, la sous-couche visqueuse a donc une épaisseur de l'ordre de 40 μm pour $v^*=2$ m/s et 4 μm pour $v^*=20$ m/s.

Le profil des vitesses d'un écoulement turbulent développé peut d'autre part être représenté dans son ensemble par une fonction de la forme [93, 95] :

$$\frac{\langle v_x(y) \rangle}{V_c} = \left(\frac{y}{a/2} \right)^{\frac{1}{n}}, \quad (\text{A.19})$$

où V_c désigne la vitesse au centre de la conduite et où l'exposant n varie avec le nombre de Reynolds de l'écoulement.

La figure (A.1) montre des profils de vitesse d'écoulement pour différents nombres de Reynolds. En écoulement laminaire, le profil est parabolique et indépendant du nombre de Reynolds (expression (A.7)). En écoulement turbulent, dans l'ensemble de l'écoulement, la vitesse est voisine de sa valeur maximale au centre ; elle l'est d'autant plus que le nombre de Reynolds est grand. La turbulence, en amenant un meilleur mélange de l'écoulement, tend à uniformiser les répartitions de vitesse [24]. Ce type de profil est retrouvé dans nos mesures (voir le chapitre (4)).

A.2 Écoulements compressibles

A.2.1 Équations de base

De façon générale, un écoulement de vitesse \vec{v} , de pression p , de densité ρ et de température T est régi par les équations suivantes [93] :

- l'équation de la quantité de mouvement :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \tau + \vec{f}, \quad (\text{A.20})$$

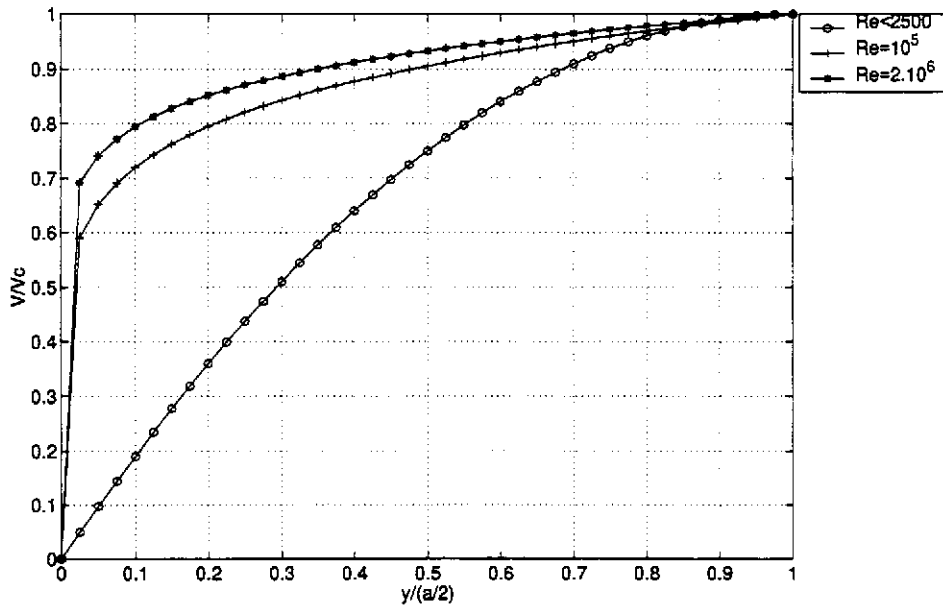


FIG. A.1: Forme des profils de vitesse pour différents nombres de Reynolds

où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)$, τ est le tenseur des contraintes, lié à la viscosité du fluide, et \vec{f} représente les forces de volume.

– l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho (\nabla \cdot \vec{v}) = 0, \quad (\text{A.21})$$

– l'équation de l'énergie :

$$\frac{De}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho} \phi + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\lambda \nabla T), \quad (\text{A.22})$$

où e est l'énergie interne par unité de masse, ϕ est la dissipation, λ est le coefficient de conductivité de la chaleur.

Pour un écoulement incompressible, $\frac{D\rho}{Dt} = 0$. Les équations se simplifient et seules les équations (A.20) et (A.21) suffisent pour le caractériser.

Pour un écoulement compressible, où la densité ρ intervient dans l'analyse comme variable d'état, on doit connaître l'état thermodynamique du gaz et une équation supplémentaire (équation A.22) est nécessaire.

A.2.2 Limite d'incompressibilité

L'étude de la dynamique des écoulements compressibles se simplifie si on considère un écoulement idéal non visqueux ($\tau = 0$) et stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$).

On le suppose de plus adiabatique (sans transfert de chaleur) et réversible (c'est-à-dire isentropique), pour lequel la relation entre la pression et la densité est connue pour un gaz parfait :

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{constante}, \quad (\text{A.23})$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz ($\gamma = 1,4$ pour l'air).

Si on néglige les forces de volume \vec{f} , l'équation (A.20) prend la forme différentielle suivante :

$$\frac{dp}{\rho} + V dV = 0, \quad (\text{A.24})$$

qui est l'équation de Bernoulli généralisée [87].

