



HAL
open science

Étude expérimentale et modélisation multiphysique d'un liner aéroacoustique soumis à des gradients thermiques

Victor Lafont

► To cite this version:

Victor Lafont. Étude expérimentale et modélisation multiphysique d'un liner aéroacoustique soumis à des gradients thermiques. Physique [physics]. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2022. Français. NNT : 2022ESAE0021 . tel-04136576

HAL Id: tel-04136576

<https://hal.science/tel-04136576v1>

Submitted on 21 Jun 2023

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le 8 avril 2022 par :

Victor LAFONT

**Étude expérimentale et modélisation multiphysique d'un liner
aéroacoustique soumis à des gradients thermiques**

JURY

EMMANUEL PERREY-DEBAIN
MATTHIEU FÉNOT
RAYMOND PANNETON
CHARLES CARIOU
FRANK SIMON
FABIEN MÉRY

Président, Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Co-directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

MEGEP : Dynamique des fluides

Unité de Recherche :

EDyF – Équipe Énergétique et Dynamique des Fluides

Directeur(s) de Thèse :

Frank SIMON et Fabien MÉRY

Rapporteurs :

Matthieu FÉNOT et Emmanuel PERREY-DEBAIN

ONERA, site de Toulouse
2 Av. Édouard Belin
31055 Toulouse Cedex 4

Manuscrit de thèse

**Étude expérimentale et modélisation
multiphysique d'un liner aéroacoustique soumis
à des gradients thermiques**

Directeur de thèse: Frank Simon (DMPE-MMPE)
Co-directeur de thèse: Fabien Méry (DMPE-STAT)

Victor LAFONT

8 avril 2022

ONERA

La version numérique de ce document permet une navigation aussi aisée que possible dans les différentes parties: les tables des matières, références aux équations figures et tables, les références bibliographiques ainsi que les symboles du texte listés dans la nomenclature sont des liens hypertextes renvoyant à l'élément adéquat (cliquer sur un symbole dans le texte renvoie à son entrée dans la nomenclature). La plupart des logiciels de lecture proposent des raccourcis clavier pour revenir à la page courante (par exemple **Alt+←** pour Adobe Reader).

Résumé

La réduction des nuisances sonores est un enjeu permanent pour les acteurs du transport aérien, notamment autour des aéroports. En particulier, le bruit de soufflante (fan noise) tient une place importante dans le bruit global de l'avion. Aussi, relativement à la réduction du bruit d'aéronef, sont développés des matériaux dits liners positionnés le long de la nacelle moteur. De par leur position à l'intérieur des nacelles de réacteurs, ces traitements acoustiques sont soumis à de forts niveaux sonores, à un écoulement rasant important, et à des gradients thermiques intenses.

Cette étude a consisté à mettre en place une métrologie multi-physiques (acoustique, aérodynamique, thermique et turbulence) permettant de constituer une base de données expérimentales, afin d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques en jeu et d'alimenter les modèles de conception de liners pour répondre aux nouveaux enjeux posés par l'implantation des liners dans les nacelles.

Compte tenu de la complexité des phénomènes physiques mis en jeu, un effort important a été conduit pour disposer d'outils expérimentaux performants pour caractériser finement le couplage entre l'acoustique, la thermique et la turbulence. On associe donc des mesures microphoniques classiques permettant de déterminer le comportement acoustique des liners et des mesures par thermographie infrarouge pour caractériser leur réponse aérothermique. Une veine d'essai spécifique permettant d'intégrer ces différentes techniques de mesure a été réalisée, et une nouvelle méthode de détermination d'impédance acoustique a été développée afin de prendre en compte les effets aéroacoustiques. Une modélisation des phénomènes de transfert et de convection thermiques a ensuite permis de lier la réponse aérothermique au comportement acoustique des échantillons de liners sélectionnés pour l'étude.

Summary

The reduction of noise pollution, particularly around airports, is a permanent challenge for the aviation industry. In particular, fan noise plays an important role in the overall noise of the aircraft. Therefore, with regard to the reduction of aircraft noise, materials referred to as acoustic liners, positioned along the engine nacelle, are developed. Due to their position inside the engine nacelles, these acoustic treatments are simultaneously subjected to high noise levels, to a significant grazing flow, and to intense thermal gradients.

This study consisted in setting up a multi-physics metrology (acoustics, aerodynamics, thermics and turbulence) allowing to constitute an experimental database, in order to improve the understanding of the physical phenomena involved and to feed the liner design models to answer the new stakes posed by the implementation of the liners in the nacelles.

Given the complexity of the physical phenomena involved, a major effort has been made to have effective experimental tools to characterize the coupling between acoustic effects, thermal effects and turbulence. We thus associate classical microphonic measurements to determine the acoustic behavior of liners, and infrared thermography measurements to characterize their aero-thermal response. A specific test section allowing the integration of these different measurement techniques has been realized, and a new method of acoustic impedance determination has been developed in order to take into account the aero-acoustic effects. A model of the thermal transfer and convection phenomena was finally used to link the aero-thermal response to the acoustic behavior of the liner samples selected for the study.

Remerciements

Ah, les remerciements! Parenthèse courte et légère avant d'entrer dans le vif du sujet, dont la lecture est souvent prisée par les jeunes doctorant.e.s et autres procrastinateurs à l'affût de bons mots (nous avons bien dit : parenthèse courte, n'oubliez pas d'aller aussi lire la suite), cette partie est l'occasion pour l'aspirant docteur de mettre en valeur la dimension humaine et collaborative du travail effectué. Je tiens donc à remercier ici ceux qui m'ont guidé et assisté pendant la périlleuse traversée vers l'inconnu que représente la thèse.

Je remercie tout d'abord sincèrement Matthieu Fénot et Emmanuel Perrey-Debain, pour avoir accepté et parfaitement rempli le rôle de rapporteurs malgré les pièges tendus par le COVID. Merci de même aux autres membres du jury, Charles Cariou et Raymond Panneton, pour leurs nombreuses remarques et questions qui ont rendu cette soutenance enrichissante à tous points de vue.

Merci également à Pierre Millan et Jérôme Anthoine, directeurs successifs du DMPE, ainsi qu'à Estelle Piot, chef de l'unité STAT, pour m'avoir accueilli et m'avoir offert l'opportunité de continuer à travailler au sein du département pour quelques années supplémentaires.

Un grand merci à mes deux guides dans cette aventure, Frank Simon et Fabien Méry, mes co-directeurs de thèse. Merci à eux de m'avoir accordé leur confiance et de m'avoir accompagné avec pédagogie durant ces 3 ans (et demi). Merci à Fabien dont l'énergie et la bonne humeur contagieuse m'a souvent permis de trouver la force de continuer même dans les moments les plus compliqués, pour ses nombreux coups de main sur les manips, sa rigueur, ses explications à la mano et ses fréquents "allez un dernier coup de collier, ça va marcher". Merci à Frank qui malgré ses nombreuses autres occupations a su se rendre disponible et a été un précieux soutien sur la partie acoustique de ce travail.

Un grand merci à Estelle Piot pour son aide ponctuelle mais souvent très précieuse pour l'avancement de ma réflexion, ainsi qu'à Rémi Roncen, encadrant officieux des débuts, expert en placidouillage, pour son aide lors des nombreux posts-traitements.

Merci ensuite aux techniciens d'essais acoustique et thermique : Delphine Sebbane qui m'a lancé et guidé sur le chemin pittoresque mais accidenté des essais acoustiques au B2A, et Thomas Batmalle qui a régulièrement assuré le SAV sur les aspects thermiques. Qui dit essais dit atelier, je remercie donc sincèrement Nicolas Fasano pour son aide à la mise en place du montage avec les moyens du bord, qui m'a sorti de bien des mauvais pas, toujours avec le sourire.

Merci à Philippe Reulet, maître thermicien, pour son implication lors des essais et du post-traitement des mesures infrarouges, et surtout pour sa patience face à mon manque de connaissances dans le domaine.

Merci à Valérie, Corinne et Chrystelle, secrétaires et clés de voûte du bon fonctionnement quotidien du département, pour leur aide et leur réactivité dans les situations administratives franco-françaises qui ont tendance à perdre complètement le jeune doctorant.

Merci à toute l'unité ~~ITAC~~ TATI STAT, permanents, doctorants, post-docs et stagiaires, pour l'accueil chaleureux, les restos, barbecues et autres "moments de convivialité" qui permettent de garder le moral pendant les périodes chargées; de même, merci à Thomas Batmalle pour les repas officiels du département, les dredis, le PR APERO et les bières.

Comme on n'est jamais le seul dans la galère, merci à toute l'équipe des doctorants, anciens comme nouveaux, pour l'ambiance formidable et le soutien mutuel entre vieux sages et petits nouveaux naïfs. Merci à Félix, co-bureau expérimentateur, pour la bonne humeur quotidienne, pour les chewing-gums, la micro-bouilloire, les courants d'air de la Juju, et la carte de France et d'Europe la plus complète présente dans les locaux de l'ONERA ; à Arthur, maître romegaire, pour son aide précieuse sur LaTeX et les "attends je te montre un truc, ça fitte trop bien" ; à Lola, pour les sessions de trompette, les bidouilles Matlab, et la team premier degré ; à Rémi, Yann, Loris et les autres co-promos pour le soutien et l'organisation de notre repas de Noël mémorable.

L'aventure ne pourrait pas se dérouler aussi bien sans soutiens hors du laboratoire : merci à Laura, pour m'avoir accueilli à mon arrivée sur Toulouse, pour les nombreux trajets partagés entre Toulouse et Montpellier, et pour être restée jusqu'au bout de la soutenance ; merci aux Trous (même les flûtes) pour les nombreux weekends musicaux et enjoués, bien nécessaires durant ces trois ans, ainsi qu'aux co-promos Farigoule pour le soutien ; une pensée pour Anaïs, Anne et Merlin qui sont eux aussi lancés dans l'aventure de leur côté : l'autre rive approche !

Merci enfin à mes parents, qui m'ont toujours soutenu lors de mes études pas toujours simples : c'était le morceau final, pas de bis prévu (pour l'instant)

Ces remerciements seraient incomplets sans mentionner Clément, l'homme formidable qui partage ma vie, dont le soutien sans failles a été essentiel ces trois dernières années : j'attends que tu aies toi aussi fini ta traversée avant de continuer ensemble le chemin.

Table des matières

Remerciements	v
Introduction	xi
I. État de l'art	1
1. Liners acoustiques	3
1.1. Principe physique	4
1.1.1. Mécanismes de base	4
1.1.2. Types de liners	4
1.1.3. Impédance	5
1.2. Modélisation de l'impédance d'un liner	8
1.2.1. Effets visqueux	8
1.2.2. Effet de la vitesse acoustique	9
1.2.3. Effet de l'écoulement rasant	10
1.3. Mesure d'impédance	11
1.3.1. Méthodes de mesure directes	11
1.3.2. Méthodes de mesure indirectes	13
1.3.3. Bilan sur l'identification d'impédance	15
1.4. Comportement aérodynamique et thermique des liners	16
1.4.1. Effet de traînée visqueuse	16
1.4.2. Effets aérodynamiques et thermiques combinés	17
1.4.3. Effets thermiques sur la valeur de l'impédance	21
2. Méthodes pour la caractérisation thermique de matériaux	27
2.1. Généralités sur la mesure de température	27
2.2. Mesures de température directes par contact	28
2.2.1. Thermocouples	28
2.2.2. Thermomètres à résistance	30
2.2.3. Thermistances	30
2.2.4. Thermométrie fil froid	31
2.3. Une méthode de mesure à distance, non intrusive : la thermographie infrarouge	31
2.3.1. Propriétés thermiques des corps	32
2.3.2. Mesure thermographiques	34
II. Montage et méthodes expérimentales	39
3. Mise en place du montage expérimental	41
3.1. Moyens expérimentaux existants	41
3.1.1. Le banc B2A	41
3.1.2. Méthodes de mesures acoustiques	42
3.1.3. Définition des échantillons	44
3.2. Mise en place du montage pour obtenir un gradient thermique	46
3.2.1. Configuration d'essai souhaitée	46
3.2.2. Nouvelle veine	46
3.2.3. Création et contrôle du gradient thermique	48
3.2.4. Instrumentation et étalonnage	51

3.3.	Validation du montage	56
3.3.1.	Relevés par thermocouples de la reproductibilité et de la stabilité du montage	56
3.3.2.	Thermographie IR sur une paroi plane	58
4.	Développement d'une méthode d'éduction d'impédance variable avec écoulement rasant	61
4.1.	Position du problème	61
4.2.	Genèse de la nouvelle stratégie d'éduction d'impédance	62
4.2.1.	Comparaisons des champs de vitesse	62
4.2.2.	Nouvelle condition aux limites	62
4.2.3.	Stabilité de la méthode	66
4.3.	Article : Liner impedance eduction under shear grazing flow at a high sound pressure level	66
III.	Caractérisation thermique et acoustique de liners	79
5.	Étude de l'influence des conditions thermiques et aérodynamiques sur la réponse acoustique des liners	83
5.1.	Étude de l'impact des conditions aérodynamiques et thermiques sur l'impédance des échantillons	83
5.1.1.	Rappels préalables sur les conditions choisies pour les mesures acoustiques .	83
5.1.2.	Étude générale de l'impédance des échantillons	85
5.1.3.	Étude détaillée de l'impact de l'écoulement	87
5.1.4.	Étude de l'impact de la température	90
5.2.	Étude de l'impact du niveau acoustique	91
5.2.1.	Mise en évidence de l'impact	91
5.2.2.	Étude en impédance variable	96
6.	Étude de l'impact de la réponse acoustique du liner sur sa température surfacique	103
6.1.	Rappels préalables sur les échantillons et le montage	103
6.1.1.	Configurations de l'écoulement et valeurs de gradient thermique	103
6.1.2.	Excitation acoustique	104
6.1.3.	Caractéristiques géométriques et acoustiques des échantillons	104
6.2.	Premières constatations	106
6.2.1.	Effet de l'écoulement rasant	106
6.2.2.	Premiers aperçus de l'effet de l'excitation acoustique	109
6.3.	Étude détaillée du phénomène	112
6.3.1.	Description par nombre de Biot	112
6.3.2.	Impact du type de liner	112
6.3.3.	Impact de la fréquence acoustique	113
7.	Synthèse sur le couplage entre aérothermique et acoustique	119
7.1.	Lien entre le nombre de Biot et la résistance non-linéaire	119
7.2.	Évolution de Biot en fonction de la vitesse d'écoulement	122
Conclusion		125
	Bilan	125
	Perspectives	127
A.	Description détaillée des différents échantillons	131
A.1.	IFAR-1	131
A.2.	SMART-1	132

A.3. Échantillons pour l'étude thermique	133
A.3.1. SDOF-1 et SDOF-2	133
A.3.2. LEONAR-2	133
B. Détails sur la méthode du tri d'ondes acoustique	135
B.1. Principe général	135
B.2. Procédure détaillée	135
B.2.1. Mesures	135
B.2.2. Détermination du SPL	136
B.3. Détermination de la perte en transmission (Transmission Loss)	136
C. Méthode de traitement des mesures thermographiques	137
C.1. Résolution et échelle	137
C.2. Sélection de la zone d'intérêt	138
C.3. Post-traitement final	138
D. Bilan des mesures acoustiques et thermographiques	141
D.1. Échantillon SDOF-1	141
D.2. Échantillon SDOF-2	143
D.3. Échantillon LEONAR-2	144
E. Article : Surface temperature measurement of acoustic liners in presence of grazing flow and thermal gradient	147
E.1. Introduction	147
E.2. Experimental methods and setup	149
E.2.1. Sample description	149
E.2.2. Description of the setup	150
E.2.3. Preliminary thermal study	152
E.3. Infrared thermography	154
E.3.1. IR measurement setup	154
E.3.2. Validation of the setup	155
E.4. Measurements on SDOF liners	156
E.4.1. Effect of the grazing flow	157
E.4.2. Effect of the acoustic level	158
E.5. Conclusions	162
Table des figures	165
Liste des tableaux	171
Nomenclature	173
Bibliographie	175

Introduction

La réduction des nuisances sonores et de la consommation en carburant fossile sont aujourd’hui les deux enjeux principaux dans la construction aéronautique. Les contraintes légales de réduction de bruit autour des aéroports sont exprimées en EPNdB, correspondant à un bruit perçu total qui prend en compte les valeurs mesurées en phase d’approche, lors du survol et en latéral lors du décollage. Les objectifs chiffrés 2020 par le conseil européen ACARE sont une réduction de 53% en 2035 et 65% en 2050, soit -11 EPNdB/opération et -15 EPNdB/opération respectivement ¹.

Le bruit global des avions est la somme du bruit aérodynamique généré lors des phases d’approche et d’atterrissage par les divers dispositifs mobiles (volets et train d’atterrissage) et du bruit moteur intense et rayonnant vers l’extérieur du réacteur (figure 1), qui reste prédominant lors des phases de décollage et de vol [17, 81, 82]. Une solution courante pour réduire le bruit moteur consiste à recouvrir les parois internes des nacelles avec des matériaux acoustiques spécifiques appelés *liners*, ou traitements acoustiques.

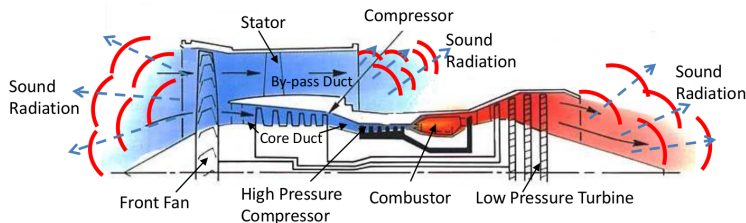


FIGURE 1. – Diffusion du bruit dans un réacteur

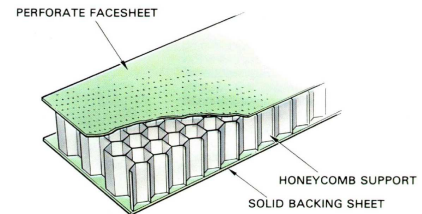


FIGURE 2. – Liner SDOF

Typiquement, les liners utilisés sont constitués d’une structure en nid d’abeille surmontée d’une plaque perforée appelée couche résistive, et fermée par une plaque arrière rigide, formant une disposition de résonateurs (Figure 2). La dissipation acoustique a lieu principalement au niveau des orifices de la couche résistive, mais c’est la profondeur des cavités qui pilote la fréquence autour de laquelle l’absorption est maximale. La géométrie du nid d’abeille doit ainsi être ajustée pour répondre à des exigences spécifiques en matière d’amortissement du bruit [91].

Les futurs moteurs UHBR (Ultra High Bypass Ratio) conçus pour une efficacité de propulsion maximale avec une consommation de carburant réduite auront des nacelles plus légères, avec des parois plus minces, des entrées et sorties plus courtes et un diamètre plus important. Ces changements posent de nouveaux défis en ce qui concerne la mise en œuvre de traitements acoustiques conventionnels : des nacelles plus fines et plus courtes réduisent l’espace disponible pour accueillir des traitements acoustiques, tandis que le diamètre plus important de la soufflante entraîne un bruit à plus basse fréquence qui nécessite d’augmenter les dimensions des liners pour assurer une dissipation optimale. De plus, les entrées plus courtes et les parois plus minces entre la chambre de combustion et les conduits de bypass favorisent l’apparition de gradients thermiques à l’intérieur de la structure même des liners. La réduction d’espace disponible dans les nacelles pose en outre un défi d’intégration de tous les dispositifs classiques, tels les systèmes de dégivrage : la combinaison de traitements acoustiques et de dégivrage par des liners multifonctionnels placés sur le bord d’attaque est une solution envisagée afin d’optimiser l’empreinte totale des traitements [81]. Il est donc nécessaire de caractériser de manière aussi complète que possible le comportement des liners lorsque des gradients thermiques, des écoulements complexes et des niveaux acoustiques élevés sont en jeu.

1. cf. <https://www.acare4europe.org/mitigate-aircraft-and-airport-noise-0>

Pour caractériser acoustiquement les liners classiques, on s'appuie sur la notion d'impédance acoustique, définie comme le rapport entre la pression acoustique et la vitesse acoustique normale prise à la surface de la couche résistive. L'impédance acoustique Z est un nombre complexe dont la valeur dépend en premier lieu de la géométrie du liner, mais est également influencée par les conditions extérieures d'écoulement, de niveau acoustique et de température. La détermination précise de l'importance de ces différentes contributions sur la valeur finale de l'impédance et l'efficacité du liner est complexe, du fait de la séparation d'échelles entre phénomènes physiques, et du besoin d'homogénéiser l'impédance au niveau macroscopique.

L'impact aérodynamique des liners est visible principalement sur la traînée visqueuse dans la couche turbulente, qui est augmentée par rapport à une surface lisse, et qui augmente également par le niveau acoustique incident [51]. De plus, il a été montré que la traînée additionnelle du liner dépend fortement de la non-linéarité de sa réponse acoustique [51, 52, 53, 56, 79].

L'impact thermique est plus difficile encore à évaluer. Lorsque la température est homogène à l'intérieur et à l'extérieur du liner, les effets sur le comportement acoustique sont connus et assez facilement prévisibles : ils peuvent en effet se résumer à une modification de la vitesse du son et ainsi des fréquences optimales d'absorption [33]. Cependant, on sait peu de choses sur les effets des gradients thermiques à l'intérieur ou autour des liners. En effet, la plupart des études menées dans ces conditions inhomogènes se placent dans le contexte des parois perforées utilisées pour le refroidissement et le contrôle des instabilités à l'intérieur des chambres de combustion, différent de celui des liners acoustiques [23, 69, 74]. Récemment, Méry *et al.* [87] ont mené une étude sur des échantillons de liners chauffés par leur fond, avec et sans la présence d'un écoulement rasant plus froid. La réponse acoustique des échantillons a été étudiée à la fois dans les régimes linéaire et non linéaire par rapport au niveau acoustique. L'effet de modification de la vitesse du son a été identifié dans cette configuration, mais ils ont également mis en évidence l'influence du niveau acoustique sur la répartition de la température : à un niveau de pression acoustique élevé, la température diminue à l'intérieur de la cavité car l'échantillon entre dans le régime non linéaire.

Ces études ont permis de mettre en place des montages expérimentaux adaptés aux mesures avec gradients de température. Elles ont également contribué à développer des méthodes expérimentales pour mesurer la réponse acoustique de liners dans des conditions thermiques et aérodynamiques particulières. Ce faisant, elles ont montré l'existence d'un couplage entre les différents phénomènes aérodynamiques, thermiques et la réponse acoustique des liners. Toutefois ce couplage n'a pas été étudié en détail, principalement parce qu'il dépend de phénomènes localisés très difficiles à mesurer expérimentalement avec les méthodes classiques. Si le lien aérodynamique-acoustique est établi et a déjà été étudié de façon assez détaillée [53, 79], l'aspect thermique a, à ce jour, été en partie négligé : en effet, aucune méthode expérimentale pratique n'a été développée pour mesurer simultanément la réponse acoustique et la température de paroi d'un liner en écoulement. Or, c'est l'identification simultanée de ces deux paramètres qui permettrait de mettre en évidence l'existence et la réciprocité d'un couplage aérothermique et acoustique, et d'étudier son lien avec les caractéristiques propres des liners, ainsi que la contribution éventuelle des effets d'un écoulement rasant.

C'est dans ce contexte que vient se placer cette étude consistant à caractériser expérimentalement le comportement de liners aéroacoustiques soumis à un écoulement rasant et à des gradients thermiques. L'objectif est de pouvoir caractériser simultanément la réponse acoustique de liners via l'impédance Z et les phénomènes thermiques à l'interface liner/écoulement, via la température de la couche résistive du liner.

Plan de l'étude

L'étude est articulée en 3 grandes parties.

La première partie (Chapitres 1 et 2) consiste en un état de l'art axé sur les principes de fonctionnement et les méthodes de caractérisation de liners acoustiques mais également sur les techniques de mesure thermiques et les liens entre phénomènes aérodynamiques, thermiques et acoustiques connus. L'objectif est d'apporter les éléments utiles à la compréhension du domaine dans lequel cette étude s'inscrit. L'état de l'art permet ainsi de mettre en évidence la nécessité de développer de nouvelles méthodes de caractérisation pour étudier en détail les couplages entre phénomènes aérodynamiques, acoustiques et thermiques.

Ce développement fait l'objet de la deuxième partie, dans laquelle un montage expérimental innovant permettant de générer des conditions aérodynamiques, thermiques et acoustiques variées est mis en place, accompagné de méthodes de mesures permettant de combiner acoustique et thermique. Une méthode de thermographie infrarouge est notamment mise en place afin de mesurer à distance la température de paroi du liner sans perturber les autres phénomènes physiques. Plusieurs échantillons de liners de caractéristiques géométriques et acoustiques différentes sont choisis pour l'étude. Ce montage, les échantillons de liners et les méthodes de mesure associées sont détaillés au chapitre 3.

Parallèlement, une nouvelle méthode d'identification de la réponse acoustique du liner dans des conditions d'écoulement et de niveau sonore extrêmes est développée dans le chapitre 4, afin de servir d'outil pour l'exploitation des données expérimentales acquises via le nouveau montage.

La dernière partie est constituée de l'exploitation des données.

Le chapitre 5 est ainsi consacré à l'étude de la réponse acoustique des échantillons de liners choisis, via les méthodes déjà existantes, dans des conditions aérodynamiques et thermiques variées.

Le chapitre 6 est focalisé sur l'exploitation des mesures thermographiques. Un modèle unidimensionnel décrivant la conduction et la convection thermique au sein du liner est utilisé afin de relier directement les températures mesurées expérimentalement au coefficient de convection thermique h à la surface du liner.

Cette partie se termine par un court chapitre présentant une synthèse des résultats obtenus afin de mettre en évidence le couplage aérothermique et acoustique observé.

Après une conclusion, le manuscrit se termine par quelques annexes visant à apporter des précisions utiles sur le matériel et les méthodes utilisés, ainsi qu'un bilan des essais réalisés.

Première partie

État de l'art

Liners acoustiques

Une solution courante pour réduire les nuisances sonores liées au fonctionnement des réacteurs consiste à recouvrir les parois internes des nacelles avec des matériaux spécifiques appelés liners ou traitements acoustiques. Ces liners sont typiquement constitués d'une plaque perforée fine devant les longueurs d'onde en jeu appelée couche résistive, recouvrant une structure en nid d'abeille, l'ensemble satisfaisant le principe du résonateur d'Helmholtz. Le but de ce chapitre est de présenter le fonctionnement et le comportement des liners. Dans un premier temps, on s'intéresse aux principes de fonctionnement des liners acoustiques et aux modélisations associées. La deuxième partie consiste en une présentation des différentes méthodes de caractérisation en présence d'écoulement, puis une dernière partie détaille les liens aérodynamiques et thermiques entre liners et écoulement.

Sommaire

1.1. Principe physique	4
1.1.1. Mécanismes de base	4
1.1.2. Types de liners	4
1.1.3. Impédance	5
1.2. Modélisation de l'impédance d'un liner	8
1.2.1. Effets visqueux	8
1.2.2. Effet de la vitesse acoustique	9
1.2.3. Effet de l'écoulement rasant	10
1.3. Mesure d'impédance	11
1.3.1. Méthodes de mesure directes	11
1.3.2. Méthodes de mesure indirectes	13
1.3.3. Bilan sur l'identification d'impédance	15
1.4. Comportement aérodynamique et thermique des liners	16
1.4.1. Effet de traînée visqueuse	16
1.4.2. Effets aérodynamiques et thermiques combinés	17
1.4.3. Effets thermiques sur la valeur de l'impédance	21

Le comportement acoustique des liners est basé sur la dissipation de l'énergie acoustique incidente. On distingue les liners résonants classiques, composés de cavités en nid d'abeille surmontées d'une plaque perforée, et les liners poreux (*bulk liners*) de structure similaire mais où les cavités en nid d'abeille sont remplacées par un matériau poreux [91]. La principale différence entre ces deux catégories de liners réside au niveau de leurs optimums d'atténuation sonore. En effet, les liners de type poreux permettent une absorption sur une large bande fréquentielle, alors que les liners simples fonctionnent uniquement autour d'une fréquence donnée, liée aux dimensions des cavités et de la couche résistive, que l'on appelle la fréquence de résonance. Le comportement des matériaux poreux paraît donc intéressant pour la réduction de nuisances sonores, mais en pratique pour ce qui concerne l'utilisation dans des nacelles de réacteurs, les contraintes mécaniques trop importantes, les éventuels problèmes de drainage ou encore les contraintes de maintenance limitent grandement leur utilisation. Cette synthèse se résumera donc au cas des liners résonants.

1.1. Principe physique

Cette première partie détaille les principes qui régissent le fonctionnement physique des liners aéroacoustiques.

1.1.1. Mécanismes de base

Les liners acoustiques fonctionnent sur le principe de la cavité résonante, c'est-à-dire une cavité remplie d'air et ayant une ouverture appelée le col. Lors d'une fluctuation de pression acoustique extérieure, la masse d'air à l'intérieur du col est déplacée par la pression acoustique incidente. Elle agit alors sur la masse d'air dans la cavité, qui accompagne le mouvement comme un ressort. L'énergie acoustique incidente est ainsi dissipée dans le col par les frottements visqueux, tandis que les dimensions de la cavité pilotent la fréquence pour laquelle la dissipation est maximale.

Les travaux de Melling [86] ont montré que les mécanismes d'absorption acoustique des liners varient selon le niveau acoustique incident, qui définit deux régimes de fonctionnement. Dans le premier régime, dit linéaire, l'écoulement à l'intérieur des perforations reste laminaire et la dissipation peut être entièrement modélisée par le principe du résonateur de Helmholtz. Dans le second régime, dit non-linéaire, un jet turbulent se forme aux extrémités du col et devient la principale source de dissipation d'énergie acoustique. Ce phénomène est appelé le *vortex shedding*, il a notamment été mis en évidence expérimentalement par Ingård & Ising [55] et numériquement par Roche [111], Tam & Kurbatskii [122] et Zhang & Bodony [131].

En présence d'un écoulement, peuvent s'ajouter des interactions entre les masses d'air internes du liner et la couche limite turbulente. Ces interactions ont également été mises en évidence par des simulations numériques directes (DNS) [131].

1.1.2. Types de liners

Dans sa forme la plus simple, un liner est ainsi constitué d'une couche dite "résistive" posée sur un réseau de cavités à fond rigide, structurées en nid d'abeille. Il est appelé liner SDOF (Single Degree of Freedom). La couche résistive est en général une plaque perforée ou microperforée, qui peut être surmontée d'un wiremesh (tissu métallique). En superposant deux ensembles couche-cavité, on obtient un matériau dit DDOF (Double Degree of Freedom), qui permet d'élargir la bande d'absorption par rapport à un liner SDOF (voir Figure 1.1). La position du ou des maximums d'absorption est liée principalement à la profondeur des différentes cavités. Ainsi pour pouvoir absorber efficacement les ondes sonores à basse fréquence, on a besoin de liners épais qui sont alors plus difficiles à intégrer en pratique à cause de leurs dimensions. Afin de pallier ce problème, des liners "condensés" ont été envisagés : les perforations de la couche résistive sont prolongées par des tubes (dont l'épaisseur de paroi est faible) afin d'obtenir des liners moins hauts pour des capacités d'absorption équivalentes en théorie. Des résonateurs de ce type avec des tubes rigides ont notamment été étudiés par Selamet & Lee [115] et Guo *et al.* [47]. Simon [117] a étendu le concept à des liners aéronautiques avec des tubes souples sous le nom de LEONAR (Long Elastic Open Neck Acoustic Resonator). Des extensions du concept avec des longueur de tubes variables et sur plusieurs couches (similaires à un DDOF) ont également été proposées [118]. Dans tous les cas, ces résonateurs à col étendu, utilisés comme liners, présentent l'avantage d'augmenter fortement la dissipation par frottement visqueux sur les parois. De plus, la masse d'air dans le col étant plus importante, la fréquence d'absorption optimale est diminuée par rapport à un liner classique de mêmes dimensions externes.

D'autres concepts de liners acoustiques plus complexes existent, tels des liners avec des cavités de différentes profondeurs permettant de multiplier les optimums d'absorption, voire même des cavités coudées pour optimiser l'espace intérieur du liner [59, 61]. Il est également possible de jouer sur la géométrie de la couche perforée supérieure : géométrie non uniforme [13] ou perforations communes à plusieurs cavités de dimensions différentes [114]. Ces développements ont pour but d'obtenir une absorption acoustique sur une plus large bande et à plus basse fréquence. Des liners au fonctionnement hybride dits "actifs" existent également [8], de même que des concepts où les

parois internes sont souples et participent ainsi à la dissipation des basses fréquences [68]. Ces différents concepts sont pour la plupart encore au stade de prototypes, on se limitera donc dans la suite aux concepts classiques présentés sur la figure 1.1.

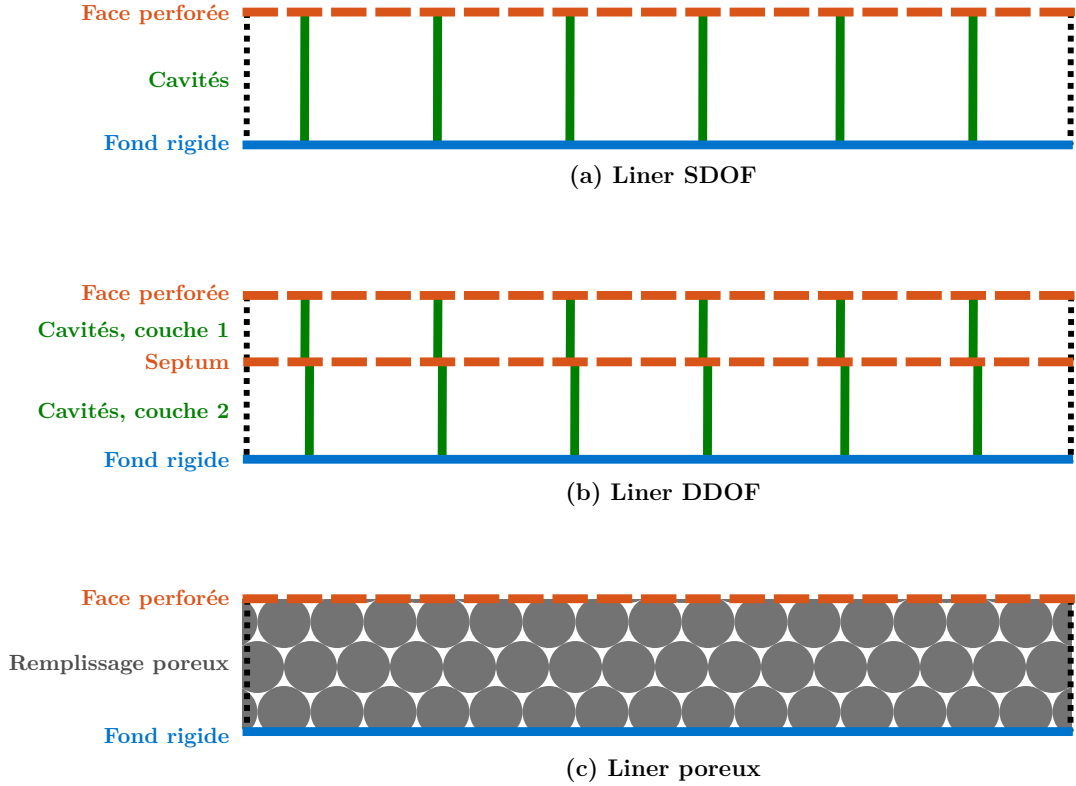


FIGURE 1.1. – Différents types de liners acoustiques (d'après [91])

1.1.3. Impédance

Les liners sont caractérisés par leur impédance Z , qui est le rapport entre les fluctuations de pression acoustique et les fluctuations de vitesse normale au liner; l'impédance constitue ainsi une condition aux limites de type Dirichlet dans le domaine fréquentiel.

Définition de l'impédance

Pour un liner classique, l'impédance acoustique est définie par :

$$Z = \frac{p}{v_n} \quad (1.1)$$

où v_n est la vitesse normale à la surface du matériau.

On utilise en général l'impédance spécifique, correspondant à l'impédance adimensionnée par l'impédance de l'air ($\zeta_{air} = \rho_0 c_0$) :

$$\zeta = \frac{Z}{\rho_0 c_0} = \frac{p}{\rho_0 c_0 v_n} \quad (1.2)$$

L'impédance est un nombre complexe : sa partie réelle r est appelée résistance et sa partie imaginaire χ est appelée réactance :

$$\zeta(x, \omega) = r(x, \omega) + j\chi(x, \omega) \quad (1.3)$$

L'inverse de l'impédance, $\beta = \frac{1}{\zeta}$, est appelée l'admittance.

Notion de réaction localisée

Un matériau est dit "à réaction localisée" si sa réponse à une excitation est locale, c'est-à-dire si les points de la surface réagissent de façon indépendante les uns des autres à une excitation acoustique incidente. Dans le cas contraire, on parle de matériau à réaction non localisée. Les liners dits résonants sont des matériaux à réaction localisée, par opposition aux liners poreux qui eux sont à réaction non localisée (Figure 1.2).

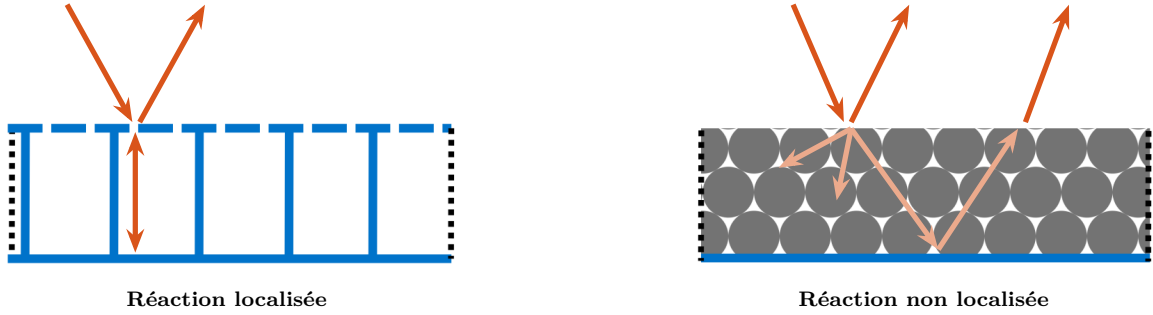


FIGURE 1.2. – Réaction localisée ou non localisée

Impédance d'une couche perforée

Pour les matériaux perforés minces (d'épaisseur faible devant les longueurs d'onde en jeu, ce qui est le cas des couches résistives employés dans les liners), on peut alors définir l'impédance à partir du gradient de pression de part et d'autre du matériau et de la vitesse acoustique v à travers le matériau. En notant p_1 et p_2 les pressions avant et après le passage de la couche perforée, on a [85] :

$$\zeta = \frac{p_1 - p_2}{\rho_0 c v} \quad (1.4)$$

Dans le cas où la plaque perforée est placée devant une cavité fermée remplie d'air, le terme $\frac{p_2}{\rho_0 c v}$ correspond à l'impédance d'entrée de la cavité.

L'impédance d'un liner complet est calculée en séparant le comportement de la couche résistive et celui de la cavité :

$$\zeta_{tot} = \zeta + \zeta_c \quad (1.5)$$

où ζ_c est l'impédance de la cavité et ζ l'impédance de la couche résistive, définie par l'équation 1.4.

Modélisation de l'impédance de cavité

Les cavités sont généralement modélisées en suivant le principe du résonateur de Helmholtz.

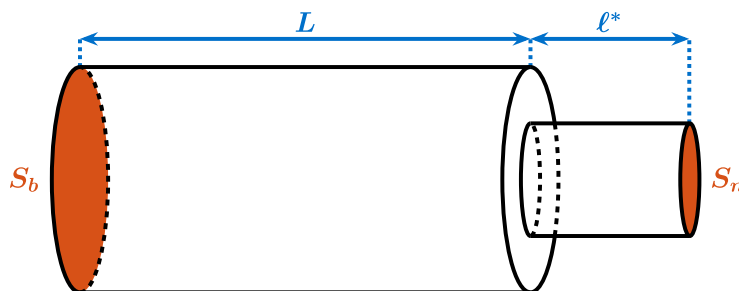


FIGURE 1.3. – Géométrie du résonateur de Helmholtz (d'après [109])

Pour des longueurs d'onde grandes devant la taille de la cavité, le comportement du résonateur est assimilable à celui d'un système masse-ressort-amortisseur faiblement non-linéaire [108]. Cependant l'amortissement est en général suffisamment faible pour permettre l'identification d'une fréquence de résonance autour de laquelle la dissipation d'énergie, et par conséquent l'absorption acoustique, est la plus forte.

La pulsation de résonance ω_0 est donnée par la première solution positive de l'équation suivante [108, 109] :

$$k_0^* \tan(k_0^*) = \frac{LS_n}{\ell S_b} \quad (1.6)$$

$$\text{avec } k_0^* = \frac{\omega_0 L}{c} \quad (1.7)$$

Dans cette formule, la section S_n du col est une section *efficace* : la section géométrique est corrigée d'un facteur tenant compte de l'inertie du fluide dans le col.

L'efficacité de l'absorption est donc liée aux dimensions de la cavité et du col. Cet aspect doit être pris en compte lors de la fabrication de liners, d'autant plus en raison des effets non linéaires qui peuvent s'ajouter au problème masse-ressort simple.

La fréquence de l'onde excitatrice est supposée suffisamment faible pour que seules des ondes planes se propagent dans la cavité. On suppose de plus que le col est de dimension faible devant le nombre d'onde, ainsi on peut négliger la compressibilité et considérer que la vitesse acoustique dans le col est constante.

En notant ρ_0 la densité, v la vitesse acoustique et p la perturbation de pression, on a :

$$\rho_0 \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) + \nabla p = \mu \nabla^2 v \quad (1.8)$$

On intègre ensuite cette équation entre l'intérieur et l'extérieur du col, en introduisant un facteur de résistance R d'après les hypothèses de Melling [86]. On obtient :

$$\rho_0 \ell \frac{d}{dt} v_n + \frac{1}{2} \rho_0 v_n |v_n| + R v_n = p_{in} - p_{ex} \quad (1.9)$$

avec v_n la vitesse acoustique dans le col et $\ell = \ell^* + \delta_1 + \delta_2$ la longueur du col à laquelle on ajoute deux corrections de masse (intérieure et extérieure) pour prendre en compte l'inertie du flux acoustique aux extrémités. Les corrections de masse permettent de tenir compte de l'inertie du fluide et de la création de couches limites aux extrémités du col du résonateur. Elles dépendent de la géométrie de l'orifice et de la cavité. Ingard [54] a déterminé les valeurs de ces corrections dans les cas courants (orifice et cavité de formes géométriques simples). Dans le cas d'un orifice circulaire, on a par exemple $\delta = 0.85 \sqrt{\frac{S_n}{\pi}}$.

On définit l'axe x tel que la cavité s'étende entre $x = -L$ et $x = 0$, le point de connexion cavité-col étant placé en $x = 0$.

À l'intérieur de la cavité, on a alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 c_0^2 \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \\ \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (1.10)$$

avec comme conditions aux limites :

$$\begin{cases} v(-L, t) = 0 \\ p(0, t) = p_{in}(t) \\ S_b v(t) = S_n v_n(t) \end{cases} \quad (1.11)$$

Après résolution on obtient l'expression de l'impédance totale du résonateur dans le régime harmonique linéaire [107, 109] :

$$\zeta_{tot} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{p_{ex}}{-v_{ex}} = \frac{S_b}{S_n} \left(\frac{R}{\rho_0 c_0} + jk\ell \right) - j \cot(kL) \quad (1.12)$$

où v_{ex} est la vitesse acoustique externe, qui dans le cas d'un liner composé de plusieurs résonateurs est égale à :

$$v_{ex} = \frac{S_n}{S_b} v_n \quad (1.13)$$

Le rapport $\frac{S_n}{S_b}$ est ainsi le facteur de porosité d'une cellule élémentaire, tandis que $\frac{R}{\rho_0 c_0}$ est la résistance dans le régime linéaire.

À partir de l'équation 1.12, on obtient l'impédance de la cavité seule ζ_c en posant $\ell = 0$ et $R = 0$. On a donc :

$$\zeta_c = -j \cot(kL) \quad (1.14)$$

Pour obtenir l'expression de ζ_{tot} , il faut donc un modèle permettant d'exprimer l'impédance ζ de la couche résistive. C'est l'objet de la partie qui suit.

1.2. Modélisation de l'impédance d'un liner

1.2.1. Effets visqueux

Les travaux sur l'impédance de plaques perforées sont en grande partie basés sur la théorie développée par Crandall [24] et ont donné naissance à différents modèles dans la littérature [7, 31, 54, 86].

On considère un orifice cylindrique, de diamètre $d = 2r_0$, dans une plaque d'épaisseur e . On se réduit à une seule dimension. En notant respectivement p et v la pression et la vitesse acoustiques dans l'axe de l'orifice, en considérant $e \ll \lambda$, et en utilisant l'expression 1.4, la résolution des équations de Stokes donne [85] :

$$\zeta_v = jke \left(1 - \frac{2J_1(k_s d/2)}{k_s r_0 J_0(k_s d/2)} \right)^{-1} \quad (1.15a)$$

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (1.15b)$$

$$k_s = \sqrt{\frac{-j\omega}{\nu}} \quad (1.15c)$$

où k_s est le nombre d'onde de Stokes (ν est la viscosité cinématique du fluide, ici l'air)

Cette expression a deux valeurs limites selon la valeur du nombre de Stokes. Dans notre cas, le diamètre des trous classique pour un liner est de l'ordre du mm, et les fréquences qui nous intéressent vont de 500 à 5000 Hz selon les cas. On a alors $|k_s d/2| > 10$ et la valeur limite que l'on prend est [85, 86] :

$$\zeta_v = \frac{\sqrt{8\omega\nu}}{c} \frac{e}{d} + jke \left(1 + \frac{1}{d} \sqrt{\frac{8\nu}{\omega}} \right) \quad (1.16)$$

En tenant compte en plus du rayonnement de part et d'autre de l'orifice qui rajoute le terme $\zeta_r = \frac{1}{8}(kd)^2 + jk\frac{8d}{3\pi}$, on obtient finalement le modèle suivant [46] :

$$\zeta = \zeta_v + \zeta_r = r + j\chi \quad (1.17)$$

avec

$$r = \frac{\sqrt{8\omega\nu}}{c} \left(1 + \frac{e}{d} \right) + \frac{1}{8}(kd)^2 \quad (1.18)$$

$$\chi = \frac{\omega}{c} \left(e + \frac{8d}{3\pi} + \sqrt{\frac{8\nu}{\omega}} \left(1 + \frac{e}{d} \right) \right) \quad (1.19)$$

Le terme $\frac{\omega}{c} \left(e + \frac{8d}{3\pi} \right)$ est appelé réactance de masse : il correspond en effet au mouvement de la masse de fluide dans l'orifice.

Ce modèle est généralisable au cas d'une plaque microperforée de porosité σ , via l'ajout d'un terme d'interaction entre orifices, donné en général par l'expression empirique $(1 - 0.7\sqrt{\sigma})$ [46] :

$$r_{plaque} = \frac{\sqrt{8\omega\nu}}{\sigma c} \left(1 + \frac{e}{d} \right) + \frac{1}{8\sigma} (kd)^2 \quad (1.20)$$

$$\chi_{plaque} = \frac{\omega}{\sigma c} \left(e + \frac{8d}{3\pi} (1 - 0.7\sqrt{\sigma}) + \sqrt{\frac{8\nu}{\omega}} \left(1 + \frac{e}{d} \right) \right) \quad (1.21)$$

1.2.2. Effet de la vitesse acoustique

Lorsqu'on reste dans des faibles excitations (domaine de l'acoustique linéaire), la dissipation de l'énergie acoustique a principalement lieu via les pertes visqueuses dans les couches limites du col et via le rayonnement autour du col. Les modèles semi-empiriques tel celui présenté au paragraphe précédent décrivent alors correctement le comportement des liners. Cependant, pour de fortes excitations, des effets non-linéaires apparaissent : la dissipation se fait alors via une conversion en énergie cinétique et il y a formation d'un jet dans les orifices. Ce phénomène de vortex-shedding se traduit par une augmentation de la résistance (la réactance restant inchangée).

Afin de prendre cet effet en compte, on définit une résistance non-linéaire, dépendant de la vitesse acoustique v_n dans l'orifice puisque c'est cette grandeur qui augmente fortement dans le cas de la création du jet :

$$r_{NL} = A(\omega) + B|v_n| \quad (1.22)$$

où A représente la partie linéaire dont les expressions sont données plus haut, v est la vitesse acoustique dans les orifices et B est un terme empirique pour lequel plusieurs expressions ont été proposées par différents auteurs.

Guess [46] propose une expression uniquement en fonction de σ :

$$B = \frac{1 - \sigma^2}{\sigma c} \quad (1.23)$$

Melling [86] ajoute un coefficient de décharge C_D , considéré constant et valant entre 0.6 et 0.8 selon les cas :

$$B = \frac{4}{3\pi} \frac{1 - \sigma^2}{\sigma c C_D^2} \quad (1.24)$$

Sullivan [119] propose une formule différente de la même forme que celle de Melling, avec $C_D = 0.73$. Cummings [26] donne l'expression suivante pour C_D :

$$C_D = a \left(\frac{\delta}{d} \right)^{0.1} \left| \frac{u_0}{u_\infty} \right|^b \quad (1.25)$$

où a et b sont des paramètres empiriques, δ est l'épaisseur de couche limite visqueuse, u_0 est la vitesse dans l'orifice et u_∞ est la vitesse de l'écoulement.

Dans tous les cas, B ne dépend que de la porosité de la plaque σ et du coefficient de décharge C_D . Malmary [85] a effectué une comparaison entre ces différents modèles pour une plaque donnée et observé que les résultats obtenus sont proches. Cela s'explique par le fait qu'ils sont basés sur les mêmes considérations physiques.

Rienstra & Singh [109] ont développé un modèle non-linéaire d'impédance de liner SDOF en résolvant asymptotiquement les équations du résonateur de Helmholtz (équation 1.12). Dans les deux cas, la résistance calculée autour de la résonance du liner augmente non linéairement avec le niveau sonore incident. Ce modèle permet une approche correcte du phénomène de non-linéarité acoustique mais reste a priori limité aux cas où la non-linéarité est faible.

1.2.3. Effet de l'écoulement rasant

Lorsque le liner est soumis à un écoulement rasant, un effet dit non-linéaire supplémentaire apparaît. Il s'explique par la diminution de la surface effective des orifices : en effet, l'écoulement est injecté dans les cavités et cela force l'afflux et le reflux acoustique à se produire sur le bord aval des orifices (voir figure 1.4). Ainsi, la résistance, qui est inversement proportionnelle au rayon des orifices, va augmenter.

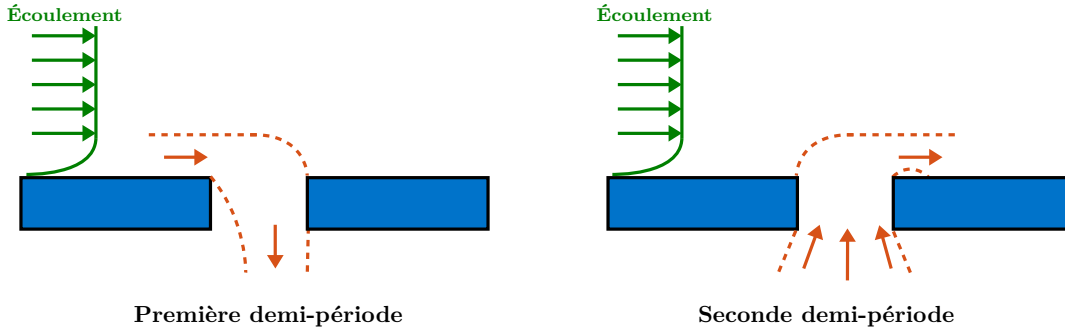


FIGURE 1.4. – Variation de la forme de l'écoulement

Guess [46] propose ainsi de rajouter un terme à la résistance, dépendant des fluctuations de vitesse turbulente en paroi. Dans sa forme simplifiée, ce modèle exprime la résistance additionnelle r_e en fonction du nombre de Mach M_0 :

$$r_e = K_M \frac{1 - \sigma^2}{\sigma} M_0 \quad (1.26)$$

avec $K_M \approx 0.3$. De plus, Guess multiplie le terme de correction de longueur $\frac{8d}{3\pi}$ par un facteur ϵ empirique égal à $\frac{1}{1+305M_0^3}$.

Roncen *et al.* [113] ont étudié le comportement de liners de type LEONAR sous écoulement rasant, et ont montré que l'impact de l'écoulement rasant est réduit par rapport à ce que le modèle de Guess prédit, et ce d'autant plus que le ratio longueur/diamètre des tubes est grand. Yang *et al.* [130] ont proposé un modèle adapté au cas des liners à cols étendus tels les LEONAR. Ils ont considéré un liner avec un col étendu unique par cavité et arrivent à l'expression suivante pour la résistance additionnelle liée à l'écoulement r_e :

$$r_e = \frac{K_M}{\sigma_c} M_0 \quad (1.27)$$

où $K_M = 0.12$ est une constante déduite des données expérimentales et σ_c est la porosité calculée pour une cavité.

L'étude de Goldman & Panton [42] a montré que pour des faibles vitesses d'écoulement, la résistance pouvait en réalité diminuer par rapport à la valeur de référence sans écoulement, ce qui équivaudrait à un coefficient K_M négatif dans les modèles semi-empiriques ci-dessus.

Dans le cas d'une forte excitation, les effets dus à la vitesse acoustique évoqués précédemment se superposent aux effets de l'écoulement rasant. Cummings [25, 26] a effectué des mesures sur différentes plaques, avec des valeurs de d allant de 1.6 à 14 mm et une épaisseur e de 3.1 mm. L'orifice est placé au-dessus d'une cavité et de façon rasante à l'écoulement. Les amplitudes acoustiques sont faibles afin d'observer uniquement les effets d'écoulement. La vitesse de l'écoulement

rasant varie entre 14 et 70 m/s environ, ce qui permet d'observer l'effet d'augmentation de la résistance avec l'écoulement.

Il a obtenu les formules empiriques suivantes pour un orifice seul sous écoulement rasant, en fonction de $v^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_0}}$ la vitesse de friction (τ étant la contrainte de cisaillement en paroi) :

$$r = \frac{\sqrt{8\omega\nu}}{c} \frac{e}{d} + \left(12.52 \left(\frac{e}{d} \right)^{-0.32} - 2.44 \right) \frac{v^*}{c} - 3.2 \frac{fe}{c} \quad (1.28)$$

pour la résistance, et :

$$\chi = \frac{\omega}{c} \left(e + \epsilon \frac{8d}{3\pi} \right) \quad (1.29)$$

pour la réactance, avec :

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 && \text{si } \frac{v^*}{fe} \leq 0.12 \frac{d}{e} \\ \epsilon &= \left(1 + 0.6 \frac{e}{d} \right) e^{-\frac{\frac{v^*}{fe} - 0.12 \frac{d}{e}}{0.25 + \frac{e}{d}}} - 0.6 \frac{e}{d} && \text{si } \frac{v^*}{fe} > 0.12 \frac{d}{e} \end{aligned}$$

Kirby et Cummings [67] ont ensuite généralisé ces formules à une plaque complète, dans des conditions d'écoulement et d'excitation acoustique similaires. Ils ont effectué des mesures sur plusieurs plaques d'épaisseur $e = 1$ mm ou $e = 1.5$ mm, avec des trous de diamètre $d = 3$ mm et des porosités de l'ordre de 20 %. Ils obtiennent les formules suivantes :

$$r = \frac{\sqrt{8\omega\nu}}{\sigma c} \frac{e}{d} + \left(26.16 \left(\frac{e}{d} \right)^{-0.169} - 20 \right) \frac{v^*}{\sigma c} - 4.055 \frac{fe}{\sigma c} \quad (1.30)$$

pour la résistance, et :

$$\chi = \frac{\omega}{\sigma c} \left(e + \epsilon \frac{8d}{3\pi} \right) \quad (1.31)$$

pour la réactance, avec :

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 && \text{si } \frac{v^*}{fe} \leq 0.18 \frac{d}{e} \\ \epsilon &= \left(1 + 0.6 \frac{e}{d} \right) e^{-\frac{\frac{v^*}{fe} - 0.18 \frac{d}{e}}{1.8 + \frac{e}{d}}} - 0.6 \frac{e}{d} && \text{si } \frac{v^*}{fe} > 0.18 \frac{d}{e} \end{aligned}$$

D'autres modèles semi-empiriques basés sur des considérations physiques proches existent ; de la même manière que pour les modèles sur les effets de la vitesse acoustique, une revue détaillée est proposée par Malmay [85].

1.3. Mesure d'impédance

Dans le contexte des traitements acoustiques, on souhaite accéder expérimentalement à l'impédance réelle d'un liner. Selon le problème considéré, plusieurs méthodes sont possibles. Elles se classent en deux catégories : les approches directes et les approches inverses.