La condition d'isentropie (A.23) et l'introduction du nombre de Mach $M = \frac{V}{c_0}$, où $c_0 = \sqrt{\gamma RT}$, mène à :

$$\frac{d\rho}{\rho} + M^2 \frac{dV}{V} = 0, \quad (\text{A.25})$$

qui exprime qu'une variation relative de vitesse $\frac{dV}{V}$ produit une variation corrélative de densité $\frac{d\rho}{\rho}$ d'autant plus grande que le nombre de Mach est grand. Le nombre de Mach est donc la quantité caractérisant la compressibilité d'un écoulement. Il est généralement admis que l'écoulement peut encore être considéré incompressible si une variation de 10 % de la vitesse n'induit pas plus de 1 % de variation de la densité ; cela conduit à un nombre de Mach limite égal à 0,3. Les nombres de Mach des écoulements rencontrés dans nos expériences peuvent atteindre $M = 0,6$; l'hypothèse d'écoulement incompressible ne sera donc plus valide dans ce cas.

A.2.3 Couches limites dans un écoulement compressible

Dans le cas d'un écoulement compressible et visqueux, le phénomène de transfert de chaleur au sein de la couche limite se révèle d'une grande importance. Le nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \quad (\text{A.26})$$

où μ est la viscosité dynamique, dépendant de la température (pour l'air, $\mu \cong T^{0,76}$), c_p est la chaleur spécifique à pression constante, et λ la conductivité de la chaleur, joue un rôle important dans un écoulement visqueux où il faut tenir compte du transfert de chaleur.

Deux cas de figures sont rencontrés selon que $Pr < 1$ ou $Pr > 1$. Le nombre de Prandtl est le paramètre déterminant de la relation entre les champs de vitesse et de température. Si $Pr > 1$, sous l'action de la diffusion à proximité d'une paroi, l'influence de la viscosité est ressentie plus loin que l'influence de la conduction thermique. La couche limite associée au champ de vitesse est plus épaisse que celle associée au champ de température. Si $Pr < 1$, l'effet est inverse [93].

Des études montrent cependant que sous certaines conditions, un problème de couche limite compressible est lié au problème de couche limite incompressible correspondant [93]. Les résultats de la théorie des couches limites incompressibles sont

donc applicables. Des mesures du coefficient de frottement λ_f (lié à la perte de charge) dans des conduites, à forts nombres de Mach (écoulements supersoniques), montrent un bon accord avec les lois empiriques d'évolution des pertes de charges, en écoulement incompressible [95]. Les quantités (telle que la vitesse de friction) que nous mesurons et exploitons pour des nombres de Mach $0,3 \leq M_0 \leq 0,6$ peuvent donc être considérées convenables.

A.3 Méthodes de mesure

Deux techniques sont utilisées dans le banc *IMPEC* pour mesurer les caractéristiques aérodynamiques : le diaphragme et le tube de Pitot.

A.3.1 Mesure du débit par un diaphragme

Dans une conduite, l'introduction d'un diaphragme crée une perte de charges proportionnelle à la vitesse de l'écoulement. Soient p_a et ρ la pression et la densité en amont du diaphragme (diamètre d), Δp la différence de pression de part et d'autre du diaphragme, et D_m le débit massique dans la conduite (diamètre D). Des prises de pression pariétales mesurent p_a et Δp ; un thermocouple placé en aval des prises de pression mesure la température T .

Le débit massique est donné par [2] :

$$D_m = \frac{1}{\sqrt{1-\kappa^4}} C_D \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2\rho\Delta p}, \quad (\text{A.27})$$

où :

$$\kappa = \frac{d}{D},$$

C_D est le coefficient de décharge du diaphragme, et dépend du nombre de Reynolds $Re = \frac{VD}{\nu}$, où V est la vitesse moyenne dans le conduit, selon une formule empirique donnée dans [2],

$$\rho \text{ est la densité du fluide donnée par } \rho = \frac{p_a}{RT}.$$

Un processus itératif est donc nécessaire pour déterminer le débit. En première approximation, on peut prendre $C_D = 0,6$. Les normes de mesure par un diaphragme donnent les valeurs appropriées de κ à choisir pour mesurer les vitesses voulues. Dans notre cas, où $D = 100$ mm et les vitesses dans le conduit de diamètre 100 mm varient de 0 à 20 m/s environ, on a choisi $d = 40$ mm.

A partir du débit massique D_m on peut calculer la vitesse moyenne dans la veine de mesure à partir de l'équation de conservation de la masse :

$$V_0(x) = \frac{D_m}{\rho_0(x)S}, \quad (\text{A.28})$$

où $S = a^2$ est la surface de la section de la veine, $\rho_0(x)$ est la densité du fluide au point x considéré, déterminée à partir des mesures de pression statique pariétale dans la veine.

A.3.2 Mesure de vitesse par un tube de Pitot

Le tube de Pitot (ou de Prandtl) est un tube mince mesurant la vitesse V en un point d'un écoulement, au moyen de la mesure de la pression totale p_t et de la pression statique p (figure (A.3.2)). La pression totale p_t est la pression que l'on obtiendrait si l'écoulement était décéléré sans pertes jusqu'à vitesse nulle [93].