1.3.1. Méthodes de mesure directes

Les approches directes reposent sur la connaissance des équations de propagation des ondes acoustiques dans un tube. Elles sont assez simples à mettre en oeuvre et donnent un accès direct à l'impédance à partir de mesures de pression acoustique.

Méthode à deux microphones en tube à impédance

La méthode à deux microphones est une évolution de la méthode du tube à impédance dans laquelle les positions des microphones sont fixées. On mesure alors la fonction de transfert entre les deux microphones afin de remonter au coefficient de réflexion du matériau testé, puis à l'impédance.

En effet, en notant H_{12} la fonction de transfert entre les deux microphones séparés par la distance s , on a [21, 85] :

$$\zeta = \frac{1 + R}{1 - R} \quad (1.32)$$

$$\text{avec } R = \frac{H_{12} - e^{jks}}{e^{-jks} - H_{12}} e^{2jkL} \quad (1.33)$$

où $k = \omega/c$ est le nombre d'onde.

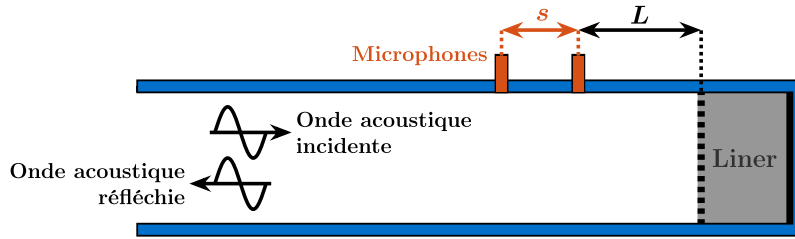


FIGURE 1.5. – Schéma de principe de la méthode à deux microphones

Méthode in-situ

Cette méthode développée par Dean [27] pour les SDOF utilise deux microphones, l'un placé affleurant à la surface de l'échantillon, l'autre au fond de la cavité.

En supposant que la couche résistive testée est suffisamment mince devant la longueur d'onde, on peut considérer que la vitesse acoustique est la même de part et d'autre.

L'impédance du matériau est alors donnée par [103] :

$$-j \frac{H_{21}}{\sin(kL)} \quad (1.34)$$

où L est l'épaisseur de l'échantillon et $H_{21} = \frac{p_2}{p_1}$ est la fonction de transfert entre les microphones 1 et 2 après correction par la méthode de rejet de la turbulence [20].

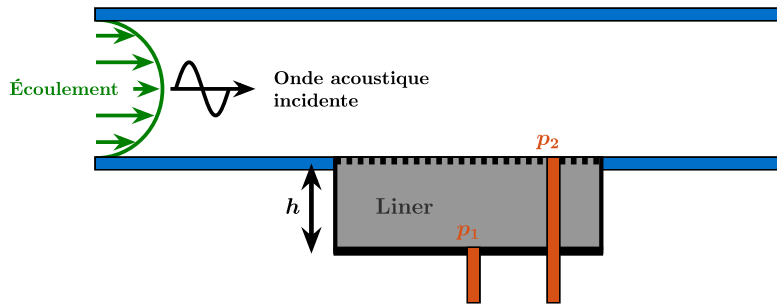


FIGURE 1.6. – Schéma de principe de la méthode in-situ en tube à impédance

Cette méthode suppose connue la propagation à l'intérieur de la cavité : elle est donc applicable uniquement aux échantillons à réaction localisée, non remplis de matériaux poreux.

1.3.2. Méthodes de mesure indirectes

Parmi les méthodes directes par mesure microphonique, seule la méthode in-situ de Dean [27] peut être adaptée aux mesures en écoulement ; les autres méthodes sont trop sensibles aux effets de champ proche qui apparaissent avec l'écoulement rasant. Cette méthode a été initialement développée pour des liners SDOF simples mais peut également s'appliquer pour des liners DDOF [101, 116]. Cependant, elle présente l'inconvénient majeur d'être fortement intrusive et donc source de nombreuses incertitudes par la modification de la physique du liner. Lavieille *et al.* [76] ont utilisé une méthode directe par mesure LDV en proche paroi, pour remonter à une impédance locale du liner grâce à la formulation de Galbrun. Cette méthode présente l'avantage d'être non intrusive, mais fournit seulement des informations locales. De plus, il y a un risque de forte imprécision dans la détermination de la pression acoustique à partir des mesures de vitesse acoustique selon la théorie de Galbrun. Cette imprécision peut être résolue par une mesure de pression acoustique directe en paroi du liner, mais on perd alors l'avantage non-intrusif initial [95].

Afin de contourner les limitations de ces diverses méthodes directes, des méthodes d'identification inverses d'impédance ont été imaginées. Elles reposent sur la résolution d'un problème inverse à partir d'un champ acoustique mesuré et d'une modélisation du problème direct.

Principe général

Le principe du problème inverse est de mesurer une grandeur acoustique pertinente et de remonter à l'impédance de l'échantillon au moyen d'un modèle théorique adapté au problème, via la minimisation d'une fonction objectif du type $\sum ||\Theta_{mes} - \Theta_{th}||$, où Θ est la grandeur physique mesurée. La modélisation du problème et le choix des mesures à effectuer sont donc des paramètres essentiels pour la réussite de la méthode. La fonction objectif dépend du choix effectué pour la modélisation, et elle doit être le moins sensible possible au bruit de mesure et aux erreurs afin d'obtenir un résultat correct.

Les méthodes indirectes reposent toutes sur des mesures expérimentales effectuées en conduit fermé, où le liner est placé en paroi (voir schéma 1.7). La grandeur physique mesurée est généralement la pression acoustique, obtenue grâce à un ou plusieurs microphones placés au niveau de la paroi face au liner, qui permet de reconstituer un champ de pression acoustique dans tout le conduit. Il est également possible de se baser sur un champ de vitesse acoustique 2D, obtenu par une mesure LDV (Laser Doppler Velocimetry), avec l'avantage de recueillir des données en très proche paroi. Cette technique a principalement été mise en oeuvre à l'ONERA par Lavieille *et al.* [76] et Primus [103].

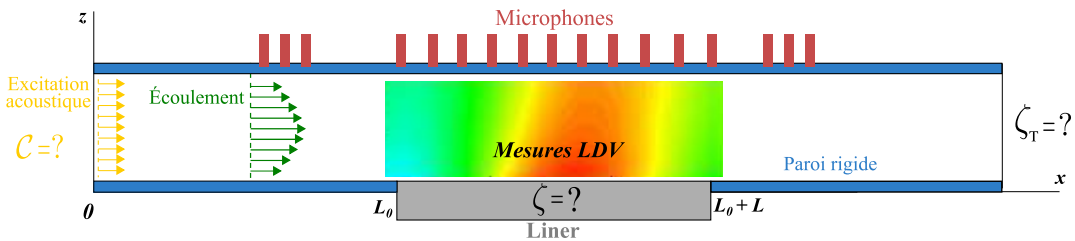


FIGURE 1.7. – Principe de la détermination inverse d'impédance par LDV et/ou microphones en paroi

Installations expérimentales

La détermination de l'impédance de liners sous écoulement rasant nécessite une installation expérimentale spécifique. En général, on utilise un conduit aux parois métalliques rigides, à la terminaison anéchoïque, à l'intérieur duquel on crée un écoulement. Un échantillon du liner à étudier est placé en paroi, dans un espace aménagé. L'excitation acoustique est générée en amont ou en aval du liner. La terminaison anéchoïque assure une propagation acoustique connue, sans réflexions parasites. La majorité des installations expérimentales utilisées actuellement permettent

un écoulement de l'ordre de Mach 0.5 et un niveau d'excitation acoustique maximal autour de 150 dB. En général, l'étude est faite en-dessous de la fréquence de coupure du conduit, pour rester dans le cadre connu des ondes planes. Cependant, des installations permettant une étude avec des modes acoustiques d'ordre supérieur, que ce soit au niveau de l'excitation acoustique ou de la mesure, ont été réalisées pour des études spécifiques, par exemple le banc DUCAT [18, 120, 121]. Plus récemment, de nouvelles installations plus conséquentes [43, 44, 77] permettent la prise en compte simultanée des modes acoustiques d'ordre plus élevé et en présence d'écoulement, dans le but d'étudier les échantillons de liners dans des conditions d'écoulement et d'excitation acoustique encore plus proches des conditions réelles. Des études transversales [15, 63, 133] ont parfois été faites afin de caractériser les écarts entre les principaux bancs décrits ci-dessus, dans le but de pouvoir réaliser des études communes en s'assurant des résultats cohérents.

Le banc B2A de l'ONERA [71, 90] est d'une géométrie classique, avec une section carrée de 50 mm de côté et une vitesse d'écoulement maximale de Mach 0.5. Il permet la réalisation de mesures optiques (LDV et PIV) en plus des mesures microphoniques classiques, afin d'obtenir des champs de vitesse acoustique en proche paroi.

Modélisation et résolution du problème inverse

La modélisation mathématique du problème direct est une étape cruciale de la méthode : le modèle choisi doit en effet être adapté à la situation réelle le plus précisément possible. Plusieurs modélisations existent.

Le modèle de la matrice de diffusion caractérise la réflexion induite par la présence d'une rupture d'impédance au niveau de la partie traitée. Cette méthode nécessite seulement 4 microphones (dans le cas où la fréquence d'excitation acoustique est inférieure à la fréquence de coupure du conduit) pour une mesure de la pression en paroi opposée, avant et après la section traitée du conduit [11, 132].

L'approche utilisant l'équation d'Helmholtz convectée (CHE) suppose un profil d'écoulement uniforme. Elle nécessite d'ajouter une condition limite adaptée de type Ingard-Myers [94]. La mesure de pression doit alors se faire en paroi opposée comme pour la méthode de la matrice de diffusion, mais cette fois les microphones doivent être placés aussi dans la partie traitée. [6, 65, 129] Une autre approche similaire est le modèle LEE basé sur les équations d'Euler linéarisées autour d'une petite perturbation de l'écoulement. Ce modèle tient directement compte du cisaillement de l'écoulement. La mesure est alors faite soit via LDV, soit par mesure de pression acoustique pariétale. C'est cette approche qui est utilisée sur le banc B2A de l'ONERA.

Jing *et al.* [57] ont développé une méthode plus simple appelée Straightforward Education Method. Cette technique est basée sur la détermination des nombres d'ondes axiaux dans le conduit, à partir de mesures microphoniques en paroi et à l'aide d'une analyse de Prony pour décomposer le champ acoustique mesuré. Cette méthode présente l'avantage d'être plus simple à mettre en oeuvre et de s'affranchir du calcul de l'impédance de terminaison du conduit. Elnady [30] s'est lui intéressé à une méthode semi-analytique utilisant le concept de mode-matching pour reconstituer le champ acoustique dans différentes zones du conduit.

Fonction objectif et minimisation

La fonction objectif représente l'écart entre la simulation et les données expérimentales mesurées. Ainsi, son expression dépend de la grandeur mesurée et de la position des capteurs utilisés pour la mesure. La fonction objectif doit être le moins sensible possible au bruit de mesure et aux erreurs afin d'obtenir un résultat correct.

Classiquement, la grandeur physique utilisée est la pression acoustique à la paroi opposée au liner ; la mesure est effectuée au moyen de plusieurs microphones affleurant à la paroi. Plusieurs possibilités existent alors pour définir une fonction objectif. Une approche courante est basée sur le calcul des écarts entre les pressions mesurées à la paroi et les pressions simulées dans le conduit, pour chacun des microphones utilisés [62, 125]. Cette fonction objectif n'est cependant pas adaptée dans le cas où la section du conduit est trop importante, puisque les points de

mesure deviennent trop éloignés du liner pour capter ses effets. Pour remédier à cette limitation, une fonction objectif basée sur un calcul du gradient de pression normal aux plans d'entrée et de sortie du domaine a également été proposée par la même équipe [124].

Elnady & Bodén [32] ont comparé les performances de deux fonctions objectifs, l'une basée sur la différence des pressions acoustiques et l'autre utilisant les amplitudes acoustiques incidentes (simulées et calculées à partir des mesures de pression). Ils ont pu montrer que la fonction objectif basée sur les amplitudes est moins sensible au bruit de mesure.

Aurégan *et al.* [3] utilisent une méthode multimodale pour calculer le champ acoustique dans le conduit. Ils utilisent ensuite la matrice de diffusion, qui caractérise la relation entre les pressions acoustiques incidentes, transmises et réfléchies dans les parties rigides amont et aval du conduit, en entrée de la méthode inverse pour remonter à l'impédance. Leur fonction objectif est ainsi une minimisation de l'écart entre les coefficients calculés et mesurés de la matrice de diffusion.

Incertitudes et influences externes sur l'impédance calculée

Peu d'études se sont penchées sur les problèmes de sensibilité de l'impédance identifiée aux bruits de mesure et aux diverses incertitudes. Jones *et al.* [64] ont testé plusieurs liners afin d'étudier l'impact du profil d'écoulement. L'identification a été faite selon la méthode classique de la NASA évoquée précédemment, mais deux modélisations différentes du profil d'écoulement (une uniforme et une non-uniforme) ont été comparées. L'étude a conclu que l'impact de cette variation du profil sur la valeur d'impédance identifiée reste faible. Watson *et al.* [127] se sont eux intéressés à l'impact du choix de la condition de terminaison, en comparant des résultats d'impédance obtenus avec plusieurs modèles de propagation. Ils en ont conclu qu'un choix adapté était nécessaire pour limiter les incohérences à des fréquences élevées, particulièrement dans les cas où la condition de sortie utilisée et la condition réelle ne sont pas les mêmes en termes de réflexion des ondes incidentes. Ces deux études ont permis d'améliorer les méthodes d'identification d'impédance courantes.

Brown *et al.* [12] ont réalisé une analyse de sensibilité du banc GFIT de la NASA dans le but d'évaluer l'influence de divers paramètres aérodynamiques sur le processus complet d'identification d'impédance. Par une approche de Monte-Carlo, ils ont pu déterminer des intervalles de confiance à 95% sur les résultats d'impédance obtenus et ont montré que le processus est relativement insensible au nombre de Mach et aux conditions de température et de pression. Une étude similaire par Zhou & Bodén [132] sur leur propre banc et avec une méthode de propagation modale a montré que l'influence du nombre de Mach est visible principalement à hautes fréquences, au delà de l'antirésonance du liner. Llonch *et al.* [84] ont étudié la robustesse du processus d'éduction d'impédance utilisé sur le B2A grâce à des intervalles de confiance basés sur la fonction objectif minimisée. Ils ont montré que la sensibilité est plus grande sur des mesures microphoniques que sur des mesures LDV, pour lesquelles les intervalles de confiance sont extrêmement réduits.

Cette étude de la sensibilité sur le banc B2A a été prolongée par une méthode utilisant la statistique bayésienne [14], qui permet de propager les incertitudes expérimentales sur la valeur d'impédance identifiée. Cette méthode a notamment été mise en place par Roncen *et al.* [112] sur le banc B2A de l'ONERA.

1.3.3. Bilan sur l'identification d'impédance

Les différentes méthodes d'identification d'impédance présentées dans cette partie sont un pilier essentiel de l'étude du comportement acoustique des liners.

Bien que de nombreuses améliorations aient été apportées depuis les premières méthodes directes de mesure, il reste complexe d'étudier le comportement local des liners puisque l'impédance est considérée comme homogène sur tout le liner ; or, dans le régime non-linéaire, cette hypothèse n'est plus forcément vérifiée. En effet, la réponse acoustique du liner peut modifier l'aérodynamique locale.

1.4. Comportement aérodynamique et thermique des liners

Le couplage entre les effets aérodynamiques et acoustiques est complexe. En effet, la plaque perforée crée des perturbations dans la couche limite turbulente, comparables à une surface rugueuse, qui contribuent à augmenter la traînée visqueuse à la surface des liners.

1.4.1. Effet de traînée visqueuse

Roberts [110] a mesuré la traînée induite par une plaque perforée montée sur une paroi lisse, sans cavités, et a exprimé l'effet de traînée additionnel en fonction d'une hauteur de rugosité équivalente, par rapport à une plaque plane. Il a ainsi pu déterminer une relation simple entre la hauteur de grain de sable équivalent et la porosité de la plaque perforée, et a de plus montré que les hauteurs de grain de sable équivalent varient selon le motif des perforations, à porosité égale. Kong & Schetz [70] ont réalisé une étude similaire sur des liners SDOF complets et ont montré que la description par hauteur de grain de sable équivalente ne suffit pas pour décrire complètement les effets au niveau de la paroi perforée d'un liner ; un effet de traînée additionnel apparaît à cause de la circulation d'air entre cavités et écoulement. Cet effet a également été mis en évidence par des simulations numériques réalisées par Tam *et al.* [123]. Ils ont montré que l'impact cumulé des tourbillons en sortie des perforations, créés par l'interaction entre le fonctionnement acoustique du liner et l'écoulement, est responsable de cette augmentation de traînée visqueuse. Ces simulations ont également montré que sous certaines conditions, un "self-noise" à hautes fréquences est généré, même sans présence d'excitation sonore, simplement par l'interaction entre l'écoulement rasant et les perforations, augmentant encore l'effet de traînée.

Howerton & Jones [51, 52, 53] ont mené une étude sur diverses formes et dimensions de perforations pour des liners SDOF en utilisant un facteur de frottement global λ_L calculé à partir de mesures de perte de pression statique p_s :

$$\lambda_L = \frac{dp_s}{dx} \frac{d_h}{q} \quad (1.35)$$

où d_h est le diamètre hydraulique du conduit et $q = \frac{\gamma}{2} p_s^\infty M^2$. Les mesures ont été réalisées sur le banc GFIT de la NASA. Quels que soient les paramètres de la plaque perforée du liner, λ_L est toujours plus élevé sur un liner que sur une surface lisse. De plus, λ_L augmente avec la vitesse d'écoulement et augmente également en présence d'une excitation acoustique à SPL élevé. La valeur de ce coefficient de frottement est liée au diamètre des perforations et à la porosité de l'échantillon : λ_L augmente avec la porosité, mais diminue avec le diamètre des orifices du liner. La figure 1.8 présente ces résultats : les différents liners testés se retrouvent groupés par porosité croissante, à l'exception de l'échantillon AE02 qui a la même porosité que les AE07 et AE08, mais un diamètre de perforations plus important. Cependant, ces variations restent relativement mineures (quelques pourcents) pour des liners conventionnels, et il semble qu'un compromis entre performances acoustiques et performances aérodynamique soit possible.

Gerhold *et al.* [39] ont conduit une étude similaire sur le banc CDTR de la NASA, avec une méthode de mesure différente. Ils ont obtenu des conclusions très proches et ont conclu que leur méthode est plus fiable en ce qui concerne la détermination des effets de traînée, mais que la méthode de Howerton & Jones [52] sur le banc GFIT est plus efficace en termes de durée des essais. Leur objectif est donc d'utiliser le banc GFIT pour faire une étude préliminaire et sélectionner des configurations de plaque perforée à étudier en détail ensuite.

Léon *et al.* [79] ont développé à l'ONERA un système de mesure PIV à fort grandissement en intercalant un microscope longue distance dans la chaîne d'acquisition. Ce système permet d'observer plus précisément les phénomènes se produisant en proche paroi. Ils ont ainsi pu montrer que la dynamique à proximité de l'orifice dépend fortement de la fréquence de l'excitation acoustique, avec des effets différents selon qu'on se place proche ou pas de la résonance acoustique du liner. Ils ont également observé qu'à fort niveau sonore, l'analyse "paroi rugueuse" montre ses limites et ne parvient plus à prédire les effets aérodynamiques.

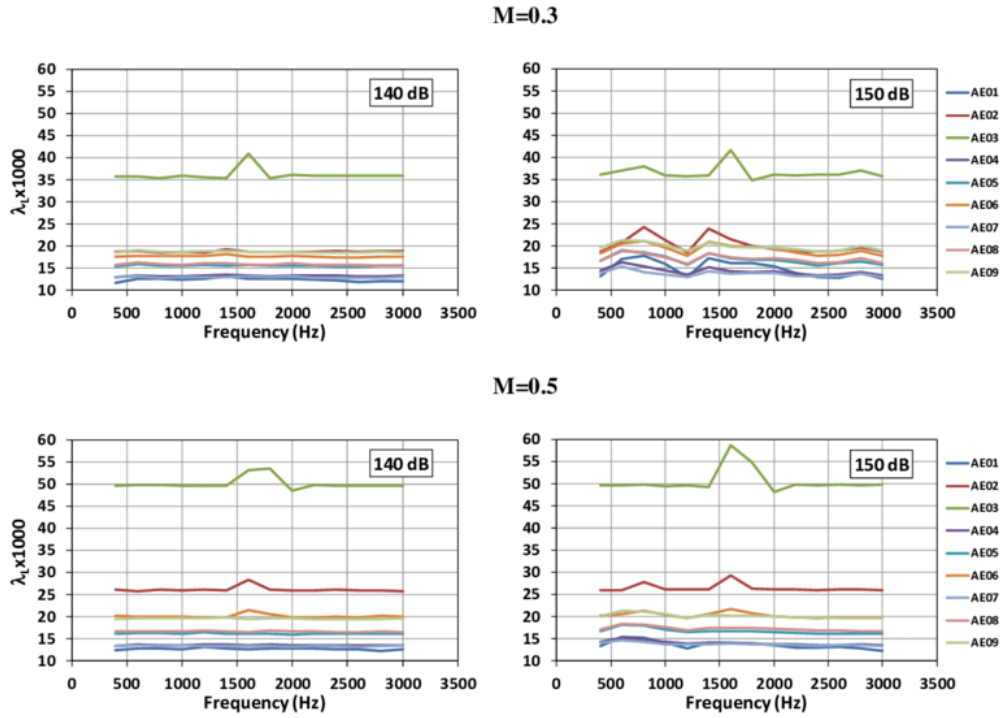


FIGURE 1.8. – Variations de λ_L obtenues par Howerton & Jones [52]

Récemment, Jasinski & Corke [56] se sont penchés sur les mécanismes responsables de l'augmentation de la traînée. Ils ont montré que lors d'une excitation acoustique de fort niveau, les tourbillons éjectés des perforations interagissent avec les traînées de paroi de la couche limite turbulente, cette interaction étant plus forte lorsque les deux phénomènes sont à la même échelle.

Gustavsson [48] a réalisé une étude similaire à celle de Howerton sur des liners SDOF dits "actifs", c'est-à-dire avec la possibilité de fermer les perforations lorsque l'atténuation sonore n'est pas nécessaire, notamment au cours du vol. Il a obtenu des résultats comparables à ceux obtenus par Howerton sur le GFIT [51, 52, 53] et a montré que le liner en configuration fermée présente un effet de traînée moins important qu'en configuration ouverte, tout en restant plus élevé que la configuration plane de référence. Il a également conclu que les écarts de résultats observés entre les différentes études sont principalement dus aux différences au niveau du développement de la couche limite turbulente selon les bancs d'essai.

1.4.2. Effets aérodynamiques et thermiques combinés

Murer *et al.* [92, 93] se sont intéressés au comportement thermique de matériaux dits "sandwichs", dont les réseaux nids d'abeille comparables aux liners font partie. Afin de développer un modèle du transfert thermique à l'intérieur de ce type de matériaux, ils ont étudié les différents modes de transfert thermique possibles dans les cavités. Le modèle complet sort du cadre de notre étude; cependant le bilan des transferts réalisé a montré qu'à l'intérieur d'un réseau de cavités dont les parois ont une conductivité thermique élevée, le transfert thermique par convection dans l'air emprisonné était négligeable devant les transferts thermiques par conduction à l'intérieur des parois et à travers l'air dans les cavités.

Plaque perforée

Le comportement spécifique de l'écoulement au voisinage de liners acoustiques implique des mécanismes de transfert thermique complexes, puisque la couche limite est perturbée par les phénomènes de type vortex shedding même sans présence d'onde acoustique. Les seuls matériaux de type liners pour lesquels des études complètes existent sont ceux utilisés dans les chambres de combustion, qui servent à refroidir les parois par injection d'air froid. La dynamique d'écoulement laminaire présente dans ce cas de figure est bien différente du comportement turbulent des liners acoustiques classiques ; cependant, leur capacité d'atténuation acoustique reste similaire.

Duchaine [28] a réalisé une étude numérique du transfert thermique à travers un liner SDOF classique. La température du liner est fixée à 400 K et un écoulement rasant à 300 K est imposé. Une excitation acoustique à un SPL de 109 dB est imposée, soit à une fréquence proche de la résonance, soit à une fréquence plus éloignée. Dans tous les cas, même en l'absence d'acoustique, le mélange entre écoulement froid et air chauffé par la plaque conduit à des phénomènes complexes ; dans le cas de l'excitation acoustique proche de la résonance, le transfert thermique entre plaque et écoulement est fortement augmenté.

Pour mieux comprendre ces phénomènes, Esnault *et al.* [34] ont utilisé le modèle des jets synthétiques dans le cadre d'une simulation numérique reprenant le montage expérimental exploité par Giachetti *et al.* [40]. Un système de pistons placé sous une paroi perforée classique permet de créer des jets synthétiques à une fréquence donnée, copiant ainsi le comportement acoustique de liners soumis à un écoulement rasant. La plaque perforée est chauffée, et l'écoulement rasant est à température ambiante. Dans le cas expérimental [40], la mesure est faite via thermographie infrarouge pour ensuite déterminer le coefficient de transfert thermique à partir de la température de paroi mesurée. La simulation numérique et les mesures expérimentales concordent : la présence de jets synthétiques reproduisant le comportement acoustique de liners implique une augmentation des transferts thermiques à la paroi perforée (figure 1.10), variable selon l'alternance des phases injection/éjection représentatives du comportement acoustique d'un liner réel (figure 1.11).

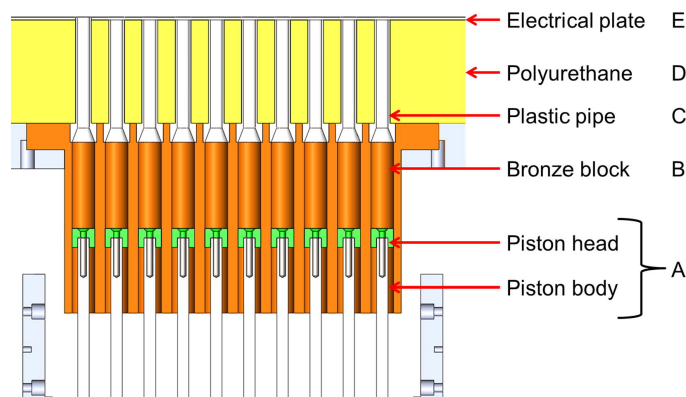


FIGURE 1.9. – Schéma du montage expérimental utilisé par Giachetti *et al.* [40] et modélisé ensuite par Esnault *et al.* [34].

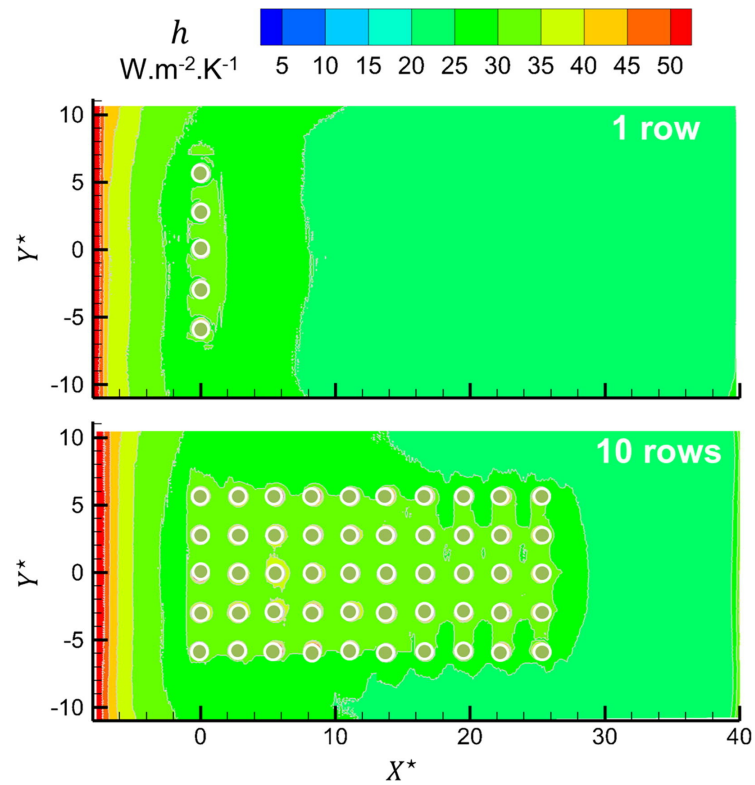


FIGURE 1.10. – Coefficient de transfert thermique moyen pour un écoulement rasant à 6,6 m/s et un jet synthétique à 2,07 m/s. Reproduit de [40].

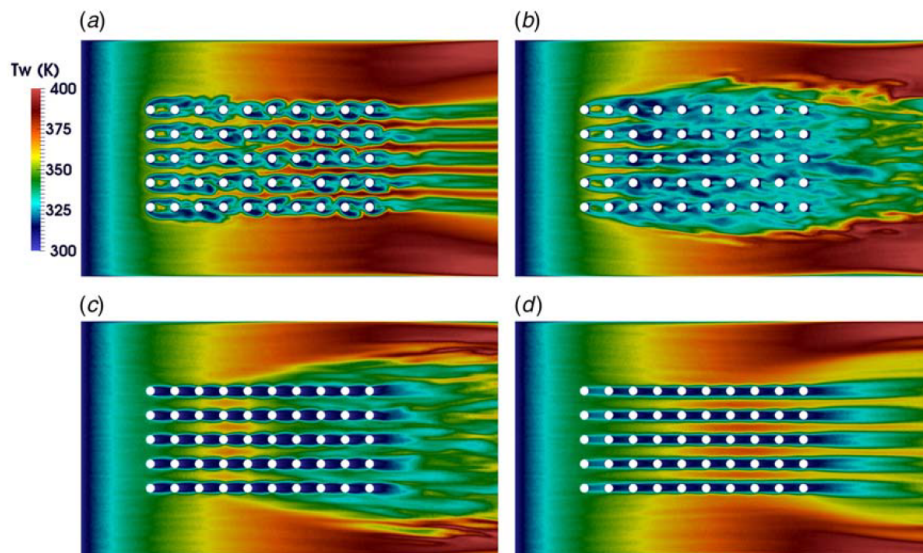


Fig. 12 Instantaneous plate temperature field along the perforated plate at different times distributed along a period T . Simulation run on mesh M2. (a) $t = 0$, (b) $t = T/4$. (c) $t = T/2$. (d) $t = 3T/4$.

FIGURE 1.11. – Évolution de la température de surface de la plaque perforée en fonction du temps, sur une période acoustique injection/éjection. Reproduit de [34].

Liner SDOF complet

Les mesures effectuées par Méry *et al.* [87] ont confirmé l'existence d'un couplage entre les effets acoustiques et thermiques pour des liners SDOF classiques. Les échantillons de liner ont été placés dans un premier temps en tube à impédance puis dans le banc B2A sous un écoulement rasant, à température ambiante et chauffés par leur face inférieure. Le gradient thermique ainsi créé à l'intérieur des cavités est modifié lors d'une forte excitation acoustique. Dans le cas sous écoulement, ce phénomène s'explique par une modification de la convection forcée au niveau de la paroi supérieure du liner. Les figures 1.12 et 1.13 illustrent cet effet : la courbe bleue correspond à la température du fond du liner, la courbe rouge à la température de la paroi perforée au contact de l'écoulement. La période durant laquelle l'excitation acoustique est active est délimitée par les pointillés verticaux. On constate une diminution de la température juste sous la paroi supérieure, due à un échange thermique plus important. Sur la figure 1.13, on constate cependant que cet effet reste faible et circonscrit à la partie supérieure de l'échantillon.

Cet effet a aussi été observé par Elnady *et al.* [33] sur des mesures sans écoulement : une excitation acoustique "force" l'air à l'intérieur des cavités, ce qui modifie la répartition thermique. Dans le cas de l'étude d'Elnady, la cavité était plus froide que le reste du tube à impédance, ainsi la température augmente lors du forçage acoustique (voir figure 1.14).

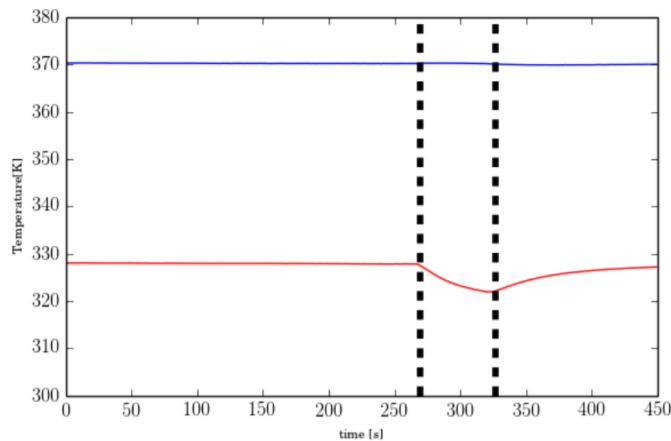


FIGURE 1.12. – Effet de l'acoustique sur le gradient thermique (70K), OASPL 146 dB, mesure en tube à impédance [87]

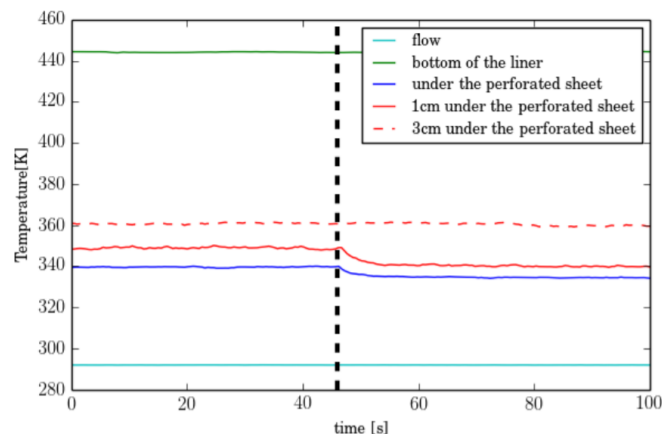


FIGURE 1.13. – Effet de l'acoustique sur le gradient thermique lors d'un essai à $\Delta T = 150 K$, OASPL 140 dB, mesure sous écoulement au banc B2A [87]

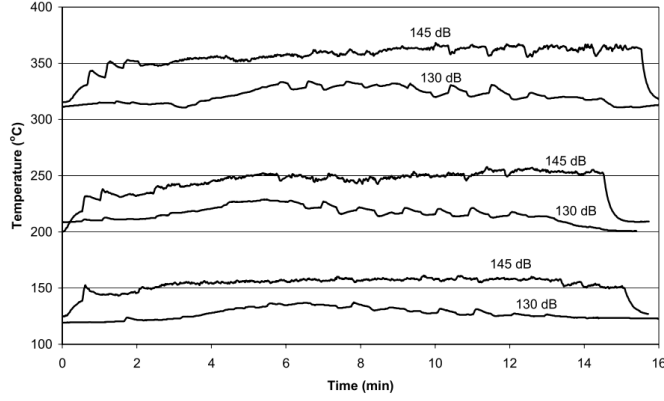


FIGURE 1.14. – Effet de l’acoustique sur la température dans la cavité (mesures effectuées par T.Elnady). Reproduit de [33]

1.4.3. Effets thermiques sur la valeur de l’impédance

L’effet de variation du transfert thermique est connu, cependant peu d’études décrivant les effets de la température sur l’impédance d’un liner ont été réalisées.

Sans écoulement rasant

Elnady utilise un modèle d’impédance de l’ensemble paroi perforée/cavité basé sur la théorie de Crandall [24, 31] :

$$R = \text{Re} \left\{ \frac{jk}{\sigma C_D} \left(\frac{e}{F(\mu')} + \frac{\delta_{re}}{F(\mu)} \right) \right\} + \frac{1 - \sigma^2}{\sigma^2 C_D^2} \frac{1}{2c} |v_n| + \left[1 - \frac{2J_1(kd)}{kd} \right], \quad (1.36a)$$

$$X = \text{Im} \left\{ \frac{jk}{\sigma C_D} \left(\frac{e}{F(\mu')} + \frac{\delta_{im}}{F(\mu)} \right) \right\} + \frac{1 - \sigma^2}{\sigma^2 C_D^2} \frac{1}{2c} \frac{|v_n|}{3} - \cot(kh), \quad (1.36b)$$

avec $F(\mu) = 1 - \frac{4J_1(k_s d/2)}{k_s d J_0(k_s d/2)}$.

Il propose alors de modifier les propriétés du milieu en fonction de la température afin de conserver le même modèle tout en tenant compte de la température élevée :

$$\begin{cases} c = c_0 \sqrt{T/T_0} \\ \rho = \rho_0/T \\ \mu = \mu_0 \frac{T_0 + C_S}{T + C_S} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \end{cases} \quad (1.37)$$

avec $T_0 = 291.15$ K, $c_0 = 343.4$ m/s, $\mu_0 = 1.827 \times 10^{-5}$ Pa.s et $C_S = 120$ K (constante de Sutherland)

Il se place à la limite asymptotique du modèle ($|k_s d/2| > 10$) vu la configuration de ses mesures :

$$R = \frac{\sqrt{8\nu\omega}}{\sigma c C_D d} (e + \delta_{re}) + \frac{1 - \sigma^2}{\sigma^2 C_D^2} \frac{1}{2c} |v_n| + \frac{1}{2} (kd)^2 \quad (1.38a)$$

$$X = \left(\frac{k}{\sigma C_D} + \frac{\sqrt{8\nu\omega}}{\sigma c C_D d} \right) (e + \delta_{im}) + \frac{1 - \sigma^2}{\sigma^2 C_D^2} \frac{1}{2c} \frac{|v_n|}{3} - \cot(kh) \quad (1.38b)$$

L'effet de conduction de chaleur aux parois a été négligé : $\mu' = \mu$.

Les figures 1.15 et 1.16 présentent les résultats obtenus par Elnady sur un des échantillons, à différentes températures. Les 3 courbes de la rangée supérieure correspondent à des tracés en fonction de la fréquence. Celles de la rangée inférieure à des tracés en fonction du nombre de Helmholtz ka (où k est le nombre d'onde et a le diamètre du conduit), permettant de s'affranchir des effets de la fréquence pour observer uniquement les effets de température.

L'effet sur la résistance et la réactance est visible sur le cas à 120 dB : la résistance augmente (figure 1.15(a)) et le maximum d'absorption est décalé vers les hautes fréquences (figure 1.15(c) : la fréquence de résonance augmente).

Pour le cas à 145 dB les courbes se confondent lorsqu'elles sont tracées en fonction de ka : l'effet thermique est masqué par l'effet de non-linéarité acoustique. Cependant, la modification du nombre d'onde due à l'augmentation de température reste visible sur les courbes tracées en fonction de la fréquence.

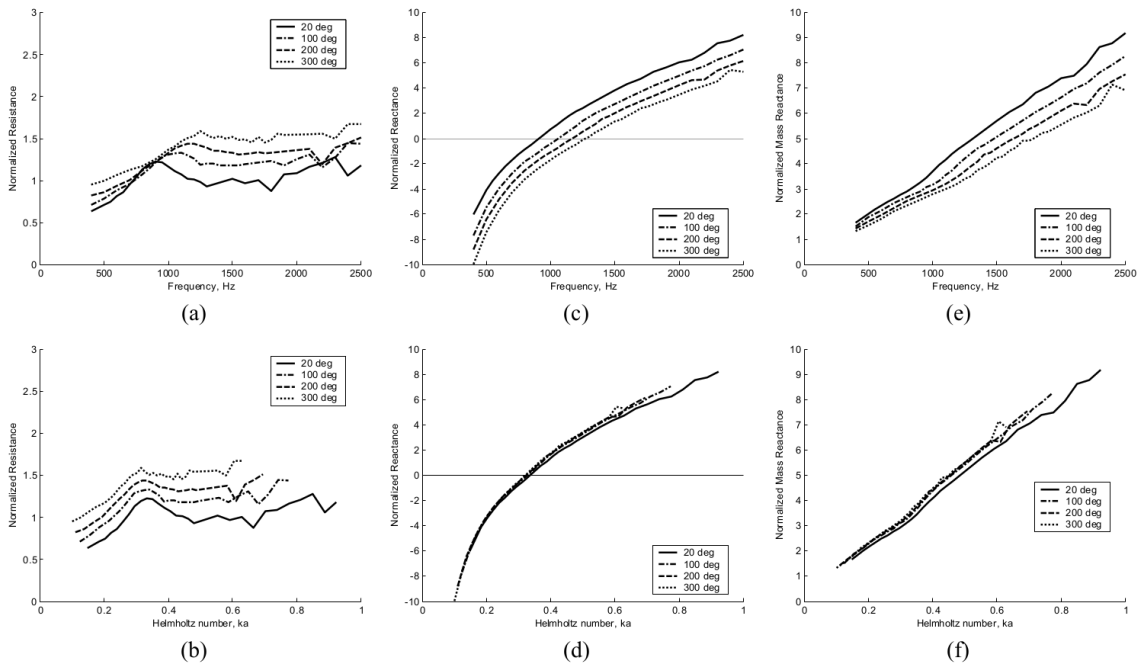


FIGURE 1.15. – Résistance, réactance et réactance de masse pour un SPL de 120 dB [33]

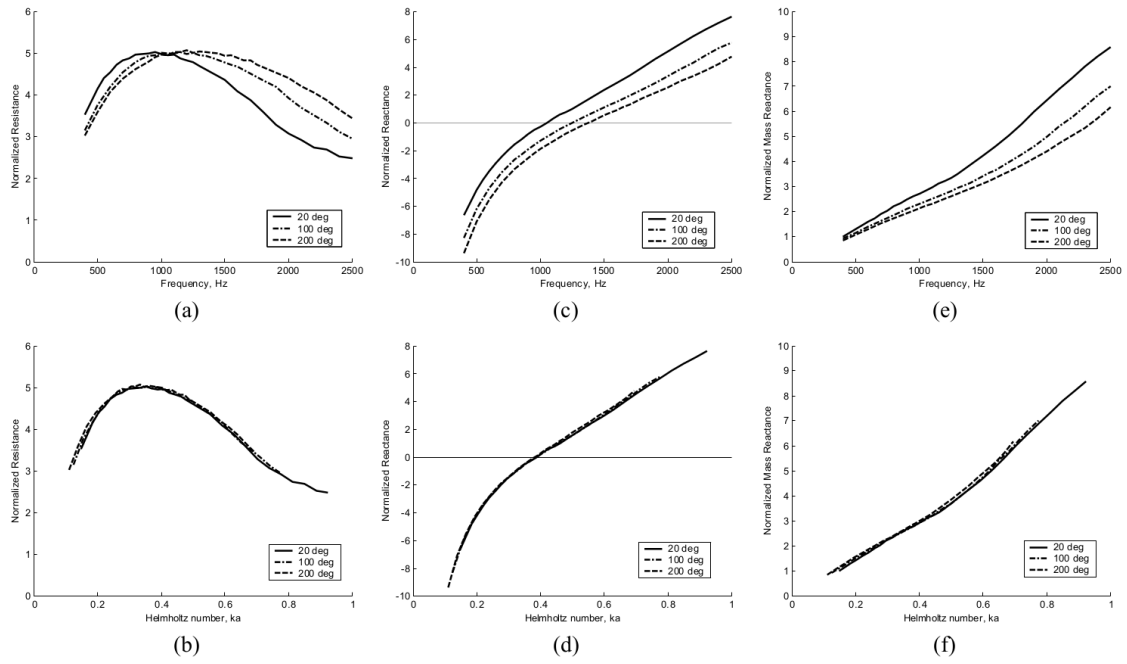


FIGURE 1.16. – Résistance, réactance et réactance de masse pour un SPL de 145 dB [33]

La figure 1.17 montre une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques (obtenus via les équations 1.38a et 1.38b tout en prenant en compte les variations en fonction de la température). Le modèle semble prédire correctement le comportement de l'impédance, cependant la résistance est surestimée à hautes températures. L'auteur explique cet écart par l'existence possible d'effets thermiques négligés dans le modèle mais qui ont un effet non négligeable.

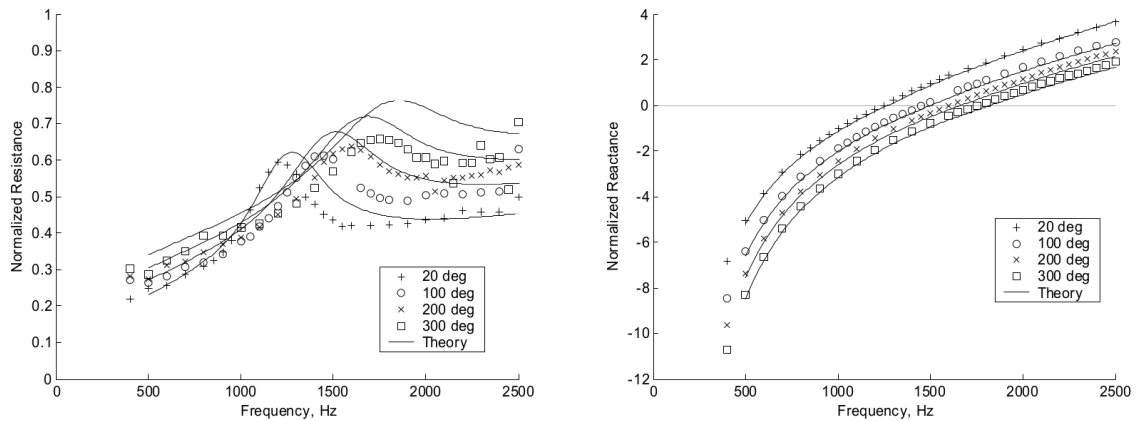


FIGURE 1.17. – Comparaison entre le modèle théorique et les mesures pour un des échantillons (SPL = 120 dB) [33]

Avec écoulement rasant

L'étude de Elnady a été continuée par Bodén & Kabral [10, 66], sur des cas en écoulement et avec des hautes températures (proches de 500 °C). Les échantillons étaient soit de type perforé classique, soit remplis de mousse métallique (liner poreux).

La figure 1.18 présente les résultats de TL (Transmission Loss) obtenus sur ces deux types de liner dans les cas à haute température et avec un écoulement à $M = 0.045$ environ. Les valeurs sont tracées en fonction du nombre de Helmholtz, ce qui rend invisible tout effet de fréquence.

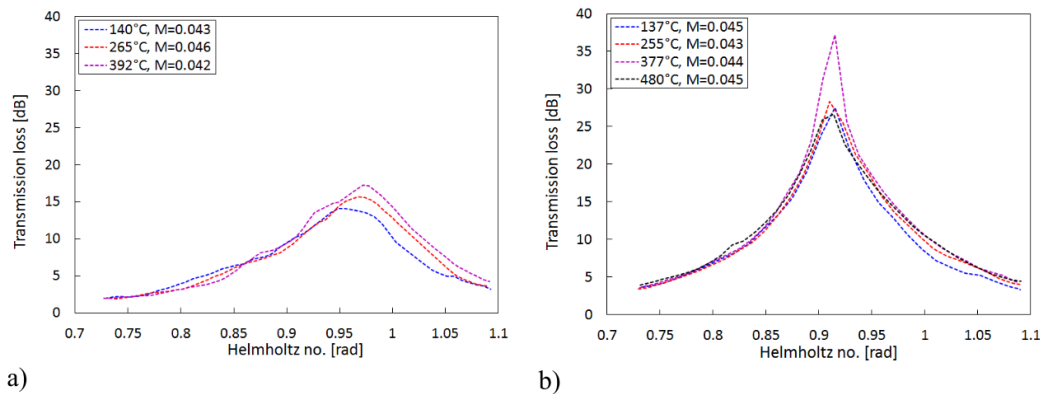


FIGURE 1.18. – Résultats de transmission loss sur des cas à hautes températures. a) Liner classique, b) Liner rempli de mousse. Reproduit de [66]

Étude avec un écoulement chauffé

Afin de pouvoir effectuer des études en écoulement chauffé, Rademaker *et al.* [105] ont développé un banc d'essais adapté au NLR. Grâce à ce banc, ils ont pu faire des essais jusqu'à $M=0.35$ et à une température de 500 °C, sur plusieurs types de liners. La mesure d'impédance est faite par une méthode in-situ utilisant entre 3 et 5 microphones (un au niveau de la paroi perforée et deux à quatre au fond du liner selon les cas). Trois types de liner ont été testés : des échantillons perforés classiques, des échantillons avec un wiremesh supplémentaire (désignés comme "linéaires" dans leur étude), et des liners remplis de matériaux poreux pour lesquels une mesure à vide et deux mesures avec un remplissage différent sont nécessaires pour caractériser tous les paramètres.

En ce qui concerne les liners classiques à perforations, les conclusions obtenues sont proches de celles d'Elnady : la résistance dépend fortement du nombre de Mach mais l'effet thermique est peu visible. Pour les liners à wiremesh, ils constatent que si la résistance dépend effectivement peu du niveau acoustique et de la vitesse d'écoulement, elle est en revanche dépendante de la température, par opposition aux perforés classiques. Pour le cas des liners remplis avec des matériaux poreux, les paramètres sont plus nombreux et la température les influence significativement. Une étude similaire effectuée sur le banc B2A à l'ONERA par Lavielle [75], avec un écoulement chauffé jusqu'à 300 °C, a abouti aux mêmes conclusions sur des liners classiques et sur des poreux à réaction non localisée.

Étude sous gradient thermique et en écoulement rasant

Dans le cadre du projet NACOR, l'ONERA a conduit une étude sur des liners soumis à un gradient thermique entre leurs parois inférieure et supérieure [87]. La paroi perforée du liner est maintenue plus froide que la paroi rigide du fond, le gradient thermique à l'intérieur de la cavité est donc inversé par rapport aux mesures d'Elnady [33].

Les mesures ont été faites à la fois en tube à impédance et dans le banc B2A de l'ONERA pour les cas avec écoulement. De même que dans les études précédentes, les niveaux d'excitation acoustiques ont été choisis de façon à couvrir les domaines linéaires et non-linéaires de l'acoustique.

Les résultats confirment que la résistance est peu influencée par la température. L'effet thermique est visible principalement sur la réactance, avec un décalage de la fréquence d'anti-résonance vers les hautes fréquences lorsque la température augmente (figure 1.19). Un modèle tenant compte de ces effets a été proposé.

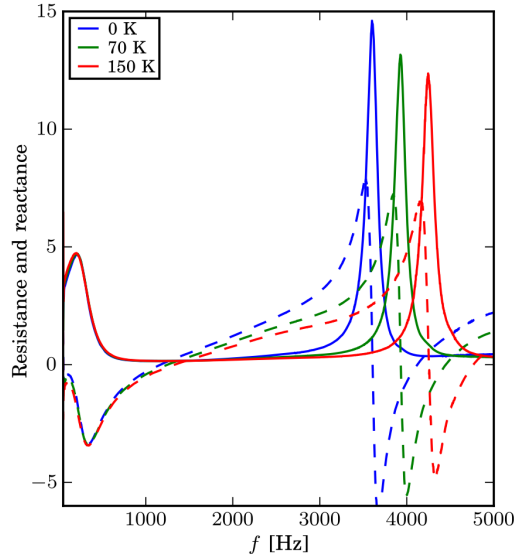


FIGURE 1.19. – Effet du gradient thermique sur l'impédance : résistance r (lignes continues) et réactance χ (lignes pointillées). Excitation acoustique multisinus, OASPL = 116 dB. [87]

Bilan

Les différentes études présentées dans ce chapitre ont permis d'établir que pour un liner perforé classique, seule la réactance est influencée de façon significative par les conditions thermiques ; la résistance varie peu en raison de l'importance de l'effet turbulent par rapport à l'effet thermique. En ce qui concerne la modélisation théorique, les modèles existants [33] semblent en accord avec les mesures expérimentales à condition de modifier correctement les propriétés physiques de l'air pour tenir compte de la variation de température.

L'étude de Méry *et al.* [87] a mis en évidence expérimentalement l'existence d'un couplage entre les effets acoustiques et thermiques : pour un fort niveau SPL, le champ de température dans les cavités est modifié par rapport au cas sans excitation. Les simulations numériques de Duchaine [28], Esnault *et al.* [34] et les mesures réalisées par Giachetti *et al.* [40] ont montré que cet effet est dû à une modification des mécanismes de transfert thermique dans la couche limite au-dessus de la paroi perforée.

La problématique est de déterminer et caractériser précisément les effets d'un écoulement et d'un gradient thermique sur l'impédance des liners, mis en évidence par les différentes études déjà réalisées. Cette caractérisation expérimentale passe par une décomposition des différentes contributions (thermique, acoustique et turbulente) sur la résistance de la plaque perforée et la réactance de la cavité, et par l'étude de la dépendance de chacune de ces contributions envers les différents paramètres tels le niveau acoustique, le nombre de Mach et la température du liner.

Méthodes pour la caractérisation thermique de matériaux

Ce chapitre a pour but de présenter les différentes méthodes de mesure de température existantes et les capteurs associés. La première partie s'intéresse aux diverses mesures par contact direct, tandis que la seconde partie présente la thermographie infrarouge, qui est la méthode de mesure à distance retenue dans le cadre de cette thèse.

Sommaire

2.1. Généralités sur la mesure de température	27
2.2. Mesures de température directes par contact	28
2.2.1. Thermocouples	28
2.2.2. Thermomètres à résistance	30
2.2.3. Thermistances	30
2.2.4. Thermométrie fil froid	31
2.3. Une méthode de mesure à distance, non intrusive : la thermographie infrarouge	31
2.3.1. Propriétés thermiques des corps	32
2.3.2. Mesure thermographiques	34

2.1. Généralités sur la mesure de température

La mesure de la température nécessite la transmission d'une partie de l'énergie thermique de l'objet au capteur, qui convertit ensuite cette énergie en un signal électrique. La transmission d'énergie thermique de l'objet vers le capteur est obtenue soit par une simple conduction thermique dans le cas d'un capteur placé directement sur ou à l'intérieur de l'objet (mesure par contact), soit par un transfert radiatif dans le cas d'une mesure à distance.

Dans les deux cas, le capteur est à sa température propre, sa présence perturbe donc la zone de mesure et introduit une incertitude sur la valeur obtenue. Supposons par exemple un capteur de contact, à la température T_{capt} , fixé à un objet à la température T_{obj} , le tout placé dans un environnement à T_0 (voir schéma 2.1). Notons r_1 la résistance thermique entre le capteur et l'objet (liée à la fixation), et r_2 celle entre le capteur et l'environnement (liée à la connectique du capteur). Si les températures de l'environnement et de l'objet sont à l'équilibre, on peut écrire la relation suivante [37] :

$$\frac{T_{obj} - T_{capt}}{r_1} = \frac{T_{obj} - T_0}{r_1 + r_2} \tag{2.1}$$

et ainsi :

$$T_{capt} = T_{obj} - (T_{obj} - T_0) \frac{r_1}{r_2} \tag{2.2}$$

Pour minimiser l'erreur commise, il faut donc que le rapport r_1/r_2 soit proche de 0. Cela revient à avoir un couplage thermique fort entre l'objet et le capteur tout en isolant le plus possible le capteur de l'environnement extérieur. Ainsi, l'incertitude de mesure peut être réduite par l'utilisation de méthodes et de capteurs adaptés à la situation de mesure.

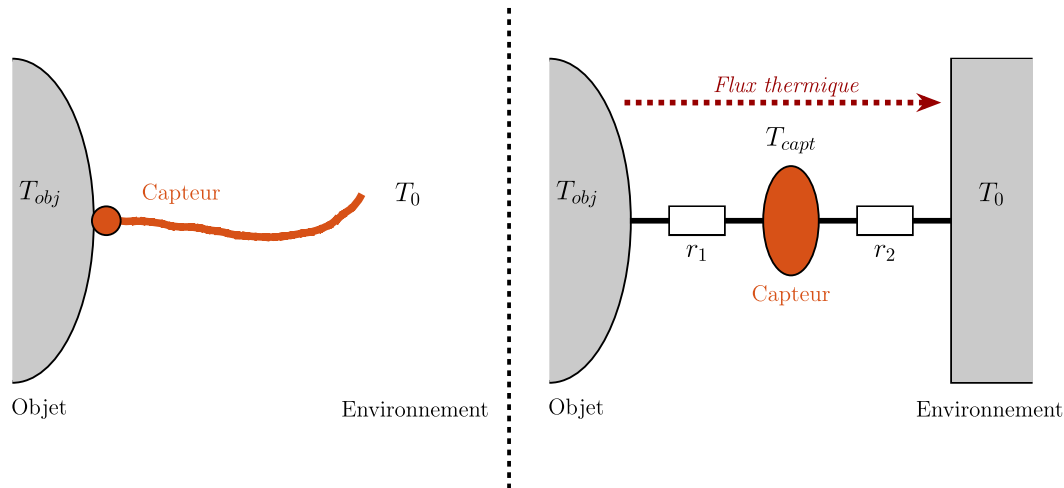


FIGURE 2.1. – Mesure thermique par contact et circuit équivalent

Qu'ils soient par contact ou à distance, les capteurs de température se divisent en deux classes : les capteurs absolus et les capteurs relatifs. Un capteur absolu mesure une température référencée par rapport au zéro absolu (ou à tout autre point de l'échelle de température), tandis qu'un capteur relatif mesure la différence de température entre deux objets dont l'un est considéré comme référence.