On applique la forme de l'équation de Bernoulli d'un fluide idéal stationnaire. Le long d'une ligne de courant, si on néglige les forces de volume, on a :

$$\frac{dp}{\rho} + VdV = 0, \quad (\text{A.29})$$

ou encore :

$$\int \frac{dp}{\rho} + \frac{V^2}{2} = \text{constante}. \quad (\text{A.30})$$

Si l'écoulement est incompressible ($\rho = \text{cte}$), cette équation mène à :

$$p + \frac{1}{2}\rho V^2 = p_t, \quad (\text{A.31})$$

d'où :

$$V = \left[\frac{2(p_t - p)}{\rho} \right]^{1/2}. \quad (\text{A.32})$$

Si l'écoulement est compressible ($M > 0,3$), il faut donner une relation entre p et ρ . Si l'écoulement est adiabatique et réversible (isentropique), on a pour un gaz parfait :

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{constante}, \quad (\text{A.33})$$

d'où :

$$\int \frac{dp}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho}, \quad (\text{A.34})$$

et la relation (A.30) mène à :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}\rho V^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \left(\frac{\rho_t}{\rho} \right)^{\gamma-1}, \quad (\text{A.35})$$

et, en introduisant le nombre de Mach $M = \frac{V}{c_0}$, où $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$, on obtient :

$$M = \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_t}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (\text{A.36})$$

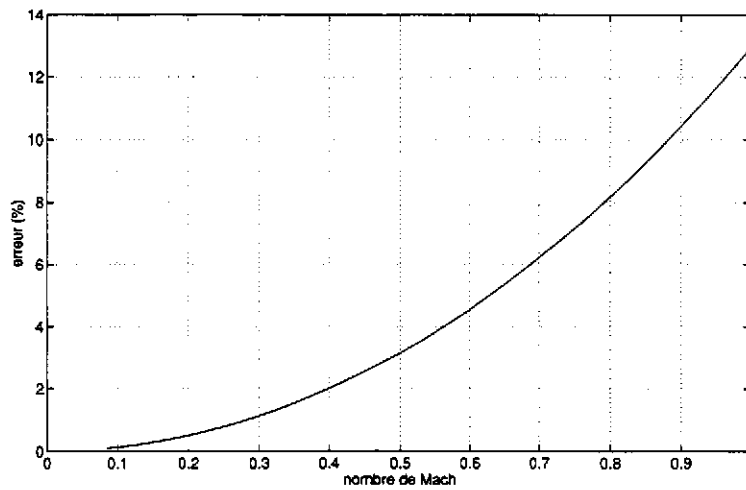


FIG. A.2: Erreur relative commise par la formule incompressible (A.37) par rapport à la formule compressible (A.36) en fonction du nombre de Mach

En introduisant de la même façon le nombre de Mach dans l'expression (A.32) concernant un fluide incompressible, on obtient :

$$M = \left[\frac{2}{\gamma} \left(\frac{p_t}{p} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (\text{A.37})$$

La formule (A.36) est utilisée pour déduire la vitesse au centre par le tube de Pitot présent dans le banc IMPEC. On l'emploie également pour mesurer les profils de vitesse avec la sonde mobile mesurant p_t ; p_0 est mesurée par des prises de pression pariétales placées de part et d'autre de la sonde.

On montre sur la figure (A.2) l'erreur relative entre les nombre de Mach déduits de (A.36) (formule compressible) et de (A.37) (formule incompressible). On peut noter que l'erreur commise par le calcul en écoulement incompressible ne dépasse pas 2 % jusqu'à $M = 0,4$.

Annexe B

Absorption du son dans un conduit par une cavité fermée

Cette partie détaille les calculs modélisant l'absorption du son par une cavité fermée branchée sur un conduit. Ces calculs interviennent au paragraphe (1.3.3) afin d'expliquer de façon simplifiée le mécanisme d'absorption des traitements acoustiques utilisés dans les nacelles.

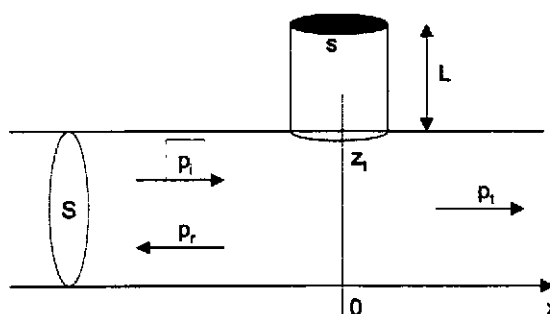


FIG. B.1: Géométrie utilisée pour expliquer le mécanisme d'absorption du son par les traitements

On considère un conduit infini de section S , sur lequel est branchée une cavité d'air à fond rigide de section s (figure (B.1)). Ce système représente le cas très simple d'une nacelle infinie traitée par un seul traitement, mais permet de comprendre le mécanisme d'absorption du son par le type de traitement employé [54].

On suppose que seule une onde plane se propage dans le tube (la rupture d'impédance due au branchement n'est donc pas prise en compte), et un modèle basses fréquences est utilisé.