2.2. Mesures de température directes par contact

Un capteur de température à contact typique se compose des éléments suivants [37] :

- Un détecteur, fait dans un matériau répondant aux changements de sa propre température. Sa masse et sa chaleur spécifique doivent être le plus faibles possibles, tandis que sa conductivité thermique et sa sensibilité à la température doivent être élevées et prévisibles.
- Une interface entre le détecteur et le circuit électronique externe, de conductivité thermique faible pour limiter les perturbations.
- Une gaine de protection séparant le détecteur de l'environnement, imperméable et de conductivité thermique élevée.

Les principaux types de capteurs adaptés aux mesures de température par contact sont les thermocouples, les thermomètres à résistance et les thermistances.

2.2.1. Thermocouples

Les couples thermoélectriques, ou thermocouples, sont les instruments de mesure de température les plus couramment utilisés. Ils appartiennent à la classe des capteurs relatifs : la tension produite en sortie dépend de la différence de température entre deux jonctions thermoélectriques, indépendamment de la température absolue de chaque jonction. Ainsi, une des jonctions du thermocouple sert de référence lors de la mesure : on la désigne usuellement sous le nom de jonction froide, par opposition à la jonction de mesure appelée jonction chaude.

Principe

Un thermocouple fonctionne grâce à l'effet Seebeck. Cet effet découvert par Thomas Johann Seebeck en 1821 concerne l'apparition d'une force électromotrice dans un circuit ouvert composé de deux conducteurs différents lorsque les jonctions entre les conducteurs sont à des températures différentes (figure 2.2) :

$$\Delta V = S_S(T_c - T_{ref}) \quad (2.3)$$

où S_S est le coefficient de Seebeck.

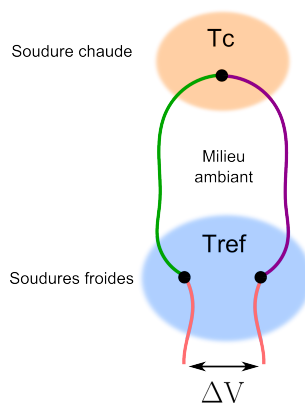


FIGURE 2.2. – Principe de fonctionnement d'un thermocouple

L'utilisation pratique des thermocouples est régie par les lois thermoélectriques suivantes :

- Loi d'homogénéité : l'effet Seebeck ne peut s'établir que dans un circuit composé de deux (ou plus) conducteurs différents.
- Loi des conducteurs intermédiaires et successifs : la somme algébrique des forces électromotrices (FEM) dans un circuit thermoélectrique est nulle si toutes les jonctions sont à la même température. Ainsi, la FEM créée par un couple de conducteurs (B,C) est la somme des FEM créées par B et C par rapport à un conducteur A. De même, un matériau supplémentaire peut être ajouté au circuit sans changer le potentiel mesuré à condition que les deux jonctions ainsi ajoutées soient à la même température.
- Loi des températures intermédiaires : si deux jonctions produisent un potentiel V_1 lorsqu'elles sont aux températures T_1 et T_2 , et V_2 lorsqu'elles sont aux températures T_2 et T_3 , alors le potentiel créé si elles sont à T_1 et T_3 est $V_3 = V_1 + V_2$. Ainsi, un thermocouple peut parfaitement être étalonné sur un intervalle de température donné mais être utilisé ensuite sur d'autres intervalles.

Types de thermocouples

Plusieurs types de thermocouples existent, selon les matériaux utilisés et la gamme de mesure associée. Le tableau 2.1 présente les principaux types de thermocouples et leur gamme de mesure utile.

Type	Conducteur \oplus	Conducteur \ominus	Sensibilité ($\mu\text{V}/^\circ\text{C}$)	Gamme de mesure ($^\circ\text{C}$)
T	Cuivre	Constantan	51	-200 à 370
J	Fer	Constantan	55	-40 à 800
E	Chromel	Constantan	78.5	-270 à 870
K	Chromel	Alumel	41	-270 à 1270
R	Platine-Rhodium 10%	Platine	12.9	-50 à 1600
S	Platine-Rhodium 13%	Platine	11.4	-50 à 1600
B	Platine-Rhodium 30%	Platine-Rhodium 6%	10.6	0 à 1700

TABLE 2.1. – Principaux types de thermocouples

2.2.2. Thermomètres à résistance

Dans les thermomètres à résistance, le détecteur exploite la variation de la résistance d'un métal en fonction de la température. Cette variation étant parfaitement réversible, on peut établir une relation $R = f(T)$ entre la résistance électrique R et la température T et obtenir ainsi T en mesurant R [4].

Théoriquement, tous les métaux peuvent être utilisés pour fabriquer un thermomètre à résistance, en les caractérisant par leur coefficient de température :

$$\alpha_{100} = \frac{R_{100} - R_0}{100 * R_0} \quad (2.4)$$

où R_{100} et R_0 sont les résistances à 100°C et 0°C .

Cependant la plupart des thermomètres à résistance utilisés sont fabriqués à partir de platine, métal durable dont la réponse est prévisible et stable, et qui présente donc le meilleur compromis en terme de sensibilité et stabilité . La valeur typique de α_{100} pour des sondes au platine industrielles est de $3,85 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

La plage d'utilisation courante de sondes au platine s'étend de -200°C à $+600^\circ\text{C}$. La conversion résistance-température s'effectue par les équations de Callendar-van Dusen [4, 29] :

$$R_T = R_0 (1 + AT + BT^2) \quad \text{si } T > 0 \text{ }^\circ\text{C} \quad (2.5)$$

$$R_T = R_0 (1 + AT + BT^2 + C(T - 100)T^3) \quad \text{si } T < 0 \text{ }^\circ\text{C} \quad (2.6)$$

où T est la température en $^\circ\text{C}$.

Les valeurs typiques de A , B et C pour une sonde au platine sont les suivantes :

$$\begin{aligned} A &= 3,908 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1} \\ B &= -5,775 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-2} \\ C &= -4,183 \times 10^{-12} \text{ }^\circ\text{C}^{-4} \end{aligned} \quad (2.7)$$

On distingue différentes sondes platines suivant leur résistance nominale à 0°C (en Ω) : on trouve ainsi des sondes Pt-25, Pt-100 (la plus courante), et Pt-1000. L'intérêt de cette modification de la résistance nominale de référence est de permettre des mesures correctes dans des conditions d'installation variées. Les normes prévoient plusieurs classe de précision pour les sondes Pt, selon l'erreur maximale admise. Les sondes les plus précises sont celles de classe A, avec une tolérance maximale de $\pm 0,15^\circ\text{C}$ à 0°C [4].

2.2.3. Thermistances

Une thermistance est une résistance dont la valeur est dépendante de la température. La variation de la résistance peut avoir lieu de différentes manières : soit la résistance augmente avec la température, soit elle diminue lorsque la température augmente. Dans le premier cas, on parle de thermistance à coefficient de température positif (CTP), dans le second cas de thermistance à coefficient de température négatif (CTN). C'est ce dernier type, plus commun, qui peut être exploité pour des mesures de température. Parmi les trois grands types de capteurs de mesure thermiques, les thermistances sont ceux avec la plus grande sensibilité, à condition que les caractéristiques soient bien connues.

Pour une thermistance à coefficient de température négatif, la relation entre la température T et la résistance R_T peut être décrite par l'équation de Steinhart–Hart [37] :

$$\frac{1}{T} = A + B \ln(R_T) + C(\ln(R_T))^3 \quad (2.8)$$

où A , B et C sont des coefficients propres à chaque composant dont les valeurs sont déterminées à partir des données de mesure du fabricant, en prenant trois points de référence sur la courbe

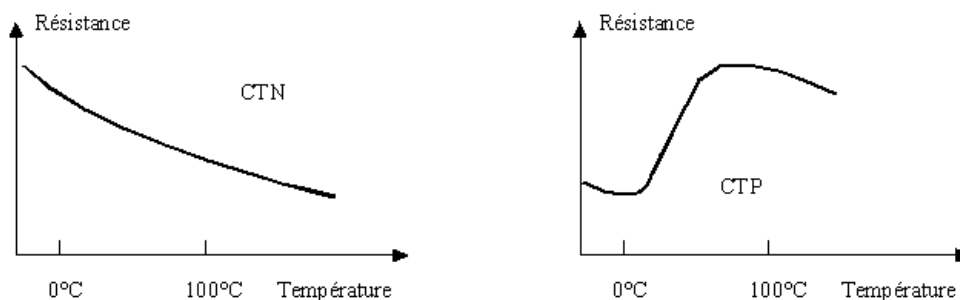


FIGURE 2.3. – Caractéristiques typiques d'une CTP et d'une CTN

caractéristique du capteur. L'utilisation de ce modèle permet une précision à quelques millièmes de degré. Les thermistances peuvent être de taille très faible, ce qui leur permet d'avoir un temps de réponse très réduit par rapport aux thermocouples et aux sondes au platine. Cependant cela les rend aussi plus sensibles aux effets d'auto-échauffement pouvant entraîner des erreurs de mesure importantes.

2.2.4. Thermométrie fil froid

La thermométrie fil froid est basée sur les variations de la résistance d'une sonde introduite dans un écoulement et parcourue par un courant I constant. La relation entre la variation de la résistance R_f et la température T de l'écoulement est donnée par :

$$R_f(T) = R_0 (1 + \alpha_T(T - T_0)) \quad (2.9)$$

où α_T est le coefficient de résistivité thermique et R_0 la résistance de référence à la température T_0 [45].

La tension E aux bornes du fil froid est donc proportionnelle à la température de l'écoulement :

$$E(T) = R_0 (1 + \alpha_T(T - T_0)) I \quad (2.10)$$

Le courant I doit être bien choisi afin d'arriver à un compromis entre la sensibilité (qui s'améliore lorsque I augmente) et l'erreur de mesure (qui augmente avec I en raison de l'effet Joule).

Le dispositif sonde et module d'acquisition doit être étalonné avant la mesure pour connaître la relation entre la tension mesurée aux bornes de la sonde et la température. Cet étalonnage peut par exemple être effectué à l'aide d'une sonde Pt-100.

2.3. Une méthode de mesure à distance, non intrusive : la thermographie infrarouge

Dans les cas où l'objet étudié est placé dans un environnement hostile, dans lequel la mesure par contact serait compliquée voire dangereuse pour l'opérateur, on a recours à des mesures à distance : l'information thermique est transmise par un rayonnement électromagnétique jusqu'au capteur. Il est par exemple possible d'exploiter la luminescence de composés spécifiques appelés luminophores : lorsqu'ils sont excités par un rayonnement externe, ces composés réémettent à des longueurs d'onde spécifiques, variant en fonction de leur température. On peut ainsi déterminer la température de surface d'un objet recouvert d'une fine couche luminescente appelée TSP (Temperature Sensitive Paint) [37, 83] par une simple observation optique, ou même mesurer la température d'un écoulement dans lequel des traceurs luminescents ont été injectés, via des mesures laser [2, 96, 97]. Cette dernière méthode offre simultanément un champ de vitesse et la température de l'écoulement, mais nécessite un montage optique complexe et des traceurs adaptés à la gamme de température mesurée.

Cependant, la méthode de mesure à distance la plus courante est la thermographie infrarouge, qui consiste à déterminer la température d'un corps à partir d'une mesure du rayonnement infrarouge qu'il émet. Le montage expérimental nécessaire est relativement simple à mettre en place mais repose sur une bonne connaissance des phénomènes physiques en jeu et sur des conditions de mesure maîtrisées. Ce paragraphe présente les principes de base et la mise en oeuvre classique de la thermographie.

2.3.1. Propriétés thermiques des corps

Rayonnement électromagnétique

Le spectre électromagnétique est divisé en gammes de longueurs d'onde selon leur énergie. La figure 2.4 donne une représentation de cette division, classée selon la longueur d'onde λ . Le rayonnement thermique correspond approximativement à la gamme située juste au delà du domaine visible, de 800 nm à environ 1 mm. Les longueurs d'onde utilisées en thermographie infrarouge classique sont comprises entre 2 et 14 μm [98].

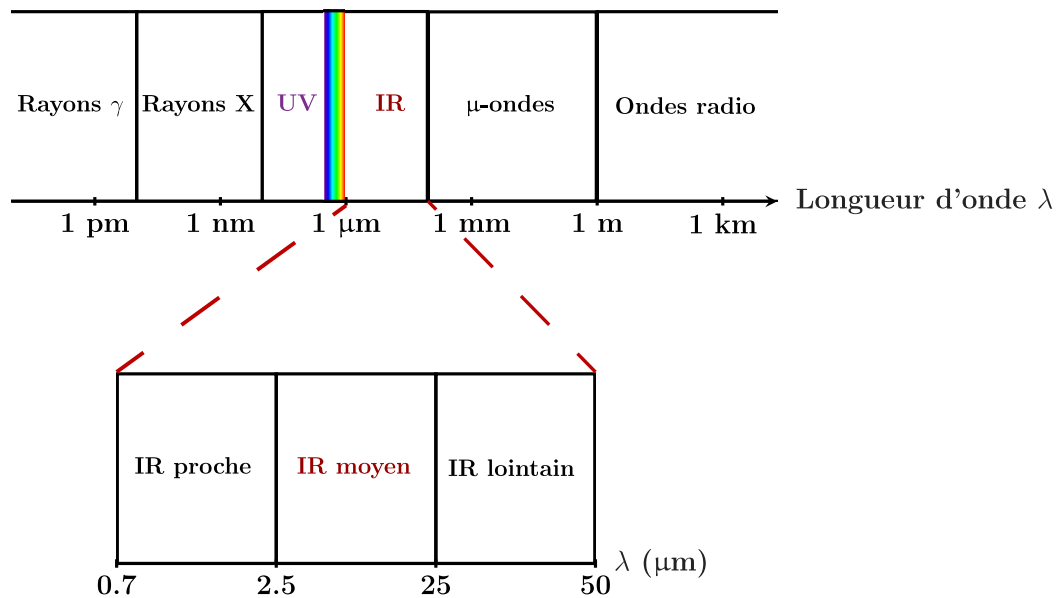


FIGURE 2.4. – Spectre électromagnétique

Corps noir

Un corps noir est un objet idéal capable d'absorber totalement tout rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde. Physiquement, le corps noir est représenté par un volume fermé dont les parois sont en équilibre thermique avec l'environnement : l'énergie incidente est transformée en agitation thermique, transformée à son tour en rayonnement. Ainsi, le spectre électromagnétique émis par un corps noir ne dépend que de sa température : le corps noir constitue la référence en thermographie.

La distribution de luminance du rayonnement électromagnétique du corps noir en fonction de la température est donnée par la loi de Planck :

$$L_\lambda = \frac{2hc_\lambda^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc_\lambda}{k_B\lambda T}\right) - 1} \quad (2.11)$$

avec $c_\lambda = \frac{c}{n_\lambda}$ où n_λ est l'indice du milieu pour la longueur d'onde λ et c la vitesse de la lumière.

La figure 2.5 illustre la loi de Planck pour un corps noir, sur le domaine de l'infrarouge. On constate que toutes les courbes passent par un maximum dont la longueur d'onde correspondante diminue lorsque la température augmente. Ce comportement se traduit par la loi de Wien :

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{4.9651k_B T} \quad (2.12)$$

où k_B est la constante de Boltzmann.

De plus, pour une longueur d'onde donnée, la luminance augmente avec la température. La loi de Stefan-Boltzmann permet alors de relier ces deux grandeurs :

$$L = \frac{\sigma_0}{\pi} T^4, \quad (2.13a) \quad \sigma_0 = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2} \quad (2.13b)$$

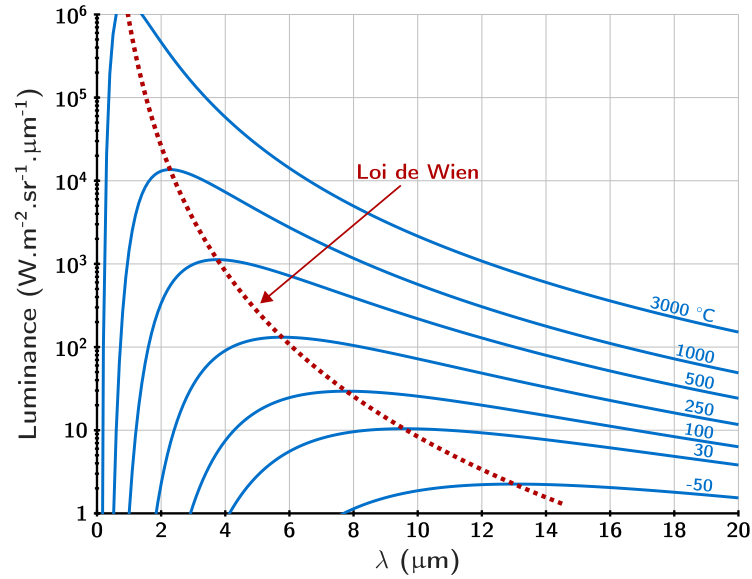


FIGURE 2.5. – Luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde

Flux

Lorsqu'un corps réel placé dans le vide reçoit un flux de rayonnement Φ , une partie Φ_r est réfléchi, une partie Φ_a est absorbée par le corps et une dernière partie Φ_t est finalement transmise à travers le corps (voir figure 2.6).

La loi de conservation de l'énergie implique :

$$\Phi = \Phi_a + \Phi_r + \Phi_t, \quad (2.14)$$

avec :

$$\Phi_a(\lambda) = \alpha(\lambda)\Phi(\lambda) \quad (2.15a)$$

$$\Phi_t(\lambda) = \tau(\lambda)\Phi(\lambda) \quad (2.15b)$$

$$\Phi_r(\lambda) = \rho(\lambda)\Phi(\lambda) \quad (2.15c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda : \text{longueur d'onde du rayonnement incident} \\ \tau : \text{transmittivité du corps} \\ \rho : \text{réflectivité du corps} \\ \alpha : \text{absorptivité du corps} \end{array} \right.$$

L'absorption d'une partie du flux incident par le corps cause son échauffement ; il émet alors un flux Φ_e fonction de sa température. À l'équilibre (c'est-à-dire lorsque la température du corps est stable), les flux Φ_a et Φ_e sont égaux, on a alors :

$$\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) \quad (2.16)$$

où $\varepsilon(\lambda)$ est l'émissivité du corps, calculée par le rapport entre le flux émis par le corps réel et le flux émis par un corps noir à la même température :

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\Phi_e(\lambda)}{\Phi_e^{CN}(\lambda)} \quad (2.17)$$

Cette égalité des flux absorbés et émis reste en fait valable hors de l'équilibre thermodynamique [98]. La loi d'équilibre 2.14 peut ainsi s'écrire pour les corps réels :

$$\varepsilon(\lambda) + \tau(\lambda) + \rho(\lambda) = 1 \quad (2.18)$$

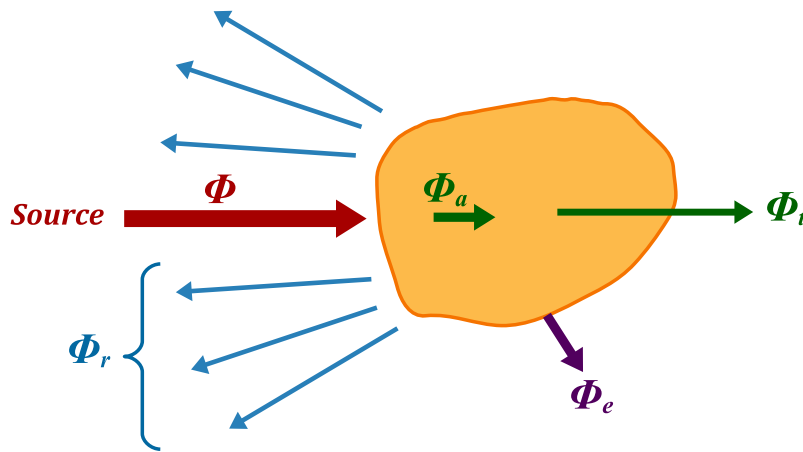


FIGURE 2.6. – Bilan des flux à l'équilibre

2.3.2. Mesure thermographiques

Principe

Le flux mesuré, issu de l'objet observé, est la somme du flux émis par l'objet et d'un flux réfléchi dû à l'environnement. L'atmosphère autour de l'objet influe ainsi sur les mesures, sa température doit être prise en compte. De même, tout corps chaud à proximité agit comme une source de rayonnement qui peut perturber la mesure. L'absorption atmosphérique est aussi un facteur important à prendre en compte, certaines raies d'absorption spécifiques étant situées dans le domaine d'intérêt des mesures (notés OC pour Ondes courtes et OL pour ondes longues sur la figure 2.8a). Cependant, pour une distance inférieure à 1 m, la transmission atmosphérique moyenne est proche de 1 dans les deux domaines de mesure (figure 2.8b), les mesures sont donc faisables sans adaptation dans des situations où la distance objet-capteur est de cet ordre de grandeur. Pour des distances plus grandes, la valeur de la transmission atmosphérique doit être prise en compte dans la mesure [99].

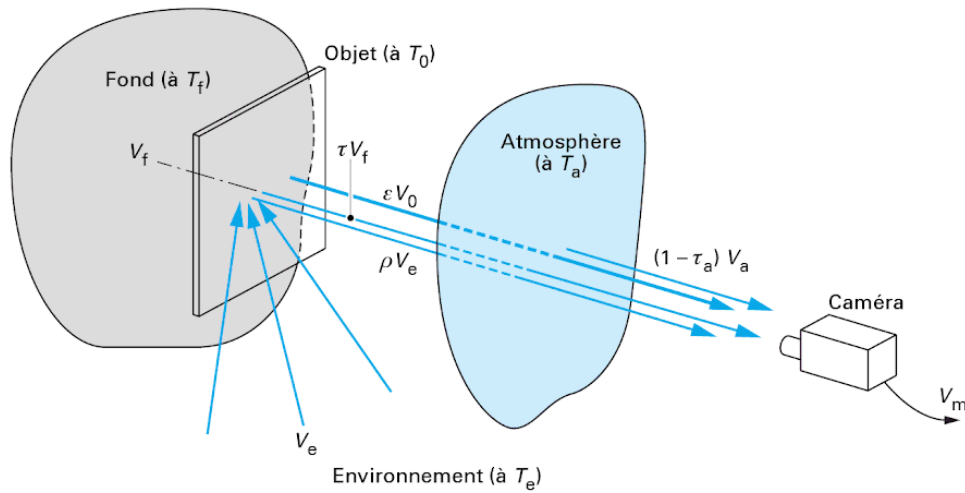
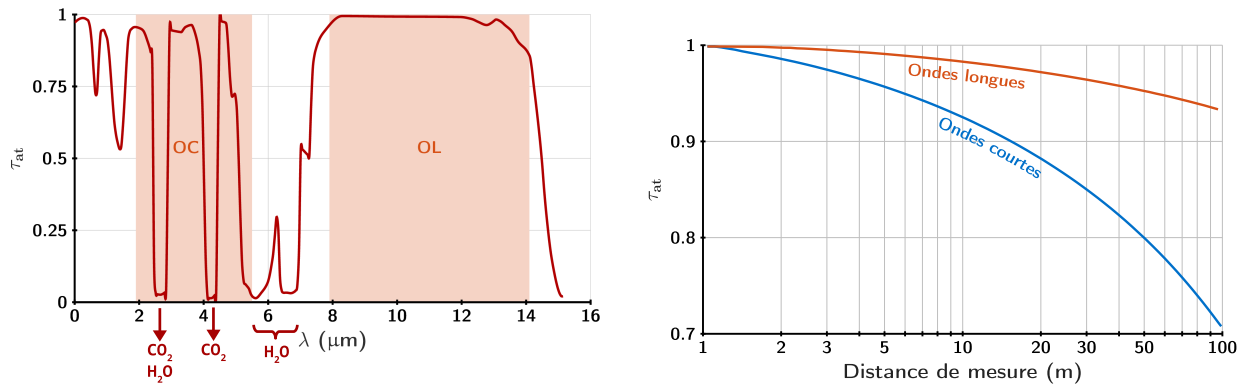


FIGURE 2.7. – Principe de la mesure [99]



(a) Exemple de facteur de transmission spectral à 30 m et bandes usuelles des caméras thermiques OC et OL.

(b) Facteur moyen de transmission en fonction de la distance de mesure.

FIGURE 2.8. – Transmission atmosphérique, données reproduites de [99].

Influence des conditions extérieures

Dans la plupart des cas de mesures dans un écoulement, la mesure se fait à travers un hublot situé dans la paroi de la veine d'essai : la transmission du hublot doit être maximale afin de ne pas perdre de signal utile. Ces hublots sont fabriqués dans des matériaux transparents au rayonnement infrarouge (germanium-silicium, sélénium de zinc (ZnSe), saphir...) et possèdent un traitement de surface adapté pour minimiser les réflexions aux interfaces et transmettre la quasi-totalité du rayonnement infrarouge incident sur les plages de mesures désirées. [38].

Le détecteur utilisé est une caméra infrarouge, qui est capable de fournir un signal électrique proportionnel à la quantité d'énergie reçue dans une bande spectrale spécifique. La caméra fournit donc des niveaux numériques (que l'on note DL) pour chaque pixel, dont la valeur est directement proportionnelle à l'énergie captée sur ce pixel. La relation de proportionnalité est établie par étalonnage sur un corps noir chauffé aux températures désirées, en relevant pour chaque température la valeur du signal délivré par la caméra (figure 2.9).

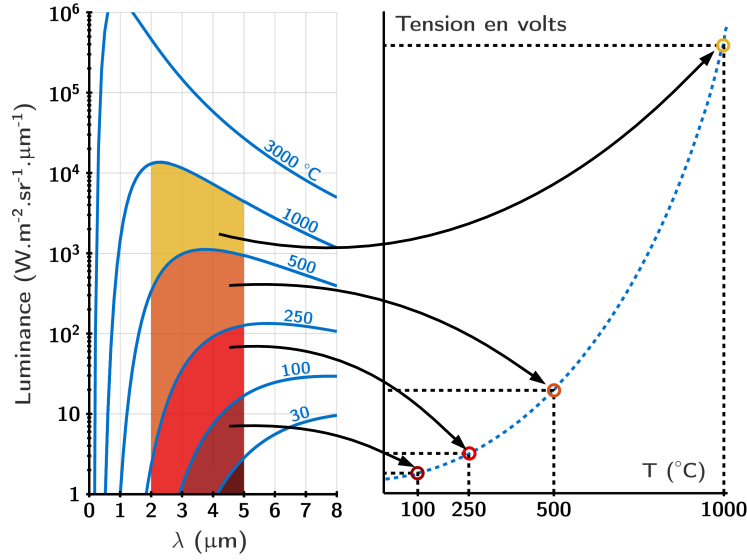


FIGURE 2.9. – Étalonage interne de la caméra. Données reproduites de [99].

Diverses températures doivent être prises en compte lors d'une mesure par thermographie infrarouge, en raison de leur influence possible sur la fiabilité de la mesure [98]. Ces différentes températures sont représentées dans un cas générique, sur la figure 2.10 :

- La *température vraie* est celle de l'objet, que l'on cherche à déterminer. La *température calculée* est celle indiquée par la caméra, en tenant compte de l'étalonnage et des diverses influences externes. On l'espère aussi proche que possible de la température vraie.
- La *température d'environnement* est la température uniforme de l'environnement visible par l'objet : strictement, elle doit être uniforme dans tout le demi-espace vu par la caméra, elle permet de déterminer la luminance du corps noir équivalent à la scène thermique.
- La *température d'atmosphère* est celle du gaz entre l'objet et la caméra, elle est habituellement sans influence sur des courtes distances.
- La *température ambiante* est celle autour de la caméra : dans le cas habituel où la caméra est correctement compensée en dérive, cette grandeur n'a aucune influence.
- La *température de fond* intervient uniquement dans le cas où les dimensions de l'objet sont inférieures au pouvoir de résolution de la caméra, elle n'est donc pas prise en compte ici.

La température ambiante de la scène observée n'intervient pas dans la mesure, elle est prise en compte uniquement dans la démarche de post-traitement.

Équation radiométrique

La mesure sur un corps noir, à courte distance, est identique à la situation d'étalonnage : la caméra mesure $V_m = V_0 = V(T_0)$ où $V(T)$ est la fonction d'étalonnage, on en déduit alors T_0 la température de l'objet. Dans le cas d'un corps gris d'émissivité ε_0 , la température apparente est inférieure à la température calculée si l'objet est plus chaud que son environnement. Si l'environnement est à très basse température, on se ramène à la situation d'étalonnage : $V_m = \varepsilon_0 V_0$. La linéarité de la caméra est une hypothèse essentielle pour pouvoir appliquer la proportionnalité des flux.

Dans le cas général d'un environnement à T_e et pour un corps gris d'émissivité ε_{obj} à la température T_{obj} observé à courte distance, on a [98] :

$$V_m = \varepsilon_{obj} V_{obj} + (1 - \varepsilon_{obj}) V_e \quad (2.19)$$

Si la mesure est faite à travers un hublot, sa transmission et sa température s'ajoutent dans l'équation :

$$V_m = \tau_{hublot} (\varepsilon_{obj} V_{obj} + (1 - \varepsilon_{obj}) V_e) + (1 - \tau_{hublot}) V_{hublot} \quad (2.20)$$

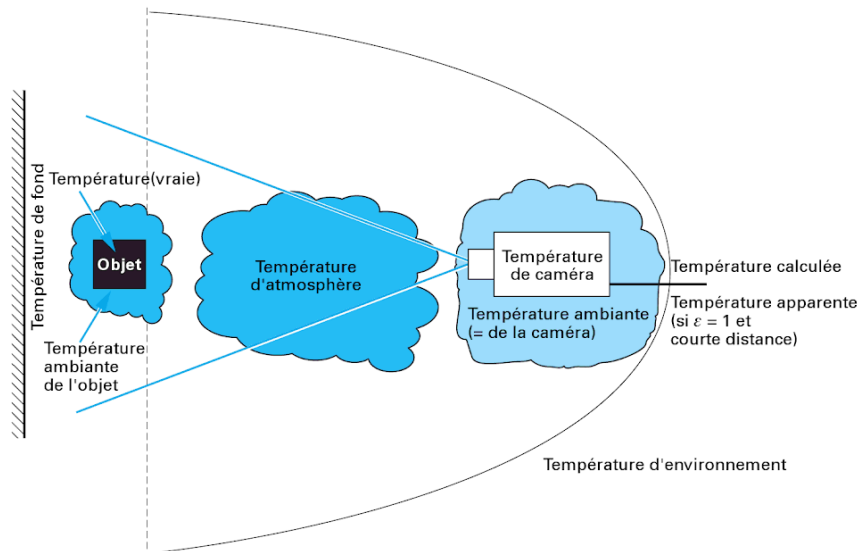


FIGURE 2.10. – Grandeurs d'influence de la mesure par thermographie

Dans tous les cas, l'émissivité de l'objet observé doit être connue. Pour s'en assurer, on recouvre les zones d'intérêt avec une peinture adaptée, d'émissivité connue et élevée [38, 106]. La couche de peinture rajoutée a un léger effet isolant mais ne perturbe pas la mesure tant que la couche est fine et homogène [78].

La mesure par thermographie infrarouge est ainsi une méthode assez complexe mais avec peu de limitations. Elle peut notamment permettre des mesures en écoulement pour visualiser la transition des couches limites et pour la mesure des flux thermiques, ou encore être utilisée pour du contrôle non destructif.

Bilan

Les différentes méthodes exposées dans ce chapitre montrent que mesurer la température peut se révéler complexe en fonction des conditions expérimentales. En effet, que la mesure soit effectuée par contact ou à distance, sa fiabilité dépend fortement des phénomènes thermiques en jeu, qui doivent donc être connus et maîtrisés du mieux possible. Dans le cadre de cette thèse, les mesures par thermocouples pour les cas où le contact est nécessaire seront privilégiées. Ce choix s'explique par la simplicité de mise en oeuvre et d'utilisation de ces capteurs. Pour les mesures à distance, on choisit la thermographie infrarouge : en effet, la technique est utilisée depuis plusieurs années au DMPE, ainsi le matériel nécessaire et le processus de post-traitement sont déjà maîtrisés.

Deuxième partie

Montage et méthodes expérimentales

Mise en place du montage expérimental

La problématique est de caractériser l'impédance de liners, sous écoulement et dans des conditions de température variées, tout en contrôlant le plus précisément possible les aspects thermiques. En effet, le but est d'étudier les phénomènes thermiques et acoustiques en contrôlant les conditions pour avoir des mesures parfaitement reproductibles.

Pour cela, des moyens expérimentaux nouveaux doivent être mis en oeuvre. En effet, le moyen existant permet de réaliser aisément des mesures acoustiques visant à identifier l'impédance des échantillons mais n'est pas adapté pour des mesures thermiques. Un nouveau montage reposant sur une veine d'essais spécialement étudiée pour obtenir un gradient thermique stable au sein du liner a été réalisé et une instrumentation thermique a été implémentée en sus des moyens acoustiques.

Sommaire

3.1. Moyens expérimentaux existants	41
3.1.1. Le banc B2A	41
3.1.2. Méthodes de mesures acoustiques	42
3.1.3. Définition des échantillons	44
3.2. Mise en place du montage pour obtenir un gradient thermique	46
3.2.1. Configuration d'essai souhaitée	46
3.2.2. Nouvelle veine	46
3.2.3. Création et contrôle du gradient thermique	48
3.2.4. Instrumentation et étalonnage	51
3.3. Validation du montage	56
3.3.1. Relevés par thermocouples de la reproductibilité et de la stabilité du montage	56
3.3.2. Thermographie IR sur une paroi plane	58

3.1. Moyens expérimentaux existants

Le développement des nouveaux moyens expérimentaux s'appuie sur les moyens et méthodes utilisés au sein de l'ONERA. Ce paragraphe présente rapidement le banc existant ainsi que les diverses méthodes de mesure associées qui seront réutilisées au cours de la thèse.

3.1.1. Le banc B2A

Le banc aéro-acoustique (B2A) est un banc adapté à des mesures acoustiques en présence d'écoulement, développé à l'ONERA depuis 2004. Il permet de soumettre les échantillons à un écoulement allant jusqu'à un Mach débitant de 0.5 et à une température de 300°C. La conduite est longue de 4 m au total et est de section carrée, de côté $a = 50$ mm. Elle se termine par un pavillon exponentiel donnant dans une chambre assourdie, assurant une terminaison quasi-anéchoïque (le coefficient de réflexion est inférieur à 0.2 à partir de 500 Hz). Deux hauts-parleurs, placés en biais par rapport à l'axe de l'écoulement, permettent une excitation acoustique sur une gamme de

300 Hz à 3 kHz environ (cette limite supérieure correspond à la fréquence de coupure du tube sans écoulement).

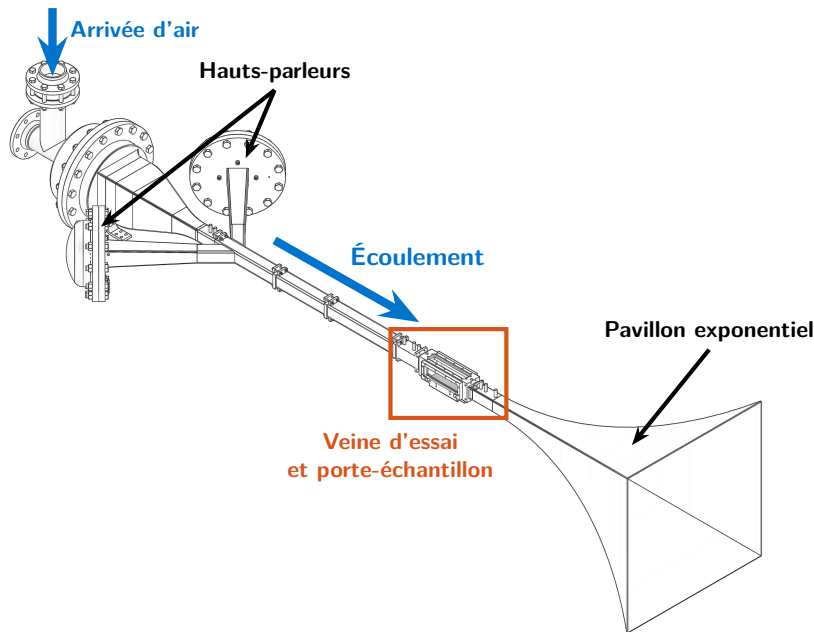


FIGURE 3.1. – Schéma du banc B2A

La cellule d'essai mesure 200 mm de long et est équipée de deux hublots de silice permettant l'accès optique latéral pour les mesures. Les échantillons sont limités à 150 mm de longueur et sont situés en paroi inférieure du conduit, occupant toute la largeur.

Le débit de l'écoulement et sa température sont régulés en amont du banc. L'écoulement est piloté en débit massique q_m par une vanne équipée d'un débitmètre Rosemount 485 Annubar. L'incertitude sur le débit est de l'ordre de 1 g/s. Le nombre de Mach débitant M_b est déduit en fonction de la valeur de q_m , de la section du conduit, de la pression statique ambiante et de la température de l'écoulement :

$$q_m = \rho_0 c M_b S \quad (3.1)$$

avec ρ_0 la masse volumique déduite à partir de la température de l'écoulement et de la pression statique, c la vitesse du son, et $S = a^2$ la surface de la section du conduit.

3.1.2. Méthodes de mesures acoustiques

Le banc est équipé d'un montage adapté à la LDV [76, 80, 90], et possède des prises pour microphones en paroi supérieure de la veine d'essai (au-dessus du liner). Trois prises sont situées en amont du liner, et 3 autres sont situées de façon symétrique en aval du liner. Les 10 prises restantes sont aménagées dans un capot amovible placé dans la paroi supérieure de la veine. Ce capot peut être remplacé par un capot avec 10 prises de mesure de pression statique seule, pour des mesures de perte de charge.

Excitation acoustique incidente

Dans le cadre de notre étude, deux types d'excitations acoustiques distincts sont utilisés. La première est composée de 12 signaux sinusoïdaux simultanés, à des fréquences réparties dans la bande utile du banc (soit entre 500 et 3000 Hz) et choisies en fonction de l'étude souhaitée et de l'échantillon concerné. La deuxième est composée d'un unique sinus, dont la fréquence est sélectionnée parmi les 12 du premier signal. Chacune des excitations acoustiques a une fonction bien particulière, qui sera détaillée aux chapitres 5 et 6 .

Tri d'onde et perte en transmission

Le tri d'onde est une mesure préliminaire réalisée en amont du liner avec deux micros-sondes GRAS dont le but est de déterminer précisément le niveau SPL incident au-dessus du liner, via la décomposition en champs incidents et réfléchis (voir figure 3.2). Les détails de la méthode sont donnés en annexe B. Une fois cette mesure effectuée, la répétition du processus en aval du liner donne accès directement à la perte en transmission sur le champ incident causée par la présence du liner. La perte en transmission (ou TL, pour Transmission Loss) renseigne sur les bandes de fréquence d'ondes acoustiques absorbées ou non par le liner, donnant ainsi un premier aperçu de son comportement acoustique.

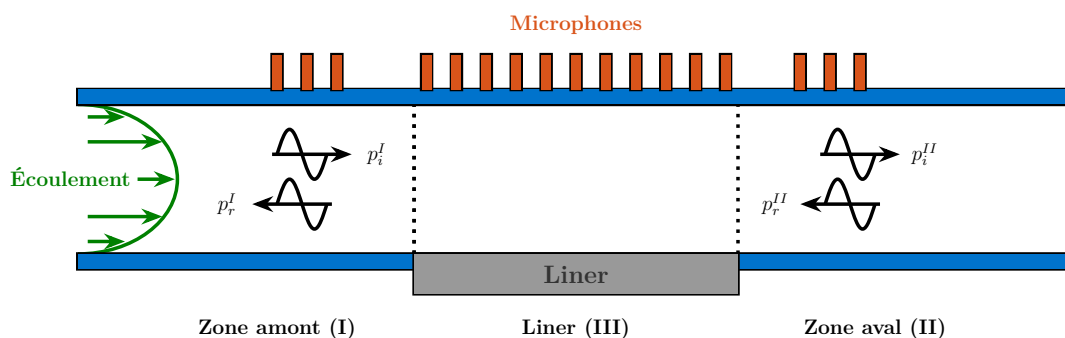


FIGURE 3.2. – Schéma de principe de mesure microphonique au B2A

Mesures microphoniques en paroi opposée

Les mesures microphoniques en paroi opposée servent d'entrée au processus d'éduction d'impédance. Un unique microphone GRAS 40SA est utilisé, il est successivement déplacé sur les 16 positions aménagées dans la paroi supérieure de la veine. Ce microphone est un microphone sonde (diamètre du conduit de la sonde : 3 mm), ce qui permet une mesure affleurante à l'écoulement avec une perturbation minimale. L'éloignement supplémentaire du conduit permis par la sonde évite également de détériorer le mécanisme du microphone lorsque la mesure se fait avec un écoulement chauffé.

Les différents microphones utilisés sont étalonnés quotidiennement. De plus, la sensibilité des microphones est mesurée et consignée dans le cahier de laboratoire au début de chaque journée des campagnes de mesures, pour prendre en compte la dérive au cours de l'acquisition et vérifier qu'elle n'est pas trop importante : on peut ainsi évaluer la santé du moyen d'essai.

Chaîne d'acquisition complète

La génération de l'excitation acoustique est effectuée par un VI Labview où l'amplitude de chaque fréquence peut être choisie séparément, couplé à une carte NI 9263 de génération. Le signal est ensuite amplifié par un amplificateur externe avant d'être transmis aux hauts-parleurs. Les deux voltmètres ajoutés par dédoublement en sortie d'amplificateur permettent de visualiser l'amplitude du signal envoyé. Cette amplitude est relevée et consignée pour chaque cas, afin de permettre de retrouver les mêmes conditions acoustiques.

L'acquisition des mesures microphoniques, quelle que soit la mesure, est faite via une carte NI 9234 qui acquiert chaque microphone sur des voies séparées. Les deux cartes sont reliées au PC d'acquisition via un châssis DAQ, et différents programmes réalisés sous Labview permettent d'acquérir et de traiter leurs signaux (réponse en fréquence, amplitude, phase, FFT, cohérence...). Lors des mesures en paroi opposée au liner, la sortie de la carte de génération acoustique est dédoublée pour être acquise et servir de référence de phase, dans un but de rejet de la turbulence [90]. Dans ce cas, le microphone 2 utilisé pour le tri d'ondes et le TL est déconnecté de la chaîne. La figure 3.3 reprend les différents éléments de la chaîne. Les numéros des microphones et des hauts-parleurs correspondent aux numéros des voies d'entrée/sortie correspondantes.

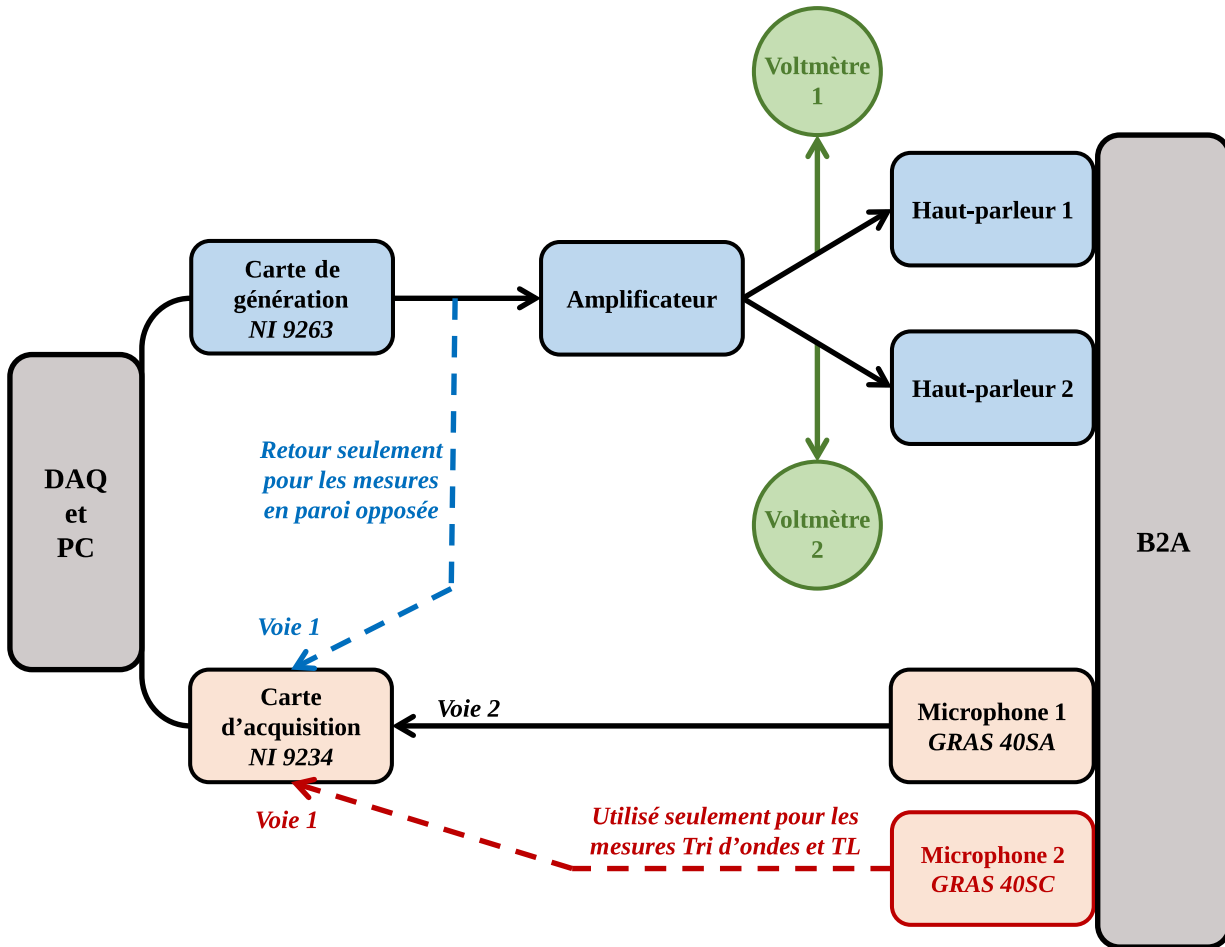


FIGURE 3.3. – Représentation de la chaîne de mesure acoustique. En bleu, élément pour l'acquisition ; en vert, éléments de visualisation supplémentaires. Les pointillés représentent les connexions variables selon le type de mesure effectué.

3.1.3. Définition des échantillons

Les liners utilisés dans l'ensemble de l'étude sont tous de type SDOF. Afin de caractériser le plus largement possible les effets combinés des conditions aérodynamiques, acoustiques et thermiques, cinq échantillons ont été sélectionnés. Ces cinq échantillons peuvent être divisés en deux groupes distincts dont les principales caractéristiques utiles pour la suite de l'étude sont présentées ci-dessous. Une description de chaque échantillon est proposée en annexe A.

Échantillons classiques pour l'étude des effets acoustiques

Le premier groupe, présenté dans le tableau 3.1, est constitué de deux échantillons dont la géométrie et le comportement vis-à-vis du SPL sont très différents. Ainsi, ces deux échantillons vont servir à l'étude des effets de non-linéarité acoustique en écoulement à température ambiante. Cette étude est détaillée au chapitre suivant.

Liner	IFAR-1	SMART-1
Épaisseur de la plaque perforée δ , mm (δ)	0.86	0.8
Diamètre des perforations ϕ , mm	1.04	0.3
Porosité (POA)	11 %	5 %
Côté des cavités internes, mm	10.16	9.5
Épaisseur des parois internes, mm	3.3	0.1
Hauteur interne L_c , mm	50	20

TABLE 3.1. – Caractéristiques des échantillons utilisés dans l'étude sur la non-linéarité acoustique

Échantillons spécifiques pour l'étude sous gradient thermique

L'autre groupe d'échantillons est présenté dans le tableau 3.2. Il se compose de trois échantillons et d'un bloc en aluminium servant de paroi plane. Ces liners sont utilisés pour l'étude en présence de gradient thermique. Ils sont spécifiquement conçus en impression 3D métallique de façon à résister à une montée en température, contrairement aux échantillons du premier groupe, et les propriétés thermiques des métaux utilisés sont connues [87]. Parmi ces échantillons, deux sont des liners SDOF classiques de caractéristiques géométriques identiques à l'exception de l'épaisseur de leur plaque perforée (δ). Le troisième, appelé LEONAR-2, est un échantillon de type LEONAR [117], mais basé sur la géométrie de l'échantillon SDOF-2. Ces différences géométriques entraînent des variations dans le comportement acoustique des échantillons. En effet, l'échantillon SDOF-1 a un comportement plutôt non-linéaire vis-à-vis du SPL incident, alors que l'épaisseur plus importante de la plaque perforée de l'échantillon SDOF-2 réduit fortement cette non-linéarité (les diamètres de perforations restant identiques). L'échantillon LEONAR-2 doit avoir un comportement acoustique similaire à l'échantillon SDOF-2, et présente l'avantage d'être moins encombrant pour des capacités acoustiques égales. De plus, sa géométrie interne est plus complexe que celle des deux autres liners puisque des tubes prolongent les perforations, ce qui devrait modifier les effets de couplage thermo-acoustique.

La paroi plane est incluse dans ce groupe d'échantillons bien qu'elle ne soit pas un liner acoustique. Il s'agit d'un bloc d'aluminium plein, de dimensions égales aux dimensions externes des échantillons SDOF-1 et SDOF-2. Elle va être utilisée comme paroi plane de conductivité thermique élevée et connue afin de valider la stabilité thermique du montage et la fiabilité des mesures, ainsi que caractériser les échanges thermiques dans le B2A. En effet les corrélations et études existantes entre écoulement et coefficient de convection thermique h prennent en compte un conduit où toutes les parois sont à une température différente de l'écoulement, et non une unique paroi comme dans notre cas.

Liner	SDOF-1	SDOF-2	LEONAR-2	Paroi plane
Diamètre des perforations ϕ , mm	1.5			-
Épaisseur de la plaque perforée δ , mm	1	8	1+7	-
Côté des cavités internes, mm	10			-
Épaisseur des parois internes, mm	0.5			-
Porosité (POA)	15%			-
Hauteur interne L_c , mm	48	41	41	-
Hauteur totale L_s , mm	50		45	50

TABLE 3.2. – Caractéristiques des échantillons retenus pour l'étude avec gradient thermique

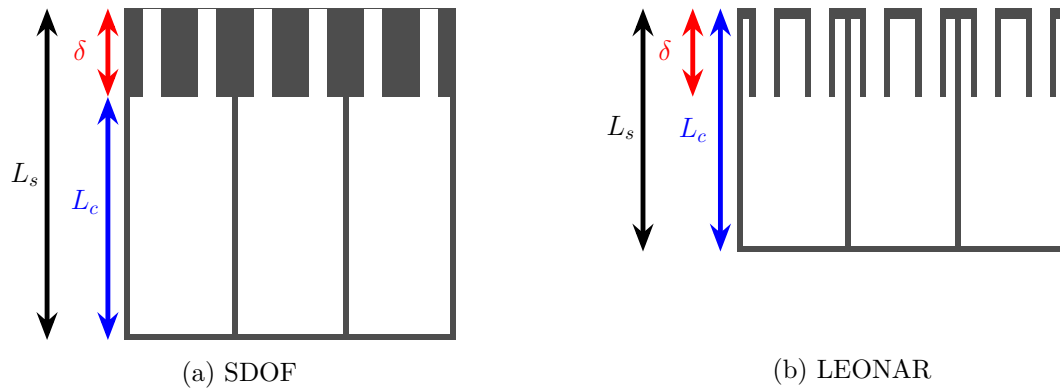


FIGURE 3.4. – Vue en coupe d'échantillons SDOF et LEONAR équivalents

3.2. Mise en place du montage pour obtenir un gradient thermique

3.2.1. Configuration d'essai souhaitée

Afin d'étudier les effets des conditions thermiques sur le comportement des liners acoustiques, on souhaite élaborer un montage permettant d'obtenir un gradient thermique entre les deux faces opposées d'un échantillon de liner placé dans le banc d'essai et soumis à un écoulement rasant. La figure 3.5 montre les deux configurations désirées. Dans le premier cas, l'écoulement est à température ambiante et sert de référence froide, et la face inférieure du liner est chauffée pour obtenir le gradient thermique voulu. Dans la seconde configuration, le sens du gradient thermique est inversé puisque c'est cette fois l'écoulement qui est chauffé, et la face inférieure qui est maintenue à température ambiante pour servir de référence froide. Dans les deux cas, on souhaite atteindre des écarts de température allant de 70 à 150°C.

Ces deux configurations sont possibles à obtenir sur le banc B2A étant donné que la température de l'écoulement peut être réglée. La principale difficulté est de développer un système expérimental qui permettrait de maintenir la face inférieure du liner à une température donnée (chaude ou froide par rapport à l'écoulement) de façon stable. Il faut de plus s'assurer de maîtriser les conditions limites du montage, notamment en termes d'isolation thermique. Les différentes interfaces entre l'échantillon, la veine et l'environnement externe doivent donc être soigneusement étudiées afin d'être pertinentes.

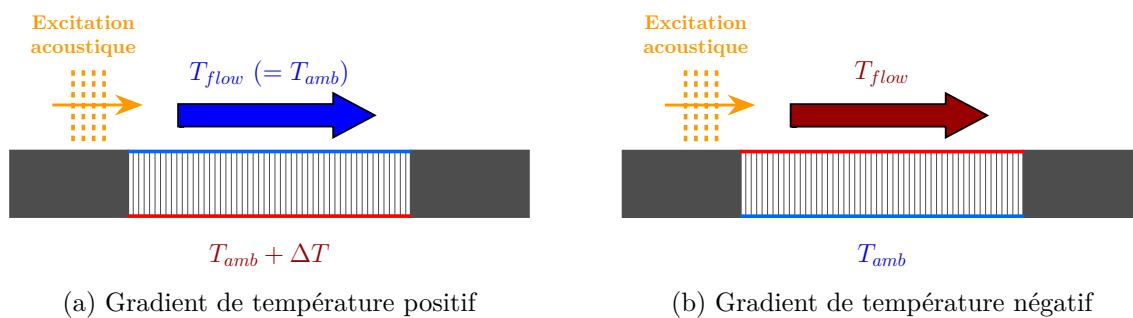


FIGURE 3.5. – Configurations thermiques souhaitées

3.2.2. Nouvelle veine

L'ajout d'une configuration de gradient et la volonté de contrôler précisément ce gradient nécessite de concevoir une nouvelle veine d'essai adaptée. Celle-ci, ainsi que le porte-échantillon associé, doit être capable de supporter le passage d'un écoulement chauffé jusqu'à 180°C en restant étanche et sans subir de dilatation significative.

La nouvelle veine est en inox thermique de façon à résister aux hautes températures. Les hublots en silice sont placés de façon à ce que la face supérieure de l'échantillon soit plus haute que le

bas des hublots lorsque tout est en place : ce décalage qui n'était pas présent sur l'ancienne veine permet d'aller effectuer des mesures optiques plus proches de la paroi.

Le porte-échantillon a été conçu avec deux objectifs : faciliter la manipulation et assurer l'isolation thermique. En effet, pour caractériser le gradient thermique à l'intérieur de l'échantillon, les échanges doivent avoir lieu principalement entre les parois supérieures et inférieures et non au niveau des quatre parois latérales.

Afin de garantir cette isolation, deux plaques en acier recouvertes de plaques de céramique et placées sur toute la longueur de l'échantillon ont été rajoutées. Ces plaques assurent également le maintien de l'échantillon via un système de vis de serrage ; dans l'objectif de faciliter le montage/démontage, elles reposent dans un épaulement et n'ont ainsi pas besoin d'être maintenues en même temps que l'on place l'échantillon. En ce qui concerne les parois avant (amont) et arrière (aval) de l'échantillon de liner, des lames d'air ont été laissées afin d'éviter une conduction thermique solidienne entre l'échantillon et la veine.

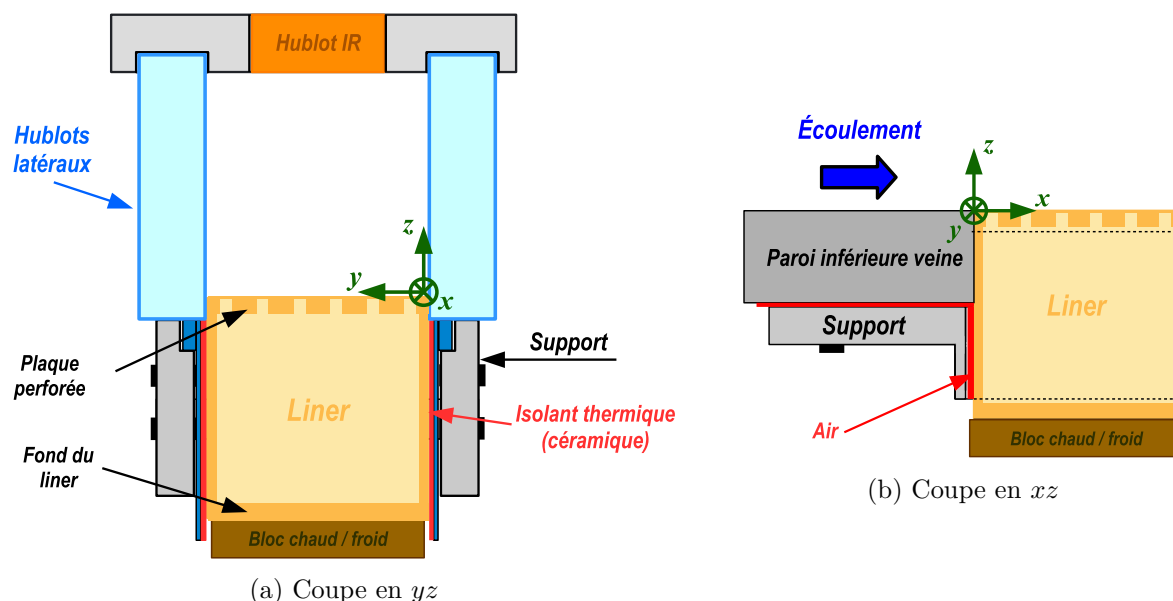


FIGURE 3.6. – Schéma du montage en veine

Une représentation schématique, en coupe, du montage est présentée figure 3.6. L'axe x est choisi comme étant celui de l'écoulement. Les plaques latérales sont représentées en bleu et leur revêtement isolant en rouge. Le système de création du gradient thermique n'a pas été détaillé, seule son emprise est représentée. Les lames d'air amont et aval nécessaires à l'isolation amont et aval sont visibles sur la coupe xz (qui a été tronquée pour ne montrer que la partie amont).

Grâce à ces lames d'air et aux plaques latérales, il n'y a pas de contact direct, c'est-à-dire non isolé thermiquement, entre l'échantillon et son support. Les seuls contacts thermiques directs sont ceux nécessaires à l'étanchéité de la veine : contact hublot/support, hublot/échantillon et échantillon/paroi inférieure de la veine.

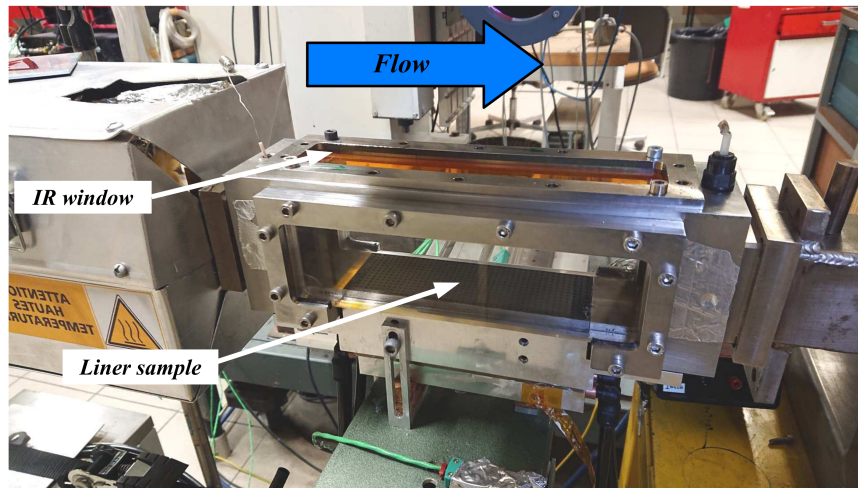


FIGURE 3.7. – Vue de la veine d'essai. Le système monté est le bloc de refroidissement par eau.

3.2.3. Création et contrôle du gradient thermique

Quelle que soit la configuration de gradient souhaitée, la régulation en température de l'écoulement est réalisée en amont, en même temps que la régulation du débit. Ainsi, pour obtenir un écart de température entre les deux faces du liner, on a seulement besoin d'un système externe supplémentaire permettant de réguler la température de la paroi inférieure du liner.

Présentation des systèmes

Dans la configuration à gradient positif, le fond de l'échantillon est chauffé par deux résistances électriques d'une puissance totale $P^{max} = 200$ W. Les résistances sont vissées sous une fine plaque d'aluminium placée juste sous l'échantillon. Cette configuration assure une bonne distribution du chauffage. De plus, la jonction entre la plaque d'aluminium et l'échantillon est scellée avec de la pâte thermique pour assurer une bonne conductivité thermique. Le chauffage est régulé par un système externe permettant d'avoir une température précise sur le fond de l'échantillon. Ce système de régulation a été fabriqué spécialement pour la campagne de mesures avec gradient du projet NACOR [87], il est composé d'un régulateur PID, d'une entrée thermocouple (type K) et d'un afficheur. Le principe de fonctionnement est simple : il s'agit de fixer une consigne de température puis de contrôler la puissance des résistances pour l'ajuster à la température mesurée avec un thermocouple placé sur le dessus de la plaque, branché en entrée du régulateur PID. Le système peut également être utilisé en mode "régulation de puissance" : le régulateur modifie directement la puissance d'entrée dans les résistances en pourcentage de la puissance maximale sans retour de consigne, ce qui permet d'avoir une puissance constante sous l'échantillon au lieu d'ajuster continuellement la puissance pour atteindre une température cible. Ce second mode de fonctionnement est utilisé pour le cas paroi plane.

Pour la configuration inverse, il est nécessaire de maintenir la paroi inférieure de l'échantillon à une température proche de la température ambiante. Pour cela, un système de circulation d'eau dans un bloc métallique placé sous l'échantillon est imaginé. L'eau circulant dans le bloc est en circuit fermé et passe par un bain thermostaté qui la maintient à une température constante. La jonction entre le bloc et l'échantillon est scellée de la même façon que pour le système de chauffage. Le thermocouple placé sur la plaque sert toujours à vérifier la température du bloc mais il n'y a pas de régulation continue comme pour le cas précédent.

Les deux systèmes ont été dimensionnés avant d'être mis en place afin de s'assurer qu'ils répondent bien aux conditions souhaitées. Les calculs effectués permettent d'obtenir un ordre de grandeur des flux thermiques en jeu : l'objectif n'est pas d'avoir une modélisation complète et une valeur exacte, mais de vérifier que les conditions souhaitées sont atteignables.

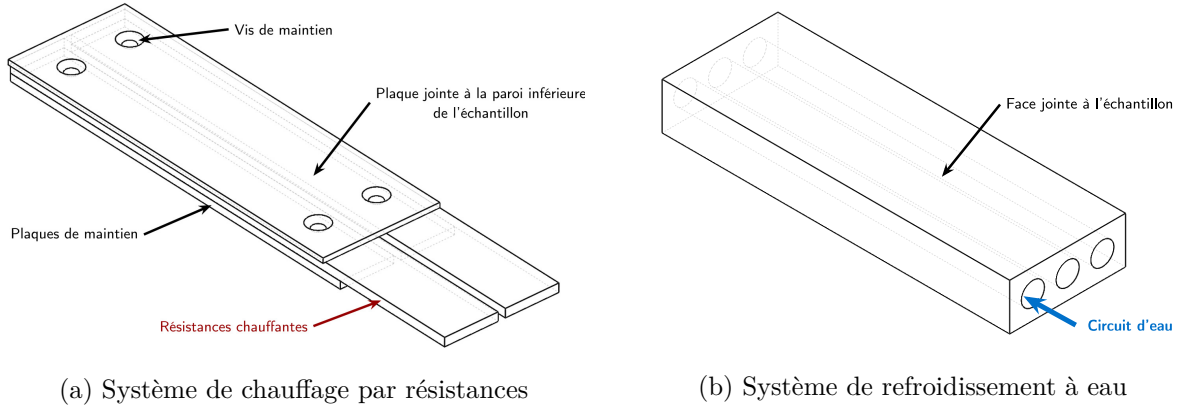


FIGURE 3.8. – Schémas des deux moyens envisagés pour le contrôle de la température de la paroi inférieure du liner.

Dimensionnement du système chauffant

On considère que la paroi inférieure du liner est chauffée par un système donnant une puissance surfacique P_d afin de maintenir un écart $\Delta T = T_b - T_{amb}$ (où T_b est la température de la paroi inférieure). La résolution de l'équation de la chaleur en 1D donne alors les équations suivantes [87] :

$$T_u = T_{amb} + \frac{P_d}{h} \quad (3.2)$$

$$T_b = T_u + \frac{P_d \times L_s}{\kappa_{body}} \quad (3.3)$$

$$P_d = \frac{T_u - T_{amb}}{1/h + L_s/\kappa_{body}}, \quad (3.4)$$

avec h le coefficient de transfert convectif (donné par la corrélation de Colburn [22] dans le cas du B2A), L_s l'épaisseur du liner, T_u la température de la paroi supérieure (perforée) du liner, et κ_{body} la conductivité thermique équivalente du liner, calculée à partir de celle du matériau et de la géométrie interne de l'échantillon (voir Chapitre 6).

À partir de ces équations, le dimensionnement se fait par calcul du nombre de Biot :

$$Bi = \frac{L_s h}{\kappa_{body}} = \frac{T_b - T_u}{T_u - T_{amb}}. \quad (3.5)$$

En effet, la valeur du rapport $\frac{T_b - T_u}{T_u - T_{amb}}$ indique où le transfert thermique se fait principalement : si $Bi > 1$, il existe un gradient important à l'intérieur de l'échantillon, mais si $Bi < 0.1$, le transfert se fait entre l'échantillon et l'extérieur principalement (l'échantillon est alors thermiquement mince). Dans le cas du B2A, l'étude donne une valeur théorique $Bi = 5$.

La densité de flux théorique nécessaire pour maintenir un écart ΔT de 150 K est alors de l'ordre de $P_d = 5 \text{ kW/m}^2$ (la valeur varie selon la conductivité équivalente de l'échantillon). La surface de l'échantillon vaut $S_{liner} = 7,5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$, la puissance P à fournir aux résistances de chauffage est alors de 35 à 40 W selon l'échantillon.

Dimensionnement du système de refroidissement

Dans le cas du système de refroidissement, la température de l'eau et son débit sont régulés par un bain thermostaté. La problématique consiste donc à trouver les valeurs de la température et du débit nécessaires à la dissipation, en considérant les contraintes de taille du bloc et de diamètre des tuyaux de circulation d'eau.

Le calcul effectué pour le cas chauffant ayant montré que la puissance à dissiper dépend uniquement du gradient de température souhaité, le problème se résume au calcul des échanges à l'interface entre l'échantillon et le bloc où circule l'eau.

On note h_{eau} le coefficient de transfert convectif de l'eau et S_{ech} la surface totale d'échange. À l'équilibre thermique, on a la relation :

$$P = P_d S_{liner} = \frac{T_u - T_b}{L_s / \kappa_{body}} S_{liner} = h_{eau} S_{ech} (T_b - T_{eau}) \quad (3.6)$$

En considérant que l'eau circule dans des tuyaux de diamètre d_t , on a :

$$h_{eau} = Nu \frac{\kappa_{eau}}{d_t} \quad (3.7)$$

$$S_{ech} = N_t \pi d_t L_t \quad (3.8)$$

où N_t est le nombre de tuyaux traversant le bloc, L_t la longueur des tubes (selon l'axe de l'écoulement) et Nu le nombre de Nusselt de l'écoulement.

Comme pour la convection entre l'écoulement d'air et la face perforée dans le cas chaud, on utilise la corrélation de Colburn [22] pour obtenir la valeur de Nu :

$$Nu = 0.023 \times Re^{0.8} \times Pr^{1/3} \quad (3.9a)$$

où Re et Pr sont les nombres de Reynolds et de Prandtl :

$$Re = \frac{v l^*}{\nu} \quad (3.9b) \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\kappa} \quad (3.9c)$$

où μ est la viscosité dynamique, ν la viscosité cinématique, c_p la capacité thermique massique, v la vitesse du fluide (ici l'eau), et l^* une longueur caractéristique (ici $l^* = d_t$).

Pour une température T_{eau} proche de la température ambiante, les valeurs tabulées pour les caractéristiques de l'eau donnent $Re = 10^4 \times v_{eau}$ (où v_{eau} est la vitesse de l'eau à l'intérieur des tubes. On prend $Pr = 6.99$.

La vitesse d'écoulement minimale nécessaire est alors donnée par :

$$v_{eau} = \left(\frac{P}{0.023 \times (10^4)^{0.8} \times Pr^{1/3} \times \frac{\kappa_{eau}}{d_t} S_{ech} (T_b - T_{eau})} \right)^{\frac{1}{0.8}} \quad (3.10)$$

Le débit final d'eau en L/min est calculé à partir de cette vitesse et de la section des tubes.

Pour un écart de température ΔT de +150 K, la puissance à dissiper est $P = 41$ W pour l'échantillon le plus conducteur, c'est-à-dire pour le cas où le débit nécessaire au refroidissement sera le plus élevé.

Dans un premier temps on envisage 3 tuyaux de 10 mm de diamètre, et une température de circulation de l'eau proche de 10 °C. Pour un écart de température de 4 °C entre l'eau et la paroi inférieure, on obtient :

$$v_{eau} \approx 0,48 \text{ m/s} \quad (3.11)$$

Le débit théorique d'eau nécessaire est alors de 6,7 L/min et se situe donc dans la zone de fonctionnement du bain thermostaté qui s'étend jusqu'à 20 L/min environ. Le réchauffement de l'eau lors de la circulation est négligeable car estimé largement inférieur au degré, et il est compensé par la régulation interne du bain thermostaté.

La valeur numérique obtenue pour v_{eau} donne finalement un nombre de Reynolds $Re \approx 5 \times 10^3$. Cette valeur est inférieure à celle pour laquelle la corrélation de Colburn utilisée est valable ($Re > 10^4$), cependant le calcul effectué donne un ordre de grandeur suffisant pour valider le bon fonctionnement du montage expérimental. Durant les campagnes d'essai, le débit théorique est adapté (à T_{eau} constante) en permanence en suivant les conditions de température ambiante du laboratoire afin de conserver une température constante du bloc métallique.

Bilan : configurations thermiques sélectionnées pour les campagnes de mesures

L'objectif initial était d'obtenir des écarts de température entre les deux faces du liner allant de 70 à 150 °C dans les deux configurations. Cependant le dimensionnement effectué ainsi que les contraintes inhérentes à la manipulation (notamment la limite de résistance thermique du hublot IR autour de 130 °C) limitent les choix dans les cas $\Delta T < 0$. Le choix s'oriente alors sur des valeurs de ΔT comprises entre -100 et +150 K, afin de s'aligner en partie sur les valeurs utilisées dans l'étude précédente [87].

Configuration thermique	Négative		Référence	Positive		
ΔT (K)	-100	-70	0	+70	+100	+150

TABLE 3.3. – Valeurs de ΔT sélectionnées

Quelle que soit la configuration, c'est la température froide qui est invariable et la température chaude qui est adaptée à la valeur de ΔT souhaitée : ainsi, dans les configurations positives, on a toujours $T_{flow} = 20$ °C, et dans les configurations négatives, on a toujours $T_{set} (= T_{eau}) = 10$ °C.

3.2.4. Instrumentation et étalonnage

Afin de contrôler au mieux les conditions limites, le montage en veine comprend de nombreux thermocouples visant à acquérir en continu les températures en divers points stratégiques. Chacun de ces thermocouples est préalablement étalonné afin d'estimer les incertitudes de mesure.

La température de la surface de la plaque perforée de l'échantillon est mesurée à distance par thermographie infrarouge : en effet, une mesure par thermocouple perturberait trop le fonctionnement du liner. La caméra et les éléments optiques intermédiaires nécessaires à son bon fonctionnement sont également étalonnés avant le montage, afin de minimiser et corriger les incertitudes intrinsèques à la méthode thermographique.

Thermocouples

Des thermocouples sont utilisés pour enregistrer les températures de la plaque arrière et du flux (désignées respectivement par T_b et T_{flow}), qui définissent l'écart thermique $\Delta T = T_b - T_{flow}$ à l'intérieur de l'échantillon. Un troisième thermocouple est placé sur la paroi latérale externe de l'échantillon et mesure T_{lat} , permettant d'avoir un aperçu de la distribution de la température à l'intérieur de l'échantillon. Les positions de ces thermocouples sont indiquées dans la figure 3.9. Le thermocouple permettant de mesurer T_{flow} n'est pas indiqué sur la figure car il est situé en amont des hauts-parleurs. Ces 3 thermocouples sont reliés à une carte d'acquisition NI 9211 qui acquiert en continu les températures relevées.

La température de la plaque chauffante (désignée par T_{plaque}) ainsi que la température d'entrée pour le contrôleur PID (désignée par T_{set}) sont considérées comme des paramètres externes au montage, mais sont néanmoins soigneusement contrôlées pour assurer la répétabilité des mesures. Il en est de même pour la température du bloc métallique (T_{plaque}) et la température de l'eau dans le bain thermostaté (T_{set}) pour la configuration thermique opposée.

Température mesurée	Voie	Acquisition continue	Remarques
T_{flow}	0	Oui	Placé en amont, thermocouple non plat
T_{lat}	1	Oui	
T_b	3	Oui	
T_{plaque}	2	Oui	Considérée comme paramètre externe
T_{set}	-	Non	Paramètre externe

TABLE 3.4. – Répartition des thermocouples sur la carte d'acquisition NI 9211

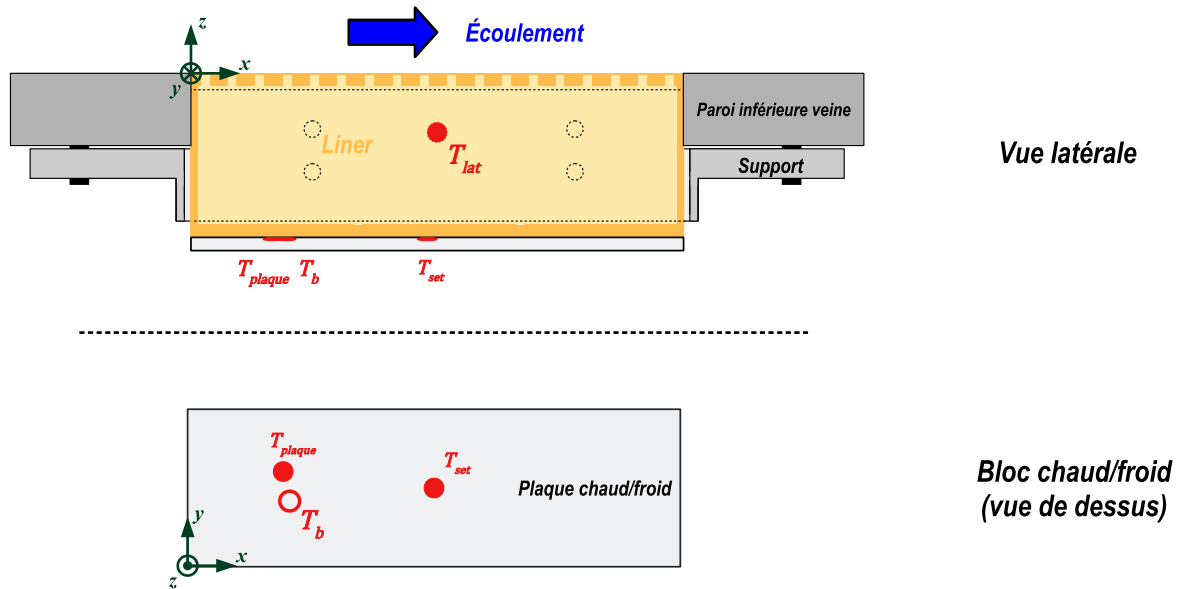


FIGURE 3.9. – Schéma des positions des thermocouples dans la veine

Modèles de thermocouples utilisés

À l'exception du thermocouple placé dans le conduit en amont des hauts parleurs pour mesurer la température d'écoulement qui est un thermocouple classique de type K, les thermocouples utilisés sont des thermocouples dits "plats", de type K également. Leur très faible épaisseur permet de les insérer sans perturber le montage, notamment au niveau de la jonction échantillon/bloc thermique.

Trois modèles différents de thermocouples plats ont été utilisés simultanément au cours des essais. Ils sont du même type et diffèrent principalement par leur longueur utile avant la connectique. Les modèles 2 et 3 sont en réalité deux versions du même modèle de thermocouple, vendu prêt à monter avec la connectique incluse. Ils sont donc considérés comme un unique modèle à comparer avec le modèle 1, dont la gaine et la connectique doivent être ajoutées avant le montage en veine. Cette différence de montage ne joue pas sur le mode de branchement et de fonctionnement des thermocouples.

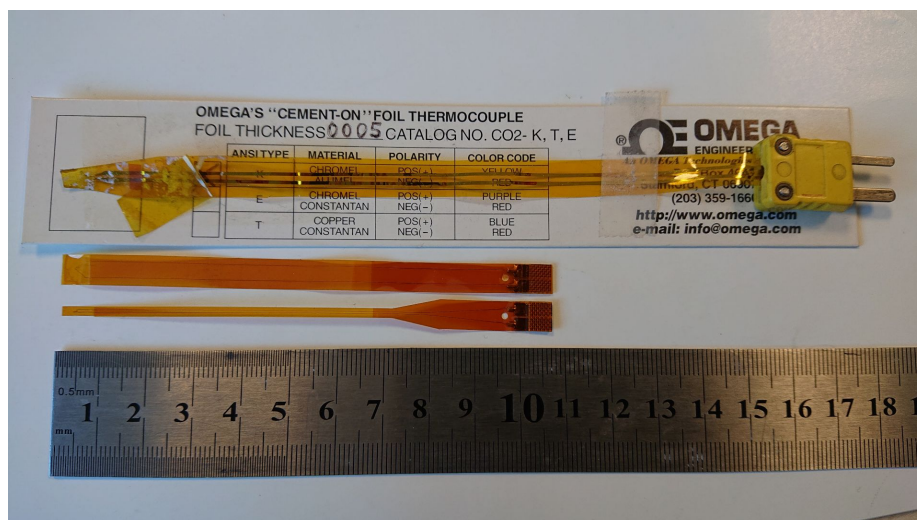


FIGURE 3.10. – Photo des différents modèles de thermocouple plat. De haut en bas : modèle 1 avec gaine en kapton et connectique rajoutée ; modèle 2 et modèle 3 avec gaine et connectique incluses

Étalonnage des thermocouples

Un étalonnage est nécessaire afin de vérifier que les différents modèles thermocouples donnent des valeurs cohérentes entre elles et que l'écart entre la température vraie et la valeur donnée par le thermocouple est suffisamment faible. Pour cela, on réalise une mesure dans un bain thermostaté dont on fait varier la température par paliers, avec une sonde Pt100 servant de référence pour donner la température vraie. Un premier étalonnage a été mené avec deux thermocouples plats (un de chaque modèle) afin de comparer leurs réponses. Les figures 3.11a et 3.11b montrent les températures mesurées par chacun des thermocouples en fonction de la température de référence, et la figure 3.11c compare les deux modèles entre eux. On constate que la réponse des capteurs est très proche de la température réelle. De plus, les deux modèles donnent des valeurs extrêmement proches. L'incertitude est de l'ordre de $\pm 1^\circ\text{C}$. Cette précision au degré est typique pour un thermocouple de type K, et est amplement suffisante dans le cadre de notre étude.

Un second étalonnage mené sur un échantillon complet de 4 thermocouples a permis de montrer le bon fonctionnement de la carte d'acquisition utilisée pour le montage.

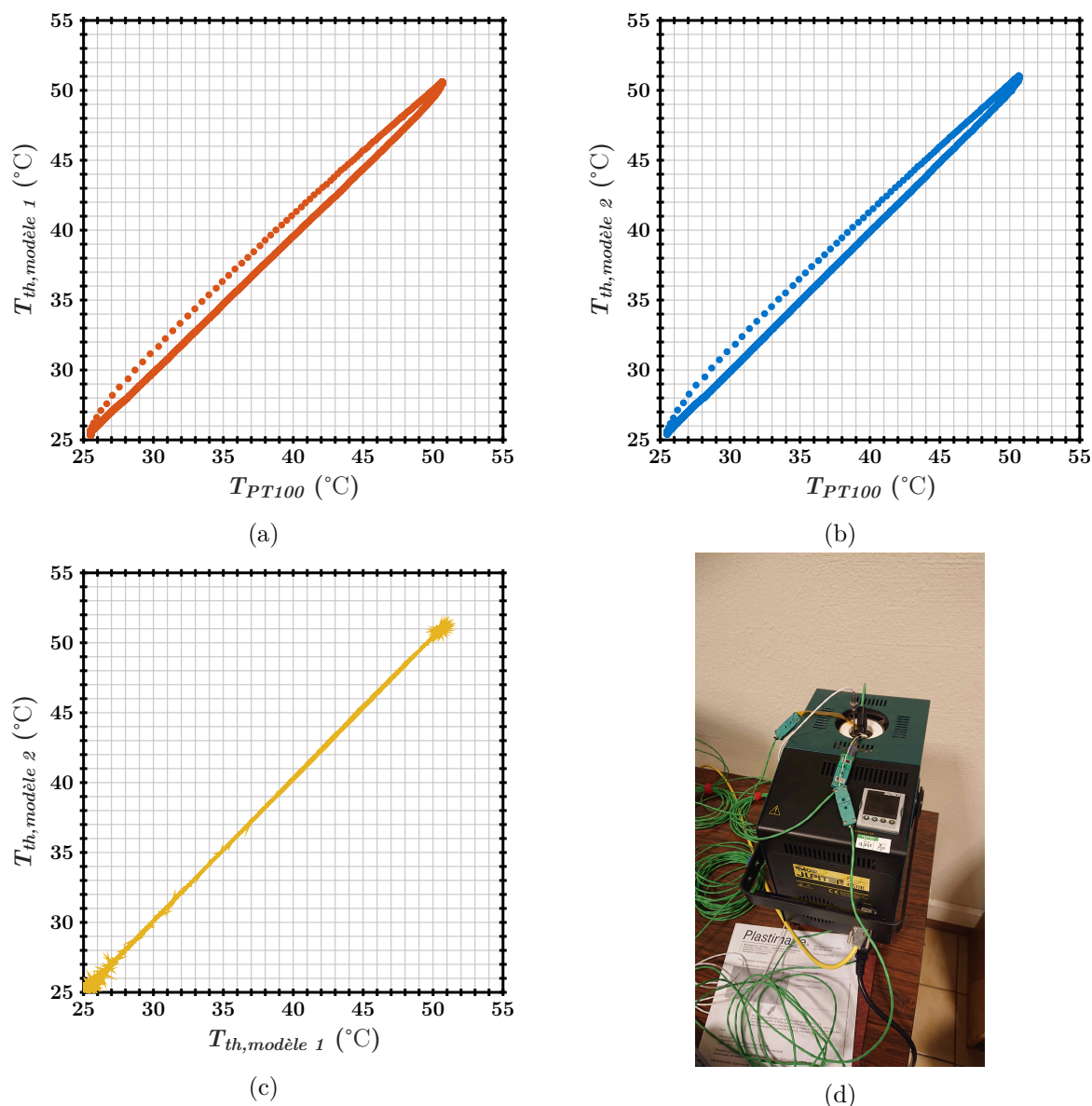


FIGURE 3.11. – Résultats de l'étalonnage des thermocouples. (a) modèle récent, (b) modèle ancien, (c) comparaison des deux modèles (d) Photo du montage.

Montage pour la thermographie

La thermographie infrarouge (IR) est une méthode permettant de mesurer la température d'un corps par la mesure du rayonnement infrarouge qu'il émet. La technique repose sur une bonne compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et nécessite des conditions expérimentales soigneusement contrôlées. Une caméra infrarouge (modèle FLIR SC7600 MWIR), montée avec un objectif de focale 25 mm, et un hublot spécifique avec un traitement de surface adapté sont utilisés. La mesure est effectuée à courte distance, ce qui permet de s'affranchir de l'influence de l'atmosphère puisque sa transmittivité est très proche de 1 [38, 78].

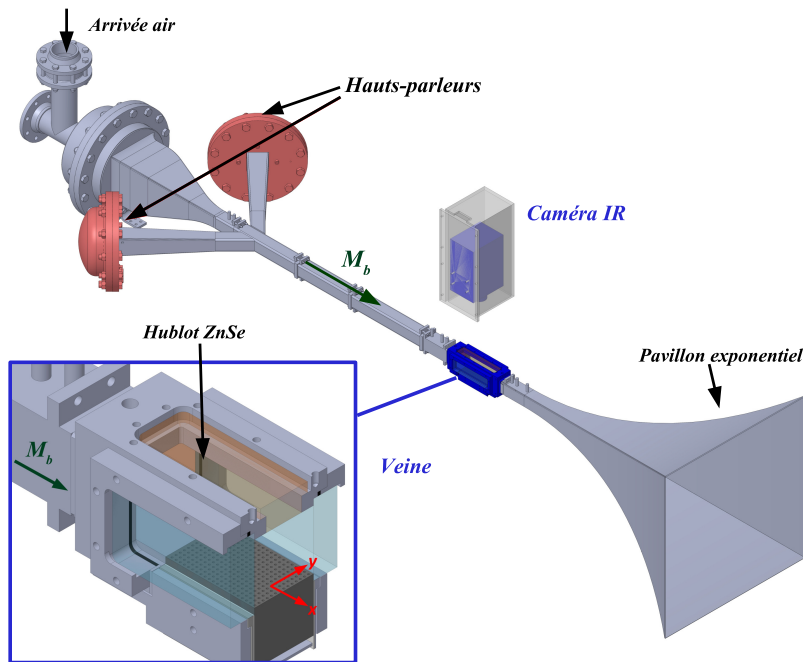


FIGURE 3.12. – Montage infrarouge sur le banc B2A

La caméra est montée à l'extérieur de la section d'essai et installée de manière à ce que la surface de l'échantillon de liner puisse être entièrement observée par le dessus. Comme la veine doit rester étanche, elle est équipée sur sa paroi supérieure (au-dessus de l'échantillon) d'un hublot spécifique fabriqué en alliage Zinc-Sélénium. Ce hublot fabriqué pour s'adapter parfaitement au banc B2A est recouvert d'un traitement sur ses deux faces, visant à transmettre vers la caméra la quasi-totalité du rayonnement infrarouge provenant de l'échantillon. Il est long de 204 mm selon l'axe de l'écoulement et large de 30 mm (figure 3.14). Ces dimensions permettent d'observer l'échantillon complet dans le sens de l'écoulement mais causent une perte d'informations latérales. Un exemple d'image infrarouge brute d'un des échantillons de liner est présenté dans la figure 3.13. Les images brutes ont une largeur de 640 pixels, une hauteur de 512 pixels, et leur résolution spatiale est d'environ 4 pixels par millimètre. La caméra est réglée de manière à ce que la zone correspondant à l'échantillon soit centrée selon l'axe longitudinal de l'image, afin de minimiser l'impact de la distorsion causée par l'objectif aux extrémités. La méthode de traitement des images thermographiques est donnée en annexe C.

La loi de calibration interne de la caméra est établie pour plusieurs plages de températures spécifiques. Dans ce travail, deux calibrations distinctes ont été utilisées : la première est valable pour $15^{\circ}\text{C} < T_u < 73^{\circ}\text{C}$ (page 1), l'autre est valable pour $67^{\circ}\text{C} < T_u < 150^{\circ}\text{C}$ (page 2). Cependant, dans la plupart des cas, T_u était soit assez basse, soit assez haute pour pouvoir utiliser une seule calibration à la fois.

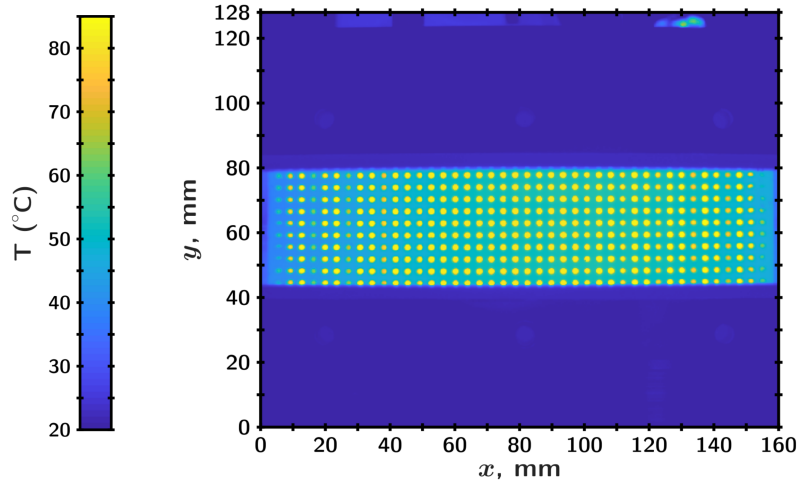


FIGURE 3.13. – Exemple d'image brute obtenue par thermographie IR

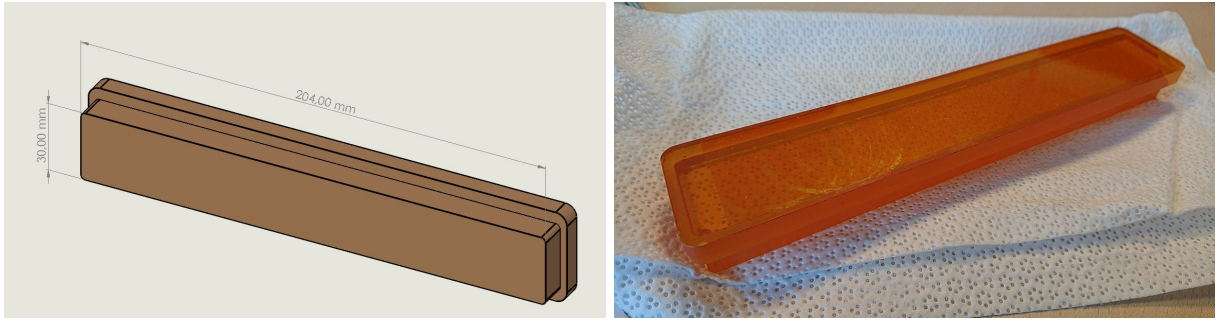


FIGURE 3.14. – CAO et photo du hublot infrarouge

Étalonnage du hublot infrarouge

La présence du hublot infrarouge est prise en compte dans l'équation radiométrique par l'ajout d'un terme. L'expression du rayonnement reçu par la caméra est alors :

$$W_{meas} = \tau_{window} (\varepsilon_{obj} W_{obj} + (1 - \varepsilon_{obj}) W_{env}) + (1 - \tau_{window}) W_{window}, \quad (3.12)$$

où τ_{window} est la transmittivité du hublot et ε_{obj} est l'émissivité de l'échantillon.

La valeur exacte de la transmittivité du hublot est obtenue par une calibration préalable. La calibration est faite en observant un corps noir, d'émissivité et de température connues, à travers le hublot et en comparant avec une observation directe pour déduire la quantité de radiation absorbée par le hublot. En pratique dans notre cas, les deux mesures ont pu être faites simultanément : le hublot est suffisamment étroit pour n'occuper qu'une partie de l'image infrarouge une fois placé dans le montage de test et le logiciel d'acquisition permet l'étude simultanée de plusieurs zones distinctes de l'image. Les points de mesure ont été échelonnés de 25 à 60 °C. Le tracé du niveau mesuré avec hublot DL_h en fonction du niveau mesuré sans hublot DL_0 (figure 3.16) permet de trouver rapidement la relation : la transmittivité du hublot est de plus de 98%. C'est cette valeur qui est prise en compte pour les mesures thermographiques sur le banc B2A.

Afin de connaître et surtout de maximiser l'émissivité de l'échantillon, on le recouvre d'une fine couche de peinture noire mat, résistante à la chaleur. Cette couche a une émissivité de l'ordre de 0.96, stable sur la bande de fréquences IR utilisée pour la mesure, qui permet d'obtenir des images thermographiques correctes sans pour autant perturber les phénomènes thermiques [78].

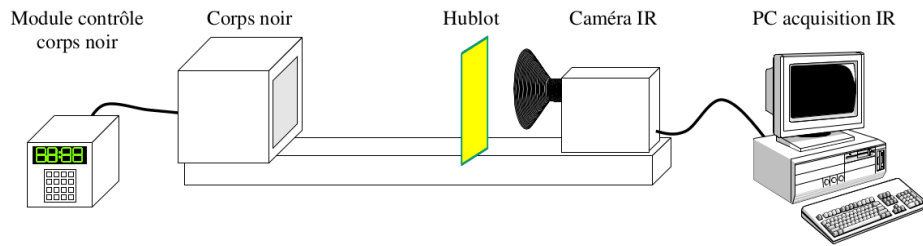


FIGURE 3.15. – Étalonnage du hublot

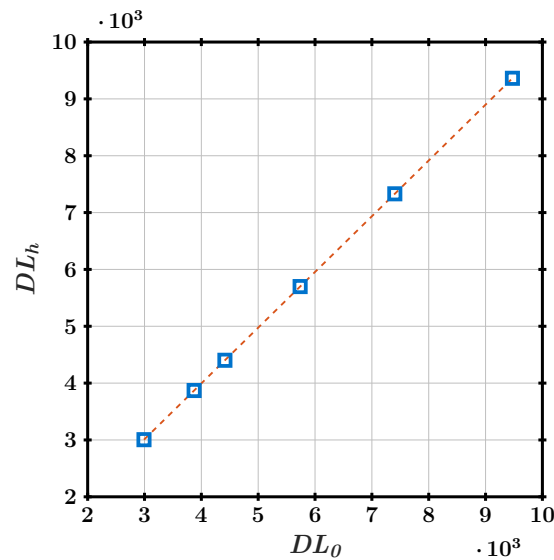


FIGURE 3.16. – Niveau mesuré avec hublot en fonction du niveau mesuré sans hublot, en 6 points de température. La transmittivité du hublot est donnée par le coefficient directeur de la droite pointillée rouge.

3.3. Validation du montage

Pour que le montage soit utilisable dans notre étude, il convient de vérifier que le gradient thermique obtenu est stable et que l'isolation thermique latérale est suffisante. On disposera alors d'une configuration de référence.

3.3.1. Relevés par thermocouples de la reproductibilité et de la stabilité du montage

Un relevé continu des températures est effectué lors de chaque mesure, ce qui permet de vérifier que les conditions sont identiques, répétables, et que le temps de stabilisation est raisonnable.

La figure 3.17 présente deux exemples de ces relevés temporels, un pour chacune des deux configurations de gradient. Les limites de durée choisies correspondent au temps de stabilisation complète des conditions thermiques dans chaque cas. Dans les deux cas, la température de consigne initiale du bloc thermique T_{set} n'est pas modifiée une fois la stabilité atteinte. On constate que la transition vers un régime établi est plus longue dans le cas $\Delta T < 0$ que dans le cas $\Delta T > 0$: ceci s'explique principalement par le fait que le conduit entier chauffe en même temps que l'écoulement, et entraîne donc une forte inertie thermique. Un phénomène similaire lié aux conductivités thermiques élevées de l'eau et du bloc métallique explique les très faibles variations de la température T_{plaque} dans ce même cas. Inversement, sur le cas $\Delta T > 0$, la montée en température vers un régime établi est beaucoup plus rapide, mais aussi moins stable au niveau de la température consigne à cause de la méthode de régulation utilisée qui entraîne de fait un chauffage intermittent du fond de l'échantillon.

3.3. Validation du montage

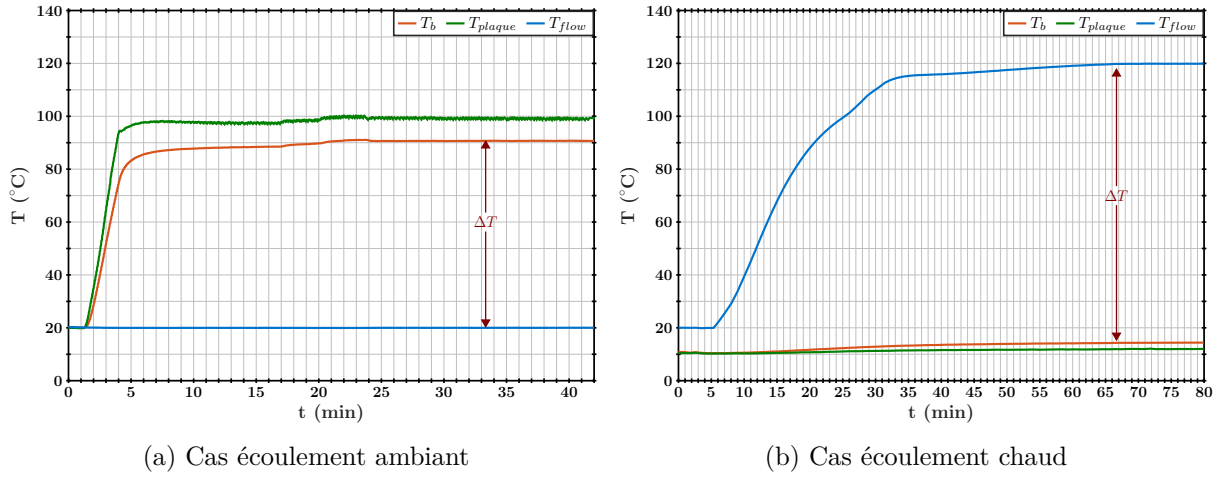


FIGURE 3.17. – Exemples de relevés temporels de température par thermocouples au cours de la stabilisation des conditions thermiques. (a) cas du gradient positif avec $\Delta T = +70$ K, (b) cas du gradient négatif avec $\Delta T = -100$ K.

Le tableau 3.5 présente des valeurs moyennes relevées après stabilisation du montage pour plusieurs configurations thermiques. La durée de stabilisation indiquée dans la dernière colonne est une durée minimale d'obtention stable des températures consignées, en partant de conditions de température ambiante stabilisées : elle est principalement influencée par la durée nécessaire à la montée en température de l'écoulement ou de la plaque chauffante selon la configuration. Ainsi, le temps nécessaire à la stabilisation de l'écoulement à température ambiante dans la configuration positive, qui dépend grandement des valeurs précédentes de consigne données et de la température de l'air extérieur, n'est pas comptabilisé : en manipulant correctement le système de contrôle du banc, il est possible de réduire cette durée à moins de 10 minutes. Le temps nécessaire pour refroidir la réserve d'eau jusqu'à 10 °C dans la configuration inverse n'est pas comptabilisé non plus : le bain thermostaté est suffisamment efficace pour que que cette durée soit également de l'ordre de la dizaine de minutes et donc négligeable devant la durée de montée en température de l'écoulement.

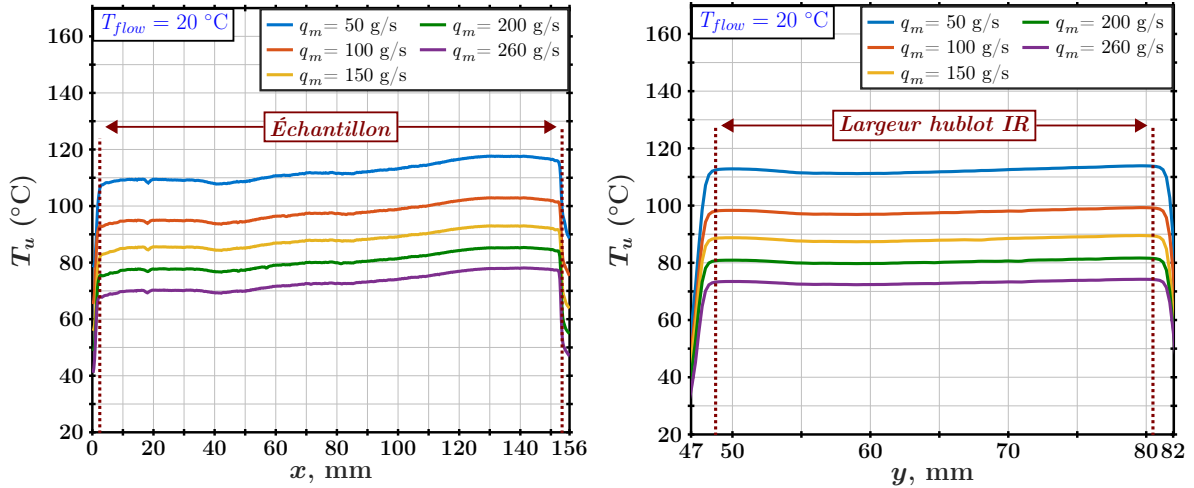
ΔT (K)	q_m	T_b	T_{plaque}	T_{set}	T_{flow}	Durée minimale avant stabilisation thermique
+70	50	90	97	103	20	30 min
	100	91	96	103	20	
	260	90	95	100	20	
+100	50	121	125	128	20	35 min
	100	120	125	128	20	
	150	120	124	128	20	
	200	120	125	128	20	
	260	119	124	128	20	
+150	100	171	180	190	20	45 min
	260	170	178	190	20	
-70	50	13	11	10	85	2 h
	100	13	11	10	84	1 h 30
-100	50	14	11	10	113	2 h 30
	100	14	12	10	119	2 h
	260	17	12	10	116	

TABLE 3.5. – Valeurs stabilisées de température (°C) dans les différentes configurations thermiques et durée de stabilisation minimales correspondantes

3.3.2. Thermographie IR sur une paroi plane

Une série de mesures sur une paroi rigide est effectuée pour valider le dispositif. Pour ces mesures, l'échantillon utilisé est la paroi plane mentionnée dans le tableau 3.2 : un bloc d'aluminium dont les dimensions sont égales à celles des échantillons de liners. Même si aucun gradient thermique significatif n'est attendu à l'intérieur du bloc en raison de sa haute conductivité ($\kappa_{al} = 237 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$), les thermocouples sont placés comme détaillé dans la figure 3.9. Dans ce cas de paroi rigide, le dispositif de chauffage est réglé pour délivrer une puissance constante (exprimée en pourcentage de sa puissance maximale P^{max}) et non une température prédéfinie, le thermocouple donnant T_{set} n'est donc pas utilisé. L'objectif est de mesurer la température de surface de la plaque afin de vérifier la cohérence de la modélisation 1D pour le gradient thermique.

Les figures 3.18a et 3.18b montrent les résultats de thermographie obtenus avec la paroi plane, le dispositif de chauffage étant réglé à 100% de sa capacité. La puissance surfacique au niveau de la plaque chauffante est dans ce cas égale à $P_d^{max} = 28 \text{ kW}/\text{m}^2$ environ. Sur chacune des deux figures, les limites de la zone d'intérêt (environ $150 \times 35 \text{ mm}$) sont indiquées par les lignes pointillées verticales. Pour le profil longitudinal (figure 3.18a), les limites correspondent aux limites de la paroi plane insérée mais les valeurs mesurées au-delà restent cohérentes physiquement. En revanche, pour le profil transversal, les limites correspondent directement aux limites du hublot IR : ce qui est en-dehors de la zone n'a aucune valeur physique (voir annexe C pour plus de détails).



(a) Profil pris dans la direction de l'écoulement, (b) Profil pris dans la direction transverse, moyenné dans la direction de l'écoulement.

FIGURE 3.18. – Température de la paroi rigide (T_u) mesurée, selon le débit de l'écoulement, sans excitation acoustique. $P_d = 28 \text{ kW}/\text{m}^2$

Les effets de la convection thermique sont bien visibles : la température de surface diminue lorsque la vitesse d'écoulement augmente en raison de l'augmentation du coefficient de transfert thermique par convection h . L'isolation thermique sur les côtés de l'échantillon semble efficace : la température est assez homogène le long de la section transversale de l'échantillon, indiquant qu'il n'y a pas de pertes importantes le long de la direction y . La perte des informations sur les bords latéraux semble donc acceptable au vu de la stabilité observée sur la partie centrale de l'échantillon.

Les températures enregistrées par les différents thermocouples lorsque l'équilibre thermique est atteint (c'est-à-dire lorsque la température de la plaque chauffante et les températures mesurées par tous les thermocouples deviennent stables) ainsi que la valeur moyenne en surface de T_u mesurée par thermographie IR sont listées dans le tableau 3.6. Dans tous les cas, T_{set} est supérieure à 130°C .

3.3. Validation du montage

L'ensemble de l'installation semble être thermiquement stable, et le gradient thermique à l'intérieur du bloc rigide est négligeable car l'immense majorité des transferts thermiques se produit entre le bloc et l'environnement, sur les deux faces.

q_m	M_b ($T_{flow} = 20^\circ\text{C}$)	T_u ($^\circ\text{C}$)	T_{lat} ($^\circ\text{C}$)	T_b ($^\circ\text{C}$)
50	0.048	114	118	122
100	0.097	98	101	105
150	0.145	88	90	95
200	0.194	80	85	90
260	0.251	73	78	84

TABLE 3.6. – Températures mesurées en différents points pour la paroi plane, à puissance maximale de chauffage.

Le coefficient h moyen est calculé en traçant la température de surface moyenne en fonction de la puissance surfacique sur le fond de l'échantillon. La loi de Newton donne :

$$P_d = h(T_u - T_{flow}) \quad (3.13)$$

et ainsi $\frac{1}{h}$ est directement donné par la pente de l'ajustement affine de la courbe obtenue, tracée dans la figure 3.19. Cette méthode est couramment utilisée dans les études de jets débouchants ou impactants [35, 36, 40, 41].

Le tableau 3.7 donne les valeurs de h dans la configuration de la paroi rigide. Lorsque $P_d = 0 \text{ kW/m}^2$, la température obtenue est égale à T_{aw} , la température adiabatique de paroi ou température de récupération. Cette température correspond à la température de la paroi sans échanges thermiques paroi-écoulement. Elle est toujours supérieure à T_{flow} même dans le cas où la paroi et l'écoulement seraient à la même température en raison de la présence d'une mince couche limite thermique [100].

q_m	M_b ($T_{flow} = 20^\circ\text{C}$)	h ($\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$)	Bi	T_{aw} ($^\circ\text{C}$)
50	0.048	311	0.065	27.3
100	0.097	388	0.081	25
150	0.145	468	0.099	24.8
200	0.194	518	0.109	23

TABLE 3.7. – Valeurs de h et T_{aw} déterminées par loi de Newton

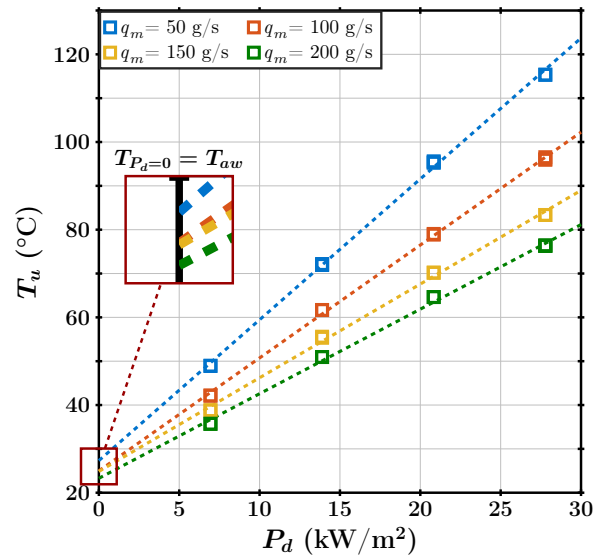


FIGURE 3.19. – T_u (moyenne surfacique) en fonction de P_d sur la paroi rigide, sans excitation acoustique.

Le nombre de Biot Bi associé à cette configuration est obtenu à l'aide de l'équation 3.5. Il est d'environ 0.1, ce qui confirme que l'échantillon de métal ordinaire est thermiquement mince : la majeure partie du gradient thermique se produit entre l'échantillon et l'écoulement.

Bilan

Un montage expérimental dédié à l'étude combinée des effets aéroacoustiques et des effets thermiques sur le comportement de liners a été développé à partir des moyens expérimentaux existants. Une nouvelle veine d'essai a été réalisée, dans laquelle les accès physiques et optiques permettant d'utiliser les méthodes classiques de mesures acoustiques ont été conservés. Une méthode de thermographie infrarouge a été mise en place afin de mesurer la température de surface du liner monté en veine. Afin de contrôler au mieux les conditions expérimentales, notamment en ce qui concerne la température, le montage comprend plusieurs thermocouples stratégiquement placés. Un bloc spécifique permet la régulation en température du fond du liner monté : il est ainsi possible d'obtenir un gradient thermique entre les deux faces du liner. La stabilité du gradient thermique ainsi obtenu a été validée par une série de mesures acoustique et infrarouge.

Développement d'une méthode d'éduction d'impédance variable avec écoulement rasant

Dans ce chapitre, on s'intéresse à une première catégorie d'effets sur l'impédance acoustique de liners : la non-linéarité de la réponse acoustique. En effet, en présence d'écoulement rasant et d'un niveau acoustique élevé, l'impédance est modifiée. La méthode présentée dans ce chapitre a été développée à partir de mesures expérimentales sur le banc B2A de l'ONERA, à plusieurs niveaux d'excitation et pour plusieurs fréquences. Dans les installations destinées à la caractérisation des liners, l'écoulement reste le même tout au long du liner, l'effet sur l'impédance est donc dépendant des caractéristiques de l'écoulement rasant. Par ailleurs, le niveau acoustique diminue dans le sens de la propagation acoustique du fait de l'absorption par le liner, les effets non-linéaires sur l'impédance doivent donc être pris en compte spatialement. Il faut alors considérer une impédance variable pour caractériser au mieux le liner en terme de réponse à l'acoustique avec écoulement rasant. L'objectif de cette partie est de présenter cette nouvelle méthode d'éduction d'impédance sous écoulement rasant avec une impédance variable le long du liner.

Sommaire

4.1. Position du problème	61
4.2. Genèse de la nouvelle stratégie d'éduction d'impédance	62
4.2.1. Comparaisons des champs de vitesse	62
4.2.2. Nouvelle condition aux limites	62
4.2.3. Stabilité de la méthode	66
4.3. Article : Liner impedance eduction under shear grazing flow at a high sound pressure level	66

4.1. Position du problème

Lors d'essais de caractérisation d'impédance, on suppose habituellement que l'impédance du liner est constante dans la direction de l'écoulement. Cependant, lorsque le niveau de pression acoustique incident (Sound Pressure Level, SPL) est élevé, un phénomène de vortex shedding apparaît à proximité des perforations d'une paroi de liner de type SDOF [49]. Ceci conduit à une modification de l'impédance (principalement une augmentation de la résistance) [26, 109, 131]. Il semble donc pertinent de prendre en compte la variation de l'impédance en fonction de la variation du niveau de pression acoustique incident le long du liner. L'objectif de ce chapitre est de développer et appliquer une nouvelle stratégie de détermination d'impédance, basée sur une variation spatiale de l'impédance, qui permettrait de prendre en compte les effets non-linéaires dûs au niveau acoustique en présence d'écoulement rasant.

La section suivante présente les grandes lignes de cette nouvelle stratégie d'éduction d'impédance, développée au cours de mon stage de M2 et finalisée au cours de ma thèse. La dernière partie de ce chapitre reproduit l'article basé sur ces travaux, publié en 2019 dans AIAA Journal.

4.2. Genèse de la nouvelle stratégie d'éduction d'impédance

Le développement de la méthode présentée dans ce chapitre a été effectué en utilisant une base de données expérimentales réalisée sur le banc B2A. La détermination de l'impédance est faite par méthode inverse et les données expérimentales utilisées sont des mesures LDV. Le code d'éduction d'impédance utilisé, appelé PLACID (Porous & Liner ACoustical Identification & Design) a été développé au sein de l'ONERA, il est basé sur une résolution des équation d'Euler linéarisées (LEE) à partir d'une discrétisation d'éléments de type Galerkin Discontinus (voir Primus [103, 104]). En plus du module d'éduction, un module de calcul direct et un module de prévision d'impédance à partir de caractéristiques géométriques du liner souhaité sont intégrés au code.

L'échantillon utilisé est l'échantillon IFAR-1¹, qui présente des effets non linéaires liés à l'acoustique lorsque le niveau sonore incident dépasse 130 dB. Pour la mise en évidence des effets, 3 niveaux acoustiques incidents à tester ont été choisis : 130 dB, 140 dB et 150 dB (valeurs OASPL). L'excitation acoustique se compose de 12 sinus de fréquences allant de 504 à 2824 Hz : les niveaux incidents sont donc pilotés par fréquence alors que l'excitation finale a un niveau global (OASPL) plus élevé, mais c'est le niveau incident par fréquence qui est pris en compte pour la détermination de l'impédance.