Une onde acoustique incidente de pression p_i arrive depuis $-\infty$; cette onde est réfléchiée par la branche (pression réfléchiée p_r) et transmise vers $+\infty$ (pression transmise p_t):

$$\begin{aligned} p_i &= A_1 e^{j(kx - \omega t)}, \\ p_r &= B_1 e^{j(-kx - \omega t)}, \\ p_t &= A_2 e^{j(kx - \omega t)}. \end{aligned}$$

La pression en entrée de la cavité ($x = 0$) est notée :

$$p_b = A_b e^{-j\omega t}.$$

La continuité de la pression en $x = 0$ entraîne :

$$p_i + p_r = p_t = p_b, \quad (\text{B.1})$$

et la continuité du débit u donne :

$$u_i - u_r = u_t + u_b,$$

soit pour la vitesse v :

$$v_i - v_r = v_t + \frac{s}{S} v_b. \quad (\text{B.2})$$

Les relations (B.1) et (B.2) donnent :

$$\frac{v_i - v_r}{p_i + p_r} = \frac{v_t}{p_t} + \frac{s}{S} \frac{v_b}{p_b}.$$

On note :

$$z_1 = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{p_i + p_r}{v_i - v_r} = \frac{A_1 + B_1}{A_1 - B_1},$$

$$z_2 = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{p_t}{v_t} = 1,$$

$$z_t = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{p_b}{v_b},$$

d'où :

$$\frac{1}{z_1} = \frac{1}{z_2} + \frac{s}{S} \frac{1}{z_t}. \quad (\text{B.3})$$

L'équation (B.3) est résolue pour trouver le rapport des amplitudes de pressions réfléchie sur la pression incidente :

$$\frac{A_r}{A_i} = -\frac{1}{1 + \frac{2s}{S} z_t}, \quad (\text{B.4})$$

ce qui entraîne la relation entre pression transmise et incidente :

$$\frac{A_t}{A_i} = \frac{A_r}{A_i} + 1 = -\frac{z_t}{\frac{s}{2S} + z_t}. \quad (\text{B.5})$$

Le coefficient de transmission, défini par :

$$\alpha_t = \left| \frac{p_t}{p_i} \right|^2, \quad (\text{B.6})$$

est donc :

$$\alpha_t = \left| \frac{z_t}{\frac{s}{2S} + z_t} \right|^2. \quad (\text{B.7})$$

L'impédance d'entrée du tube branché z_t est donné par l'expression (1.6).

Les valeurs du coefficient de transmission résultant de ces calculs sont montrées au paragraphe (1.3.3).

Bibliographie

- [1] A. Abom and H. Boden. Error analysis of two-microphone measurements in ducts with flow. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83(6):2429–2438, 1988.
- [2] Norme AFNOR. Mesure du débit des fluides au moyen d'appareils déprimogènes. NF ISO 5167-1, 1992.
- [3] G. Ajello. *Mesures acoustiques dans les guides d'ondes en présence d'écoulement : mise au point d'un banc de mesure - applications à des discontinuités*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, 1997.
- [4] D.C. Aldridge, D.R. Jarvis, B.E. Jones, and R.T. Rakowski. A method for demonstrating the linearity of measurement microphones at high sound pressures. *Acustica*, 84:1167–1171, 1998.
- [5] N. Amir, V. Pagneux, and J. Kergomard. A study of wave propagation in varying cross section waveguides by modal decomposition - Part II: Results. *J. Acous. Soc. Am.*, 101(5):2504–2517, 1997.
- [6] J.S. Anderson. The effect of an air flow on a single branche Helmholtz resonator in a circular duct. *J. Sound Vib.*, 52(3):423–431, 1977.
- [7] D.L. Armstrong. Acoustic grazing flow impedance using waveguide principles. *NASA Contractor Report*, CR-120848, 1971.
- [8] T. Arts et al. *Measurements techniques in fluid dynamics*. Cours de l'Institut Von Karman, Bruxelles, 1994.
- [9] R. Astolfi. Mise au point du banc sans écoulement de mesure d'impédance acoustique de matériaux insonorisants. Stage Aérospatiale, ENSMA 3ème année, 1996.
- [10] Y. Aurégan. *Aéroacoustique*. Cours de DEA d'Acoustique Appliquée de l'Université du Maine, Le Mans, 1997.
- [11] Y. Aurégan, R. Starobinski, and V. Pagneux. Influence of grazing flow and dissipation effects on the acoustic boundary conditions at a lined wall. to be published, 1999.
- [12] W.A. Bell, B.R. Daniel, and B.T. Zinn. Acoustic liner performance in the presence of a mean flow and three-dimensional wave motion. In *AIAA 12th Aerospace Sciences Meeting*, number AIAA-74-61, 1974.