4.2.1. Comparaisons des champs de vitesse

Le module de calcul direct du code PLACID permet de simuler les champs de vitesse et de pression pour une impédance donnée. Ainsi, après résolution du problème inverse, on peut comparer les champs mesurés et les champs simulés avec la valeur identifiée de ζ pour chaque cas. Pour le cas à 130 dB, les profils mesuré et calculé restent proches, mais pour les cas à 140 et 150 dB des écarts apparaissent dans la partie aval du liner. En particulier, pour le cas à 150 dB, le calcul à partir des données déduites donne des valeurs de v cohérentes en début de liner, mais ne fait pas apparaître de façon nette le second lobe visible sur le champ mesuré. Ainsi, avec l'hypothèse d'une impédance constante le long du liner, on ne peut pas correctement mettre en évidence l'effet du niveau acoustique sur le liner.

Dans ce paragraphe, on a montré que le niveau acoustique a un effet sur l'impédance, il s'agit maintenant de quantifier précisément cet effet. Le niveau acoustique incident, élevé en début de liner, diminue ensuite par absorption le long du liner. La résistance doit donc suivre aussi cette évolution : elle est maximale en début de liner, puis décroît avec le niveau acoustique avant d'atteindre potentiellement une valeur seuil représentative d'un comportement linéaire indépendant du niveau acoustique.

4.2.2. Nouvelle condition aux limites

Afin de traduire les effets non-linéaires observés lors d'un fort niveau d'excitation, on enrichit le modèle d'impédance du liner en rajoutant un terme basé sur les travaux de Cummings. L'augmentation de la résistance pour des niveaux acoustiques incidents plus élevés va être modélisée par une part variable de la résistance, notée r_{NL} :

$$r = r_0 + r_{NL} \quad (4.1)$$

où r_0 est la résistance en régime linéaire. Le niveau acoustique étant décroissant dans la direction de propagation du fait de l'absorption par le liner, la partie variable s'exprime en fonction de l'abscisse x et est nécessairement décroissante.

L'impédance s'écrit alors de façon générale :

$$\zeta(x) = r_0 + i\chi_0 + F(x) \quad (4.2)$$

1. Ce matériau est issu de l'activité "Noise" du groupe IFAR "Liner" porté par M. Jones (NASA) et impliquant divers laboratoires de recherche aéronautique dont l'ONERA. Voir Chapitre 3 et Annexe A.

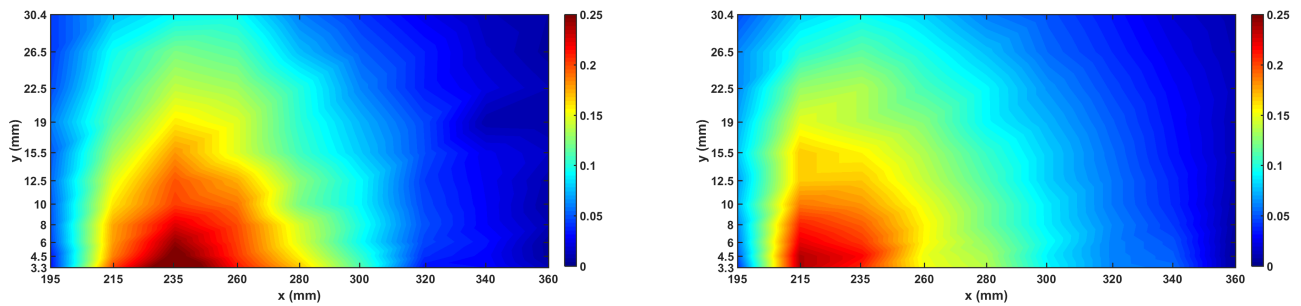


FIGURE 4.1. – Composante de vitesse verticale v mesurée (gauche) et simulée (droite) pour le cas 130 dB (multisinus, OASPL 140 dB)

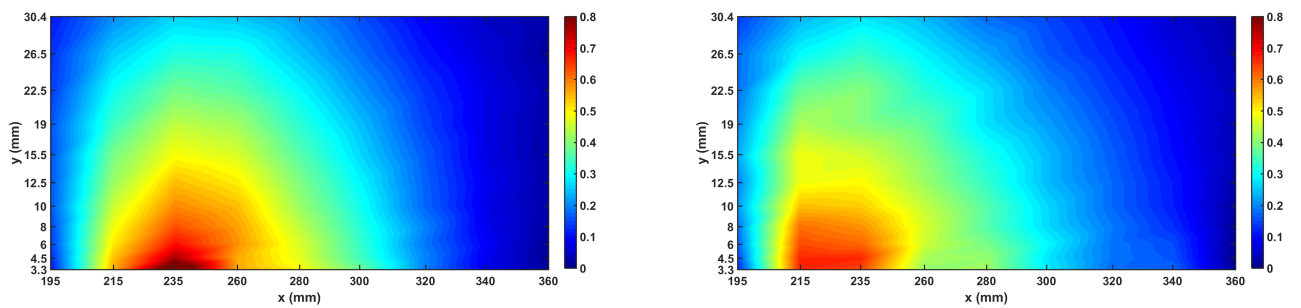


FIGURE 4.2. – Composante de vitesse verticale v mesurée (gauche) et simulée (droite) pour le cas 140 dB (mono, OASPL 140 dB)

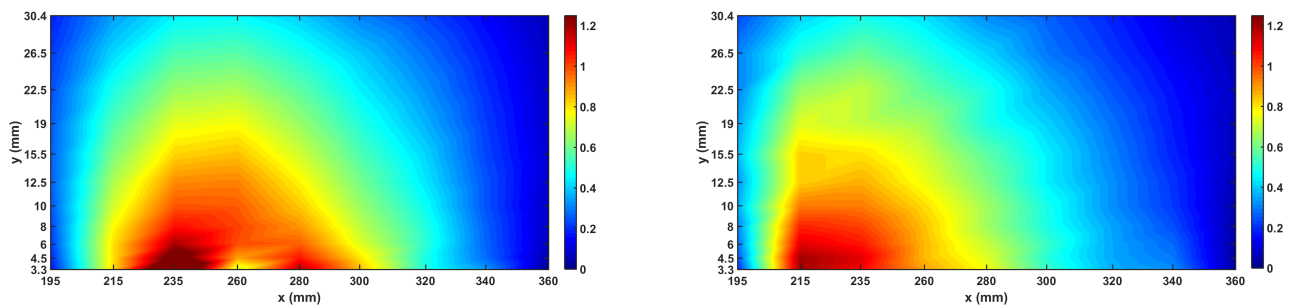


FIGURE 4.3. – Composante de vitesse verticale v mesurée (gauche) et simulée (droite) pour le cas 150 dB (mono, OASPL 150 dB)

où F est une fonction décroissante à déterminer.

La première forme de fonction F testée s'exprime de la façon suivante :

$$\zeta(x) = r_0 + i\chi_0 + Cx \quad (4.3)$$

Avant d'implémenter ce modèle dans le module d'éduction de PLACID, on teste plusieurs valeurs du coefficient C à l'aide du module de calcul direct pour vérifier la cohérence avec les mesures LDV. Ces tests ont été effectués sur le cas à 150 dB où la non-linéarité doit être la plus visible. Les résultats de ce premier test sont visibles sur la figure 4.4, pour $C = -4$. On constate que le champ simulé avec le modèle d'ordre 1 est qualitativement plus proche du champ mesuré que le champ simulé avec le modèle classique. La valeur négative de C permet de confirmer l'hypothèse de décroissance de la résistance entre le début et la fin du liner.

Ce premier test montre également la nécessité d'un paramètre supplémentaire dans le modèle : en effet, la résistance du liner est par définition positive, ce qui implique qu'à partir d'un certain point la décroissance s'arrête et la résistance redevient constante. Afin de traduire cette contrainte, on ajoute un terme de type "longueur caractéristique" dans l'expression 4.2 :

$$\zeta(x) = r_0 + i\chi_0 + C(x - L_\tau) \mathbf{1}_{x < L_0 + L_\tau}(x) \quad (4.4)$$

où L_0 correspond à l'abscisse de début du liner, et L_τ et C sont les coefficients à trouver.

Dans le but d'améliorer la précision de notre modèle, on rajoute un terme supplémentaire en x^2 , toujours avec une longueur de décroissance que l'on choisit identique dans les deux termes.

Ce modèle s'exprime de la façon suivante :

$$\zeta(x) = r_0 + i\chi_0 + (C_1(x - L_\tau) + C_2(x - L_\tau)^2) \mathbf{1}_{x < L_0 + L_\tau}(x) \quad (4.5)$$

où les coefficients à trouver sont C_1 , C_2 et L_τ .

Dans la lignée du modèle de degré 2, un modèle de type exponentiel décroissant a été testé. Par rapport aux deux autres modèles, on s'attend à une évolution similaire mais plus lisse, qui permettrait de plus de prendre en compte une variation sur toute la longueur du liner en restant sur des valeurs positives de la résistance.

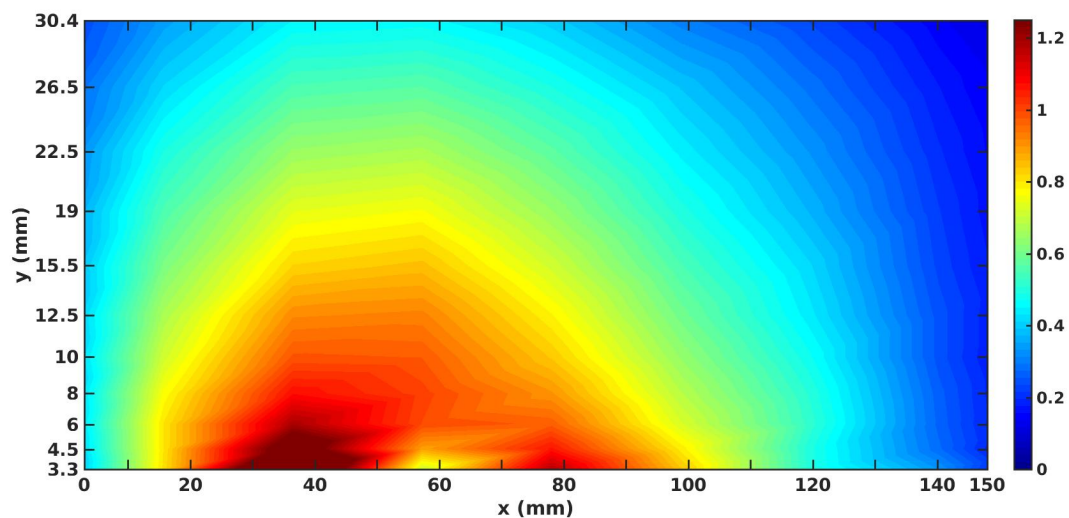
En notant L_τ le paramètre de décroissance, le modèle s'exprime ainsi :

$$\zeta(x) = r_0 + i\chi_0 + A \exp\left(-\frac{x}{L_\tau}\right) \quad (4.6)$$

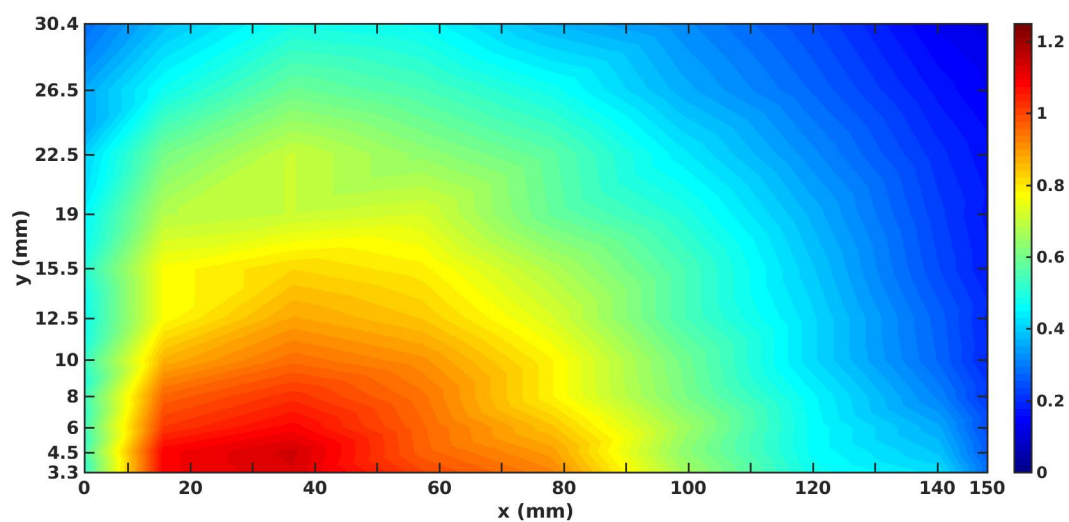
où A et L_τ sont les coefficients à trouver.

En pratique pour l'éduction, le coefficient L_τ sera exprimé par $L_\tau = \tau \cdot L_{tot}$ où τ est le coefficient cherché, compris entre 0 et 1, et L_{tot} est la longueur totale du liner.

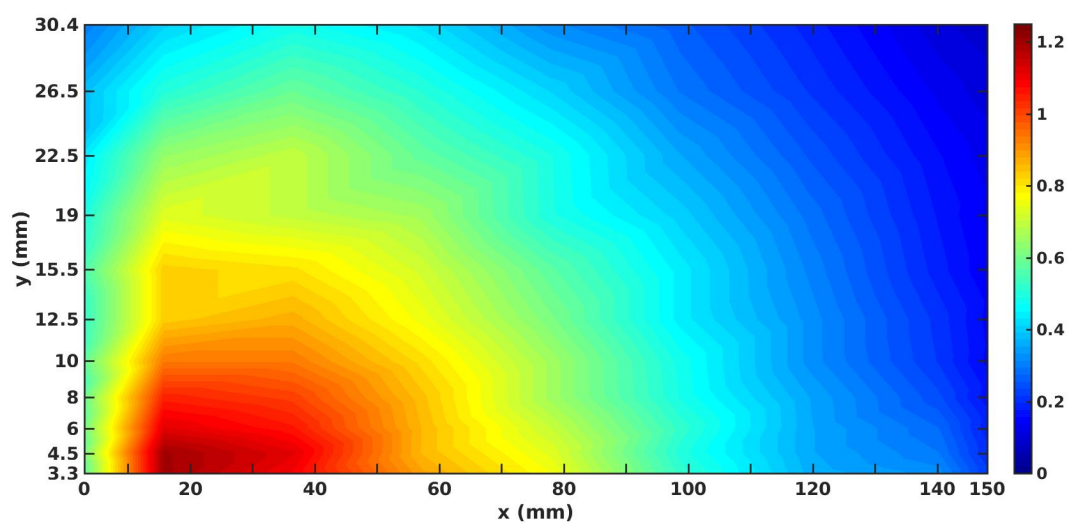
L'implémentation des 3 nouvelles formulations dans le code PLACID est faite en modifiant la méthode de calcul des flux numériques au niveau du liner, pour prendre en compte la variation en fonction de x . Cette modification implique un nouveau calcul du flux à chaque itération, ce qui rallonge la durée du calcul de façon significative par rapport au cas constant. Une analyse des performances des 3 nouveaux modèles est proposée dans l'article.



(a) Mesure



(b) Nouvelle formulation empirique, avec $C = -4$



(c) Formulation classique

FIGURE 4.4. – Comparaison des composantes de vitesse verticales v (SPL = 150 dB)

4.2.3. Stabilité de la méthode

La validation de la stabilité du nouveau modèle nécessite de vérifier que les autres paramètres du problème inverse tel qu'il est posé ne sont pas fortement influencés par le changement de modèle d'impédance.

Le premier paramètre à vérifier est le terme source $\mathcal{C} = |\mathcal{C}|e^{i\theta_c}$. Par définition, il regroupe les informations (amplitude et phase) de l'onde incidente, et il est en principe indépendant de l'impédance du liner.

L'autre paramètre qui doit rester stable est la réactance déduite, puisqu'elle n'a pas été modifiée entre les deux modèles (le coefficient rajouté est un réel). Les vérifications sur ces deux paramètres sont détaillées dans l'article qui suit.

D'autre part, il est nécessaire de s'assurer que la nouvelle modélisation affine de l'impédance reste applicable même en-dehors du domaine non-linéaire. En effet, dans le cas où aucun effet non-linéaire lié à l'acoustique n'est présent, la valeur d'impédance obtenue doit être la même que celle obtenue avec une modélisation constante. Cette vérification a pu être faite en utilisant l'échantillon SMART-1 dont le comportement reste très linéaire même à de forts niveaux incidents. L'application de la nouvelle condition d'impédance à ce liner permet donc de mesurer les limitations de la modélisation affine de l'impédance.

Dans un dernier temps, le module de simulation directe de PLACID est à nouveau utilisé pour vérifier la cohérence physique des résultats trouvés, notamment en ce qui concerne le champ acoustique au-dessus du liner. Les résultats de ces étapes de validation sont présentés dans l'article qui suit.

4.3. Article : Liner impedance eduction under shear grazing flow at a high sound pressure level

Cet article été présenté lors du congrès AIAA Aeroacoustics de juin 2019, puis a été soumis et accepté en tant qu'article à part entière dans le AIAA Journal en fin d'année 2019.



Liner Impedance Eduction Under Shear Grazing Flow at a High Sound Pressure Level

V. Lafont,^{*} F. Méry,[†] R. Roncen,[‡] F. Simon,[§] and E. Piot[¶]
ONERA/DMPE—University of Toulouse, F-31055 Toulouse, France

<https://doi.org/10.2514/1.J058756>

This paper investigates the combined effects of high sound pressure level and grazing flow on impedance eduction for acoustical liners. Experiments are conducted in the grazing flow duct at ONERA (B2A). The impedance is then educed with an inverse method adapted to a shear flow. To take into account the effects of incident sound pressure level, a strategy for impedance eduction using a space-dependent impedance is considered. This strategy is applied to different experimental cases, and the results are compared with those obtained with a reference method in which the impedance is assumed constant.

Nomenclature

\mathcal{C}	=	source amplitude (complex coefficient)
c_0	=	speed of sound in air, m/s
L_{total}	=	liner sample length, m
L_τ	=	characteristic length of sound pressure level effects on Z , m
M_b	=	bulk flow Mach number
R	=	resistance, real part of Z
R_L	=	resistance, constant part
$R_{NL}(x)$	=	resistance, variable part
(U, W)	=	axial and vertical mean velocities, m/s
(u, w)	=	axial and vertical acoustic velocities, m/s
X	=	reactance, imaginary part of Z
(x, y, z)	=	axial, transversal, and vertical coordinates, mm
Z	=	normalized acoustic impedance
Z_t	=	normalized exit impedance
β	=	acoustic reflection coefficient at normal incidence
δ	=	liner perforated sheet thickness, mm
ρ_0	=	density of the mean flow, kg/m ³
ϕ	=	liner perforated sheet perforation diameter, mm
ω	=	pulsation, rad/s

I. Introduction

THE effect of a complex flow on the acoustical impedance of nacelle liners remains a topical and challenging subject for nacelle liner design. Eduction methods are now a widely spread technique used to retrieve the acoustic impedance of liner materials with indirect nonintrusive measurements, in the presence of a grazing flow. Some methods are straightforward, generally using a measurement of an axial propagation constant related to the impedance condition [1]. Indirect methods usually consist of measuring the acoustic pressure on the wall opposite the liner and using a minimization method in which experimental and numerical results are compared [2–6]. To describe more precisely the local effects on the liner, ONERA applied a laser doppler anemometry (LDA) technique to measure the acoustic velocity fields in the area above the liner and used them as inputs for the eduction process [7]. The numerical

resolution of the linearized Euler equations (LEE) was obtained with a discontinuous Galerkin (DG) scheme, accounting naturally for the presence of a shear grazing flow in the simulation. The main challenge is to ensure the best reliability of the eduction process and high accuracy of the results [8]. For a classical perforate-over-honeycomb liner, it is usually assumed that the liner impedance is constant along the streamwise direction. However, when the incident sound pressure level (SPL) is high, a phenomenon of vortex shedding appears in the vicinity of the perforations [9]. This leads to a modification of the impedance (mainly an increase of the resistance) [10–12]. These studies show that the impedance depends on the incident sound pressure level in the presence of high SPL. In a lined duct configuration, the sound pressure level may be much higher upstream of the liner than downstream of the liner. It seems thus relevant to take into account the variation of the impedance as a function of the variation of the incident sound pressure level, which decreases along the liner.

The objective of this paper is to apply the same kind of eduction strategy on a classical single-degree-of-freedom (SDOF) liner to take into account the nonlinear effects due to the incident SPL with a shear grazing flow. Section II is dedicated to the presentation of the liner sample used for this study and the experimental setup, and Sec. III proposes a general presentation of ONERA eduction methods and its application on the liner. Section IV emphasizes the modifications on the eduction process in order to take into account the SPL effect.

II. Description of the Experimental Setup

A. Liner Definition

SDOF liners are typically made using a honeycomb structure that is backed by a rigid plate and topped by a perforated facesheet, as represented in Fig. 1.

In this study, two of these SDOF liners are used. The first sample was designed in the framework of the International Forum for Aviation Research (IFAR) benchmark challenge #1 [13] and manufactured by an additive process. It has square core chambers, an integrated conventional facesheet, and a core depth of 50.8 mm. The second liner was manufactured for a previous study and already tested by NASA [14]; it has a conventional facesheet too and hexagonal core chambers. Table 1 sums up the characteristics of both samples.

Different empirical models exist to describe the behavior of liners at high SPL or high flow speeds [15], depending on their characteristics. Based on these models, both liner samples should exhibit nonlinear effects due to incident SPL at around the same acoustic level.

B. Measurements

1. ONERA B2A Duct

The aeroacoustic test bench at ONERA was developed and built in 2004 [16]. It is made of a stainless steel tube of section 50 mm × 50 mm and has a total length of about 4 m. A 0.2-m-long test section is equipped with two silica windows for optical access. The termination is equipped with a quasi-anechoic outlet, which

Presented as Paper 2019-2639 at the 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Delft, The Netherlands, 20–23 May 2019; received 18 June 2019; revision received 24 September 2019; accepted for publication 31 October 2019; published online 27 November 2019. Copyright © 2019 by the American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. All rights reserved. All requests for copying and permission to reprint should be submitted to CCC at www.copyright.com; employ the eISSN 1533-385X to initiate your request. See also AIAA Rights and Permissions www.aiaa.org/randp.

^{*}Ph.D. Student; victor.lafont@onera.fr.

[†]Research Scientist; fabien.mery@onera.fr.

[‡]Research Scientist; remi.roncen@onera.fr.

[§]Research Scientist; frank.simon@onera.fr.

[¶]Research Scientist; estelle.piot@onera.fr.

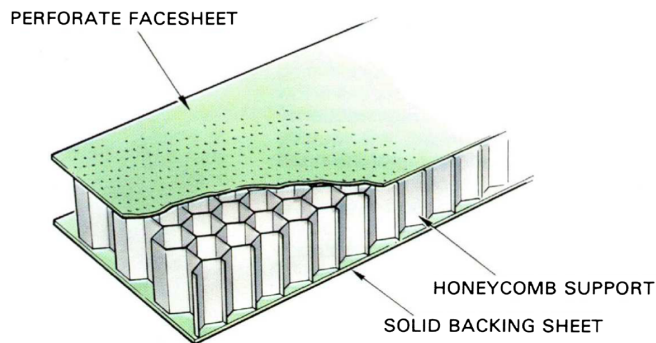


Fig. 1 Sketch of a conventional SDOF liner.

leads to a reflection coefficient smaller than 0.2 for frequencies higher than 500 Hz. A mean flow of bulk Mach number M_b up to 0.5 can be provided. The flow temperature can be regulated from the ambient temperature up to 570 K. All along the study, the flow temperature was imposed to be equal to the ambient temperature (290 K). In the test section, this flow shows fully developed turbulent boundary layers, with a turbulence rate of a few percent at the center of the section. Further details about the mean shear flow are available in the works of Leon et al. [17,18] and Mery et al. [19]. In Fig. 2, flow propagates from left to right.

Two acoustic drivers are mounted upstream of the test section and are used to generate tones (usually a multisine signal) at up to 150 dB over a frequency range of 0.3–3.5 kHz (i.e., the no-flow cutoff frequency of the duct for plane waves). When a multisine source is used, the overall SPL (OASPL) within the duct is much higher (usually 10 dB more) than the SPL at each tone frequency. The surface of the test liner forms a 150-mm-long portion of the lower wall of the flow duct and spans all the duct width.

Flush-mounted GRAS 40SA microphone probes are used (probe diameter of 1.2 mm). Usually, two upstream locations are considered to measure the amplitude of the incident acoustic plane waves [20]. The cross-spectrum between the microphone (or the LDA system) and driver signals is acquired, which provides a phase reference for the pressure measurements.

2. Two-Microphone Method for Measuring the Incident and Reflected Pressure Waves

A two-microphone method is used to decompose the measured sound field in the duct into an incident and a reflected wave [20]. This analysis is performed only below the first cutoff frequency of the duct, that is, under 3.5 kHz, so that only plane waves are considered. This two-microphone method is used to assess the incident SPL onto the sample; that is, the SPL of the downstream wave denoted by A in Fig. 3, whereas the upstream reflected wave is denoted by B .

Two microphone probes (GRAS 40SA) are placed flush to the wall, at distances x_1 and x_2 from the leading edge of the sample (wall impedance discontinuity). We note p_1 and p_2 , the sound pressures measured by these two probes. The spacing between the two probes is 28 mm, which according to Bodén and Åbom [21] minimizes errors in the 600–3450 Hz frequency range. To also minimize measurement errors at lower frequencies, the measurements are repeated by switching the two microphones and an average of the obtained frequency response function is taken: this makes it possible to cancel out the intrinsic phase shift between the microphones. Using the complex

Table 1 Characteristics of the liner samples

Characteristic	IFAR sample	ONERA sample
Facesheet thickness (δ), mm	0.86	0.8
Hole diameter (ϕ), mm	1.04	0.3
Percent open area (POA), %	11	5
Core cell size	10.16 mm \times 10.16 mm	9.5 mm (diameter)
Partition thickness, mm	2.54	0.1
Core depth, mm	50	20

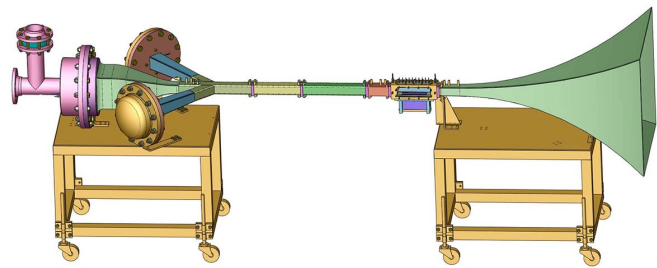


Fig. 2 Sketch of B2A aerothermoacoustic test bench.

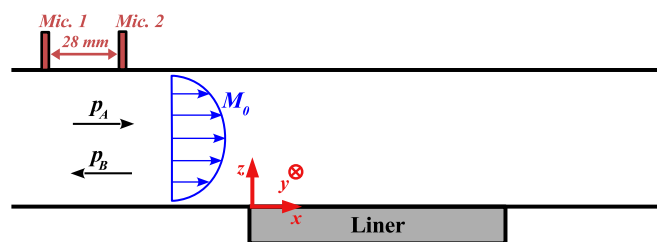


Fig. 3 Sketch of the wave sorting procedure.

notation, and by introducing the angular frequency $\omega = 2\pi f$, the pressure field in the test section at a given position x reads

$$p(x, t) = \Re(P(x)e^{j\omega t}) \quad (1)$$

with $P(x) = Ae^{+jk^+x} + Be^{-jk^-x}$, where k^+ and k^- are the wave numbers, A and B are the complex amplitudes of the forward and backward waves, and j is the complex unit. The x axis is oriented from left to right and has its origin at the liner upstream location, that is, at the position of the impedance discontinuity. For a uniform flow of Mach number M , one has

$$k^\pm = \frac{\omega/c_0}{1 \pm M} = \frac{k_0}{1 \pm M} \quad (2)$$

with $k_0 = \omega/c_0$.

The two-microphone method allows the assessment of the sound pressure level S_A of the downstream wave (i.e., $20 \log(P_A^{rms}/2.10^{-5})$ with $P_A^{rms} = (|A|/\sqrt{2})$) from the sound pressure levels S_1 and S_2 measured at the microphones, by solving the following set of equations:

$$Ae^{j\frac{k_0}{1+M}x_1} + Be^{-j\frac{k_0}{1-M}x_1} = P_1 \quad (3)$$

$$Ae^{j\frac{k_0}{1+M}x_2} + Be^{-j\frac{k_0}{1-M}x_2} = P_2 \quad (4)$$

which yields the following expressions for the SPL of the downstream and upstream waves (in decibels, S_B being defined from $|B|$ in the same way as S_A has been defined from $|A|$):

$$S_A = S_1 - 20 \log \left(2 \left| \sin \frac{k_0 \Delta x}{1 - M^2} \right| \right) + 10 \log \left(1 + 2|H_{21}| \cos \left(\phi_{21} - \frac{k_0 \Delta x}{1 - M} \right) + |H_{21}|^2 \right) \quad (5)$$

$$S_B = S_1 - 20 \log \left(2 \left| \sin \frac{k_0 \Delta x}{1 - M^2} \right| \right) + 10 \log \left(1 + 2|H_{21}| \cos \left(\phi_{21} - \frac{k_0 \Delta x}{1 + M} \right) + |H_{21}|^2 \right) \quad (6)$$

with $\Delta x = x_2 - x_1$ and $H_{21} = |H_{21}|e^{j\phi_{21}} = P_2/P_1$, the frequency response function between the microphones. More details on the

resolution process can be found in a previous paper [19]. In the present study, M is chosen to be equal to M_b , the bulk flow Mach number.

3. Nonintrusive Measurements of the Acoustic Velocity Field

The B2A duct is equipped with an LDA system, in order to measure the streamwise and vertical velocity components u and w of the flow. Further details on the LDA system setup are available in Minotti et al. [16] and Lavieille et al. [22]. As this measurement technique is time-resolved, both the mean and fluctuating parts of the velocity can be measured. The mean flow obtained by the LDA measurements is also used as an input for the eduction process as the base flow. The acoustic velocity field can be obtained with a specific postprocessing technique [17]. The acoustic velocity is defined here as the component of the signal that is correlated with the loudspeaker signal. It can be educed from the extraneous noise (mainly due to the turbulent flow) by a technique similar to the three-microphone signal enhancement technique [20,23]. It consists of calculating the cross-spectral density function $G_{U_i,ls}$ between the velocity signal U_i and the loudspeaker signal ls (see [16,22]). The autospectral density function of the acoustic velocity reads

$$G_{u_i} = \frac{|G_{U_i,ls}|^2}{G_{ls}} \quad (7)$$

where G_{ls} is the autospectral density function of the loudspeaker signal. The acoustic velocity *in the frequency domain* is then given by

$$u_i = \sqrt{G_{u_i}} \exp[j\Phi(U_i/ls)] \quad (8)$$

where the phase of the acoustic velocity, referenced by the loudspeaker, is defined as

$$\Phi(U_i/ls) = \arctan \frac{\Im(G_{U_i,ls})}{\Re(G_{U_i,ls})} \quad (9)$$

The uncertainty in the measurement of the velocity field is estimated with a Bootstrap approach based on the variance associated with the amplitude and phase of the measured field [24].

4. Test Matrix

The different tested configurations for the IFAR sample are presented in Table 2. The multisine acoustic excitation consists of 12 pure tones distributed between 504 and 2824 Hz, each having the same incident SPL. The 120 dB multisine excitation has thus an incident OASPL of 130 dB, and the 130 dB multisine excitation has an OASPL of 140 dB. The selected frequency for monosine (single-tone) excitations is close to the resonance of the sample (i.e., close to the maximum of absorption): $f = 1528$ Hz.

The test matrix for the ONERA sample is similar to the test matrix for the IFAR sample. This time, the excitation is composed of 10 pure tones, distributed between 992 and 3136 Hz. The resonance of the liner occurs around $f = 1992$ Hz; this frequency is thus chosen for the single-tone excitation (case #8).

Table 2 Test matrix

# Case	Sample	SPL on each tone, dB	OASPL, dB	M_b	Excitation type
0	IFAR	130	140	0	Multisine
1	IFAR	120	130	0.1	Multisine
2	IFAR	130	140	0.1	Multisine
3	IFAR	140	140	0.1	Single tone
4	IFAR	150	150	0.1	Single tone
5	IFAR	130	140	0.3	Multisine
6	ONERA	120	130	0.2	Multisine
7	ONERA	130	140	0.2	Multisine
8	ONERA	130	130	0.2	Single tone

III. Impedance Eduction Approach

A. Formulation

In the B2A configuration, an impedance eduction method based on the two-dimensional time-harmonic LEE is used. The underlying model is briefly summarized here for convenience, but all details can be found in Ref. [7].

The LEE, written in nonconservative form, with an $e^{j\omega t}$ time dependence, assuming homentropic flow is

$$\mathbf{L}\boldsymbol{\varphi} = 0 \quad (10)$$

where

$$\mathbf{L}\boldsymbol{\varphi} = j\omega\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{A}_x \frac{\partial \boldsymbol{\varphi}}{\partial x} + \mathbf{A}_z \frac{\partial \boldsymbol{\varphi}}{\partial z} + \mathbf{B}\boldsymbol{\varphi} \quad (11)$$

And

$$\mathbf{A}_x = \begin{pmatrix} U & 0 & c_0 \\ 0 & U & 0 \\ c_0 & 0 & U \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A}_z = \begin{pmatrix} W & 0 & 0 \\ 0 & W & c_0 \\ 0 & c_0 & W \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \partial_x U & \partial_z U & 0 \\ \partial_x W & -\partial_x U & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Components of vector $\boldsymbol{\varphi} = [u, w, (p/\rho_0 c_0)]$, where ρ_0 is the density of the mean flow, represent the acoustic perturbations around the mean shear flow of axial and transverse velocities U and W , respectively. The flow being assumed homentropic, the energy equation is replaced by the state equation $p = c_0^2 \rho_0$.

As we consider a mean shear flow profile, the impedance boundary condition on the lined wall is the standard one

$$p = \pm \rho_0 c_0 Z w \quad (12)$$

where Z is the normalized impedance. The sign is chosen depending on whether the upper or lower wall is considered. Z is first considered as constant along the lined zone. To avoid any singularities in the rigid wall case, the boundary condition (12) is expressed as a function of the normal incidence reflection coefficient $\beta = (Z - 1)/(Z + 1)$.

At the source plane, the state vector $\boldsymbol{\varphi}$ is taken to be equal to $\mathcal{C}\boldsymbol{\varphi}_0$, where $\boldsymbol{\varphi}_0$ is the plane-wave solution in a rigid duct with uniform flow Mach number M_0 , corresponding to the bulk Mach number of the actual shear flow $U(z)$. As this plane-wave solution is chosen with an arbitrary amplitude taken to be equal to 1, the complex coefficient \mathcal{C} stands for the source amplitude. \mathcal{C} can be set to the measured value of the acoustic pressure at the source plane, but it is often included into the eduction process to reproduce at best the measured acoustic field. Indeed, using the measured plane wave amplitude in the process requires calibrating the phase shift between the two upstream microphones (Mic1 and Mic2 in Fig. 3) and the LDA system, which can be quite tedious. Including \mathcal{C} in the eduction process is effortless and the measured value can still be used as an *a posteriori* check of the search process result. At the exit plane, either a nonreflecting or an exit impedance boundary condition can be enforced. The first option is only used when the data suggest that this is proper, that is, when no standing-wave can be observed in the downstream hard wall section. As the LDA measurement system does not extend to the exit plane, this information can be provided only by microphone measurements downstream of the lined section. As these additional measurements are not systematically performed, the exit impedance boundary condition is used. This will be the case for all the computations shown in this paper. As a consequence, during the search procedure, both \mathcal{C} and Z_i are used as design variables, in addition to Z .

A DG scheme is chosen to solve Eq. (10) and the associated boundary conditions. In this method, discontinuities are allowed at the interface between two elements. An example of how such a

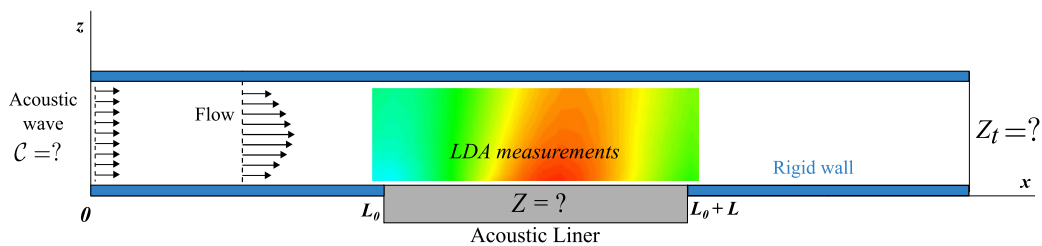


Fig. 4 Impedance eduction from LDA measurements.

method can handle discontinuities at hard–soft wall interfaces is found in Ref. [25]. A triangular mesh of Lagrange \mathbb{P}_1 elements is used. To ensure the connection between elements and to apply the boundary conditions, a numerical flux is defined. An upwind numerical flux is used to ensure the connection between interior cells, whereas a centered flux is chosen at the boundaries (see previous papers [7,26] for more details).

The inverse problem is defined by the minimization of the following objective function:

$$\mathcal{J}_{\text{red}} = \int_{\Omega_{\text{obs}}} \{\boldsymbol{\varphi}|_{\text{DG}} - \boldsymbol{\varphi}|_{\text{Meas}}\}^T \{\bar{\boldsymbol{\varphi}}|_{\text{DG}} - \bar{\boldsymbol{\varphi}}|_{\text{Meas}}\} dx dz \quad (13)$$

where Ω_{obs} is the observation region.

For this study, the impedance eduction method is based on LDA measurements above the test liner (see Fig. 4), Ω_{obs} is a rectangular (x, z) region, and the (u, w) velocity components of the state vector are considered in function (13).

In this study, the optimization problem is solved using a covariance matrix adaptation evolution strategy (CMAES) method, with the help of a surrogate model. A statistical inference method can also be applied to evaluate the uncertainties one has on the educed values [24]. This method is based on a Bayesian inference approach and uses a Markov chain Monte Carlo (MCMC) algorithm instead of the CMAES technique. Coupled with the bootstrap method for estimating the errors on LDA measurements, it gives an appreciation of the confidence intervals on the educed impedance. In this work, the Bayesian inference method is used only with the ONERA liner sample, in addition to the CMAES eduction (see Sec. IV.C).

B. Classical Impedance Eduction Results

This section presents eduction results on the five cases presented in Table 2. The goal is to study the behavior of the educed impedance with respect to the bulk Mach number and the incident SPL.

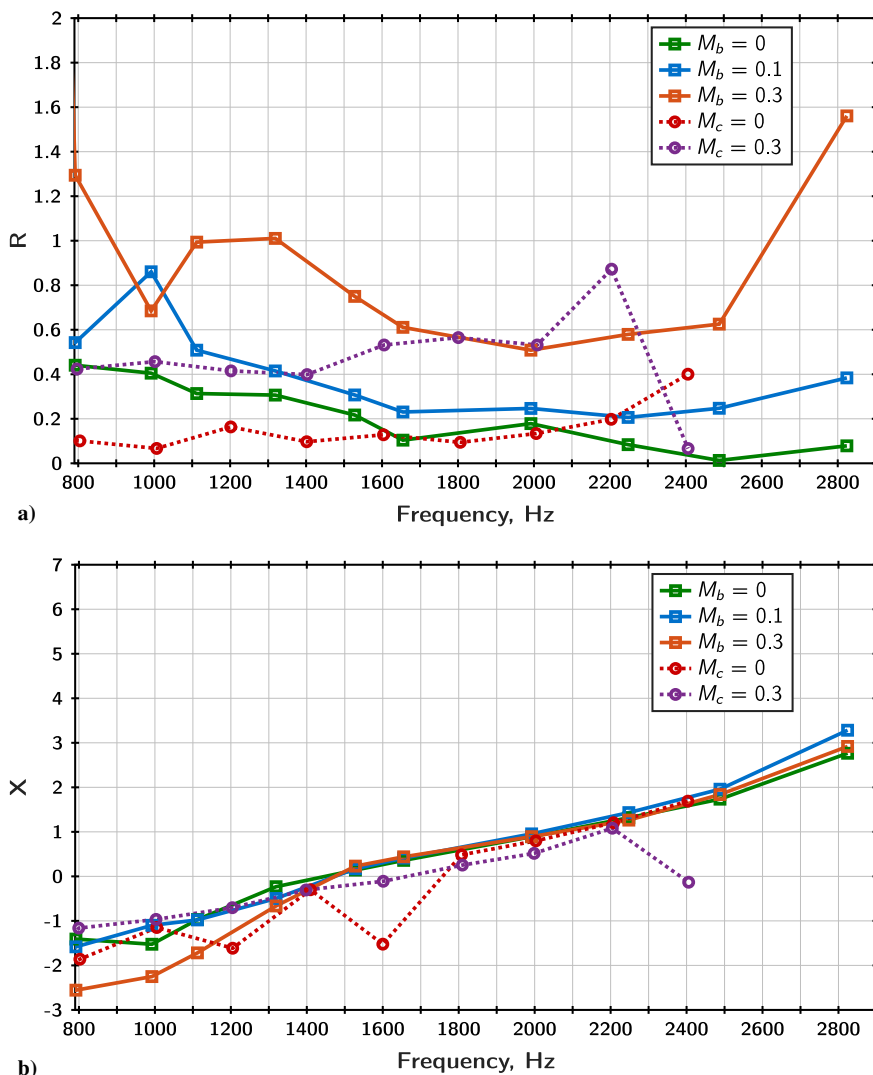


Fig. 5 Effect of the bulk Mach number on the eduction result for multisine source with 130 dB incident SPL on each tone. a) Normalized resistance and b) normalized reactance. Dotted lines correspond to NASA GFIT results, and solid lines to B2A eduction results.

Figure 5 highlights the effect of the Mach number on the impedance, using the eduction results from case #0, #1, and #5. The main effects are on the resistance, which increases with the Mach number. The reactance is almost the same, and, on this liner configuration, no effect is noticeable on the reactance term, which is a known result [27]. On this figure, the results obtained by Jones et al. in Ref. [28] on the same sample and at the same acoustic level are displayed for comparison (with dotted lines). It is important to note that NASA uses the convected Helmholtz equations (CHE, Eq. (4) in Ref. [28]) and not the LEE in their eduction method. However, the agreement is quite good. For the NASA cases, the centerline Mach number M_c is used instead of the bulk Mach number M_b , $M_c = 0.3$ thus corresponds to a lower value of M_b , which explains why the educed resistance for $M_c = 0.3$ is slightly different from the educed resistance for $M_b = 0.3$ (case #5). The educed reactance values obtained by NASA GFIT match the values obtained with B2A. The slight discrepancy between the results of the two cases without flow can be explained by the 3D manufacturing of the samples.

Figure 6 is dedicated to show the SPL effect on the impedance, at a fixed grazing flow speed. One can notice an increase of the resistance when the OASPL is increased at the frequency where the absorption is maximum, that is, near the liner resonance ($X = 0$).

In the case of a tonal excitation, the incident SPL and the OASPL are the same as there is only one tone. Thus, the OASPL for an incident SPL of 140 dB and a monosine excitation is very close to the OASPL for a multisine excitation with 130 dB on each tone. For these two cases, the educed resistance shown in Fig. 6 has similar values: 0.307 and 0.345 for case #3 and #4, respectively. For an

incident SPL of 150 dB, the effect is greater: the resistance increases to 0.52 around the liner resonance frequency. However, the reactance is unresponsive to the SPL effect and remains the same for the considered frequency.

The incident OASPL is the driving parameter to exhibit the effect of the SPL on the resistance. In the following sections, we will focus on the monosine excitation results because this excitation enables to reach higher levels (up to 150 dB), so as to ensure a maximum effect on the impedance.

IV. Taking into Account Nonlinear Behavior in the Eduction Process

A. Streamwise Varying Liner Impedance Boundary Condition

In the standard eduction process, the impedance boundary condition on the lined wall is constant all along the liner. High SPL implies the creation of vortices, and their detachment is done alternately on both sides of the perforation over two half-periods of the acoustic excitation.

The effect of the SPL on the liner resistance is presented as an additive term related to a constant coefficient and the normal acoustic velocity $|w|$ in each perforation.

The model on the resistance term can be written as:

$$R = R_L + C|w| \quad (14)$$

where R_L is the value of the resistance in the linear regime, C is a correction coefficient, and $|w|$ is the normal acoustic velocity. This last component is directly linked to the SPL.

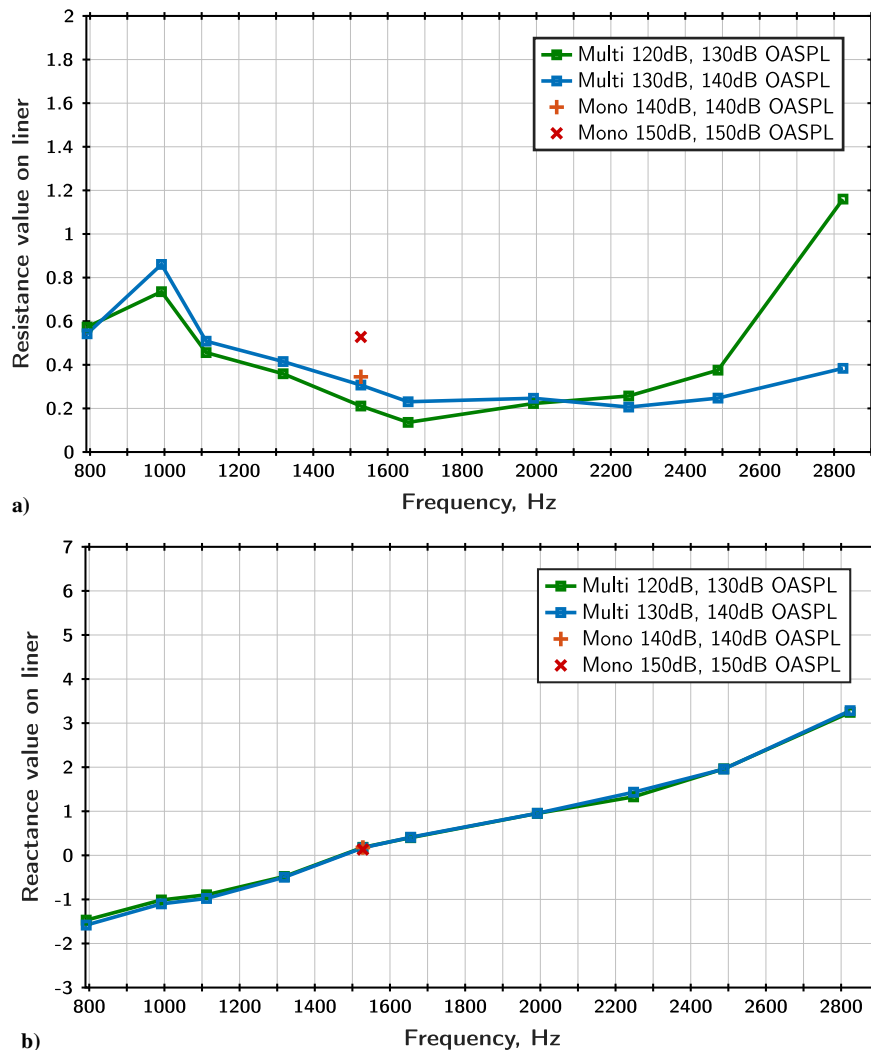


Fig. 6 Effect of the SPL on the eduction result for $M_b = 0.1$. a) Normalized resistance and b) normalized reactance.

Table 3 Impedance boundary condition formulations

# Formulation	$Z(x)$	Educed parameters
(0) Constant	$R + jX$	(R, X, Z_r, C)
(I) Affine	$R_L + jX + D(x - L_r) \times 1_{0 < x < L_r}(x)$	(R_L, X, D, L_r, Z_r, C)
(II) Polynomial	$R_L + jX + (D_1(x - L_r) + D_2(x - L_r)^2) \times 1_{0 < x < L_r}(x)$	$(R_L, X, D_1, D_2, L_r, Z_r, C)$
(III) Exponential	$R_L + jX + A \exp[-(x/L_r)]$	(R_L, X, A, L_r, Z_r, C)

Guess proposed the following expression for C [29]:

$$C = \frac{1 - \sigma^2}{\sigma c_0}$$

where σ is the porosity of the sample.

Cummings [12] proposed a more complex model, including a way of calculating the discharge coefficient C_D (related to the correction coefficient C). The discharge coefficient is defined by the ratio between the core inflow-to-outflow area on each orifice of the perforated plate. The inflow area is reduced due to the apparition of a “vena contracta” due to the vortex shedding. This effect was first exhibited by Hersch and Walker [9]. These terms are usually defined under normal wave incidence. The value of $|w|$ is difficult to evaluate in the case of grazing flow because of its local definition. Tonon et al. [30] proposed other formulations for the calculation of the discharge coefficient. Zhang and Boden [10] performed DNS computation and confirmed that the discharge coefficient is directly linked to the SPL. Recently, Rienstra and Singh [11] managed to calculate analytically this nonlinear effect and showed that this effect is even more important at the resonance of the liner. In the rest of the paper, we will focus on excitation frequencies close to the resonance. The challenge here is to catch the impedance variation due to high SPL with our eduction procedure with shear grazing flow. The idea is to educe the nonlinear part of the resistance while taking into account the decrease of the SPL along the lined region. This approach is a first step of measurement of the nonlinear effects in grazing flow conditions. In the streamwise direction, the impedance of the liner is no more constant and reads:

$$Z(x) = R_L + jX + R_{NL}(x) \quad (15)$$

where $R_{NL}(x)$ is a decreasing function.

Different models are proposed for $R_{NL}(x)$. All of them include a length parameter L_r , which represents the length of the part of the liner over which the resistance is expected to change due to the SPL effect: when $x > L_r$, $R_{NL}(x)$ vanishes and only the constant term R_L remains. Thus, the only difference between the models is the

function $R_{NL}(x)$: one simple approach is to use decreasing polynomial functions of degree 1 or higher; another possibility is the use of exponential functions. The three models retained for the study are shown in Table 3. For simplicity, the liner is considered to start at $x = 0$ even if it not always exactly the case in the experimental setup. These three variable impedance boundary conditions are implemented in the LEE simulation, and the educed parameters are modified accordingly.

B. Eduction Results with a Variable Impedance Value

In this section, the new eduction process is applied to the measurement on the IFAR liner sample.

1. Comparison of the Three Variable Conditions

Figure 7 shows the results for the three new boundary formulations and the classical constant impedance for an incident SPL of 150 dB, with $M_b = 0.1$ and $f = 1528$ Hz. The three impedance profiles are close in terms of evolution along the liner and starting value at $x = 0$.

To emphasize the efficiency of these new boundary conditions, we rely on the cost function. In Table 4, (I), (II), and (III) liner impedance boundary conditions are compared for the case with highest OASPL, where the effects are expected to be the most important. Changing from a constant to a variable impedance is clearly efficient to minimize the cost functions as the new cost is six times smaller than the original cost. However, the improvement between conditions (I), (II), and (III) is small.

In Table 5, the affine model (I) is applied for several sound pressure excitations. It can be noticed that as the incident SPL becomes greater the use of the variable liner impedance boundary condition becomes more efficient to minimize the cost function. On the contrary, when the incident SPL is low (as in case #1), the gain is not significant. The evolution along the liner is thus indeed linked to SPL effects. This analysis of the cost functions shows that the affine liner impedance boundary condition (I) is sufficient. Moreover, it gives a very simple numerical formulation. In the following sections, we will therefore focus only on this boundary condition and compare it with the classical constant impedance.

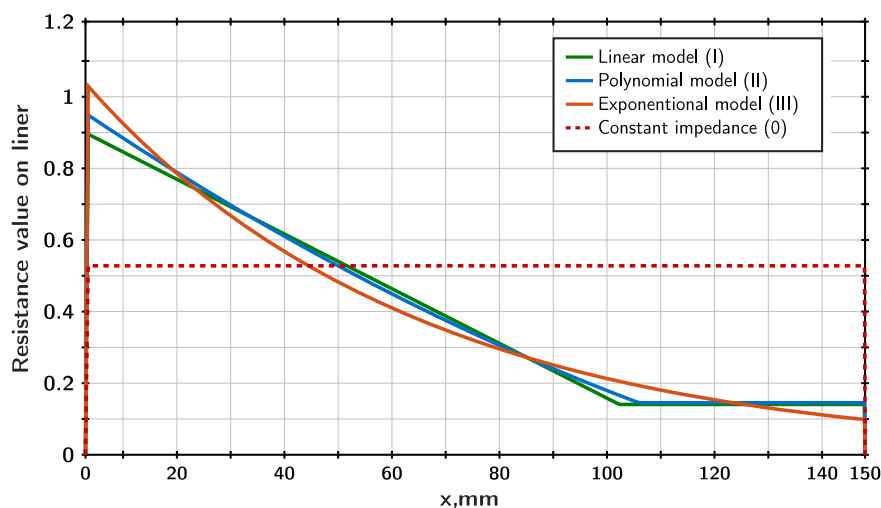


Fig. 7 Resistance eduction for an SPL of 150 dB for a single-tone excitation $f = 1528$ Hz: comparison between the different boundary formulations.

Table 4 Comparison between formulations (I), (II), and (III): OASPL = 150 dB, $f = 1528$ Hz, $M_b = 0.1$ (case #4)

Boundary formulation	Cost function
Constant impedance	1288.4
(I)	217.6
(II)	213.5
(III)	200.9

Table 5 Cost function comparison for $M_b = 0.1$ for several incident SPL ($f = 1528$ Hz)

Case	Cost function	
	Formulation (0)	Formulation (I)
#1 Multisine 120 dB incident SPL per tone	8.4	7.4
#2 Multisine 130 dB incident SPL per tone	49.3	27.7
#3 Monosine 140 dB incident SPL	362.2	154.2
#4 Monosine 150 dB incident SPL	1288.4	217.6

2. Analysis of the Educated Results Based on Formulation (I)

For this part, only the four cases with the same Mach number (#1 to #4) are studied.

The numerical values of the relevant educed parameters for the affine condition (R_L , D , and L_r/L_{total}) are compared with the classical resistance R in Table 6. For the three cases with a high incident SPL (over 130 dB per tone), the values of D are very close. For case #1, D has a lower value, which suggests that the effect is slightly different in this case. The values of R_L are very close for all four cases, and the ratio L_r/L_{total} increases with the incident SPL. These results indicate that the affine boundary condition is able to take into account the effects of an increase of the incident SPL. The other educed values (the reactance and the incident source characteristics) remain close to each other even when the variable impedance formulations are used, as seen in Tables 7 and 8. The reactance values with formulation (I) are always lower than the values with formulation (0); however, the difference is constant, small (< 0.05), and independent from the SPL. This highlights the consistency of the new boundary condition model, as only the educed parameters relative to the impedance condition are modified.

Case #1 seems to be a limit case where the affine condition is not optimal (as the gain in cost function is small), even if the educed values of R_L and L_r/L_{total} are coherent with the other cases. More details on the limitations are presented in Sec. IV.C.

Figure 8 illustrates the education results. For each incident SPL level, the new liner impedance condition (solid lines) and the constant impedance condition (dashed lines) are shown. The three profiles are very similar, and the coherence of the new condition is clear: the resistance value at $x = 0$ increases with the incident SPL, but the

Table 6 Resistance value for $M_b = 0.1$ for the constant (0) and affine (I) boundary conditions ($f = 1528$ Hz)

Case	Resistance			
	R	R_L	D	L_r/L_{total}
#1 Multisine 120 dB incident SPL per tone	0.211	0.093	-5.95	0.41
#2 Multisine 130 dB incident SPL per tone	0.307	0.114	-7.41	0.47
#3 Monosine 140 dB incident SPL	0.345	0.112	-7.16	0.53
#4 Monosine 150 dB incident SPL	0.52	0.14	-7.64	0.69

Table 7 Incident source characteristics for the two impedance boundary conditions

Case	Formulation (0)		Formulation (I)	
	Amplitude $ C $			
#1 Multisine 120 dB incident SPL per tone	0.089		0.090	
#2 Multisine 130 dB incident SPL per tone	0.333		0.331	
#3 Monosine 140 dB incident SPL	1.027		1.016	
#4 Monosine 150 dB incident SPL	2.241		2.193	
	Phase θ_c , deg			
#1 Multisine 120 dB incident SPL per tone	-118		-120	
#2 Multisine 130 dB incident SPL per tone	-126		-127	
#3 Monosine 140 dB incident SPL	-119		-120	
#4 Monosine 150 dB incident SPL	-131		-132	

values at the end of the affine evolution are very close for all three cases.

Figure 9 shows the evolution of the liner resistance value along the streamwise direction for the two monosine cases with OASPL 140 and 150 dB (#3 and #4). The curve is superimposed with the sound pressure field obtained by an LEE simulation with the educed impedance values imposed at the lined wall boundary. For high SPL on the liner, the resistance is high and decreases with the SPL. As soon as a threshold value of the SPL is achieved, the educed resistance is constant along the liner. The threshold value is around 130 dB for both cases. This behavior shows that, with the affine impedance condition, the nonlinear effects directly linked to the high SPL are visible. It is also interesting to note that in Fig. 7 the points where the decrease of the resistance stops are close for the two polynomial models. This indicates that the threshold is indeed linked to the physical effect regardless of the chosen formulation of the impedance model.