- [13] G.W. Bielak, J.W. Premo, and A.S. Hersh. Advanced turbofan duct liner concept. *NASA Contractor Report*, 209002, 1999.
- [14] B. Brouard. *Validation par holographie acoustique de nouveaux modèles pour la propagation des ondes planes dans les matériaux poreux stratifiés*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, 1994.
- [15] Bruël & Kjær. *Sonde microphonique type 4182: Instructions*, 1991.
- [16] M. Bruneau. *Manuel d'acoustique fondamentale*. Editions Hermès, Paris, 1998.
- [17] R.H. Cantrell and R.W. Hart. Interaction between sound and flow in acoustic cavities: mass, momentum and energy considerations. *J. Acous. Soc. Am.*, 36(4):697-706, 1964.
- [18] P. Cataldi, K.K. Ahuja, and R.J. Gaeta. Enhanced sound absorption through negative bias flow. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1879, 1999.
- [19] P. Caubet. Etude aérodynamique d'un banc de mesure d'impédance acoustique. Stage Aérospatiale, ENSHMG 2ème année, 1997.
- [20] M. Choudari, M.R. Khorrami, and J.K. Edwards. Computational study of micro fluid mechanics of duct acoustic treatment. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1851, 1999.
- [21] W.T. Chu. Extension of the two-microphone transfer function method for impedance tube measurement. *J. Acoust. Soc. Am.*, 80(1):347-348, 1986.
- [22] J.Y. Chung and D.A. Blaser. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I.Theory. *J. Acous. Soc. Am.*, 68(3):907-913, 1980.
- [23] J.Y. Chung and D.A. Blaser. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. II.Experiment. *J. Acous. Soc. Am.*, 68(3):913-921, 1980.
- [24] J. Cousteix. *Aérodynamique*. Cepadues Editions, 1989.
- [25] A. Cummings. The effects of grazing turbulent pipe-flow on the impedance of an orifice. *Acustica*, 61:233-242, 1986.
- [26] A. Cummings. The response of a resonator under a turbulent boundary layer to a high amplitude non-harmonic sound field. *J. Sound Vib.*, 115(2):312-328, 1987.
- [27] P.D. Dean. An in-situ method of wall acoustic impedance measurement in flow ducts. *J. Sound Vib.*, 34(1):97-130, 1974.
- [28] S.P. Dragan and I.V. Lebeveda. Absorption of high-intensity sound by a perforated panel. *Acoustical Physics*, 44(2):167-172, 1998.
- [29] J.A. Eaton. The influence of drainage slots on locally reacting acoustic liners. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1949, 1999.

- [30] W. Eversman. The effect of Mach number on the tuning of an acoustic lining in a flow duct. *J. Acoust. Soc. Am.*, 48(2):425–428, 1970.
- [31] L.P. Franzoni and C.M. Elliott. An innovative design of a probe-tube attachment for a 1/2-in. microphone. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104(5):2903–2910, 1998.
- [32] R.J. Gaeta and K.K. Ahuja. A tunable 2DOF liner. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1852, 1999.
- [33] D. Gély, G. Elias, N. Lupoglazoff, F. Vuillot, and F. Micheli. Aeroacoustics characterization and numerical simulation of a Helmholtz resonator. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1941, 1999.
- [34] A.L. Goldman and R.L. Panton. Measurement of the acoustic impedance of an orifice under a turbulent boundary layer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 60(6):1397–1404, 1976.
- [35] J.F. Groeneweg. Current understanding of Helmholtz resonator arrays as duct boundary conditions. *NASA Basic noise aerodynamic research*, SP-207:357–368, 1969.
- [36] A.W. Guess. Calculation of perforated plate liners parameters from specified acoustic resistance and reactance. *J. Sound Vib.*, 40(1):119–137, 1975.
- [37] A.S. Hersh and T. Rogers. Fluid mechanical model of the acoustic impedance of small orifices. *NASA Contractor Report*, 2682, 1976.
- [38] A.S. Hersh and B. Walker. Effect of grazing flow on the steady-state flow resistance and acoustic impedance of thin porous-faced liners. *NASA Contractor Report*, 2951, 1978.
- [39] A.S. Hersh and B. Walker. Effect of grazing flow on the acoustic impedance of Helmholtz resonators consisting of single and clustered orifices. *NASA Contractor Report*, 3177, 1979.
- [40] A.S. Hersh and B.E. Walker. Acoustic behavior of Helmholtz resonators: part I. Nonlinear model. *CEAS/AIAA*, CEAS/AIAA-95-078, 1995.
- [41] A.S. Hersh and B.E. Walker. Acoustic behavior of Helmholtz resonators: part II. Effects of grazing flow. *CEAS/AIAA*, CEAS/AIAA-95-079, 1995.
- [42] A.S. Hersh, B.E. Walker, and J.W. Celano. Semi-empirical Helmholtz resonator impedance model. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1825, 1999.
- [43] M.S. Howe. On the diffraction of sound by a screen with circular apertures in the presence of a low Mach number grazing flow. *Proc. R. Soc. Lond.*, A 370, 1980.
- [44] U. Ingard. On the theory and design of acoustic resonators. *J. Acous. Soc. Am.*, 25(6):1037–1061, 1953.