C. Limitations of the Approach

1. Other Results on the IFAR Sample

To assess the limits of the affine boundary formulation, it was tested at other frequencies, still on the IFAR sample. Figure 10 shows the obtained cost functions for case #2 and for all the frequencies contained in the excitation signal. The gain is clearly more important at the resonance ($f = 1528$ Hz) than at other frequencies: apart from the frequencies close to the resonance, there is no gain obtained by using the affine boundary condition instead of the constant one. However, the model remains consistent as the educed values for all the parameters remain very close to the results obtained with the constant boundary condition.

Table 8 Reactance values on liner for both impedance boundary conditions

Case	Reactance	
	Formulation (0)	Formulation (I)
#1 Multisine 120 dB incident SPL per tone	0.18	0.13
#2 Multisine 130 dB incident SPL per tone	0.17	0.11
#3 Monosine 140 dB incident SPL	0.17	0.12
#4 Monosine 150 dB incident SPL	0.13	0.08

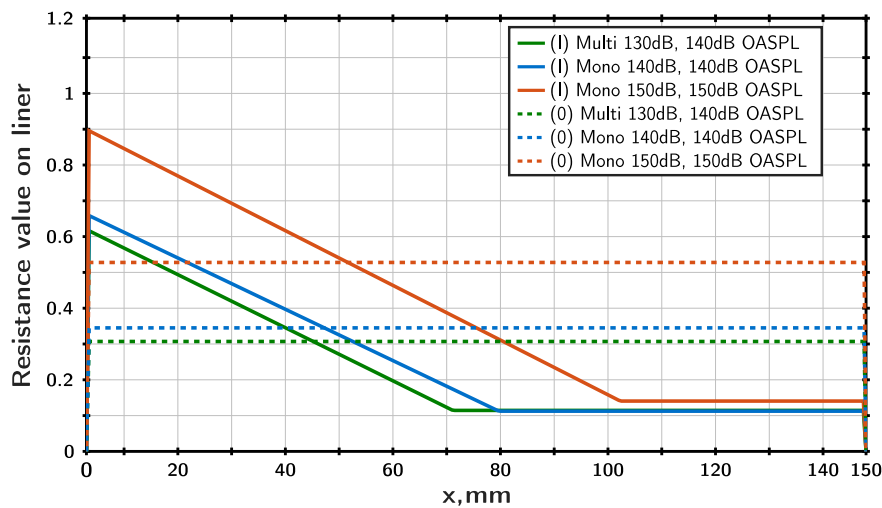


Fig. 8 Resistance education for an single-tone excitation $f = 1528$ Hz: comparison between (0) and (I) boundary conditions for different incident SPLs.

Figure 11 presents some of the resistance values for both boundary conditions. The blue curves correspond to $f = 1112$ Hz, a frequency that is outside of the resonance domain of the liner: the gain when using the affine condition is negligible in terms of cost function, and it appears that the profiles obtained with both conditions are indeed very close. The slope is reversed compared with all the other cases, which has no physical meaning and indicates that there is no SPL effect to take into account at this frequency. At $f = 1655$ Hz (green curves), the constant values obtained with both conditions are also very close;

however, the resistance is very high at the beginning of the liner, especially compared with the value obtained at the resonance (in red). The length of the decrease is also quite short, which again suggests that there is no significant SPL effect at this frequency. It is important to note that the difference between the values obtained with the classical condition and the constant part of the values obtained with the affine condition (i.e., the interval between dashed and solid lines for each case) is bigger at $f = 1528$ Hz than at the two other frequencies. This confirms that the SPL effect is visible only at the resonance.

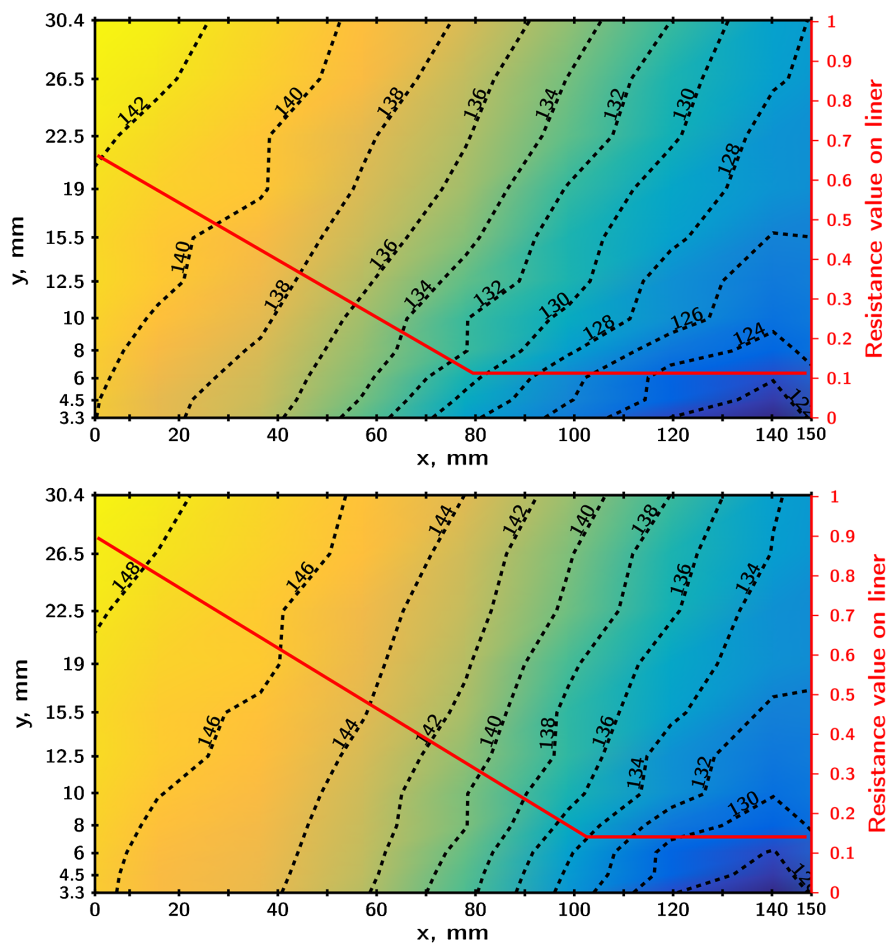


Fig. 9 Resistance evolution along the liner (in red) and sound pressure field simulated with the LEE (background color and isocontours) for $M_b = 0.1$, single-tone excitation, $f = 1528$ Hz, SPL = 140 dB (top), and SPL = 150 dB (bottom).

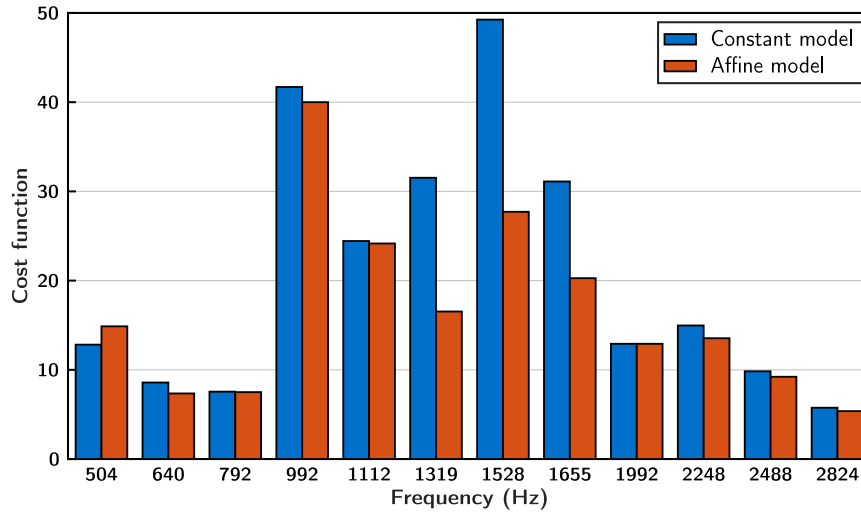


Fig. 10 Cost function: comparison between the constant and affine boundary formulations over the whole excitation range (case #2).

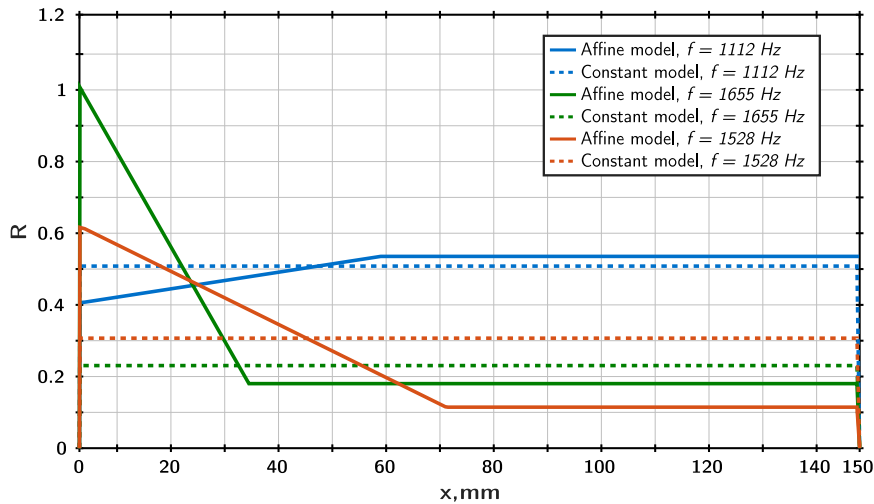


Fig. 11 Resistance reduction for several single-tone excitations (case #2): comparison between (0) and (I) boundary conditions.

2. Results on the ONERA Sample

To ensure the relevance of the impedance model in other cases, the affine boundary condition was tested with the ONERA liner sample. Previous studies [14] showed that this liner has a linear behavior regarding the incident SPL up to 130 dB: the affine impedance boundary condition is therefore expected to be unnecessary in this range. However, it should give a result coherent with the one given by the constant boundary condition.

Only the two cases with incident SPL higher than 130 dB were included in the eduction process. Table 9 sums up the educed results for the two considered cases (#7 and #8) and for both boundary conditions. For both cases, the values of R and R_L are very close. Comparing the cost functions shows that the gain obtained by changing the boundary condition is very small: for the multisine case, the cost function goes from 44 to 36, and it stays exactly the same for the monosine case.

Table 9 Resistance value for the ONERA sample, for $M_b = 0.2$ for both liner impedance boundary conditions, $f = 1992$ Hz

Case	R	R_L	D	L_τ/L_{total}
#7 Multisine 130 dB incident SPL per tone	1.432	1.259	-83.73	0.15
#8 Monosine 130 dB incident SPL	1.345	1.345	37.2	0.007

Figure 12 shows the educed resistances with the constant boundary condition (0) and the affine boundary condition (I) for case #7. The constant educed resistance for case #8 is also shown (dashed line) for comparison. The error margins computed using the statistical method developed in Ref. [24] are also added for the two constant cases (the inference method is not implemented with the affine boundary condition). One can notice that the educed values are close to each other, and that the variations all stay within the uncertainty margin. This means that there are no effects of the incident SPL on the resistance of the ONERA sample for this bulk Mach number condition.

For the monosine case #8, D is positive and the ratio L_τ/L_{total} is less than 1%. These values have little meaning compared with all the other results. However, as the resistance values and cost functions are exactly the same, this result confirms the consistency of our affine boundary condition: it is capable of giving back the constant impedance as a result when a variable impedance is not needed (in this case, due to the linear behavior of the sample). The variable impedance profile that was found in case #7 is questionable as nonlinear effects are not supposed to exist on this sample and the absolute value of D is 10 times higher than those on the IFAR cases.

It should also be noted that the effect of the grazing flow is more significant than the effect of the SPL. Thus, at some point, the effect of the incident SPL may be present but hard to take into account correctly because it is masked by the grazing flow effect. This could explain the slight difference between case #1 and the other cases with

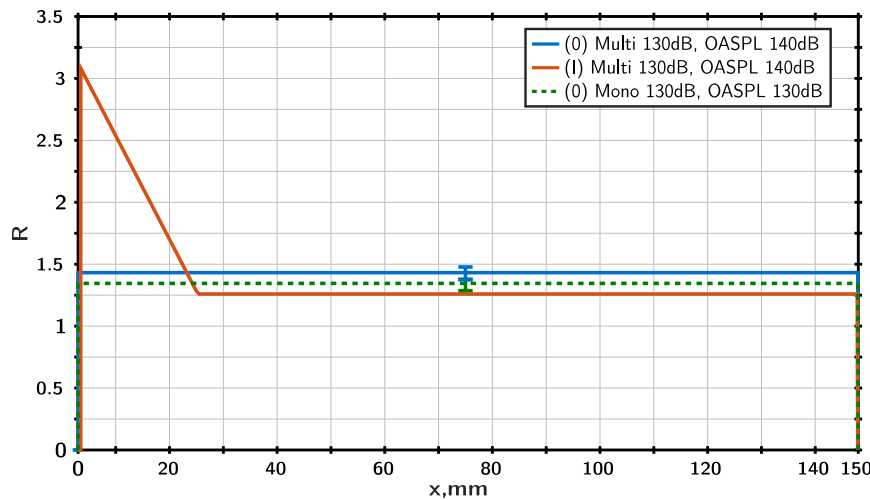


Fig. 12 Resistance reduction for the two multisine cases on the ONERA liner sample, for both boundary conditions.

the IFAR sample. This competition between the two effects also makes it difficult to conclude on the results given by the variable boundary conditions without conducting a preliminary study on the behavior of the sample (using the classical constant conditions).

V. Conclusions

In this paper, a new impedance eduction technique has been presented. The direct problem of wave propagation in a flow duct subject to a grazing flow was represented by the two-dimensional LEE and it was solved using a DG scheme. The classical impedance boundary condition in the eduction process was modified to include a space-dependent variable term, based on the research by Cummings [12]. An affine formulation in space was proven to be the best tradeoff between efficiency and ease of implementation. This modification has allowed to explain some aspects of the influence of incident SPL on the impedance of a liner. For liners with a nonlinear behavior with respect to SPL, the new method has shown the existence of a threshold value above which the effects of the incident SPL on the resistance of the liner can be described with a space-dependent resistance. Under this threshold, the resistance becomes constant. The existence of this threshold confirms that SPL effects are well taken into account by using the affine condition. On the other hand, when the effect of the SPL is weaker than the grazing flow effect, a close match between the classical method and the new affine approach was observed, with no gain in efficiency. This is also verified when the affine formulation is applied in cases where there is no SPL effect (e.g., due to the frequency being too far from the resonance of the liner).

This affine formulation is thus useful when the following conditions are reunited: a grazing flow slow enough so that the Mach number effect on the resistance is not high, an acoustic excitation with a high SPL so that the nonlinear effects of the liner are noticeable, and a measure at a frequency near resonance to enhance the visibility of the nonlinear effects. In these conditions, the affine formulation should be useful for the comparison of similar samples tested in different test benches. Indeed, as the educed resistance is fully independent from the sample length, different setups using different sample length are expected to find the same results for a given liner.

References

- [1] Jing, X., Peng, S., and Sun, X., "A Straightforward Method for Wall Impedance Eduction in a Flow Duct," *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 124, No. 1, 2008, pp. 227–234. <https://doi.org/10.1121/1.2932256>
- [2] Elnady, T., Bodén, H., and Elhadidi, B., "Validation of an Inverse Semi-Analytical Technique to Educe Liner Impedance," *AIAA Journal*, Vol. 47, No. 12, 2009, pp. 2836–2844. <https://doi.org/10.2514/1.41647>
- [3] Buot de l'Épine, Y., Chazot, J.-D., and Ville, J.-M., "Bayesian Identification of Acoustic Impedance in Treated Ducts," *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 138, No. 1, 2015, pp. EL114–EL119. <https://doi.org/10.1121/1.4923013>
- [4] Busse-Gerstengarbe, S., Richter, C., Thiele, F. H., Lahiri, C., Enghardt, L., Roehle, I., Ferrante, P., and Scofano, A., "Impedance Eduction Based on Microphone Measurements of Liners Under Grazing Flow Conditions," *AIAA Journal*, Vol. 50, No. 4, 2012, pp. 867–879. <https://doi.org/10.2514/1.J051232>
- [5] Spillere, A. M., Medeiros, A. A., and Cordioli, J. A., "An Improved Impedance Eduction Technique Based on Impedance Models and the Mode Matching Method," *Applied Acoustics*, Vol. 129, Jan. 2018, pp. 322–334. <https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2017.08.014>
- [6] Troian, R., Dragna, D., Bailly, C., and Galland, M.-A., "Broadband Liner Impedance Eduction for Multimodal Acoustic Propagation in the Presence of a Mean Flow," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 392, March 2017, pp. 200–216. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2016.10.014>
- [7] Primus, J., Piot, E., and Simon, F., "An Adjoint-Based Method for Liner Impedance Eduction: Validation and Numerical Investigation," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 332, No. 1, 2013, pp. 58–75. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2012.07.051>
- [8] Zhou, L., and Bodén, H., "A Systematic Uncertainty Analysis for Liner Impedance Eduction Technology," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 356, Nov. 2015, pp. 86–99. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2015.07.001>
- [9] Hersch, A. S., and Walker, B., "Effect of Grazing Flow on the Acoustic Impedance of Helmholtz Resonators Consisting of Single and Clustered Orifices," *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 72, No. 2, 1982, pp. 642–642. <https://doi.org/10.1121/1.388144>
- [10] Zhang, Q., and Boden, D. J., "Numerical Investigation of a Honeycomb Liner Grazed by Laminar and Turbulent Boundary Layers," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 792, March 2016, pp. 936–980. <https://doi.org/10.1017/jfm.2016.79>
- [11] Rienstra, S. W., and Singh, D. K., "Nonlinear Asymptotic Impedance Model for a Helmholtz Resonator of Finite Depth," *AIAA Journal*, Vol. 56, No. 5, 2018, pp. 1792–1802. <https://doi.org/10.2514/1.J055882>
- [12] Cummings, A., "The Response of a Resonator Under a Turbulent Boundary Layer to a High Amplitude Non-Harmonic Sound Field," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 115, No. 2, 1987, pp. 321–328. [https://doi.org/10.1016/0022-460X\(87\)90475-5](https://doi.org/10.1016/0022-460X(87)90475-5)
- [13] Jones, M. G., Nark, D. M., and Howerton, B. M., "Overview of Liner Activities in Support of the International Forum for Aviation Research," *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2019-2599, 2019. <https://doi.org/10.2514/6.2019-2599>
- [14] Primus, J., Piot, E., Simon, F., Jones, M. G., and Watson, W., "ONERA-NASA Cooperative Effort on Liner Impedance Eduction," *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2013-2273, 2013. <https://doi.org/10.2514/6.2013-2273>
- [15] Malmay, C., Carbonne, S., Auregan, Y., and Pagneux, V., "Acoustic Impedance Measurement with Grazing Flow," AIAA Paper 2001-2193, 2001. <https://doi.org/10.2514/6.2001-2193>

- [16] Minotti, A., Simon, F., and Gantié, F., "Characterization of an Acoustic Liner by Means of Laser Doppler Velocimetry in a Subsonic Flow," *Aerospace Science and Technology*, Vol. 12, No. 5, 2008, pp. 398–407. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2007.09.007>
- [17] Léon, O., Piot, E., Sebbane, D., and Simon, F., "Measurement of Acoustic Velocity Components in a Turbulent Flow Using LDV and High-Repetition Rate PIV," *Experiments in Fluids*, Vol. 58, No. 6, 2017, p. 72. <https://doi.org/10.1007/s00348-017-2348-4>
- [18] Léon, O., Méry, F., Piot, E., and Conte, C., "Near-Wall Aerodynamic Response of an Acoustic Liner to Harmonic Excitation with Grazing Flow," *Experiments in Fluids*, Vol. 60, No. 9, 2019, p. 144. <https://doi.org/10.1007/s00348-019-2791-5>
- [19] Méry, F., Sebbane, D., Piot, E., Simon, F., Reulet, P., and Carazo-Mendez, A., "Experimental Assessment of the Effect of Temperature Gradient Across an Aeroacoustic Liner," *2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2018-4100, 2018. <https://doi.org/10.2514/6.2018-4100>
- [20] Chung, J. Y., and Blaser, D. A., "Transfer Function Method of Measuring In-Duct Acoustic Properties. I. Theory," *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 68, No. 3, 1980, pp. 907–913. <https://doi.org/10.1121/1.384778>
- [21] Bodén, H., and Åbom, M., "Influence of Errors on the Two-Microphone Method for Measuring Acoustic Properties in Ducts," *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 79, No. 2, 1986, pp. 541–549. <https://doi.org/10.1121/1.393542>
- [22] Lavieille, M., Simon, F., and Micheli, F., "Measurement of Acoustic Quantity Fields in Duct Flow by Laser Doppler Velocimetry," *Proceedings of the 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2006-2550, 2006. <https://doi.org/10.2514/6.2006-2550>
- [23] Nance, D., and Ahuja, K. K., "Limitations of the Three-Microphone Signal Enhancement Technique," *Proceedings of the 45th AIAA Aerospace Sciences Conference*, AIAA Paper 2007-441, 2007. <https://doi.org/10.2514/6.2007-441>
- [24] Roncen, R., Méry, F., Piot, E., and Simon, F., "Statistical Inference Method for Liner Impedance Eduction with a Shear Grazing Flow," *AIAA Journal*, Vol. 57, No. 3, 2019, pp. 1055–1065. <https://doi.org/10.2514/1.J057559>
- [25] Pascal, L., Piot, E., and Casalis, G., "Discontinuous Galerkin Method for Acoustic Modes Computation in Lined Ducts," *Proceedings of the 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2012-2153, 2012. <https://doi.org/10.2514/6.2012-2153>
- [26] Piot, E., Primus, J., and Simon, F., "Liner Impedance Eduction Technique Based on Velocity Fields," *Proceedings of the 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2012-2198, 2012. <https://doi.org/10.2514/6.2012-2198>
- [27] Melling, T., "The Acoustic Impedance of Perforates at Medium and High Sound Pressure Levels," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 29, No. 1, 1973, pp. 1–65. [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(73\)80125-7](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(73)80125-7)
- [28] Jones, M. G., Watson, W. R., Nark, D. M., and Howerton, B. M., "Impedance Eduction for Multisegment Liners," *2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2018-3441, 2018. <https://doi.org/10.2514/6.2018-3441>
- [29] Guess, A., "Calculation of Perforated Plate Liner Parameters from Specified Acoustic Resistance and Reactance," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 40, No. 1, 1975, pp. 119–137. [https://doi.org/10.1016/S0022-460X\(75\)80234-3](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(75)80234-3)
- [30] Tonon, D., Moers, E., and Hirschberg, A., "Quasi-Steady Acoustic Response of Wall Perforations Subject to a Grazing-Bias Flow Combination," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 332, No. 7, 2013, pp. 1654–1673. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2012.11.024>

C. Bailly
Associate Editor

Bilan

Dans ce chapitre, une nouvelle technique d'identification d'impédance a été présentée. La condition limite d'impédance classique dans le processus d'éduction a été modifiée pour inclure un terme variable dépendant en espace. Cette modification a permis d'expliquer certains aspects de l'influence du SPL incident sur l'impédance d'un liner. Pour les liners ayant un comportement non linéaire par rapport au SPL, la nouvelle formulation a montré l'existence d'une valeur SPL seuil au-dessus de laquelle les effets du SPL incident sur la résistance du liner peuvent être décrits par une résistance dépendant de l'espace. En dessous de ce seuil, la résistance redevient constante. L'existence de ce seuil confirme que les effets du SPL sont bien pris en compte en utilisant la condition affine. En revanche, lorsque l'effet du SPL est plus faible que l'effet de l'écoulement rasant, la méthode classique et la nouvelle approche concordent, sans gain d'efficacité. Ceci est également vérifié lorsque la formulation variable est appliquée dans des cas où il n'y a pas d'effet SPL (par exemple, en raison d'une fréquence trop éloignée de la résonance du liner). Cette formulation d'impédance variable est donc utile lorsque les conditions suivantes sont réunies : un écoulement rasant suffisamment lent pour que son effet sur la résistance ne soit pas élevé, une excitation acoustique avec un SPL élevé pour que les effets non linéaires du liner soient perceptibles, et une mesure à une fréquence proche de la résonance où les effets de non linéarité sont importants.

Troisième partie

Caractérisation thermique et acoustique de liners

Cette partie a pour but de présenter les résultats expérimentaux obtenus sur le banc B2A avec le montage thermique décrit dans le chapitre 3, et de lier ces résultats expérimentaux au comportement acoustique de liners en utilisant notamment la méthode d'éduction d'impédance développée dans le chapitre 4. La plupart des résultats présentés dans la suite ont été publiés au cours de la thèse : un article à propos du développement du montage thermique et sur les premiers résultats relatifs à des échantillons SDOF a été publié dans le journal *Experiments in Fluids*², et l'étude réalisée sur l'échantillon LEONAR-2 a fait l'objet d'une communication au congrès AIAA Aeroacoustics 2021³. Un dernier article tiré de cette communication est actuellement en cours de revue pour l'*AIAA Journal*.

2. Lafont *et al.* [72]

3. Lafont *et al.* [73]

Étude de l'influence des conditions thermiques et aérodynamiques sur la réponse acoustique des liners

Ce chapitre s'intéresse au comportement acoustique complet des différents échantillons, dans le but d'apporter des éléments de caractérisation acoustique des liners. Dans un premier temps, une étude de l'impédance des échantillons selon les conditions aérodynamiques et thermiques avec la méthode de détermination d'impédance usuelle utilisée sur le B2A est proposée. Dans un second temps, on s'intéressera aux effets de forts niveaux acoustiques, via la méthode de détermination spécifique développée dans le chapitre précédent.

Sommaire

5.1. Étude de l'impact des conditions aérodynamiques et thermiques sur l'impédance des échantillons	83
5.1.1. Rappels préalables sur les conditions choisies pour les mesures acoustiques	83
5.1.2. Étude générale de l'impédance des échantillons	85
5.1.3. Étude détaillée de l'impact de l'écoulement	87
5.1.4. Étude de l'impact de la température	90
5.2. Étude de l'impact du niveau acoustique	91
5.2.1. Mise en évidence de l'impact	91
5.2.2. Étude en impédance variable	96

5.1. Étude de l'impact des conditions aérodynamiques et thermiques sur l'impédance des échantillons

Cette première partie s'attache à l'étude de la réponse acoustique des échantillons via la méthode de détermination d'impédance classique utilisée sur le B2A. Elle consiste à remonter à la valeur de l'impédance ζ à partir de mesures microphoniques en paroi opposée au liner (voir Chapitre 4).

5.1.1. Rappels préalables sur les conditions choisies pour les mesures acoustiques

Vitesses d'écoulement et configurations thermiques

Le tableau 5.1 reprend les valeurs de gradient thermique utilisées. Les mesures acoustiques ont été réalisées en majorité dans la configuration d'échantillon chauffé et d'écoulement à T_{amb} (soit $\Delta T > 0$) : seules deux mesures ont été effectuées avec une configuration thermique négative (en fixant $\Delta T = -70$ K). Ce choix est imposé par la méthode de mesure microphonique en paroi, qui est potentiellement dangereuse pour l'opérateur dans le cas où l'écoulement est chauffé. Les valeurs de débit d'écoulement choisies ainsi que les nombres de Mach débitant correspondants sont présentés dans le tableau 5.2.

Configuration thermique	Négative	Référence	Positive		
ΔT (K)	-70	0	+70	+100	+150

TABLE 5.1. – Valeurs de ΔT sélectionnées pour les mesures de détermination d'impédance

q_m (g/s)	M_b ($T_{flow} = 20^\circ\text{C}$)	M_b ($T_{flow} = 87^\circ\text{C}$)
50	0.048	0.054
100	0.097	0.107
260	0.251	-

TABLE 5.2. – Valeurs de débit massique q_m utilisées pour les mesures de détermination d'impédance et correspondances en nombre de Mach débitants (calculés avec la formule 3.1)

Excitation acoustique

Comme expliqué précédemment, l'excitation acoustique choisie peut être de deux types : soit une excitation contenant plusieurs fréquences, appelée multisinus ou multiton, soit une excitation contenant une seule fréquence, appelée monosinus¹. L'intérêt des excitations multisinus est d'étudier un comportement acoustique sur une large bande de fréquences, tandis que l'excitation à fréquence unique sert plutôt à étudier le comportement autour de la résonance du liner. Dans les deux cas, le niveau SPL incident de l'excitation est ajusté pour chaque fréquence : dans la suite, le SPL est donné en dB pour alléger la notation, mais doit être compris comme un niveau en dB/fréquence. Pour indiquer en dB le niveau acoustique incident total de l'excitation, on utilisera au besoin l'OASPL (Overall Sound Pressure Level) qui est la somme des niveaux de toutes les fréquences.

L'excitation multisinus sélectionnée comprend toujours 12 fréquences dont les valeurs sont détaillées dans le tableau 5.3. Les 12 fréquences utilisées ont un SPL incident de 130 dB chacune, tandis que l'excitation monosinus a un SPL incident de 140 dB. L'OASPL des deux excitations est ainsi le même.

Fréquences (Hz)											
504	616	760	992	1112	1240	1488	1736	1992	2248	2488	2824

TABLE 5.3. – Fréquences utilisées pour l'excitation multisinus. Les fréquences utilisées pour les excitations monosinus sont indiquées en gras (en bleu pour l'échantillon SDOF-1 et en orange pour les échantillons SDOF-2 et LEONAR-2)

Premier aperçu du comportement acoustique des échantillons

Un premier aperçu du comportement acoustique des trois échantillons est possible via une mesure de perte en transmission (TL) dont la méthode est donnée en annexe B. Le but de cette mesure est de déterminer la bande de fréquences pour laquelle l'absorption acoustique est maximale afin de déterminer quelle fréquence présente dans l'excitation acoustique est la plus proche de la fréquence de résonance de chaque échantillon. Cette mesure permet donc de construire les excitations monosinus centrées sur la résonance détaillées au tableau 5.3.

La figure 5.1 présente les résultats de la mesure du TL pour différentes configurations thermiques et un écoulement de débit $q_m = 100$ g/s. L'excitation acoustique utilisée est le multisinus à 130 dB. Le comportement acoustique des échantillons SDOF-2 et LEONAR-2 est proche : la bande de fréquences correspondant à l'absorption maximale est la même pour les deux échantillons. La fréquence d'absorption maximale (correspondant à la fréquence de résonance du liner)

1. On choisit des excitations tonales afin de garantir des niveaux importants en sortie du système de génération.

Liner	SDOF-1	SDOF-2	LEONAR-2
Diamètre des perforations ϕ , mm	1.5		
Épaisseur de la plaque perforée δ , mm	1	8	1+7
Porosité (POA)	15%		
Hauteur des cavités internes L_c , mm	48	41	41
Hauteur totale L_s , mm	50		45
Fréquence de résonance	$\approx 1,5$ kHz	≈ 1 kHz	

TABLE 5.4. – Caractéristiques des échantillons pertinentes pour l'étude acoustique

est légèrement plus élevée sur l'échantillon de type LEONAR mais reste autour de 1 kHz. L'échantillon SDOF-1 a une bande d'absorption plus large et à des fréquences plus élevées : sa résonance se situe autour de 1,5 kHz. L'absorption maximale est de l'ordre de 25 dB pour chacun des échantillons, et ne semble pas être modifiée significativement par la présence ou non d'un gradient thermique à l'intérieur du liner. Le seul impact visible est un léger élargissement de la bande d'absorption vers les hautes fréquences sur les échantillons SDOF-2 et LEONAR-2, ce qui est conforme à la littérature [87].

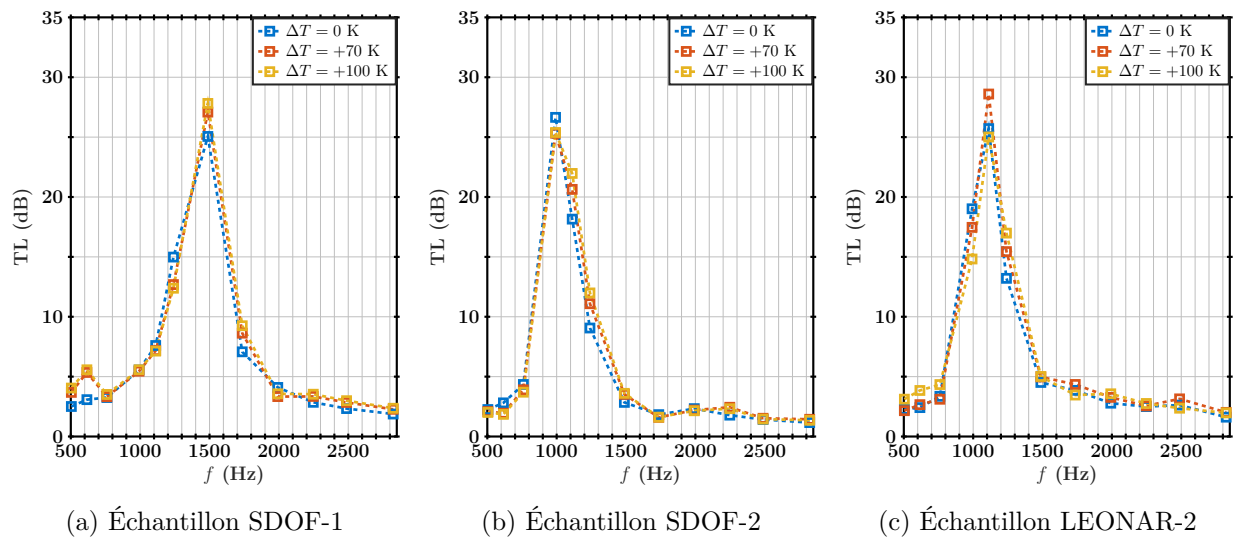


FIGURE 5.1. – TL (Transmission Loss), $q_m = 100$ g/s. Excitation multisinus 130 dB/ton, OASPL=140 dB

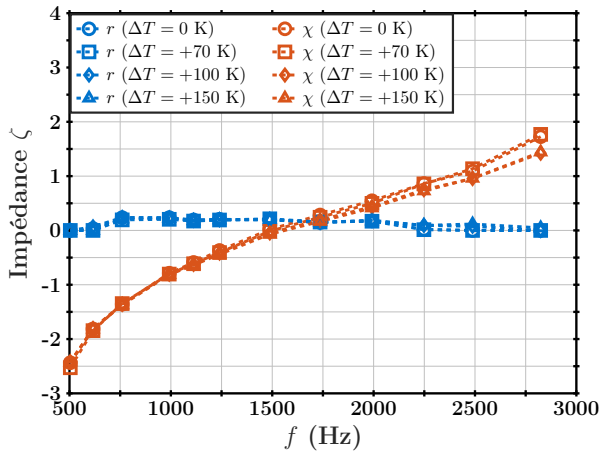
5.1.2. Étude générale de l'impédance des échantillons

Pour chacun des échantillons, les valeurs de r et χ sont déterminées par éduction inverse, en utilisant le code PLACID. L'excitation acoustique utilisée dans ce paragraphe est le multisinus à 130 dB, qui permet d'avoir un aperçu sur toute la bande de fréquence.

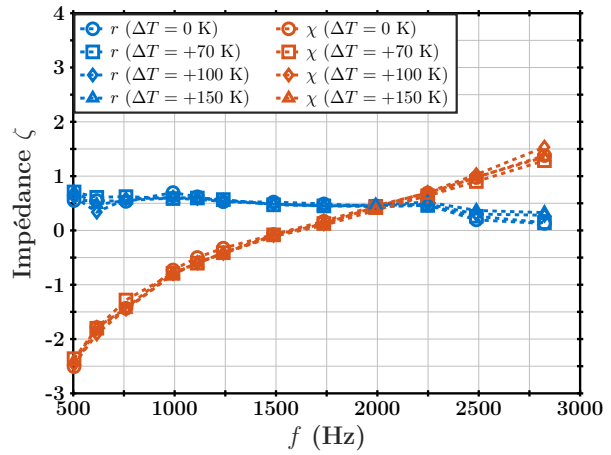
Les résultats de cette détermination pour les cas avec $T_{flow} = T_{amb}$ sont tracés sur la figure 5.2. L'impédance des échantillons SDOF-2 et LEONAR-2 est, comme voulu lors de la fabrication du nouvel échantillon, très similaire. La différence avec l'échantillon SDOF-1 se situe au niveau de la fréquence de résonance, qui est plus élevée sur le SDOF-1 que sur les deux autres échantillons.

La résistance r de chacun des échantillons est assez faible, et semble assez peu impactée par la présence du gradient thermique. La réactance χ est légèrement modifiée lorsque ΔT augmente. Ceci conforte les résultats préliminaires observés par la mesure du TL.

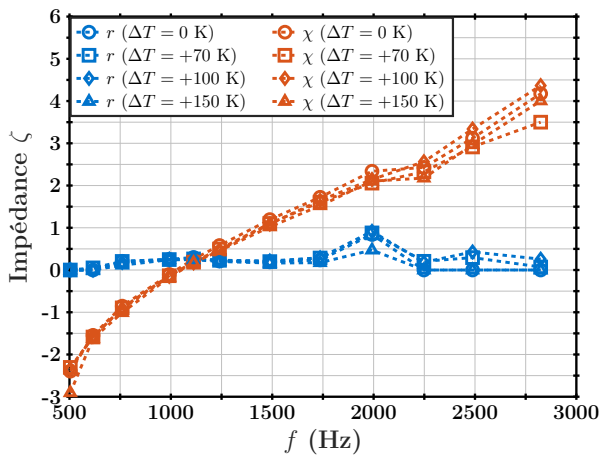
L'échantillon SDOF-1 est le seul pour lequel des mesures acoustiques ont été réalisées dans la configuration thermique avec écoulement chauffé. Comme on le voit sur la figure 5.3, seule la réactance est modifiée par rapport au cas à température ambiante.



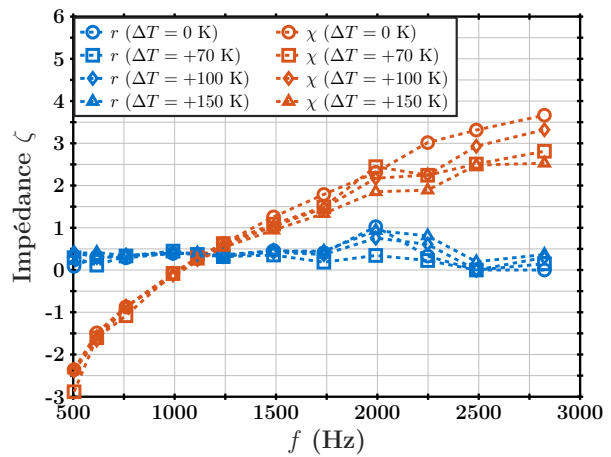
(a) Échantillon SDOF-1, $q_m = 100$ g/s



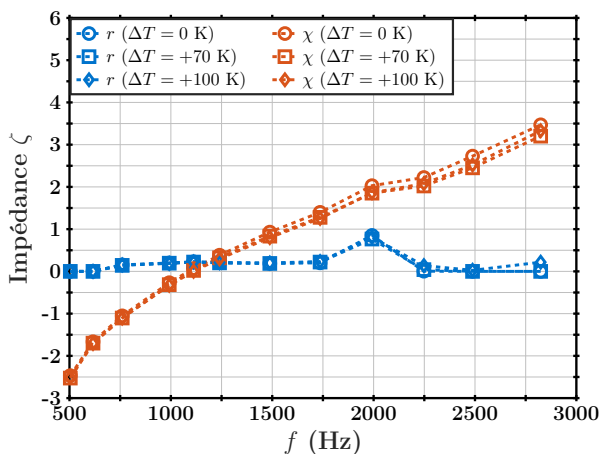
(b) Échantillon SDOF-1, $q_m = 260$ g/s



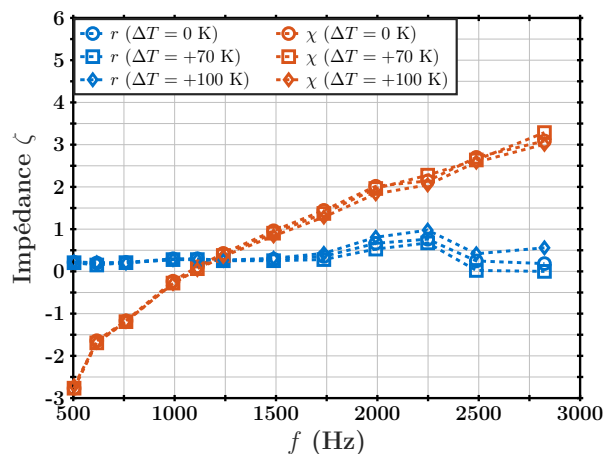
(c) Échantillon SDOF-2, $q_m = 100$ g/s



(d) Échantillon SDOF-2, $q_m = 260$ g/s



(e) Échantillon LEONAR-2, $q_m = 100$ g/s



(f) Échantillon LEONAR-2, $q_m = 260$ g/s

FIGURE 5.2. – Effets cumulés de l'écoulement et de la température sur l'impédance des échantillons : impédance adimensionnée $\zeta = r + j\chi$ de chacun des liners pour différentes vitesses d'écoulement et configurations thermiques, en fonction de la fréquence.

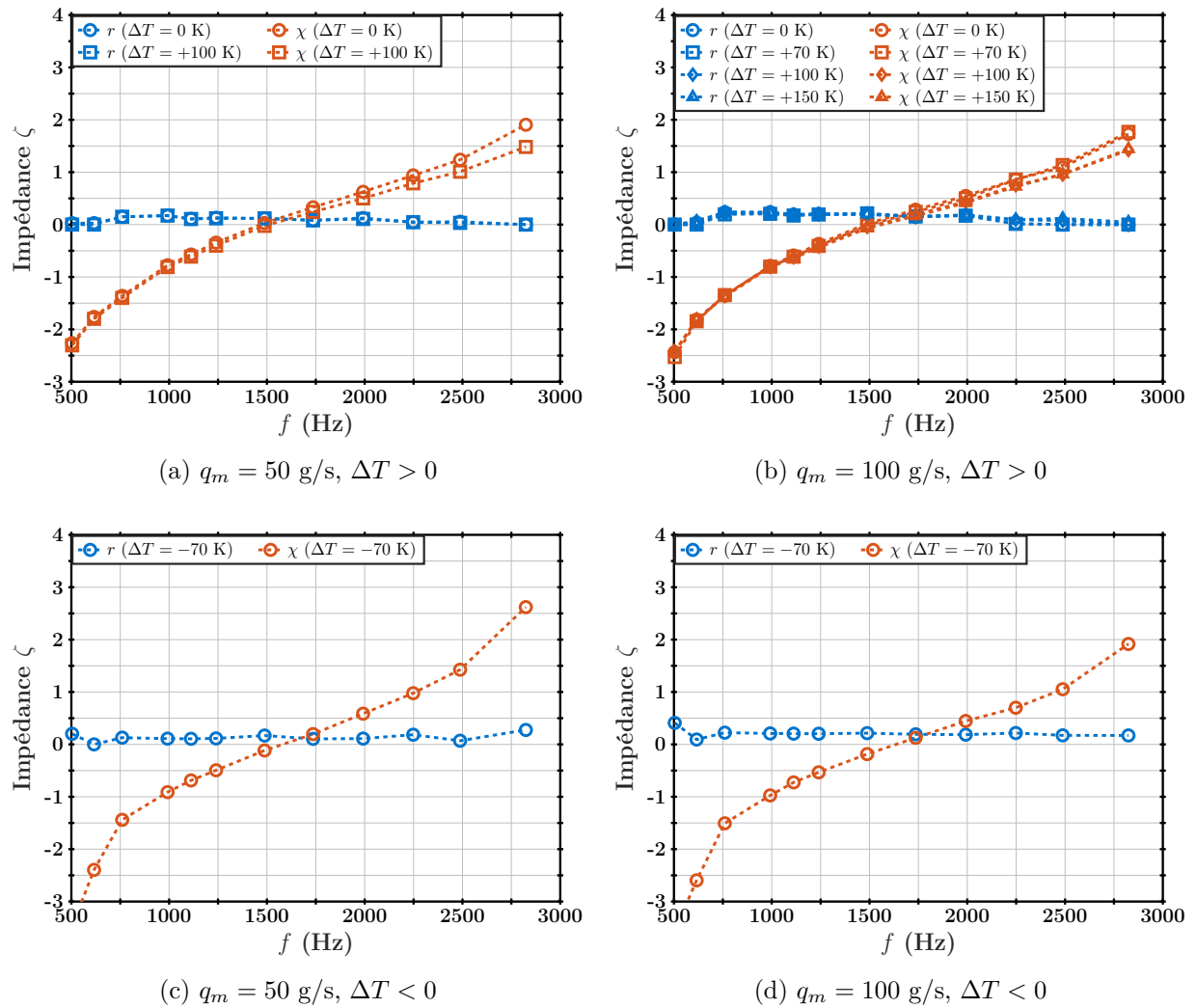


FIGURE 5.3. – Effets cumulés de l'écoulement et de la température sur l'impédance : comparaison des valeurs d'impédance adimensionnée $\zeta = r + j\chi$ de l'échantillon SDOF-1 pour $\Delta T > 0$ et $\Delta T < 0$.

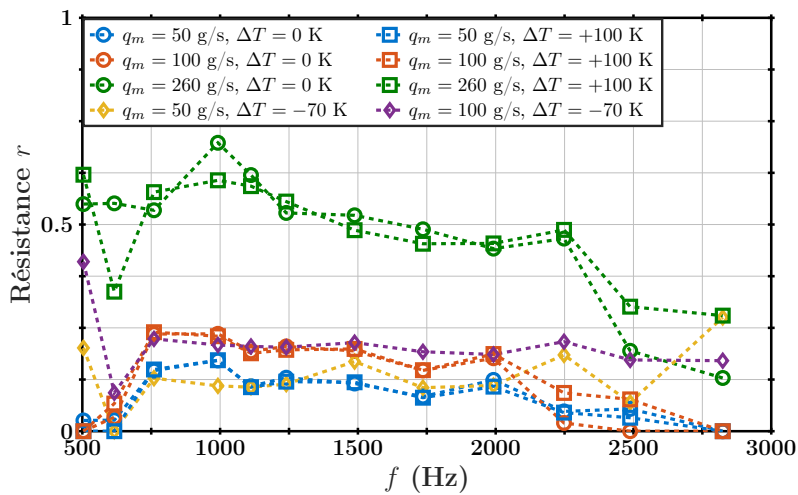
5.1.3. Étude détaillée de l'impact de l'écoulement

Ce paragraphe propose une étude expérimentale rapide des conséquences d'un écoulement rasant sur l'impédance de nos échantillons.

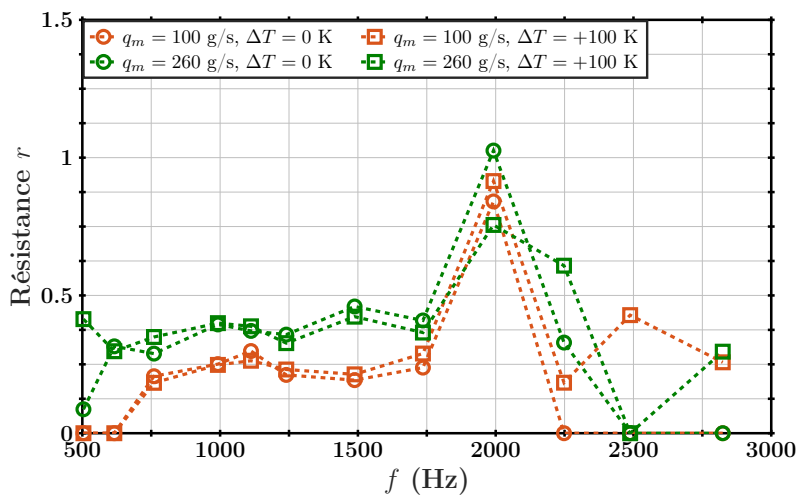
Valeurs de la résistance en fonction de la vitesse d'écoulement

L'écoulement rasant agit principalement sur la résistance du liner (la partie réelle de ζ). La résistance de chaque échantillon à plusieurs vitesses d'écoulement, en fonction de la fréquence acoustique, est représentée sur les figures 5.4a à 5.4c. On constate une nette augmentation de r avec q_m , que ce soit dans les conditions ambiantes ou avec un gradient thermique (ici fixé soit à $\Delta T = +100$ K, soit à $\Delta T = -70$ K).

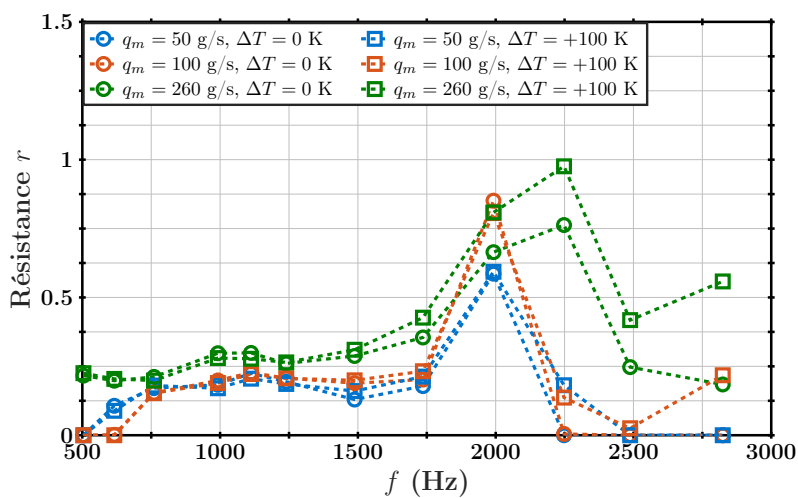
Cette augmentation est surtout visible sur l'échantillon SDOF-1, qui a une résistance plus faible que celle des deux autres échantillons. On retrouve un comportement très proche entre l'échantillon SDOF-2 et l'échantillon LEONAR-2, ce qui conforte l'objectif initial d'obtenir un échantillon au comportement acoustique proche mais aux dimensions externes réduites.



(a) Échantillon SDOF-1



(b) Échantillon SDOF-2



(c) Échantillon LEONAR-2

FIGURE 5.4. – Impact de la vitesse d'écoulement et du gradient thermique sur la valeur de la résistance r pour chacun des échantillons.

Comparaison avec les modèles

L'objectif de ce court paragraphe est de comparer les résultats de la figure 5.4 avec les modèles simplifiés existants de la littérature.

Dans un premier temps on s'intéresse au modèle de Guess [46] qui exprime la résistance additionnelle r_e en fonction du nombre de Mach :

$$r_e = K_M \frac{1 - \sigma^2}{\sigma} M_b \quad (5.1)$$

avec $K_M \approx 0.3$, M_b le nombre de Mach de l'écoulement et σ la porosité du liner.

Dans le cas de nos échantillons, l'augmentation de la résistance due à l'écoulement rasant lorsque le nombre de Mach varie de ΔM_b s'exprime alors $\Delta r_e = 1.955 \Delta M_b$. La figure 5.5 présente les résultats obtenus sur les échantillons SDOF-1 et 2, pour q_m variant de 100 à 260 g/s. La résistance r_p prédite par le modèle de Guess est assez proche de la résistance expérimentale à 260 g/s dans la bande de fréquences proche de la résonance pour l'échantillon SDOF-1. Cependant l'écart augmente pour l'échantillon SDOF-2, indiquant les limites du calcul : l'épaisseur de la couche perforée n'est pas prise en compte, alors que les résultats expérimentaux montrent qu'elle joue sur la valeur de r_e .

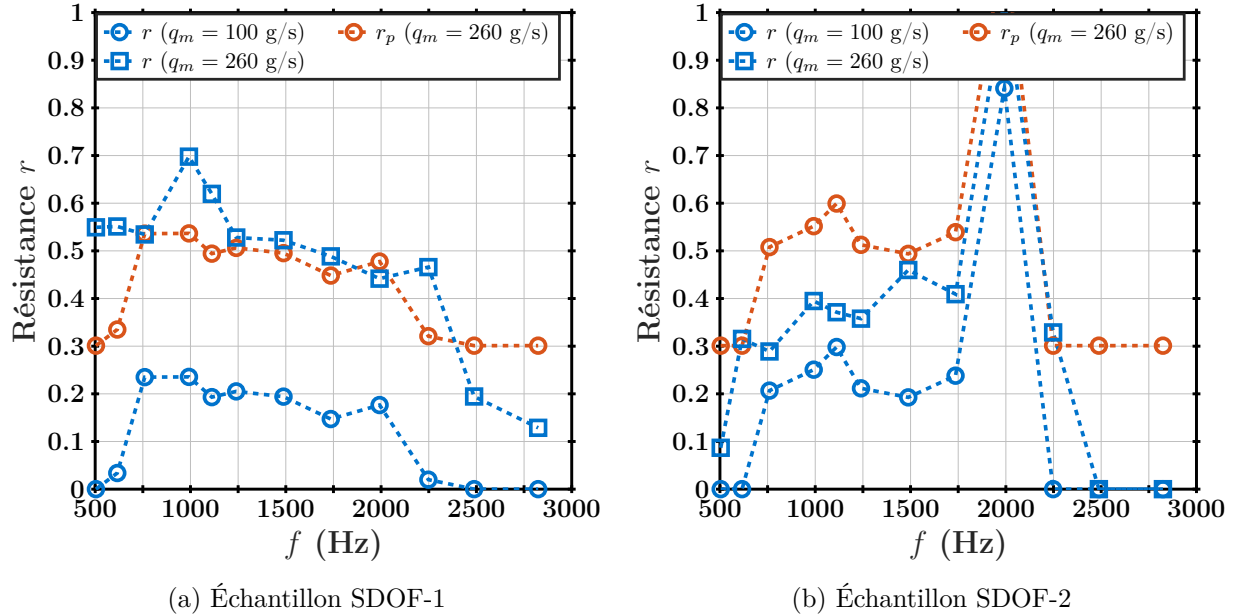


FIGURE 5.5. – Comparaison entre la résistance déduite expérimentale r et la résistance calculée par modèle de Guess r_p pour $\Delta M_b = 0.154$. Le calcul de r_p est effectué en prenant comme référence la résistance r à $M_b = 0.097$.

Ce constat montre que dans le cas de liners à plaque perforée plus épaisse, le modèle de Guess n'est plus valide. De même, ce modèle n'est pas pertinent dans le cas de liners de type LEONAR, où les tubes créent un équivalent de plaque épaisse pour l'écoulement.

Yang *et al.* [130] ont donc développé un modèle similaire mais adapté aux liners à cols étendus tels les LEONAR. Leur expression de Δr_e est la suivante :

$$\Delta r_e = \frac{K_M \Delta M_b}{\sigma_c} \quad (5.2)$$

où σ_c est le ratio de surfaces tube/cavité et K_M est une constante valant 0.12. Dans le cas du LEONAR-2, on a $\sigma_c = 0.18$. La valeur de K_M est plus basse dans ce modèle-ci que dans le modèle de Guess, reflétant ainsi le plus faible impact de l'écoulement sur un liner de type LEONAR que sur un liner de type SDOF classique tel le SDOF-1.

Une comparaison entre les deux modélisations a été effectuée sur l'échantillon LEONAR-2, dans les mêmes conditions que pour les échantillons SDOF (figure 5.5). La figure 5.6 présente les valeurs obtenues : le modèle de Guess montre clairement ses limites à la prédiction sur ce type de liner. Le modèle de Yang [130] semble plus adapté. De la même manière que pour le modèle de Guess sur les échantillons SDOF, la prédiction est correcte surtout dans la bande de fréquences relativement proches de la résonance, et dévie rapidement ensuite. Cette déviation est explicable notamment par les incertitudes élevées sur le processus d'éduction d'impédance hors de la bande d'absorption optimale.