- [45] U. Ingard and H. Ising. Acoustic nonlinearity of an orifice. *J. Acous. Soc. Am.*, 42(1):6–17, 1967.
- [46] D. Innes and D.G. Crighton. On a non-linear differential equation modelling Helmholtz resonator response. *J. Sound Vib.*, 131(2):323–330, 1989.
- [47] X. Jing and X. Sun. Effect of perforate plate thickness on impedance of perforated plates with bias flow. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1877, 1999.
- [48] X. Jing and X. Sun. Numerical simulation on the nonlinear acoustic properties of an orifice. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1878, 1999.
- [49] M.G. Jones and T.L. Parrott. Evaluation of a multi-point method for determining acoustic impedance. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 3(1):15–35, 1989.
- [50] J. Julliard, G. Riou, and C. Lozachmeur. Recent developments in turbomachinery noise control and reduction systems. In *15th AIAA Aeroacoustics Conference*, number AIAA-93-4375, 1993.
- [51] M.L. Kathuriya and M.L. Munjal. Method for evaluation of the acoustical impedance of a black box, with or without mean flow, measuring pressure at fixed positions. *J. Acous. Soc. Am.*, 62(3):755–759, 1977.
- [52] J. Kergomard. Cours d'électroacoustique. DEA d'Acoustique Appliquée, Université du Maine, Le Mans, 1996.
- [53] J. Kergomard, A. Khettabi, and X. Mouton. Propagation of acoustic waves in two waveguides coupled by perforations. I. Theory. *Acta Acustica*, 2:1–16, 1994.
- [54] L.E. Kinsler and A.R. Frey. *Fundamentals of acoustics*. Wiley and Sons, New York, 1962.
- [55] R. Kirby and A. Cummings. The impedance of perforated plates subjected to grazing gas flow and backed by porous media. *J. Sound Vib.*, 217(4):619–636, 1998.
- [56] J.W. Kooi and S.L. Sarin. An experimental study of the acoustic impedance of Helmholtz resonator arrays under a turbulent boundary layer. In *AIAA 7th Aeroacoustics Conference*, number AIAA-81-1998, 1981.
- [57] R.E. Kraft, J. Yu, W.E. Chien, A.A. Syed, H.W. Kwan, and D.K. Echternach. Acoustic treatment design scaling methods. *NASA Contractor Report*, CR-1999-209120, 1999.
- [58] H.W. Kwan, J. Yu, B. Beer, and D. Armitage. Bias flow adaptive acoustic liner. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1939, 1999.

- [59] O. Lacour, M.A. Galland, and D. Thenail. Preliminary experiments on noise reduction in cavities using active impedance changes. *J. Sound Vib.*, 230(1):69–99, 2000.
- [60] V.A. Lebiga and V.N. Zinoviev. Application of hot wire for acoustic measurements in gas flow. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1867, 1999.
- [61] J.F. Li and M. Hodgson. Use of pseudo-random sequences and a single microphone to measure surface impedance at oblique incidence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102(4):2200–2210, 1997.
- [62] D.Y. Maa. Potential of microperforated panel absorber. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104(5):2861–2866, 1998.
- [63] A.H. Marsh. Study of acoustical treatments for jet-engine nacelles. *J. Acoust. Soc. Am.*, 43(5):1137–1156, 1968.
- [64] J. Max and J.L. Lacoume. *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques. 1. Principes généraux et méthodes classiques*. Masson, Paris, 1996.
- [65] W.D. McComb. *The physics of fluid turbulence*. Oxford Eng. Science Series, 1990.
- [66] T.H Melling. The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure level. *J. Sound Vib.*, 29(1):1–65, 1973.
- [67] S.A. Meslioui. *Contribution à l'étude de l'insonorisation des entrées d'air latérales de turbomoteurs d'hélicoptères*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 1996.
- [68] F. Montétagaud. *Modélisation de la propagation et du rayonnement acoustiques des entrées d'air de turboréacteurs*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, 1998.
- [69] R.E. Mottsinger and R.E. Kraft. Design and performance of duct acoustic treatment. *Nasa Reference Publication 1258*, 2:165–206, 1990.
- [70] P. Mungur and J.L. Whitesides. Influence of grazing flow on duct wall normal impedance. In *2nd AIAA Aeroacoustics Conference*, number AIAA-75-0494, 1975.
- [71] K. Narayana Rao and M.L. Munjal. Experimental evaluation of impedance of perforates with grazing flow. *J. Sound Vib.*, 108(2):283–295, 1986.
- [72] A.H. Nayfeh, J.E. Kaiser, and D.P. Telionis. Acoustics of aircraft engine-duct systems. *AIAA Journal*, 13(2):130–153, 1975.
- [73] P.A. Nelson, N.A. Halliwell, and P.E. Doak. Fluid dynamics of a flow excited resonance. Part I: Experiment. *J. Sound Vib.*, 78(1):15–38, 1981.

- [74] P.A. Nelson, N.A. Halliwell, and P.E. Doak. Fluid dynamics of a flow excited resonance. Part II: Flow acoustic interaction. *J. Sound Vib.*, 91(3):375–402, 1983.
- [75] Organisation de l'aviation civile internationale (O.A.C.I.). *Normes et pratiques recommandées internationales*.
- [76] M. Pachebat. *Comportement des matériaux absorbants dans les champs acoustiques intenses et modélisation des traitements acoustiques réactifs à réaction non locale dans les conduits*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, 1997.
- [77] M. Pacull. Réunion AS - ONERA sur l'acoustique. *NT 510.0424/98*, 1998.
- [78] J. Padet. *Fluides en écoulement: méthodes et modèles*. Masson, Paris, 1991.
- [79] V. Pagneux. *Propagation acoustique dans les guides à section variable et effets d'écoulement*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, 1996.
- [80] V. Pagneux, N. Amir, and J. Kergomard. A study of wave propagation in varying cross section waveguides by modal decomposition - Part I: Theory and validation. *J. Acous. Soc. Am.*, 100(1):2304–2348, 1996.
- [81] R.L. Panton. Effect of orifice geometry on Helmholtz resonator excitation by grazing flow. *AIAA Journal*, 28(1):60–65, 1990.
- [82] R.L. Panton and A.L. Goldman. Correlation of nonlinear orifice impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 60(6):1390–1396, 1976.
- [83] M.C.A.M. Peters, A. Hirschberg, and A.P.J. Reijnen, A.J. and Wijnands. Damping and reflection coefficient measurements for an open pipe at low Mach and low Helmholtz numbers. *J. Fluid Mech.*, 256:499–534, 1993.
- [84] S. Poggi, B. Gazengel, and A.M. Bruneau. Mesure des vitesses acoustiques par vélocimétrie laser doppler (VLD): validation expérimentale en guide d'ondes planes. In *14ème Congrès Français de Mécanique, Toulouse*, 1999.
- [85] J. Premo. The application of time-domain model to investigate the impedance of perforate liners including the effects of bias flow. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1876, 1999.
- [86] J.M. Prosper. Etude de l'influence du vieillissement des complexes insonorisants de nacelles sur le niveau de bruit des avions de transport civil. *Mémoire de diplôme d'ingénieur du Conservatoire National des Arts et Métiers, Centre Régional de Midi-Pyrénées*, 1994.
- [87] J. Rebuffet. *Aérodynamique expérimentale*. Dunod, Paris, 1969.
- [88] E.J. Rice. A theoretical study of the acoustic impedance of orifices in the presence of a steady grazing flow. *NASA Technical Memorandum*, 71903, 1976.

- [89] E.J. Rice. A model for the acoustic impedance of linear suppressor materials bonded on perforated plate. *NASA Technical Memorandum*, 82716, 1981.
- [90] S.W. Rienstra and M. Hirschberg. *An introduction to acoustics*. Cours de l'institut Von Karman, Bruxelles, 2000.
- [91] D. Ronneberger. The acoustical impedance of holes in the wall of flow ducts. *J. Sound Vib.*, 24(1):133–150, 1972.
- [92] D. Ronneberger. The dynamics of shearing flow over a cavity - a visual study related to the acoustic impedance of small orifices. *J. Sound Vib.*, 71(4):565–581, 1980.
- [93] I.L. Ryhming. *Dynamique des fluides*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1991.
- [94] C. Saulpic. *Détermination de l'impédance acoustique de matériaux sous incidence oblique et en présence d'écoulement*. PhD thesis, Université de Technologie de Compiègne, 1981.
- [95] H. Schlichting. *Boundary layer theory*. McGraw-Hill, New York, 1960.
- [96] J.P. Sharpe, C.A. Greated, and D.M. Campbell. The measurement of complex acoustic impedance using photon correlation spectroscopy. *Acustica*, 66:286–289, 1988.
- [97] J.W. Sullivan. A method for modeling perforated tube muffler components. I. Theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 66(3):772–778, 1979.
- [98] J.W. Sullivan. A method for modeling perforated tube muffler components. II. Applications. *J. Acoust. Soc. Am.*, 66(3):779–788, 1979.
- [99] J.W. Sullivan and M.J. Crocker. Analysis of concentric-tube resonators having unpartitioned cavities. *J. Acoust. Soc. Am.*, 64(1):207–215, 1978.
- [100] J. Taillet, M. Pérulli, S. Léwy, and J.L. Prieur. Répartition de pression instationnaire et propagation du bruit dans les manches d'entrée des turbomachines. *L'Aéronautique et l'Astronautique*, 63(2):43–55, 1977.
- [101] J. Tizianel, J.F. Allard, and B. Brouard. Surface waves above honeycomb. *J. Acoust. Soc. Am.*, 104(4):2525–2528, 1998.
- [102] C. Valière. *Traitement du Signal*. Cours de DEA d'Acoustique Appliquée de l'Université du Maine, Le Mans, 1997.
- [103] F.J.M. van der Eerden, H.E. de Bree, and H. Tijdeman. Experiments with a new acoustic particle velocity sensor in an impedance tube. *Sensors and Actuators A*, 69:126–133, 1998.

- [104] J.M. Ville and M.A. Moens. Description of experiment and results on propagation without and with flow in hard wall configuration and locally reacting liner configuration duct. Technical Report DUCAT-UT-99-T2.52, Université de Technologie de Compiègne, 1999.
- [105] W.R. Watson, M.G. Jones, and T.L. Parrott. Validation of an impedance eduction method in flow. *AIAA*, AIAA-98-2279, 1998.
- [106] R.G. White and J.G. Walker. *Noise and vibration*. Ellis Howard limited, 1982.
- [107] W.J. Worraker and N.A. Halliwell. Jet engine liner impedance: an experimental investigation of cavity neck flow/acoustics in the presence of a Mach 0.5 tangential shear flow. *J. Sound Vib.*, 103(4):573-592, 1985.
- [108] J. Yu, H.W. Kwan, and S. Chiou. Microperforate plate acoustic property evaluation. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1880, 1999.
- [109] T. Zandbergen. Acoustic and aerodynamic characteristics of perfolin, the linear perforated plate acoustic liner. *AIAA*, AIAA-87-2740, 1987.
- [110] B.T. Zinn. A theoretical study of non-linear damping by Helmholtz resonators. *J. Sound Vib.*, 13(3):347-356, 1970.
- [111] W.E. Zorumski and T.L. Parrott. Non-linear acoustic theory for rigid porous materials. *NASA Technical Note*, D-6196, 1971.
- [112] W.E. Zorumski and B.J. Tester. Prediction of the acoustic impedance of duct liners. *NASA Technical Memorandum*, 79951, 1976.