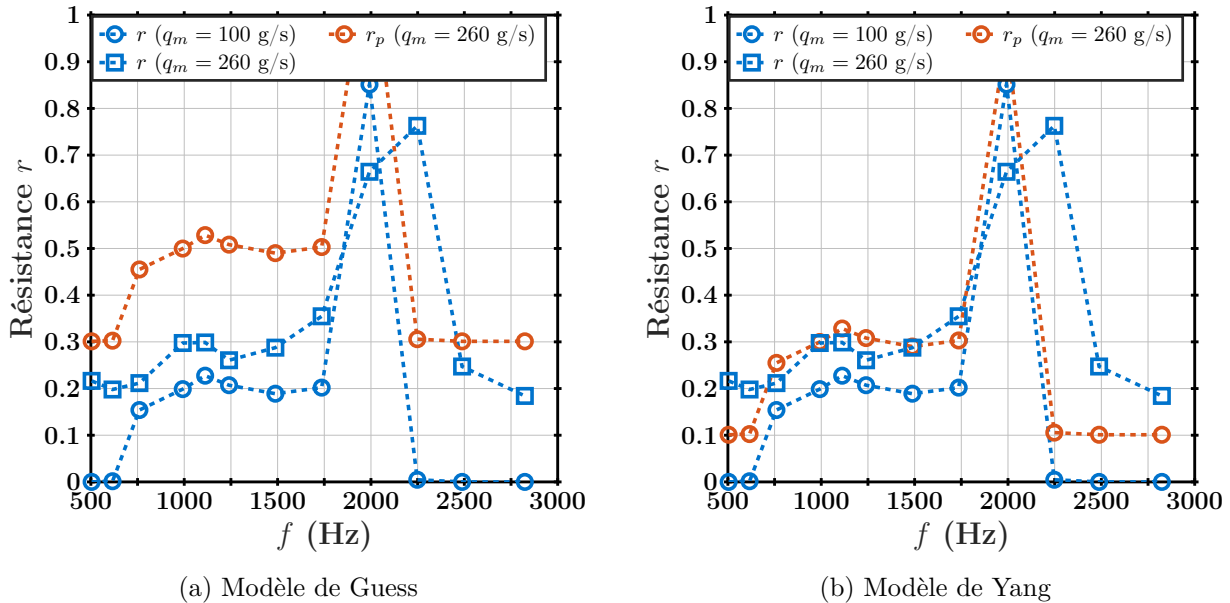


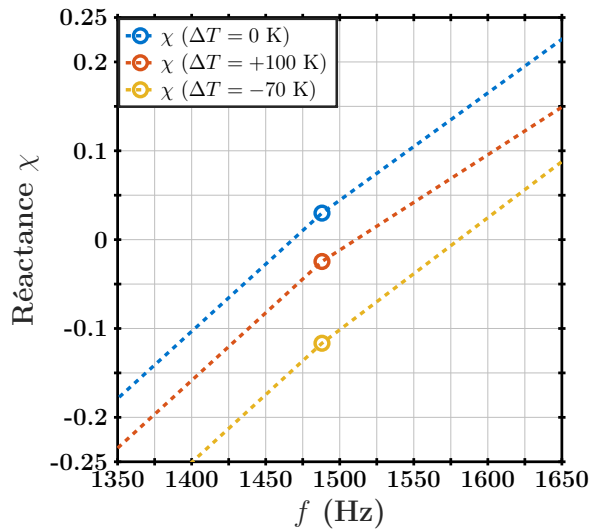
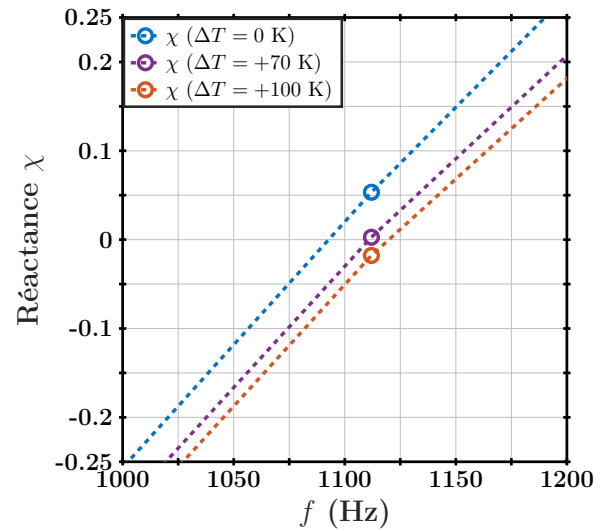
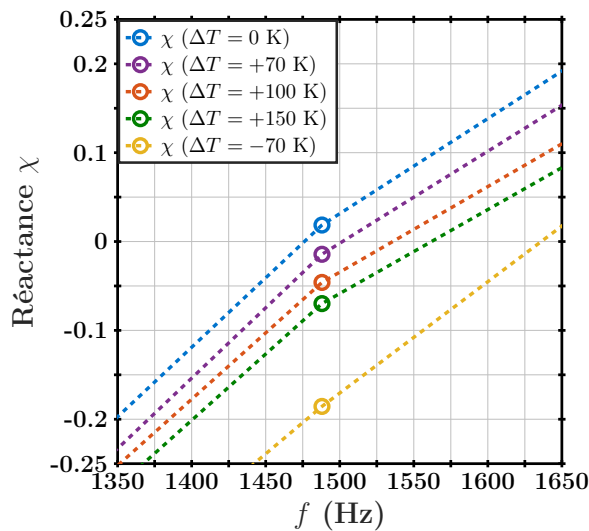
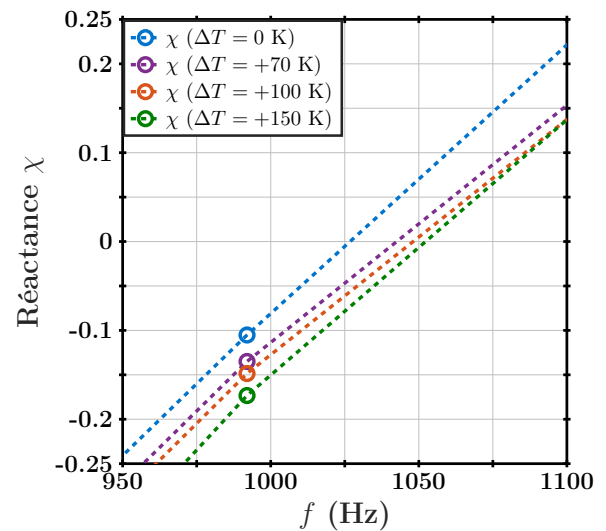
FIGURE 5.6. – Échantillon LEONAR-2, comparaison entre les modélisations de Guess et de Yang (résistance déduite expérimentale r et résistance calculée r_p pour $\Delta M_b = 0.154$). Le calcul de r_p est effectué en prenant comme référence la résistance r à $M_b = 0.097$.

5.1.4. Étude de l'impact de la température

Les courbes tracées sur la figure 5.4 montrent que la présence ou non du gradient thermique impacte très peu la valeur de la résistance r . En ce qui concerne la réactance χ , la littérature indique que les variations de la température impactent suffisamment la vitesse du son à l'intérieur des cavités (dans l'air, $c \approx 20\sqrt{T}$, avec T la température en K) pour modifier la valeur de la fréquence de résonance du liner : elle augmente ainsi avec la température.

Afin de vérifier ce comportement sur nos échantillons, on trace la valeur de la réactance autour de la résonance pour différentes valeurs de ΔT (figure 5.7). Lorsque ΔT est positif, la température dans la cavité augmente avec ΔT : on constate alors une diminution claire de la réactance, ce qui indique bien que la fréquence de résonance exacte (c'est-à-dire la fréquence pour laquelle $\chi = 0$) augmente avec la température. Pour les deux cas avec $\Delta T < 0$, la température de l'écoulement T_{flow} approche les 100°C , ce qui modifie plus fortement c que dans les cas où $T_{flow} = T_{amb}$. Le décalage de la fréquence de résonance est ainsi plus important (courbes jaunes sur les figures 5.7a et 5.7c).

On s'aperçoit également que l'écoulement a bien un effet sur la réactance du liner : ceci est dû au comportement de la plaque perforée, le comportement purement réactif de la cavité est lui inchangé [87].

(a) Échantillon SDOF-1, $q_m = 50$ g/s(b) Échantillon LEONAR-2, $q_m = 50$ g/s(c) Échantillon SDOF-1, $q_m = 100$ g/s(d) Échantillon SDOF-2, $q_m = 100$ g/sFIGURE 5.7. – Impact du gradient thermique sur la valeur de la réactance χ . la fréquence tracée correspond à la fréquence la plus proche de la résonance pour chaque échantillon.

5.2. Étude de l'impact du niveau acoustique

Cette seconde partie est dédiée à une investigation plus poussée de l'impact du niveau acoustique incident sur la réponse acoustique des échantillons de liner.

5.2.1. Mise en évidence de l'impact

En présence d'un niveau acoustique incident élevé, la réponse acoustique d'un liner peut être modifiée. Cette modification existe avec ou sans écoulement rasant [79, 86, 111]. L'impact est visible principalement autour de la fréquence de résonance, par une augmentation de la résistance. La réactance est inchangée, car pilotée en grande partie par le comportement de la cavité qui est indépendant du SPL.

Étude expérimentale avec écoulement rasant

Afin de visualiser l'augmentation de r avec le SPL incident, on réalise des mesures de détermination d'impédance à différents niveaux acoustiques et on compare les résultats obtenus. Dans notre cas, on dispose de mesures avec deux types d'excitation : la multisinus à 130 dB/ton, et le monosinus à 140 dB dont la fréquence est choisie proche de la résonance de chaque échantillon. Cette comparaison a été effectuée uniquement sur les échantillons SDOF-1 et LEONAR-2. Les valeurs de r pour chacun de ces échantillons avec $\Delta T = 0$ K et $q_m = 100$ g/s sont tracées figure 5.8. Même si les deux excitations ont des niveaux OASPL proches, la différence de niveau par ton permet de voir un effet d'augmentation de la résistance dans le cas où l'excitation est un monosinus de fréquence proche de la résonance, sur les deux échantillons.

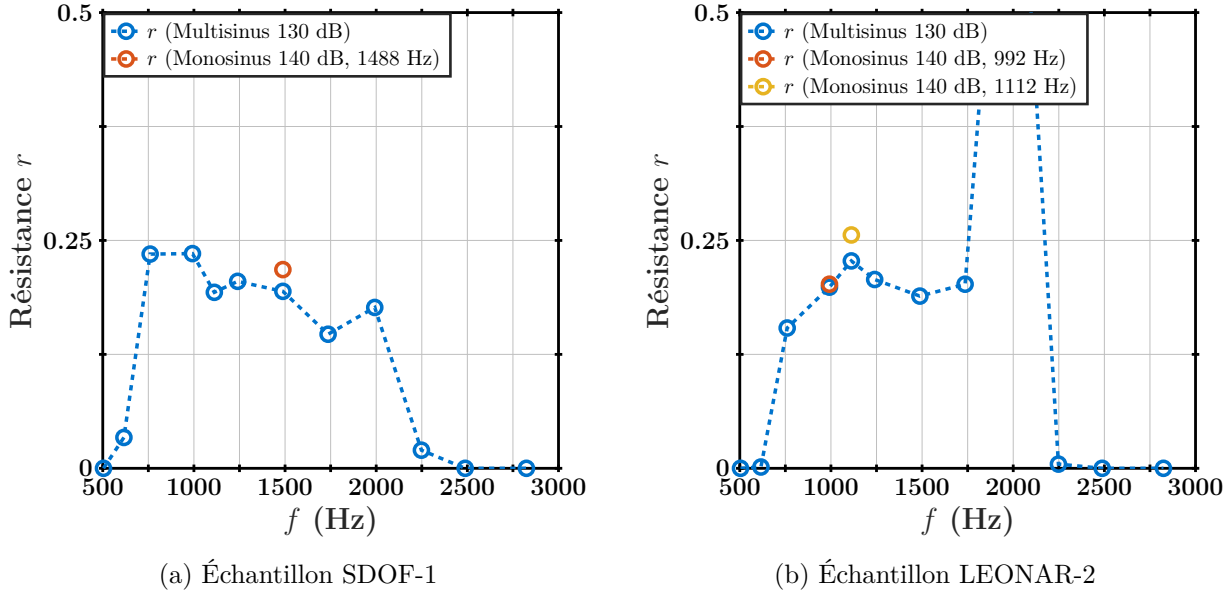


FIGURE 5.8. – Évolution de la résistance autour de la résonance en fonction du SPL incident. $\Delta T = 0$ K, $q_m = 100$ g/s

Comparaison avec un modèle de résonateur non-linéaire

L'objectif de cette partie est de comparer les résultats expérimentaux à ceux données par la modélisation développée par Rienstra & Singh [109]. Ce modèle se base sur un développement asymptotique des équations du résonateur de Helmholtz, autour de la fréquence de résonance. Les grandes lignes de cette modélisation sont reprises ici, pour plus de détails voir [109].

L'objectif du modèle est de développer le terme non-linéaire par une méthode des échelles multiples. On se place proche de la résonance, on pose :

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_0} = 1 + \epsilon\sigma \quad (5.3)$$

avec $\sigma = O(1)$, et :

$$\epsilon = \left(\frac{2 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{\text{SPL}/20}}{2\rho_0 c_0^2 \left(\frac{\omega_0 \ell}{c_0}\right)^2 \frac{1}{2}\sqrt{2}} \right)^{1/2} \quad (5.4)$$

Le problème est ensuite adimensionné en utilisant ϵ , σ et la pulsation de résonance ω_0 donnée par la première solution positive de :

$$k_0^* \tan(k_0^*) = \frac{L_c S_n}{\ell S_b}, \quad k_0^* = \frac{\omega_0 L_c}{c_0} \quad (5.5)$$

Après développement aux ordres 1 et 2 des équations initiales, on obtient l'expression de ζ autour de la fréquence de résonance :

$$\zeta_{Rienstra}(\Omega) = \epsilon \frac{\omega_0 \ell}{c_0} \frac{S_b}{S_n} \frac{-F_0 j e^{j\theta}}{\cos(k_0^*)(A_0 + \epsilon(A_1 - jB_1) + (\Omega - 1)A_0 \kappa_0 \cot(k_0^*))} \quad (5.6)$$

où $\theta = \theta_0 + \epsilon\theta_1 + o(\epsilon)$, F_0 est l'amplitude de l'excitation acoustique incidente $F = F_0 \cos(\omega t)$ supposée égale à 1, et A_0 , A_1 et B_1 sont des termes apparaissant au cours du développement aux ordres supérieurs. Le calcul de ces termes est effectué numériquement : pour chaque valeur de SPL, on calcule les valeurs correspondantes de ϵ , puis les valeurs de σ à partir de Ω , afin de calculer les termes à chaque fréquence.

On obtient finalement l'impédance autour de la résonance. Ce modèle fait apparaître une augmentation de la résistance autour de la résonance lorsque le SPL augmente, alors que la réactance ne varie pas.

On souhaite appliquer ce modèle à nos échantillons afin de vérifier si leur comportement est correctement prédit. On prend :

$$\begin{cases} L = L_c, \\ \ell = \delta + 2 \times 0.85 \sqrt{\frac{S_n}{\pi}}, \\ \frac{S_n}{S_b} = 0.15, \end{cases}$$

et on se place à $T = 20^\circ\text{C}$.

La valeur du facteur de résistance R est calculée à partir du modèle de Crandall [24], qui est implémenté dans le module de calcul direct du code PLACID.

Les valeurs de la résistance et de la réactance ainsi calculées sont tracées figure 5.9 pour l'échantillon SDOF-2. L'allure de la réactance est cohérente physiquement. Le modèle semble correctement décrire l'augmentation de la résistance en fonction du niveau sonore, et la résonance prédite est cohérente avec les mesures. Cependant, lorsque l'on tente d'appliquer ce même modèle sur l'échantillon SDOF-1, les valeurs prédites ne sont plus du tout cohérentes sauf au point exact de la résonance (Figure 5.10). Si l'on regarde l'allure des divers termes intermédiaires du développement asymptotique, on s'aperçoit que dans le cas du SDOF-1 les termes d'ordre ϵ^1 (A_1 et θ_1) présentent des asymptotes verticales, qui n'existent ni dans le cas du SDOF-2 ni dans le cas initial de Rienstra [109].

Ainsi, la modélisation semble limitée à des cas où la non-linéarité est suffisamment faible pour que le calcul de ϵ et σ donne des valeurs petites devant 1, ce qui n'est pas le cas pour l'échantillon SDOF-1. Physiquement, cela correspondrait à un régime intermédiaire entre le linéaire et le non-linéaire avec vortex-shedding.

Il est également important de noter que cette résolution asymptotique n'inclut pas l'hypothèse d'un écoulement rasant, se place en incidence acoustique normale, et utilise une excitation monosinus uniquement. Ainsi, la comparaison entre les valeurs de r et χ obtenues avec ce modèle et les résultats d'éduction d'impédance sous écoulement rasant n'est pas toujours valable. Cependant, avec les hypothèses de modélisation posées par Rienstra, les différences entre les échantillons SDOF-2 et LEONAR-2 sont gommées. Ainsi, il est possible de comparer en partie les résultats pour le cas à 140 dB sur l'échantillon SDOF-2 (courbe verte sur la figure 5.9) aux résultats obtenus sur l'échantillon LEONAR-2 avec une excitation monosinus proche de la résonance (Figure 5.8b). On constate alors que la valeur de r à la résonance ($\Omega = 1$) trouvée avec la modélisation de Rienstra est très proche de la valeur de r à 1112 Hz sur l'échantillon LEONAR-2. De plus, en tenant compte du fait que l'excitation multisinus utilisée dans nos mesures augmente la résistance par rapport à ce qu'on obtiendrait avec une excitation monosinus de même niveau sonore par fréquence, l'écart entre les valeurs de r à 130 et 140 dB est également du même ordre de grandeur dans les deux cas. Malgré l'absence de prise en compte de l'écoulement rasant, les hypothèses utilisées dans la résolution sont ainsi cohérentes physiquement avec les mesures réalisées.

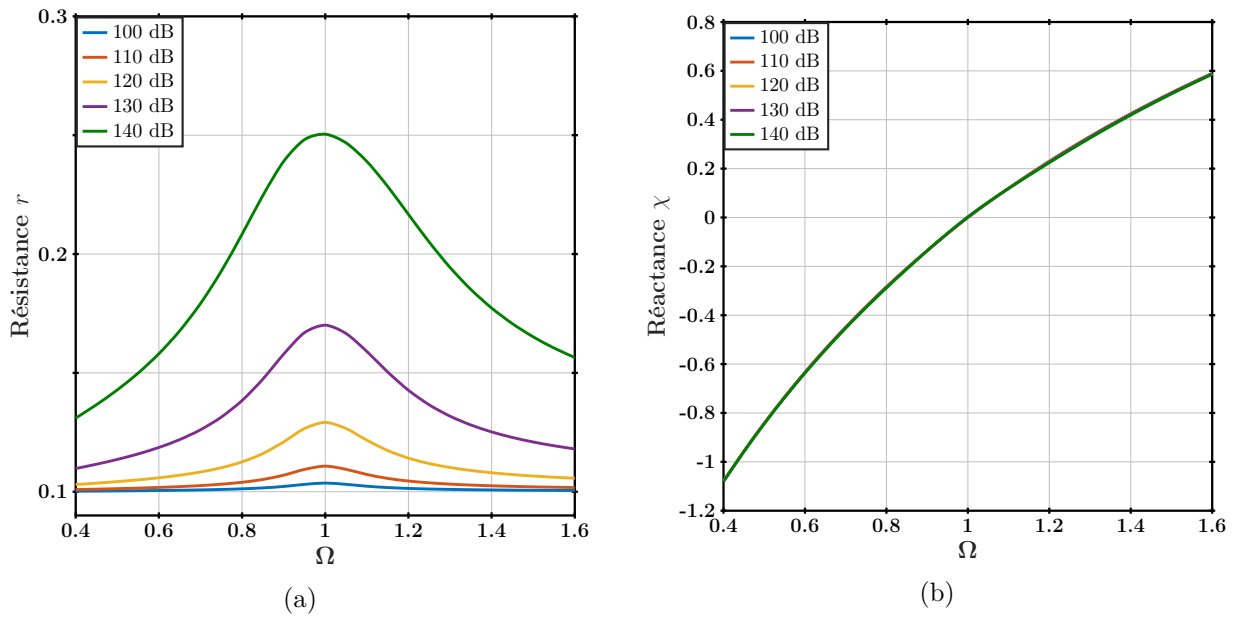


FIGURE 5.9. – Résistance et réactance calculées via la modélisation de Rienstra pour l'échantillon SDOF-2, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.

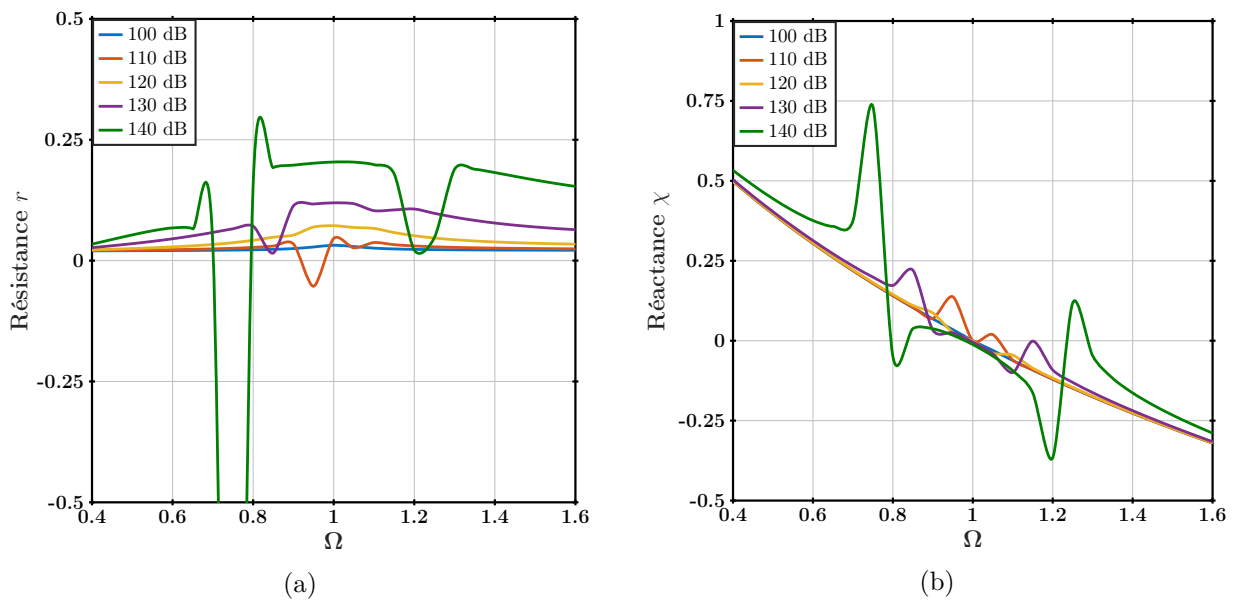


FIGURE 5.10. – Résistance et réactance calculées via la modélisation de Rienstra pour l'échantillon SDOF-1, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.

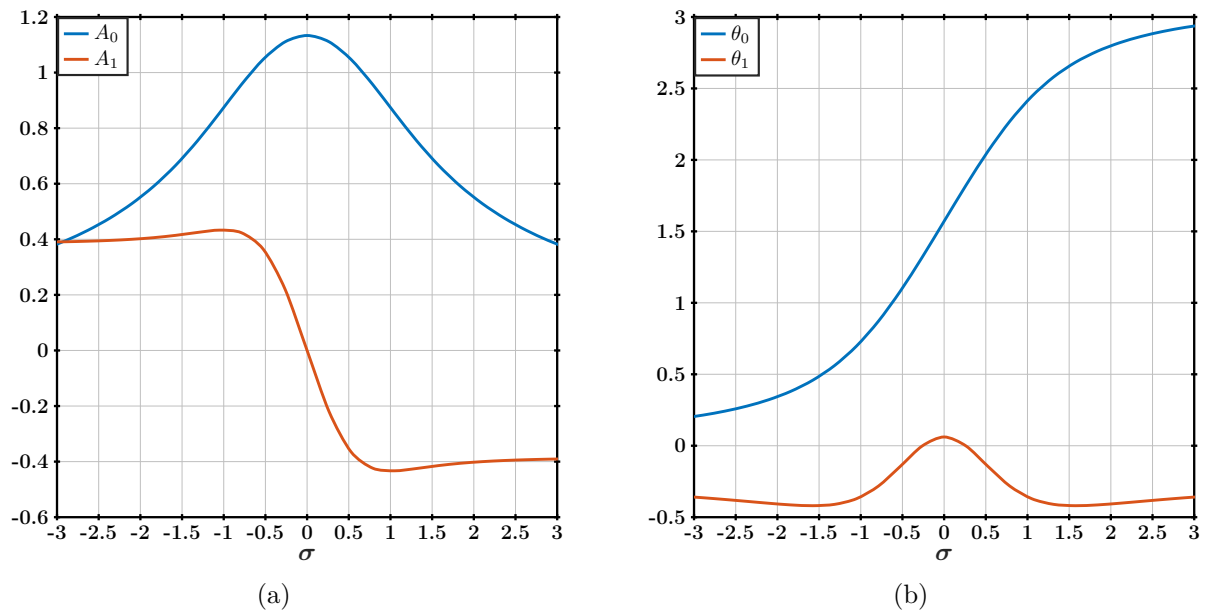


FIGURE 5.11. – Amplitude et phase (termes du développement asymptotique) en fonction de σ pour l'échantillon SDOF-2, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.

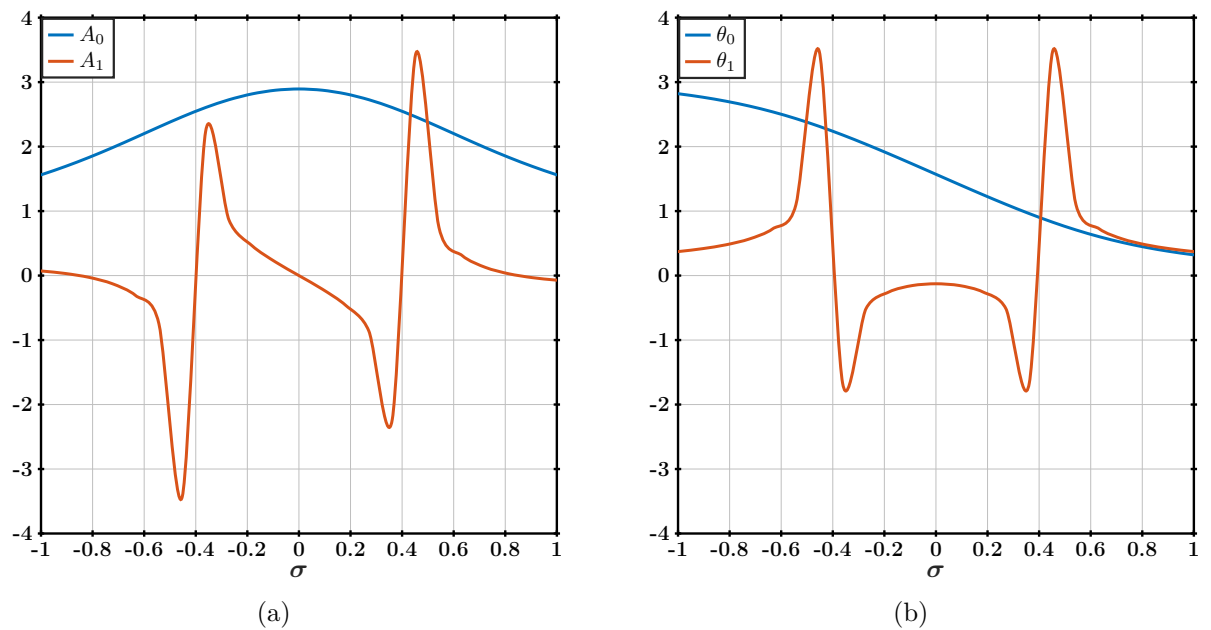


FIGURE 5.12. – Amplitude et phase (termes du développement asymptotique) en fonction de σ pour l'échantillon SDOF-1, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.

5.2.2. Étude en impédance variable

Une étude expérimentale avancée du phénomène est possible au moyen de la méthode de détermination variable développée et présentée au Chapitre 4. L'objectif est d'utiliser successivement l'excitation multisinus classique et une excitation acoustique à un niveau incident plus élevé et de fréquence proche de la résonance de chaque échantillon, puis de comparer les impédances déterminées dans les deux cas afin d'évaluer l'impact d'un niveau sonore plus élevé.

Rappels sur la méthode de détermination variable

Dans le modèle avec impédance variable, la résistance r du liner est considérée dépendante de la position (x) le long du liner en présence d'un fort SPL incident. Cette dépendance spatiale est représentée par un terme supplémentaire dans l'expression de ζ : ce terme est décroissant suivant x , et l'effet a lieu sur une zone limitée (voir Chapitre 4 pour plus de détails).

L'impédance ζ s'exprime alors par le modèle affine suivant :

$$\zeta(x) = r_0 + j\chi_0 + C(x - L_\tau) \mathbb{1}_{x < L_0 + L_\tau}(x) \quad (5.7)$$

où L_0 correspond à l'abscisse de début du liner, L_τ est la longueur caractéristique de la décroissance de r et C le coefficient de décroissance.

L'étude réalisée sur l'échantillon IFAR-1 au chapitre 4 a montré la stabilité de la méthode en ce qui concerne la conservation des termes indépendants du SPL incident (χ et les paramètres de l'onde acoustique incidente). Cette étape de validation n'est donc pas reprise ici. De même, il a été démontré (cf. Chapitre 4) par une étude des valeurs de fonction objectif obtenues que la modélisation avec résistance décroissante n'est pertinente qu'autour de la fréquence résonance du liner : en effet, pour les autres fréquences l'effet lié au SPL incident n'est pas assez fort pour influencer significativement la valeur de r .

Une vérification rapide de ce dernier résultat a été faite sur l'échantillon SDOF-1, à deux vitesses d'écoulement et pour une excitation multisinus à 130 dB/ton. Les valeurs finales de la fonction objectif obtenue pour la modélisation classique et la modélisation variable sont tracées sur la figure 5.13. La bande de fréquences dans laquelle l'amélioration est visible en utilisant la modélisation variable (c'est-à-dire là où la fonction objectif diminue le plus par rapport à la valeur obtenue dans le cas classique) est assez réduite et centrée autour de 1488 Hz, fréquence proche de la résonance de l'échantillon. Inversement, pour des fréquences éloignées, la modélisation variable n'apporte aucune amélioration.

L'amélioration est moins importante que celle observée sur l'échantillon IFAR-1 (voir Chapitre 4). Ceci s'explique en partie par une différence de comportement entre les échantillons, mais aussi parce que les niveaux acoustiques globaux choisis ici restent proches, contrairement à l'étude initiale où le SPL incident va de 120 à 150 dB.

Dans la suite, on se concentre sur les cas avec une excitation monosinus à 140 dB, centrée autour de la résonance pour chaque échantillon.

Étude de la résistance seule

On étudie dans un premier temps la variation de la résistance par rapport aux valeurs déterminées avec la méthode classique. Les figures 5.14 et 5.15 présentent la comparaison de ces résultats sur les échantillons SDOF-1 et LEONAR-2, pour une excitation monosinus à 140 dB à la résonance de chacun des échantillons. On a noté ici r_0 la valeur de la résistance obtenue avec la formulation constante classique et r_{NL} la valeur de la résistance obtenue avec la modélisation affine (incluant une partie constante).

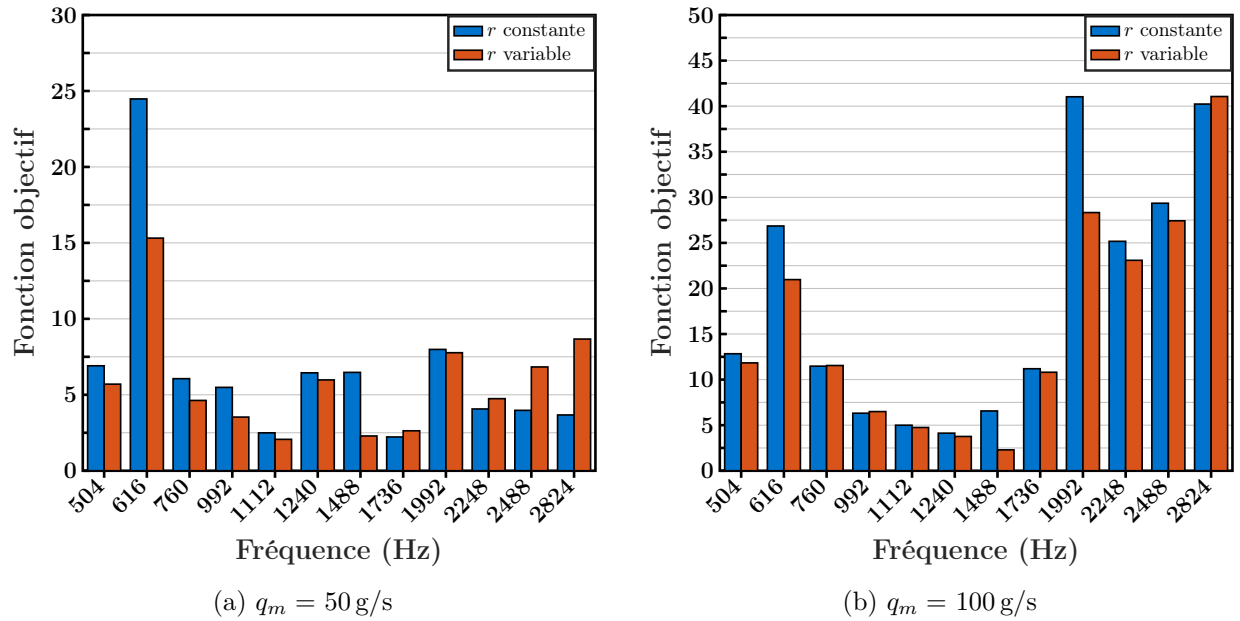


FIGURE 5.13. – Comparaison des fonctions objectifs selon le modèle utilisé pour ζ . Échantillon SDOF-1, $\Delta T = 0$ K, excitation multisinus 130 dB/ton (OASPL 140 dB)

On constate que la valeur de la résistance obtenue avec le modèle affine est plus élevée que la valeur classique en début de liner, mais que la partie constante reste du même ordre de grandeur pour chacun des modèles. Cet effet est observable sur les deux échantillons : ils semblent donc répondre à un effet acoustique localisé dû au fort niveau incident. En termes de fonction objectif, le modèle affine montre une nette amélioration (Tableau 5.5) ; la valeur obtenue est ainsi plus représentative de la physique existante en présence d'un fort niveau sonore que ne l'était la valeur classique. Comme on l'a déjà observé auparavant, la valeur de la partie constante de la résistance est peu impactée par la présence d'un gradient thermique. Il en est de même pour la partie variable pour le cas à faible écoulement.

Cependant, cette dernière observation sur la stabilité des résultats semble limitée au cas à faible écoulement ($q_m = 50$ g/s) : en effet, dans le cas $q_m = 100$ g/s, la longueur caractéristique L_τ et le coefficient de décroissance C varient avec la température, ce qui indique que l'on atteint déjà les limites de la méthode variable évoquées au chapitre 4.

Échantillon	q_m	ΔT	$F_{cost,0}$	$F_{cost,NL}$	$\Delta F_{cost}/F_{cost,0}$
SDOF-1	50	0	18.7	5.79	69%
		+100	11.36	0.58	95%
	100	0	7.71	1.47	81%
		+70	8.36	0.34	96%
		+100	8.44	0.37	96%
LEONAR-2	50	+150	7.16	0.87	88%
		0	3.96	0.48	87%
		+70	3.64	0.35	90%
	100	+100	3.56	0.42	88%
		0	3.26	0.40	88%
		+70	2.59	0.24	90%
		+100	2.87	0.34	88%

TABLE 5.5. – Gains sur la fonction objectif en passant au modèle affine. Excitation acoustique : monosinus proche de la résonance, SPL incident = 140 dB.

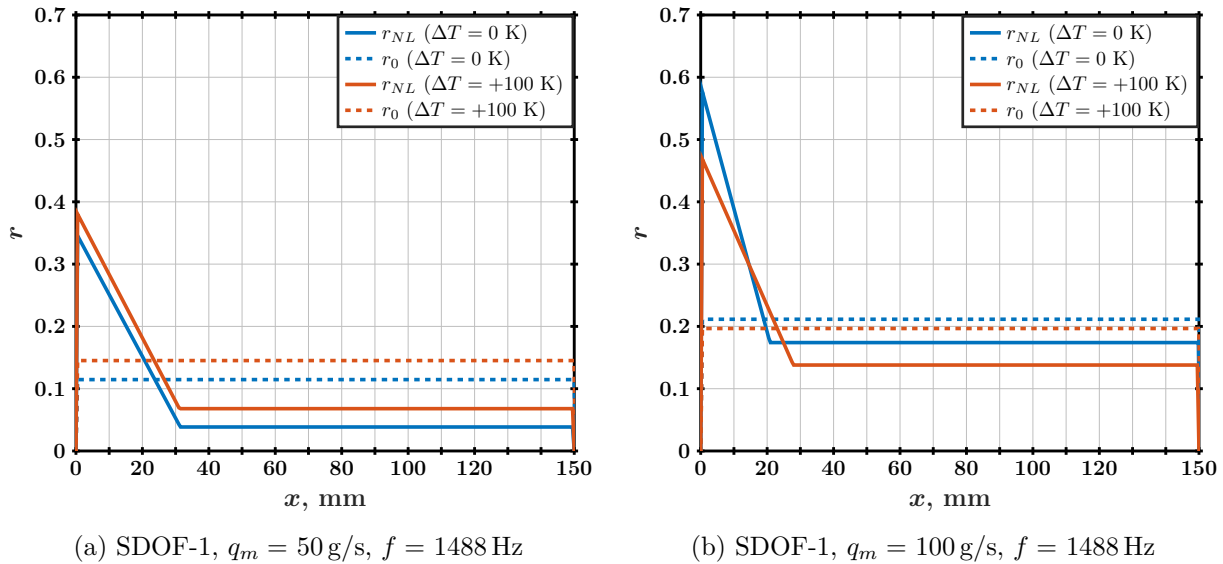


FIGURE 5.14. – Valeurs de r_0 et r_{NL} . Excitation monosinus à la résonance de l'échantillon (OASPL 140 dB)

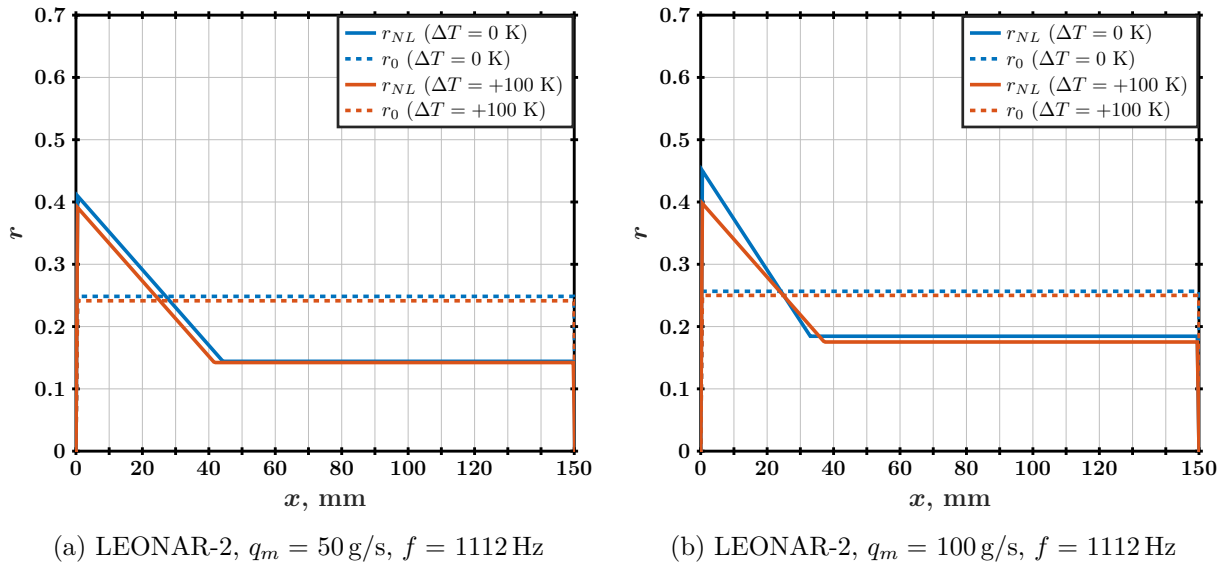


FIGURE 5.15. – Valeurs de r_0 et r_{NL} . Excitation monosinus à la résonance de l'échantillon (OASPL 140 dB)

Lien avec l'absorption acoustique

Dans le but d'expliquer les profils et de les relier aux phénomènes physiques en jeu, on superpose les champs SPL modélisés et la résistance variable calculée r_{NL} . Le but est de déterminer si la longueur de décroissance peut être reliée au niveau acoustique et à l'absorption du liner.

Ces superpositions, pour les deux échantillons SDOF-1 et LEONAR-2, sont tracées figures 5.16 à 5.19. On constate que la résistance décroît à mesure que le niveau SPL diminue du fait de l'absorption par le liner, et que la stabilisation apparaît autour du même seuil : environ 130 dB pour les cas à $q_m = 50 \text{ g/s}$, et 135 dB pour les cas à écoulement plus élevé. Ainsi, la partie non-linéaire de r semble bien liée à l'existence d'un régime non-linéaire tant que le niveau sonore est élevé, et s'annule lorsqu'on revient dans une gamme de SPL où le comportement est plus linéaire. Cet effet de seuil quasi-constant avait déjà été observé sur l'échantillon IFAR-1 (voir 4).

Cette étude confirme que les effets non-linéaires dus au SPL peuvent être pris en compte dans le processus d'éducation. Les deux échantillons sur lesquels des cas monosinus à SPL élevé ont été

réalisés présentent un comportement qui semble finalement assez similaire malgré leurs différences supposées au vu de leurs géométries différentes. La méthode de détermination variable permet ainsi de montrer que les effets de non-linéarités sont assez progressifs : au niveau incident de 140 dB, on se situe probablement dans la zone où le régime non-linéaire commence à se manifester, mais les échantillons n'ont pas un comportement extrêmement non-linéaire par comparaison à ce qui avait été observé sur l'échantillon IFAR-1. Néanmoins, la prise en compte de ces effets est importante dans l'objectif de décrire les liens entre phénomènes thermiques et aéroacoustiques en proche paroi.

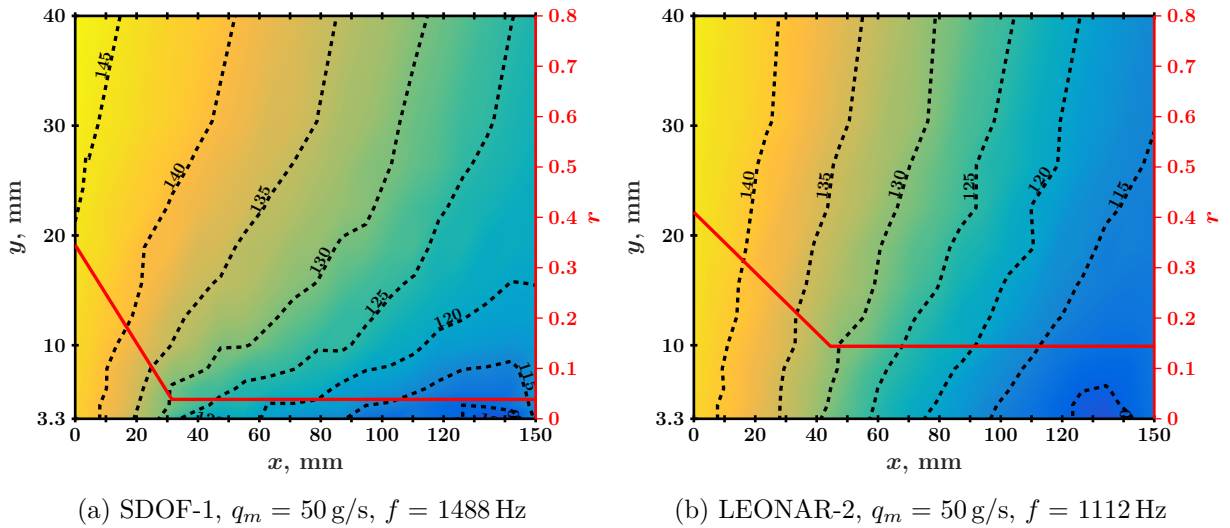


FIGURE 5.16. – Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = 0 \text{ K}$, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)

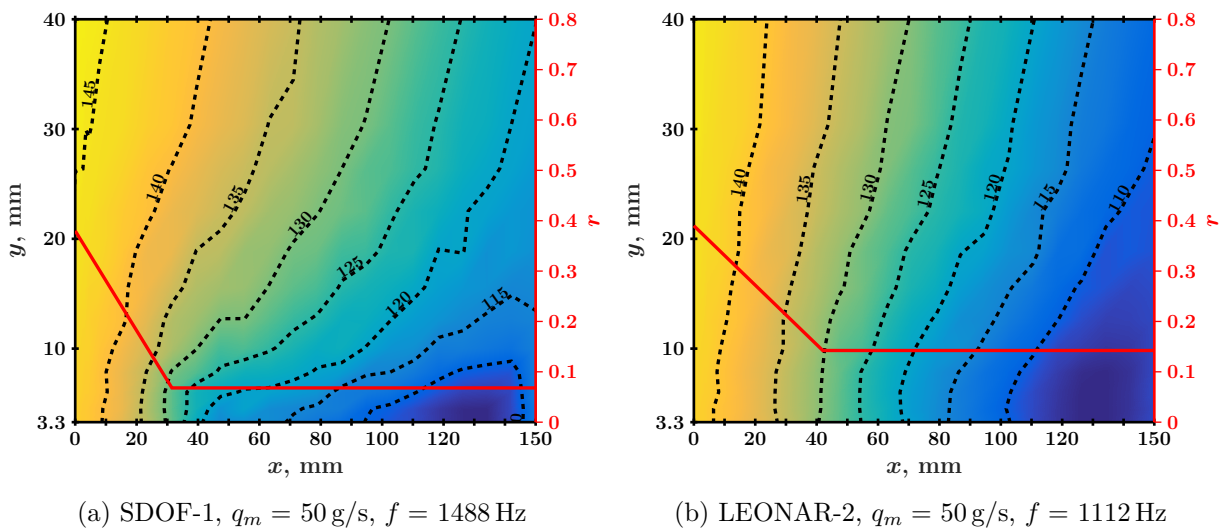


FIGURE 5.17. – Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = +100 \text{ K}$, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)

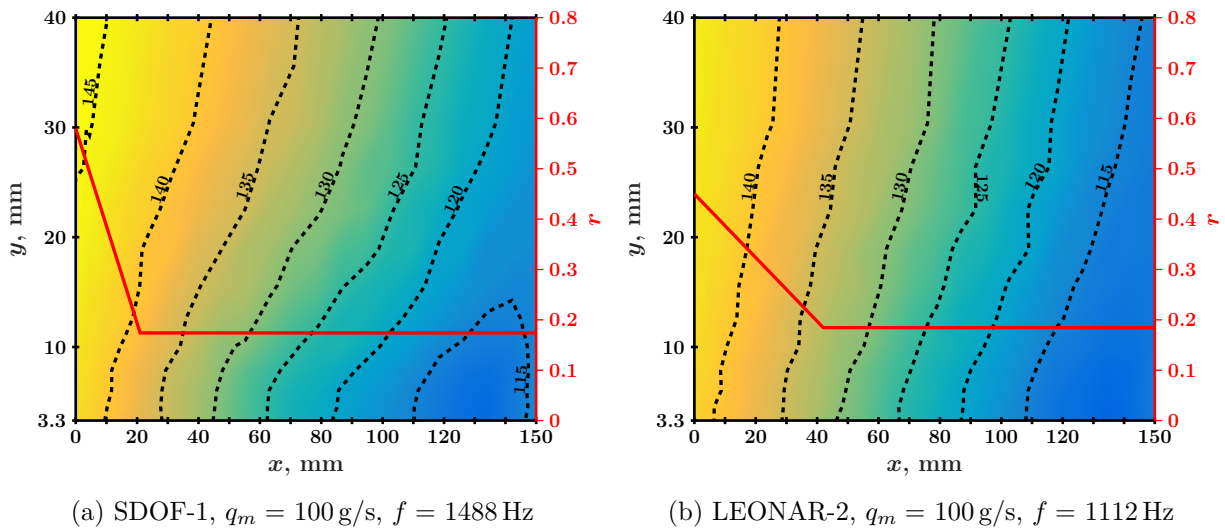


FIGURE 5.18. – Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = 0$ K, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)

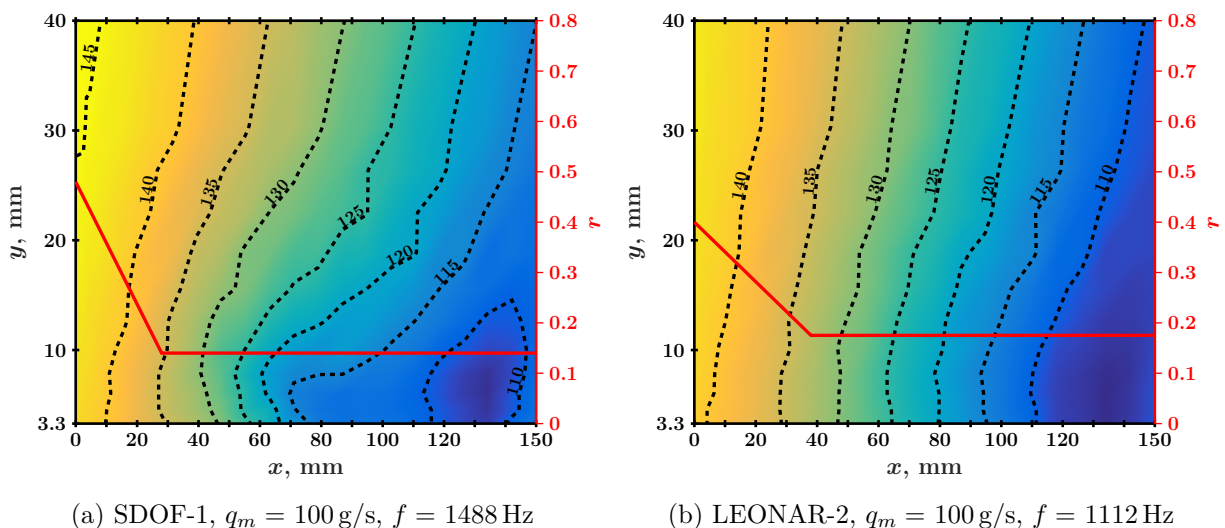


FIGURE 5.19. – Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = +100$ K, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)

Bilan

Ce chapitre a permis de mettre en évidence l'influence des conditions aérodynamiques et thermiques sur le comportement acoustique des liners. L'effet de la température est assez faible dans la gamme choisie pour cette étude : on note seulement une légère modification de la valeur de la réactance, causée par les variations de la vitesse du son avec la température.

L'effet des conditions aérodynamiques et acoustiques est plus élevé. La résistance de tous les échantillons testés augmente avec l'écoulement rasant, même si cette augmentation est plus marquée sur l'échantillon SDOF-1. La partie la plus importante de ce chapitre est l'étude de l'influence du SPL incident. En effet, grâce à la méthode spécifique qui suppose une décroissance de la résistance le long du liner à mesure que l'onde incidente est absorbée, il a été possible d'identifier les conditions dans lesquelles les effets aéroacoustiques étaient prépondérants par rapport aux effets de l'écoulement. On a ainsi établi un "classement" des échantillons en fonction de leur linéarité vis-à-vis de l'acoustique incidente, de façon assez précise. On souhaite maintenant compléter ces observations en les liant aux influences thermiques vues au chapitre précédent.

Étude de l'impact de la réponse acoustique du liner sur sa température surfacique

Ce chapitre est dédié à la présentation des résultats des mesures par thermographie infra-rouge réalisées dans le but de caractériser l'impact d'une excitation acoustique sur la température de surface d'un liner. Un bref rappel des conditions expérimentales et du montage est proposé en début de chapitre, suivi par une présentation détaillée des divers résultats obtenus. Une première approche d'explication des phénomènes observés via le nombre de Biot est proposée. Les contenus et résultats présentés dans ce chapitre ont pour la plupart été repris des publications [72] et [73].

Sommaire

6.1. Rappels préalables sur les échantillons et le montage	103
6.1.1. Configurations de l'écoulement et valeurs de gradient thermique	103
6.1.2. Excitation acoustique	104
6.1.3. Caractéristiques géométriques et acoustiques des échantillons	104
6.2. Premières constatations	106
6.2.1. Effet de l'écoulement rasant	106
6.2.2. Premiers aperçus de l'effet de l'excitation acoustique	109
6.3. Étude détaillée du phénomène	112
6.3.1. Description par nombre de Biot	112
6.3.2. Impact du type de liner	112
6.3.3. Impact de la fréquence acoustique	113

6.1. Rappels préalables sur les échantillons et le montage

Le présent paragraphe propose un rappel rapide des conditions expérimentales utilisées dans ce chapitre, introduites au chapitre 3.

6.1.1. Configurations de l'écoulement et valeurs de gradient thermique

Le tableau 6.1 ci-dessous reprend les valeurs de gradient thermiques utilisées. Pour les mesures thermographiques, la valeur la plus utilisée est $\Delta T = \pm 100\text{K}$, et le cas $\Delta T = +150\text{K}$ n'a pas été réalisé. Les valeurs de débit d'écoulement choisies ainsi que les nombres de Mach débitant correspondants sont présentés dans le tableau 6.2.

Configuration thermique	Négative		Référence	Positive		
ΔT (K)	-100	-70	0	+70	+100	+150

TABLE 6.1. – Valeurs de ΔT sélectionnées

q_m (g/s)	M_b ($T_{flow} = 20^\circ\text{C}$)	M_b ($T_{flow} = 87^\circ\text{C}$)	M_b ($T_{flow} = 117^\circ\text{C}$)
50	0.048	0.054	0.056
100	0.097	0.107	0.112
150	0.145	0.161	0.168
200	0.194	0.215	0.224
260	0.251	0.278	0.290

 TABLE 6.2. – Valeurs de débit massique q_m utilisées et correspondances en nombre de Mach débitants (calculés avec la formule 3.1)

6.1.2. Excitation acoustique

De même qu'au chapitre précédent, l'excitation acoustique choisie peut être multisinus ou monosinus.

Le tableau 6.3 reprend les fréquences utilisées dans l'excitation acoustique multisinus. Sauf précision contraire, leur SPL incident est de 130 dB chacune. L'excitation monosinus a quant à elle un SPL incident de 140 dB, ce qui permet d'avoir finalement le même OASPL pour les deux excitations. Ce niveau constant est important pour pouvoir comparer les comportements des liners en fonction de la fréquence d'excitation.

Fréquences (Hz)											
504	616	760	992	1112	1240	1488	1736	1992	2248	2488	2824

TABLE 6.3. – Fréquences utilisées pour l'excitation multisinus. Les fréquences utilisées pour les excitations monosinus sont indiquées en gras (en bleu pour l'échantillon SDOF-1 et en orange pour les échantillons SDOF-2 et LEONAR-2)

6.1.3. Caractéristiques géométriques et acoustiques des échantillons

Les caractéristiques des trois échantillons sélectionnés pour cette partie de l'étude sont rappelées dans le tableau 6.4 ci-dessous.

Le comportement acoustique général des échantillons a été étudié dans le chapitre précédent. Les principales données importantes dans le cadre des mesures thermographiques sont les fréquences de résonance de chaque échantillon, qui permettent de construire les différentes excitations monosinus détaillées au tableau 6.3. Ces fréquences ont été déterminées à la fois par un tri d'onde préalable et une étude d'impédance sur toute la bande de fréquences utilisée (voir paragraphes 5.1.1 et 5.1.2).

Liner	SDOF-1	SDOF-2	LEONAR-2
Diamètre des perforations ϕ , mm	1.5		
Épaisseur de la plaque perforée δ , mm	1	8	1+7
Côté des cavités internes, mm	10		
Épaisseur des parois internes, mm	0.5		
Porosité (POA)	15%		
Hauteur des cavités internes L_c , mm	48	41	41
Hauteur totale L_s , mm	50		45
κ_{body} (W/(m·K))	1.6	1.8	1.1
Fréquence de résonance	$\approx 1,5$ kHz	≈ 1 kHz	

TABLE 6.4. – Caractéristiques des échantillons pertinentes pour l'étude avec gradient thermique

Conductivité thermique

Les conductivités thermiques équivalentes κ_{body} des échantillons sont calculées à partir de leur architecture interne, en considérant le liner comme un matériau sandwich simple. On sépare ainsi la conductivité thermique des faces inférieure et supérieure (que l'on considère non-perforée) de la conductivité du réseau de cavités internes.

La conductivité thermique des faces du liner est directement celle du matériau qui les compose ; la résistance thermique associée est donc :

$$R_{th,face} = \frac{e_{face}}{\kappa_{face}S_{liner}}, \quad (6.1)$$

où e_{face} est l'épaisseur de la face, κ_{face} la conductivité thermique du matériau utilisé pour la fabrication, et S_{liner} l'aire de la face.

Pour ce qui concerne la couche de cavités, on sépare la résistance thermique due à la conduction dans l'air et la résistance thermique due à la conduction via les parois. Les autres phénomènes de transfert thermique (convection et rayonnement) sont négligeables [92].

On a :

$$R_{th,air} = \frac{L_c}{\kappa_{air}S_{air}} \quad (6.2a)$$

$$R_{th,paroi} = \frac{L_c}{\kappa_{paroi}S_{paroi}} \quad (6.2b)$$

où $\kappa_{air} = 0.024 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ est la conductivité thermique de l'air, κ_{paroi} celle des parois (donc du matériau composant l'échantillon) et S les surfaces respectives d'air et de paroi vues en coupe horizontale (figure 6.1), calculées par cavité et étendues ensuite à la totalité du liner.