Résumé - Une croissance durable du transport aérien ne sera possible que si les nuisances sonores autour des aéroports, occasionnées par les mouvements d'avions, sont considérablement réduites. Parmi les émissions acoustiques issues de l'avion, le bruit des moteurs et particulièrement le bruit de soufflante est une source prépondérante. Pour réduire ce bruit, l'intérieur de la nacelle est tapissé de matériaux absorbants constitués d'une couche mince (de type plaque perforée) collée sur des cavités d'air cloisonnées. Le travail de la thèse consiste à étudier, théoriquement et expérimentalement, les propriétés de l'impédance acoustique spécifique de ce type de matériaux, en présence d'un écoulement d'air tangentiel à leur surface, de vitesse représentative de l'environnement dans la nacelle (240 m/s). Une étude bibliographique montre les propriétés de l'impédance d'orifices, de plaques perforées et de tissus métalliques en fonction de la fréquence de l'onde sonore à laquelle ils sont soumis (modèle linéaire), de l'amplitude de la vitesse acoustique (modèle non linéaire) et des caractéristiques de l'écoulement d'air. Ces propriétés sont principalement quantifiées par des formules semi- ou totalement empiriques, qui diffèrent selon le dispositif expérimental utilisé et sont spécifiques aux types de couches testées.

Une étude expérimentale s'avère donc nécessaire. La majeure partie du travail a consisté en la mise au point d'un banc mesurant l'impédance des couches minces en présence d'écoulement d'air tangentiel, à de forts niveaux sonores. La méthode de mesure choisie est basée sur la technique dite des "deux microphones". Plusieurs méthodes de déduction de l'impédance sont développées et comparées selon cette technique, utilisant une sonde microphonique mobile ou deux microphones classiques fixes. Un échantillon de couche et les capteurs sont placés dans un conduit avec écoulement, dont la vitesse peut atteindre 240 m/s. Des mesures sur une tôle perforée "test" sont comparées aux résultats donnés par un système sans écoulement et à des modèles. La méthode utilisant deux microphones fixes donne des résultats en bon accord avec un modèle empirique de la littérature : en fonction de la vitesse d'air, la résistance de la tôle perforée augmente et la réactance diminue. Les mesures sont effectuées jusqu'à Mach 0,6 et montrent que les lois empiriques d'évolution de l'impédance ne sont pas modifiées à de faibles ($< 0,2$) ou de forts ($> 0,2$) nombres de Mach. Les tests sur un matériau de type "tôle perforée + tissu métallique" présentent comme attendu une plus faible sensibilité de l'impédance à la vitesse acoustique et à la vitesse de l'écoulement. Parallèlement à ce travail expérimental, un code de calcul analytique est développé pour modéliser la pression acoustique dans le conduit, en présence d'écoulement uniforme. La sonde mobile permet une exploration de la pression sur une section du conduit. Sans écoulement d'air, la comparaison entre ces mesures et le modèle est satisfaisante. En présence d'écoulement, les différences observées peuvent être expliquées par le fait que le profil de l'écoulement (de type turbulent) n'est pas pris en compte dans le modèle.

Abstract - Lasting increasing of air traffic will only be feasible if noise pollution near airports, due to aircraft flyover, is significantly reduced. Among acoustic emissions from the aircraft, engine noise, and particularly fan noise, is a preponderant source. In order to reduce this noise, the nacelle is lined with absorbing materials made of a thin layer (such as perforated plate) bounded to partitioned air cavities. The thesis work consists in studying, experimentally and theoretically, specific acoustic impedance properties of these materials, with a tangential air flow whose speed is representative of the nacelle environment (240 m/s). A bibliographic study shows impedance properties of orifices, perforated plates and wire-mesh as a function of acoustic wave frequency (linear model), acoustic velocity (non linear model) and air flow characteristics. This properties are mainly quantified by semi or totally empirical formulas, which depend on the experimental set-up and are specific for each type of tested layer.

An experimental study is then required. Most of the present work consisted in developing a set-up of thin layers impedance measurement with tangential air flow, at high sound pressure levels. The chosen measurement method is based on the so-called "two-microphones" technique. Several impedance deduction methods are developed and compared according to this technique, using a mobile microphonic probe or two fixed classic microphones. A layer sample and the transducers are placed in a duct flow in which air flow speed reaches 240 m/s. Measurements on a "test" perforated plate are compared to no-flow set-up results and models. The fixed microphones method shows good agreement with an empirical model from literature : perforated plate resistance increases and reactance decreases as a function of air flow speed. Measurements are performed up to Mach 0.6 and show that empirical laws of impedance evolution are not modified at low (< 0.2) or high (> 0.2) Mach numbers. Tests on a "perforated plate + wire-mesh" material show as expected a lower sensibility of impedance as a function of acoustic velocity and air flow speed. In addition to this experimental work, an analytical code is developed in order to predict acoustic pressure in the duct with uniform flow. The mobile probe allows pressure exploration on a section of the duct. Without flow, comparison between these measurements and the model is satisfactory. With flow, the observed differences may be explained by the fact that the flow profile (turbulent) is not taken into account in the model.

Mots-clés - Acoustique, Impédance acoustique, Écoulements internes, Mesures acoustiques, Matériaux absorbants, Propagation d'onde acoustique, Non-linéarités

Keywords - Acoustics, Acoustic Impedance, Duct flow, Acoustic Measurements, Absorbing materials, Acoustic wave propagation, Nonlinearities