Par association de résistances thermiques en parallèle, on obtient pour la totalité de la couche de cavités :

$$R_{th,cavités} = \frac{1}{\frac{1}{R_{th,air}} + \frac{1}{R_{th,paroi}}} \quad (6.3)$$

En posant $R_{th,cavités} = \frac{L_c}{\kappa_{eq,cavités}S_{cavités}}$, on obtient la conductivité thermique équivalente de la couche de cavités :

$$\kappa_{eq,cavités} = \frac{S_{paroi} \times \kappa_{paroi} + S_{air} \times \kappa_{air}}{S_{paroi} + S_{air}} \quad (6.4)$$

Considérons maintenant le matériau entier. Les résistances thermiques sont associées en série, on a alors :

$$R_{th,body} = R_{th,face\ sup} + R_{th,cavités} + R_{th,face\ inf} \quad (6.5)$$

et on obtient finalement l'expression de κ_{body} :

$$\kappa_{body} = \frac{L_s}{R_{th,body}S_{liner}} \quad (6.6)$$

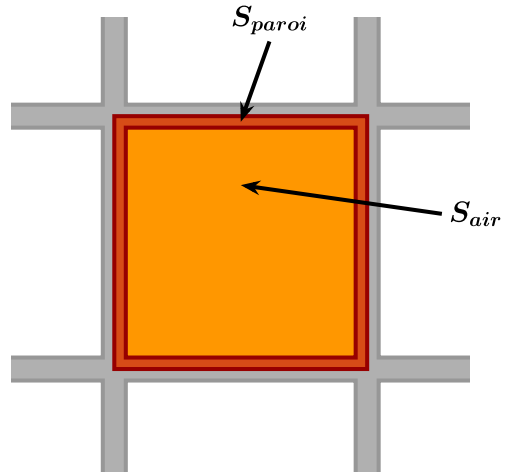


FIGURE 6.1. – Définition de S_{air} et S_{paroi} sur une cavité, vue de dessus

Ce mode de calcul suppose que les transferts thermiques par convection dans l'air au sein des cavités sont négligeables : cette hypothèse implique que l'air est totalement immobile, elle est donc fautive dans le cas où une excitation acoustique est présente. De même, le rayonnement thermique des parois a été négligé ; cette hypothèse n'est plus forcément valable dès que le gradient thermique est appliqué sur l'échantillon.

La valeur de κ_{body} dépend ainsi principalement de l'architecture interne de l'échantillon et de la conductivité κ_{paroi} du matériau qui compose les parois. Les transferts thermiques par conduction dans l'air sont finalement négligeables face à ceux à l'intérieur des parois. Le réseau de cavités étant le même pour les trois échantillons, les différences de conductivité équivalente s'expliquent par les variations de l'épaisseur des faces supérieure et inférieure. Dans le cas du LEONAR-2, la baisse de κ_{body} est due à la plus faible conductivité thermique du métal qui le compose, différent des deux autres échantillons (cf. Annexe A).

6.2. Premières constatations

Dans ce paragraphe, on étudie les effets généraux de la présence d'une excitation acoustique sur la température de paroi du liner. On se sert pour chaque cas de la température sans excitation comme référence. La température de surface est obtenue par thermographie IR, en suivant la méthode de post-traitement décrite en annexe C.

6.2.1. Effet de l'écoulement rasant

Dans un premier temps, on souhaite caractériser l'effet de l'écoulement seul. Il est évalué en mesurant la température de surface T_u du liner sans aucune excitation acoustique et en faisant varier la vitesse de l'écoulement. L'étude est faite sur chacune des deux configurations thermiques, avec une différence de température entre le haut et le bas de l'échantillon fixée à $\Delta T = \pm 100$ K.

Mesures thermographiques

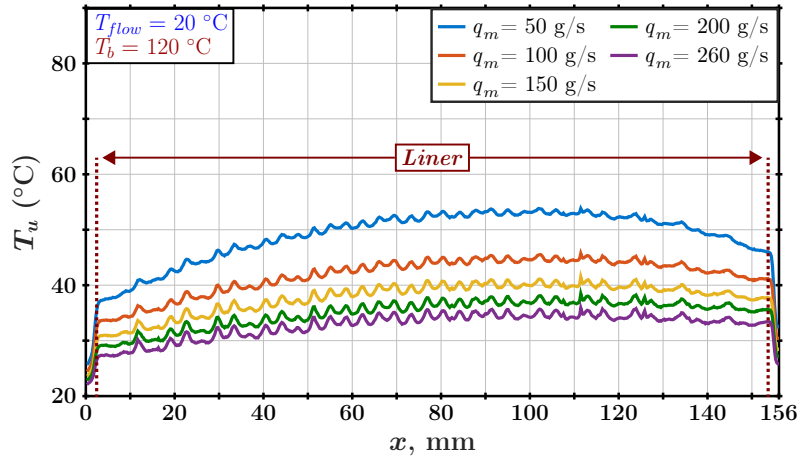
La figure 6.2 montre la température de la surface du liner, prise le long d'un profil longitudinal moyenné, pour toutes les vitesses d'écoulement considérées sur chacun des trois échantillons. Le profil longitudinal moyenné est obtenu en prenant les profils dans la direction de l'écoulement, dans les zones non perforées, et en moyennant selon la direction transverse. La totalité de la longueur de l'image est prise en compte, les limites amont et aval de l'échantillon sont indiquées en pointillés rouges.

Les profils tracés présentent une répartition parabolique de la température, qui est principalement due à des discontinuités thermiques au niveau des jonctions amont et aval entre l'échantillon et la veine. De plus, au niveau de la jonction amont, la discontinuité entraîne une augmentation très locale du coefficient de transfert convectif h : ceci explique l'asymétrie constatée du profil. Cet effet était moins visible sur les mesures faites avec la paroi plane (figure 3.18), dont la conductivité thermique est plus élevée et plus proche de la conductivité de la paroi.

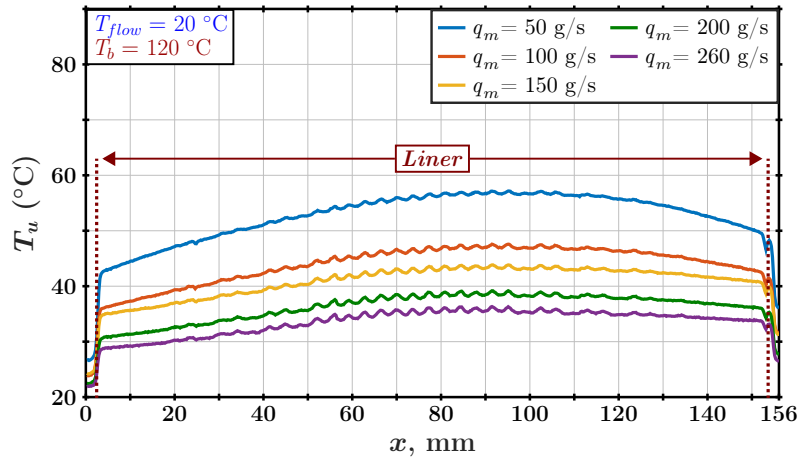
L'effet de convection thermique est bien marqué. On observe en effet que T_u diminue lorsque le débit q_m augmente : l'augmentation du débit de l'écoulement entraîne une plus grande dissipation de la chaleur à la surface de l'échantillon. Les comportements des trois échantillons sont similaires, ce qui s'explique par leurs motifs de perforations identiques.

Dans la configuration thermique opposée, le phénomène est également observable. La figure 6.3 présente des profils de températures pris dans le sens de l'écoulement pour le cas $\Delta T = -100$ K sur les échantillons SDOF-1 et SDOF-2 (aucune configuration avec écoulement chaud n'a été réalisée avec l'échantillon LEONAR-2 pour des raisons de disponibilité limitée des installations expérimentales). Le plus faible nombre de vitesses d'écoulement sélectionnées est justifié par les difficultés de stabilisation thermique de cette configuration évoquées au chapitre 3. Par rapport aux profils dans le cas $\Delta T = +100$ K, les profils sont plus plats même à faible débit : les discontinuités thermiques semblent être moins importantes dans ce cas que dans le cas d'écart de

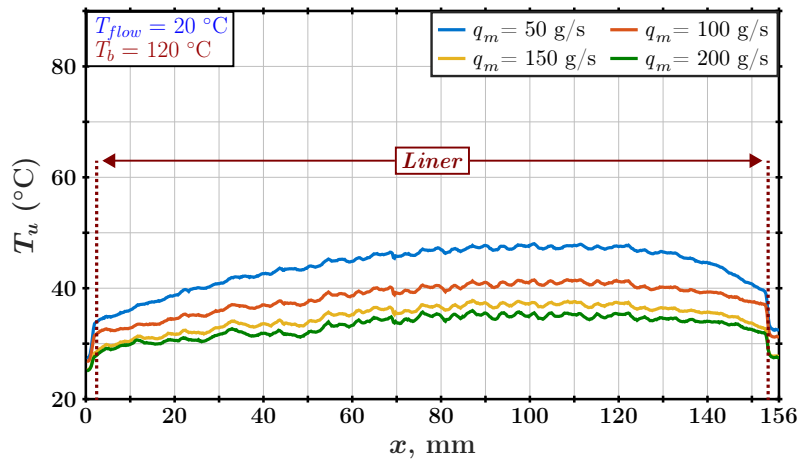
température positif. L'explication supposée est la meilleure répartition des transferts thermiques dans la configuration négative, due au fait que les deux conditions thermiques sur les faces opposées du liner sont maintenues par des échanges fluide-paroi, plus longs à la stabilisation mais beaucoup plus stables. Comme pour la configuration thermique positive, la température de surface T_u varie avec q_m , mais dans le sens inverse : lorsque la vitesse d'écoulement augmente, T_u augmente aussi pour se rapprocher de la valeur de T_{flow} .



(a) Échantillon SDOF-1

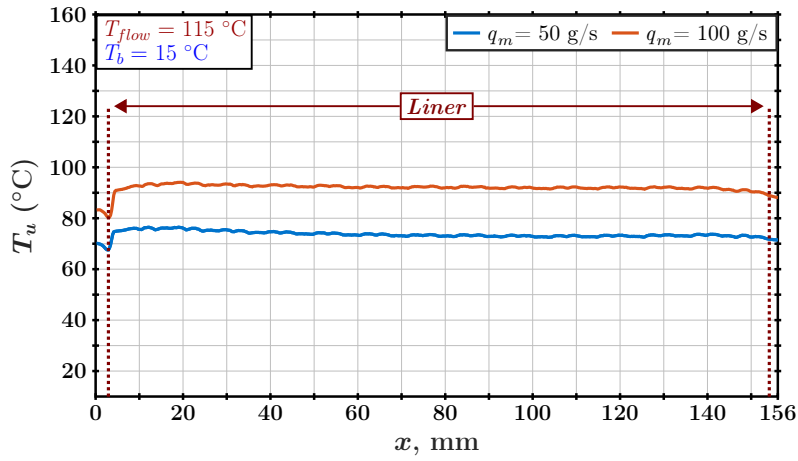


(b) Échantillon SDOF-2

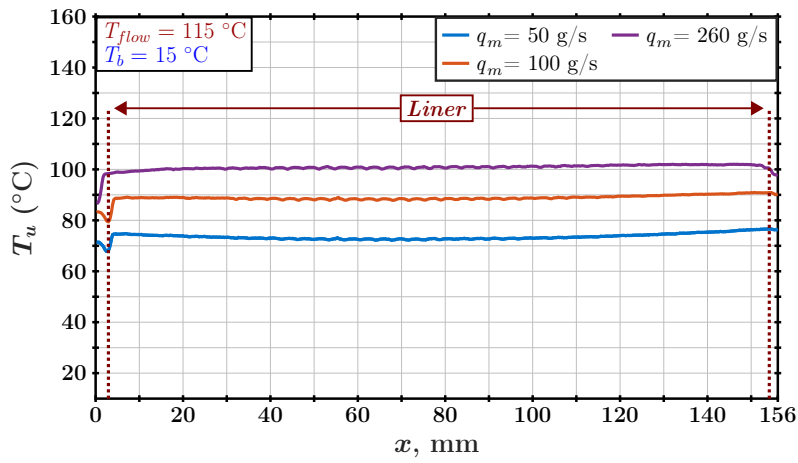


(c) Échantillon LEONAR-2

FIGURE 6.2. – Température de surface T_u pour plusieurs débits d'écoulement et avec $\Delta T = +100$ K. Profil longitudinal moyenné, sans excitation acoustique.

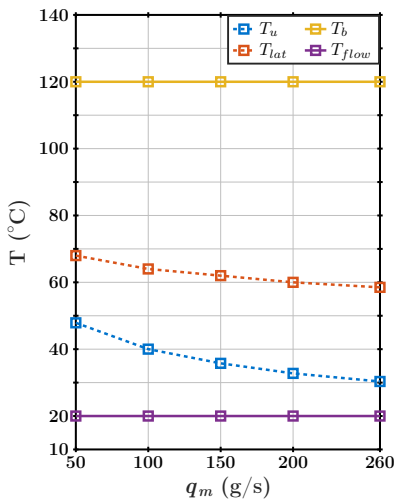


(a) Échantillon SDOF-1

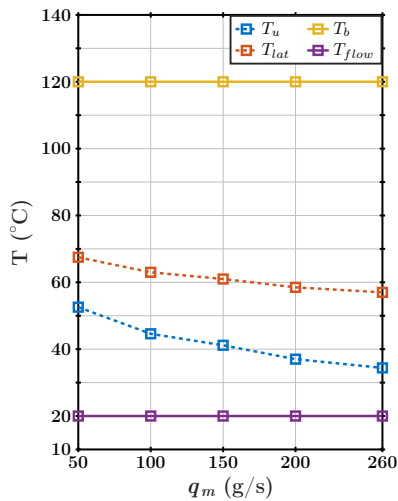


(b) Échantillon SDOF-2

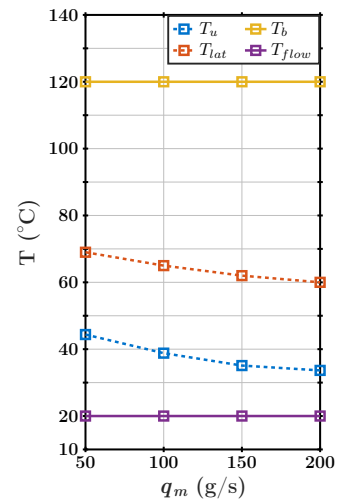
FIGURE 6.3. – Température de surface T_u pour plusieurs débits d'écoulement et avec $\Delta T = -100$ K. Profil longitudinal moyen, sans excitation acoustique.



(a) Échantillon SDOF-1



(b) Échantillon SDOF-2



(c) Échantillon LEONAR-2

FIGURE 6.4. – Températures mesurées par thermocouples (moyennes après stabilisation) et température de surface T_u (moyenne surfacique), pour plusieurs vitesses d'écoulement. $\Delta T = +100$ K, aucune excitation acoustique

Étude des températures relevées par thermocouples

L'augmentation de la convection thermique est aussi observable dans une certaine mesure par les mesures de thermocouples sur la paroi latérale de l'échantillon, comme le montre la figure 6.4 pour le cas $\Delta T = +100$ K et sans excitation acoustique : la température "intérieure" T_{lat} suit les variations de la température de surface T_u (mesurée par thermographie IR) lorsque q_m augmente.

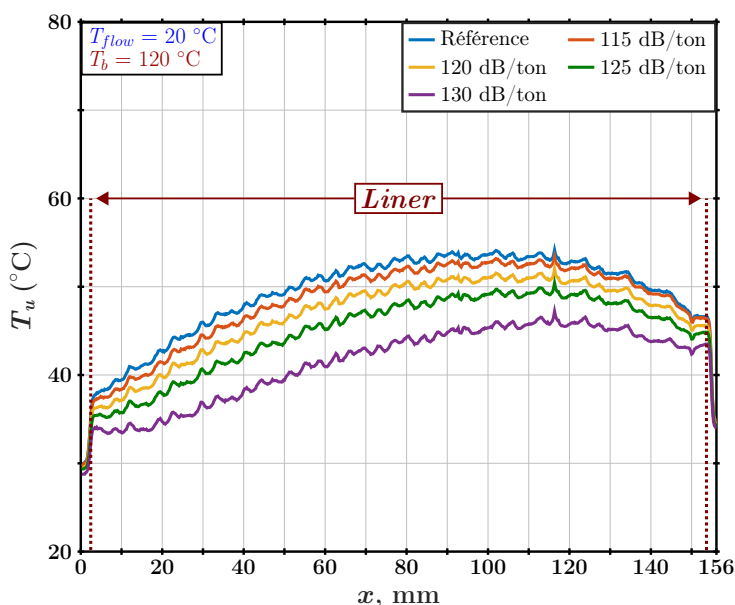
Les différences de température de surface T_u entre les trois échantillons sont liées à leurs conductivités thermiques respectives. Ceci explique la plus faible température de surface du LEONAR-2 par comparaison aux deux autres échantillons. Ces disparités de conductivité influencent uniquement la température de surface : en effet, la température latérale T_{lat} mesurée sur la paroi externe est peu impactée par les différences d'architecture interne entre les échantillons. L'évolution de T_{lat} en fonction de la vitesse de l'écoulement rasant est ainsi similaire sur les trois liners.

6.2.2. Premiers aperçus de l'effet de l'excitation acoustique

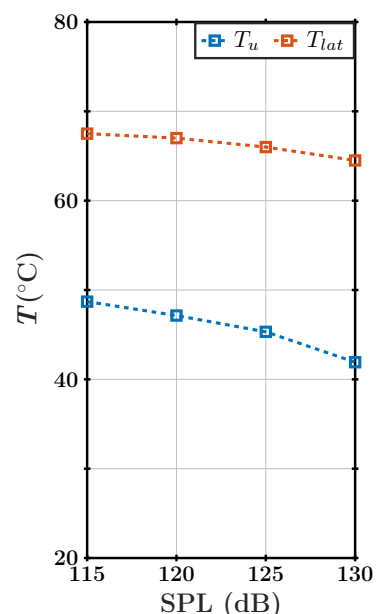
Ce paragraphe présente les premières observations du lien entre la réponse acoustique d'un liner et l'évolution de sa température de surface. Le principe des mesures est de comparer les températures de surface T_u mesurées par thermographie IR avec et sans excitation acoustique. Les mesures ont pour la majorité été réalisées dans la configuration $\Delta T > 0$ et avec l'échantillon SDOF-1, en raison de sa réponse acoustique moins linéaire.

Excitation multisinus

L'impact de la présence d'une excitation acoustique sur la température de surface est évalué dans un premier temps avec une excitation multisinus dont on fait varier le niveau acoustique incident de 115 à 130 dB. Les températures mesurées sont ensuite comparées à la température mesurée sans l'excitation acoustique, qui sert de référence. La mesure a été effectuée avec un écart de température entre les faces du liner fixé à $\Delta T = +100$ K et une faible vitesse d'écoulement pour maximiser la visibilité des potentiels effets acoustiques.



(a) T_u , thermographie IR, profil longitudinal moyenné.



(b) T_u et T_{lat} , thermocouples, valeurs moyennes après stabilisation.

FIGURE 6.5. – Étude de T_u et T_{lat} pour différents SPL incidents, par thermographie (gauche, uniquement T_u) et par thermocouple (droite). Échantillon SDOF-1, $q_m = 50$ g/s, $\Delta T = +100$ K.

Les résultats de la mesure de température de surface T_u dans ces conditions sont tracés figure 6.5a. On constate que la température de surface diminue en présence d'une excitation acoustique, ce qui indique que les échanges thermiques au niveau de la paroi sont modifiés. La diminution de T_u est plus importante lorsque le SPL augmente, l'effet semble donc lié aux interactions entre l'écoulement et la surface du liner, qui augmente en présence d'ondes acoustiques. Le tracé des températures latérales relevées par thermocouple (figure 6.5b) montre une évolution de la température à l'intérieur des cavités sous l'effet du niveau acoustique similaire à l'évolution constatée dans le cas où la vitesse d'écoulement augmente sans excitation acoustique. L'évolution de la température n'est visiblement pas proportionnelle directement au niveau acoustique incident, ce qui suggère une compétition entre les influences purement aérodynamiques et les influences purement acoustiques sur les conditions thermiques.

Cette mesure réalisée avec différents niveaux acoustiques incidents a ainsi permis de mettre en évidence un couplage entre la réponse acoustique du liner et la répartition de température à la surface et à l'intérieur du liner. Ce couplage paraît globalement uniforme sur la surface du liner. Il est de plus dépendant du SPL incident, avec une intensité qui augmente fortement lorsque le SPL atteint des niveaux voisins de la zone de non-linéarité de la réponse acoustique du liner.

On s'intéresse finalement aux relevés par thermocouples de la température latérale T_{lat} en fonction de la vitesse d'écoulement et avec l'excitation acoustique multisinus à 130 dB/ton (6.6). De la même façon que dans les cas sans acoustique, T_{lat} suit l'évolution de T_u en présence de l'onde acoustique. Ceci confirme l'hypothèse d'une modification de la convection thermique au niveau de la surface mais aussi sur l'ensemble du liner.

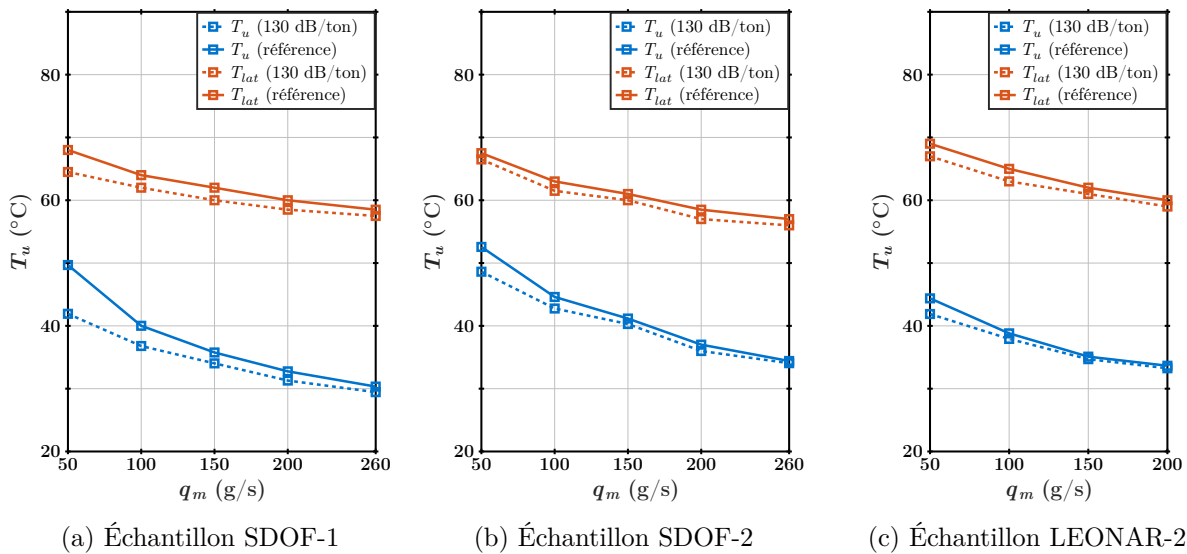


FIGURE 6.6. – Température T_{lat} mesurée par thermocouple (moyenne après stabilisation) et température de surface T_u (moyenne surfacique) en fonction de la vitesse d'écoulement, comparaison entre le cas de référence et le cas avec excitation acoustique (130 dB/ton), $\Delta T = +100$ K.

Comparaison entre configurations thermiques

Afin de confirmer l'hypothèse de l'augmentation de la convection thermique, on étudie également le comportement du liner dans la configuration thermique inverse. L'excitation acoustique utilisée est toujours l'excitation multisinus, uniquement au SPL de 130 dB/ton, les mesures précédentes ayant démontré que l'effet est plus important à ce niveau qu'à des niveaux acoustiques plus faibles. L'écart thermique ΔT est fixé à ± 100 K. La figure 6.7 présente les résultats de ces mesures successives sur l'échantillon SDOF-1, pour deux vitesses d'écoulement.

La température de surface T_u est tracée en bleu pour le cas de référence sans acoustique, et en rouge pour le cas avec excitation acoustique de 130 dB/ton. Les lignes continues et pointillées correspondent respectivement aux cas $\Delta T = +100$ K et $\Delta T = -100$ K. Pour chacune des valeurs de ΔT , la température de surface T_u est tracée en bleu pour le cas de référence sans acoustique, et en rouge pour le cas avec excitation acoustique de 130 dB/ton. L'écart de température induit par la présence de l'excitation acoustique $\Delta T_u = |T_{u,130} - T_{u,ref}|$ est tracé en jaune.

Dans les deux configurations, T_u est modifiée par la présence des ondes acoustiques : elle diminue lorsque $\Delta T > 0$ et augmente lorsque $\Delta T < 0$. De plus, l'intensité de la modification de T_u semble très proche dans les deux configurations thermiques : en effet, pour chaque vitesse d'écoulement les deux courbes jaunes se superposent presque. Ceci confirme l'hypothèse d'une augmentation de la convection thermique due aux ondes acoustiques incidentes, dont l'intensité dépendrait principalement de la vitesse d'écoulement et non du signe du gradient thermique lui-même.

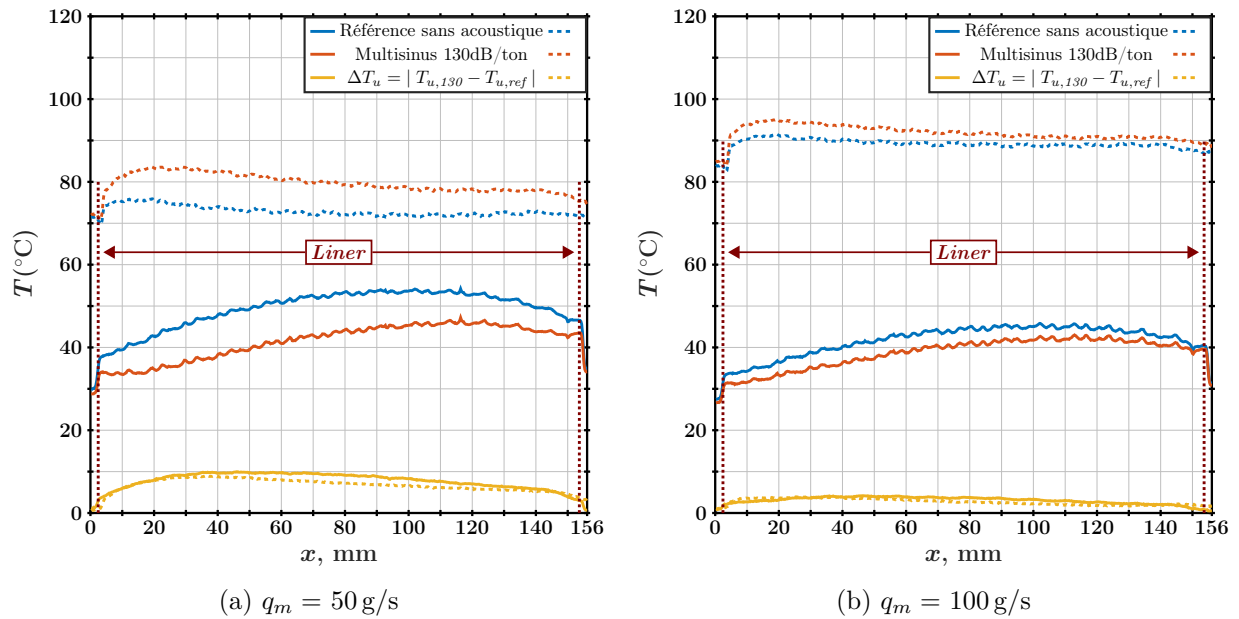


FIGURE 6.7. – Étude de T_u pour deux configurations opposées par thermographie. Échantillon SDOF-1, $\Delta T = \pm 100$ K.

6.3. Étude détaillée du phénomène

Les résultats précédents montrent donc clairement l'existence d'un couplage thermo-acoustique sur les liners, variable selon les conditions physiques. Cependant, afin de généraliser ce résultat, il convient de trouver une méthode permettant de décrire ce couplage et de comparer son intensité en fonction des conditions thermiques, aérodynamiques et acoustiques.

6.3.1. Description par nombre de Biot

Nous avons choisi de décrire les effets à la surface du liner en utilisant le nombre de Biot Bi (équation 3.5) au lieu de la température, car il permet des comparaisons entre les configurations thermiques grâce à son lien avec le coefficient de transfert thermique convectif h . L'augmentation de la convection thermique se traduit en effet par une augmentation de h et de Bi , indépendamment de la configuration thermique initiale.

Dans notre cas, l'approche 1D thermique du liner utilisée pour le dimensionnement du montage (voir Chapitre 3.2.3) permet de relier directement le nombre de Biot à T_u , T_b et T_{flow} :

$$Bi = \frac{T_b - T_u}{T_u - T_{flow}}. \quad (6.7)$$

Ainsi, pour chaque mesure, on peut calculer la valeur de Bi , dont les variations représentent les modifications de transferts thermiques causées par la présence des ondes acoustiques. La modification de la convection thermique sous l'effet des ondes acoustiques impactant uniquement T_u dans l'équation 6.7, l'étude de Bi est équivalente à l'étude de la température de surface. Cette approche présente l'avantage de s'affranchir du signe du gradient thermique, ce qui simplifie les comparaisons entre cas.

6.3.2. Impact du type de liner

Les figures 6.8 et 6.9 présentent les valeurs du nombre de Biot en fonction du débit de l'écoulement q_m , avec et sans acoustique (l'excitation étant toujours un multisinus à 130 dB/ton), pour chacun des échantillons dans différentes configurations thermiques. Les mesures en température ont montré que l'effet était uniforme sur la surface du liner, on calcule donc une valeur de Bi moyennée sur la surface totale du liner. L'effet mis en évidence précédemment apparaît clairement par une augmentation de Bi , quelle que soit la valeur de ΔT . La description par le nombre de Biot est donc pertinente.

L'augmentation de la convection thermique en surface avec la vitesse d'écoulement, observée précédemment via la température de surface, est visible également ici (courbes bleues) : le nombre de Biot augmente avec q_m . De même, le constat fait sur la température de surface plus faible (dans la configuration avec écoulement froid) de l'échantillon LEONAR-2 à cause de sa plus faible conductivité se traduit par un nombre de Biot de référence plus élevé pour cet échantillon. Les figures 6.9a et 6.9b indiquent que le couplage existe également dans la configuration opposée. Sur un même échantillon et à q_m fixé, on constate que la valeur du nombre de Biot de référence sans acoustique n'est pas identique entre les cas +100 K et -100 K. Cet écart s'explique par les caractéristiques des deux montages expérimentaux et également par le fait qu'un même débit ne correspond pas réellement à un même nombre de Mach dès que la température d'écoulement varie (voir tableau 6.2).

Les différences entre les échantillons apparaissent directement : ainsi, l'augmentation de Bi pour l'échantillon SDOF-1 est plus forte que celle sur les autres échantillons pour une même configuration thermique. Le couplage thermo-acoustique est donc plus intense sur cet échantillon que sur les deux autres, ce qui pourrait s'expliquer simplement par son comportement non-linéaire vis-à-vis du SPL qui entraîne une plus forte réponse aérodynamique en proche paroi. La réponse plus faible des deux autres échantillons expliquerait la moindre intensité du couplage observé dans leur cas.

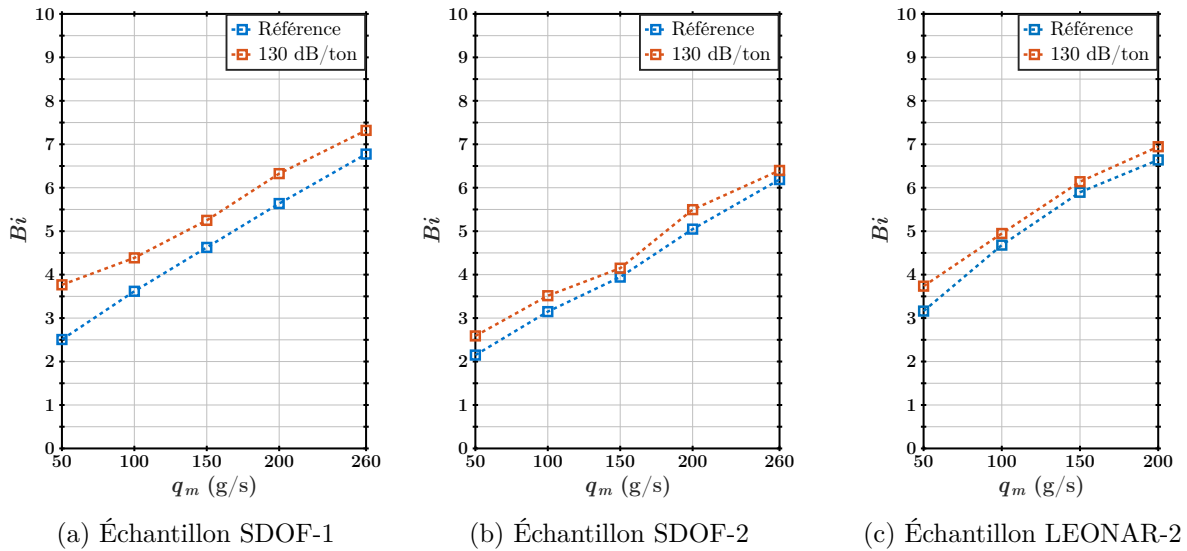


FIGURE 6.8. – Évolution du nombre de Biot Bi (moyenne surfacique), avec et sans excitation acoustique, en fonction de q_m . $\Delta T = +100$ K, excitation acoustique multisinus à 130 dB.

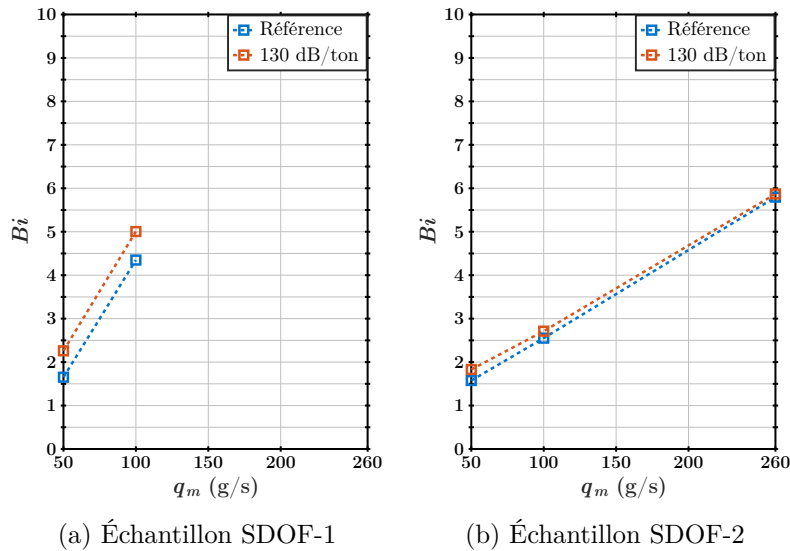


FIGURE 6.9. – Évolution du nombre de Biot Bi (moyenne surfacique), avec et sans excitation acoustique, en fonction de q_m . $\Delta T = -100$ K, excitation acoustique multisinus à 130 dB.

6.3.3. Impact de la fréquence acoustique

Un aspect important à étudier est le comportement autour de la fréquence de résonance du liner. C'est en effet dans ce domaine fréquentiel que la réaction acoustique du liner est la plus forte (figure 6.10).

Pour cela, des mesures avec une excitation acoustique monosinus sont réalisées sur chaque échantillon et dans un maximum de configurations thermiques différentes. Le niveau acoustique incident est fixé à 140 dB pour la fréquence envoyée, ce qui permet d'avoir un OASPL identique aux excitations multisinus : on s'affranchit ainsi de l'effet du SPL.

Pour l'échantillon SDOF-1, la fréquence de l'excitation est fixée à 1488 Hz ; pour les deux autres échantillons, elle est fixée à 992 Hz ou 1112 Hz. De même que dans le paragraphe précédent, on se restreint à l'étude du nombre de Biot Bi . Cette fois, les résultats sont présentés sous la forme de profils longitudinaux réalisés de la même manière que les profils de température précédemment

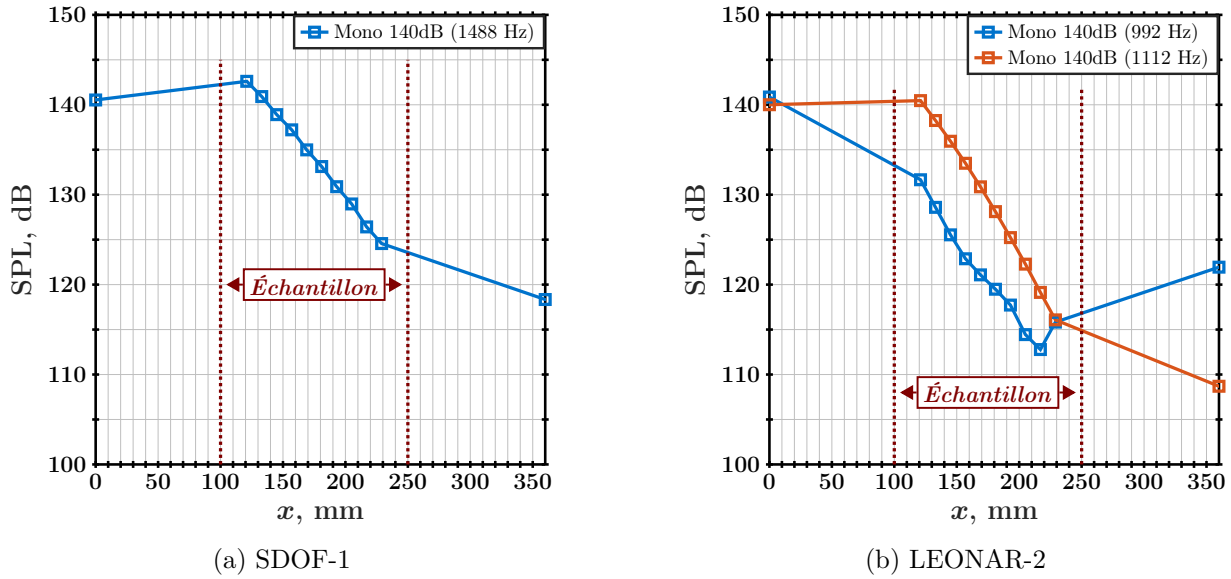


FIGURE 6.10. – Décroissance du SPL le long des échantillons à une fréquence proche de la résonance (excitation monosinus à 140 dB). Mesures microphoniques en paroi opposée, $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s.

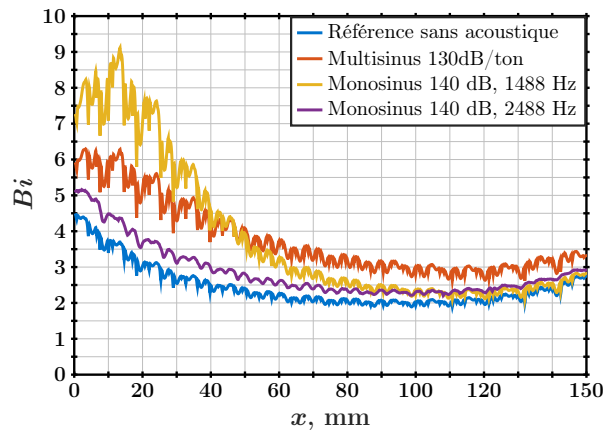
présentés, mais pris sur l'image post-traitée limitée à la longueur du liner (dernière étape du post-traitement, cf. Annexe C).

La figure 6.11 présente les profils de Bi dans le cas $\Delta T = +100$ K, sur les trois échantillons. Pour chaque cas, le profil de référence sans excitation est tracé en bleu, le profil avec excitation monosinus est tracé en jaune et le profil avec excitation multisinus est tracé en rouge pour comparaison. On constate que l'augmentation de Bi est bien globalement identique le long du liner pour le cas multisinus, mais que dans le cas d'une excitation proche de la résonance du liner l'effet devient localisé. Dans ce cas, Bi augmente fortement sur la partie amont du liner, puis décroît jusqu'à atteindre une valeur quasiment égale à la valeur de référence sans acoustique dans la partie aval de l'échantillon. Puisque les niveaux acoustiques incidents globaux (OASPL) des deux excitations utilisées sont identiques, cette modification locale est certainement due au comportement spécifique du liner proche de sa résonance.

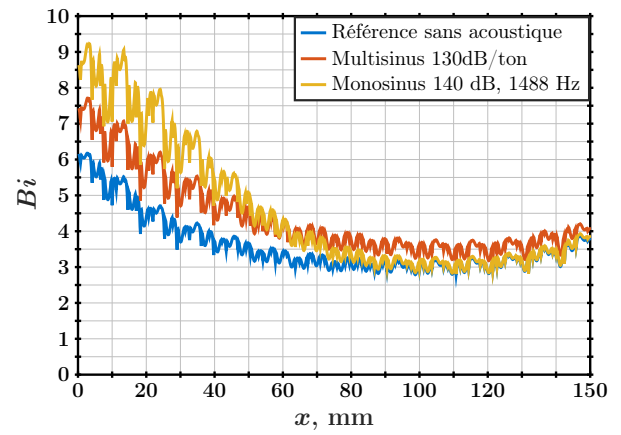
Cette hypothèse est confirmée par une mesure supplémentaire effectuée sur une partie des cas avec une excitation monosinus similaire, mais dont la fréquence est fixée cette fois loin de la résonance (2488 Hz ou 1992 Hz). Les profils associés sont tracés en violet, figures 6.11a et 6.11c. L'augmentation de Bi est plus faible et à nouveau globalement identique le long du liner, ce qui confirme que le couplage thermo-acoustique observé est dépendant à la fois du SPL et de la fréquence de l'onde incidente.

Les mêmes phénomènes sont observés dans la configuration $\Delta T < 0$ (figures 6.12 et 6.13). L'utilisation de la fréquence 1112 Hz sur l'échantillon SDOF-2 permet de visualiser l'effet de décalage de la bande d'absorption optimale vers les hautes fréquences, l'effet localisé étant amplifié à cette fréquence plus qu'à 992 Hz.

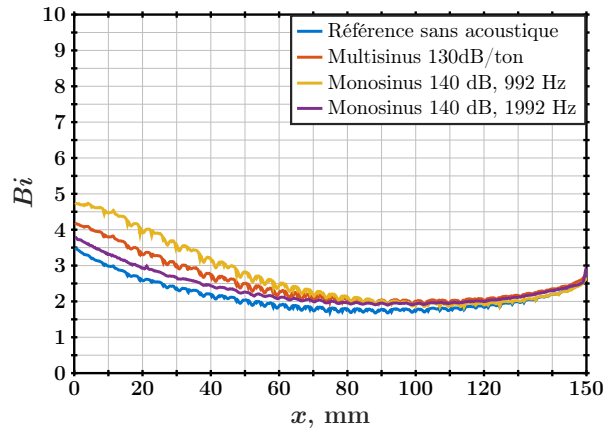
Les valeurs du nombre de Biot (que ce soit avec ou sans l'excitation acoustique) dans les deux configurations négatives différentes sont très proches, ce qui confirme que les phénomènes observés sont bien indépendants de la valeur du gradient thermique.



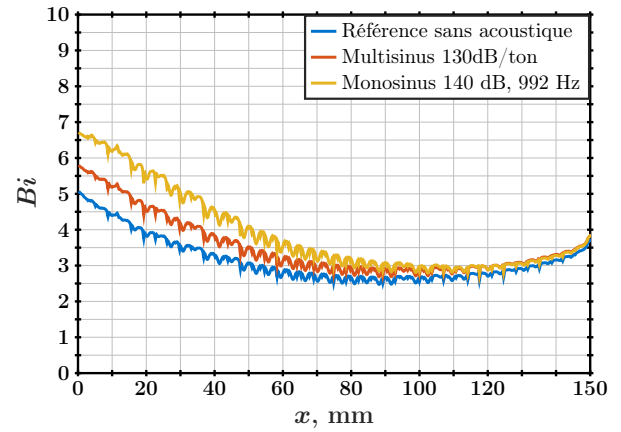
(a) Échantillon SDOF-1, $q_m = 50$ g/s



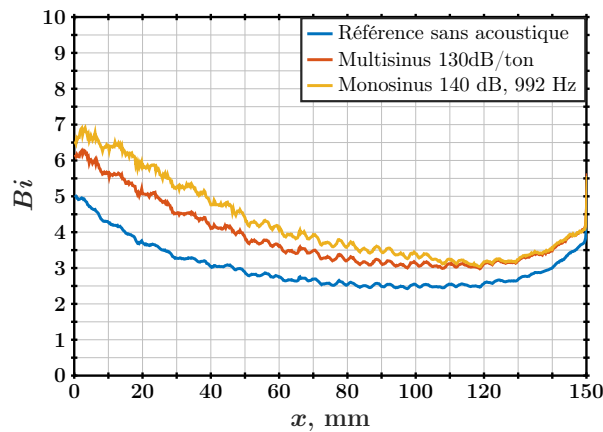
(b) Échantillon SDOF-1, $q_m = 100$ g/s



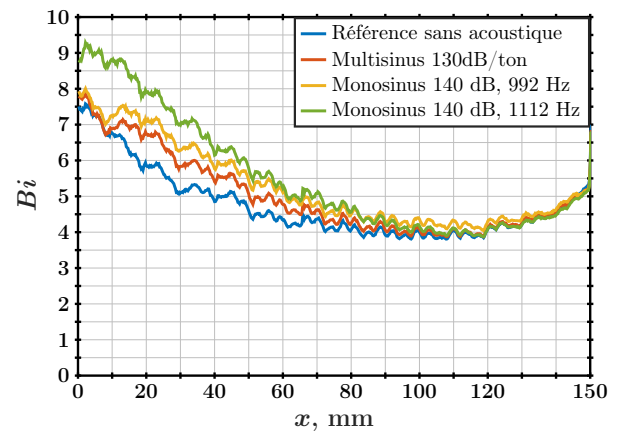
(c) Échantillon SDOF-2, $q_m = 50$ g/s



(d) Échantillon SDOF-2, $q_m = 100$ g/s



(e) Échantillon LEONAR-2, $q_m = 50$ g/s



(f) Échantillon LEONAR-2, $q_m = 100$ g/s

FIGURE 6.11. – Bi , profil longitudinal moyenné, $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s (colonne gauche) et $q_m = 100$ g/s (colonne droite)

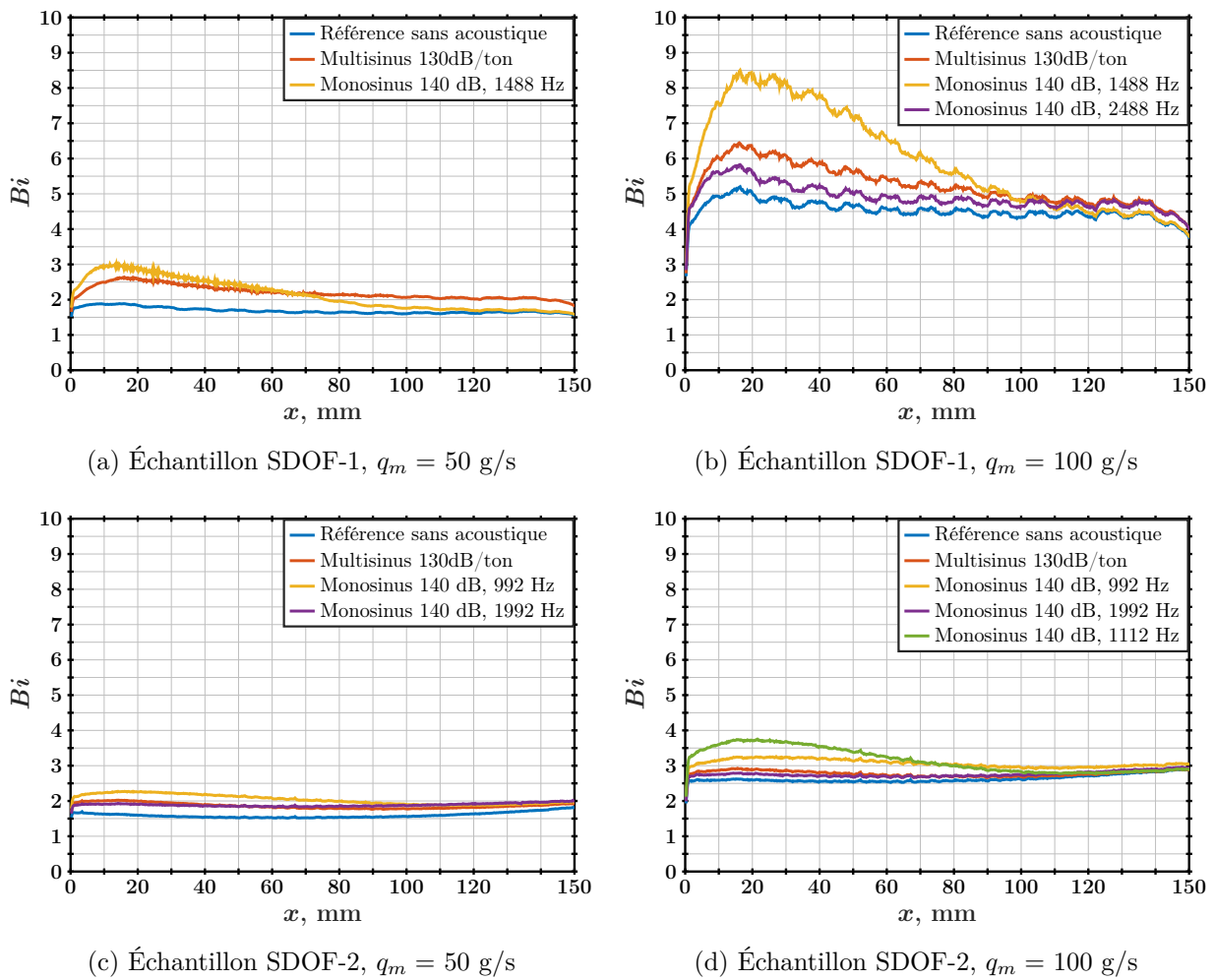


FIGURE 6.12. – Bi , profil longitudinal moyenné, $\Delta T = -100$ K, $q_m = 50$ g/s (colonne gauche) et $q_m = 100$ g/s (colonne droite)

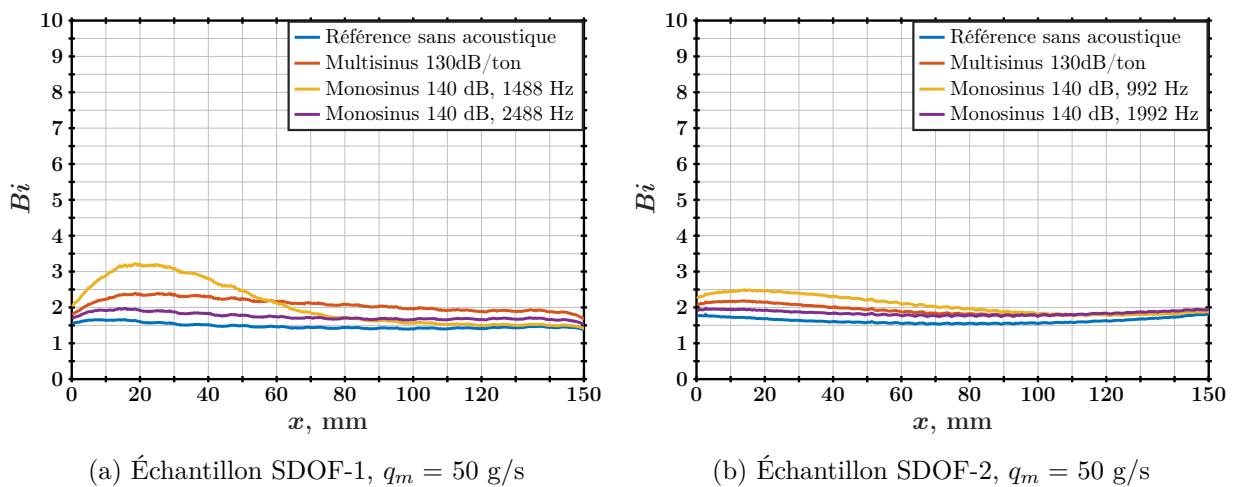


FIGURE 6.13. – Bi , profil longitudinal moyenné, $\Delta T = -70$ K

Bilan

Les résultats présentés dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence une modification de la convection thermique au niveau de la paroi perforée d'un liner en présence de forts niveaux sonores. L'étude réalisée avec des échantillons variés et différents types d'excitation acoustique montre que l'intensité de cet effet sur la convection thermique dépend du niveau sonore, de la fréquence d'excitation et du comportement acoustique général du liner. Une modélisation unidimensionnelle a permis de lier l'effet à une augmentation du nombre de Biot au niveau de la paroi du liner face à l'écoulement, ce qui confirme l'hypothèse d'un lien fort entre acoustique et convection thermique dans cette configuration. Ce lien va être étudié plus en détail dans le chapitre suivant.

Synthèse sur le couplage entre aérothermique et acoustique

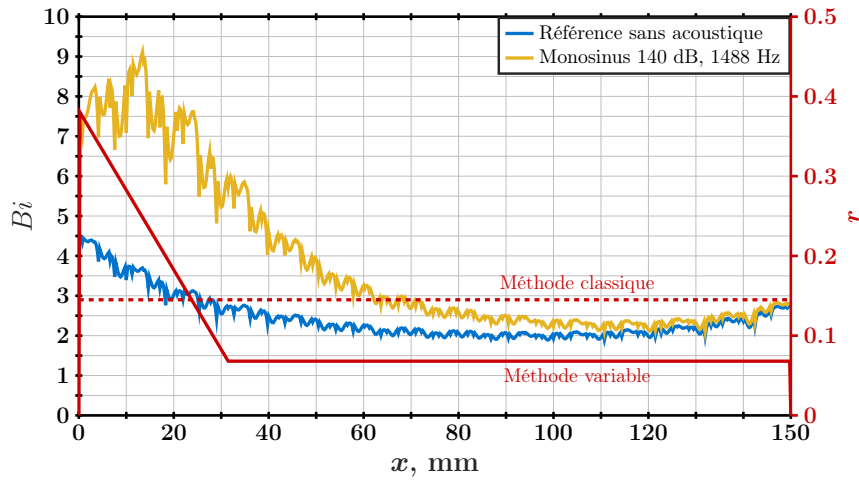
Le chapitre 5 a mis en évidence la forte dépendance de la réponse acoustique aux conditions aérodynamiques, acoustiques et thermiques. D'autre part, le chapitre 6 a démontré l'existence d'une forte corrélation entre les phénomènes de convection thermique et la réponse acoustique du liner. L'objectif de ce chapitre n'est pas d'introduire de nouveaux résultats de mesure, mais de lier les différents résultats des deux chapitres précédents, afin de déterminer les conditions dans lesquelles les liens entre phénomènes aérothermiques et acoustiques sont prépondérants. Dans une première partie, on reprend la notion de résistance variable en fonction du niveau sonore afin de relier effets acoustiques et effets convectifs. Dans un second temps, un bilan de l'évolution du nombre de Biot dans toutes les configurations réalisées est proposé.

7.1. Lien entre le nombre de Biot et la résistance non-linéaire

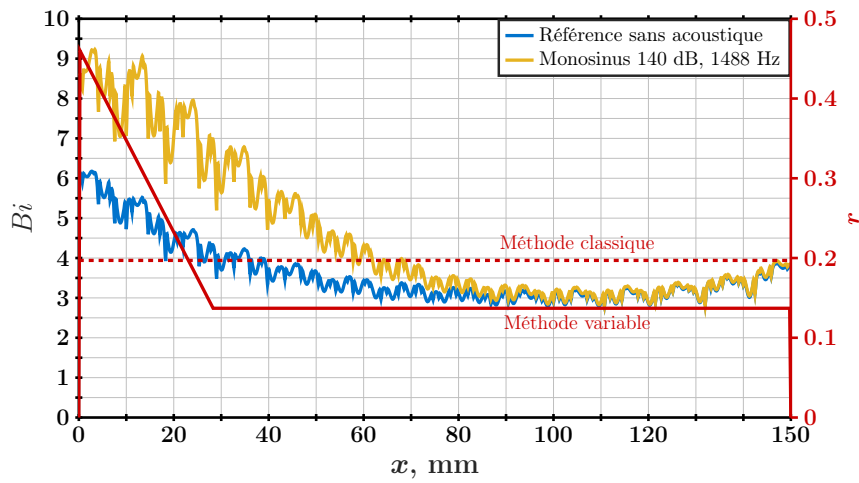
Ce paragraphe a pour but d'étudier les liens entre l'impédance des liners et leur comportement en terme de convection thermique. Pour cela, on reprend la méthode de détermination d'impédance variable développée au Chapitre 4 et appliquée à nos échantillons dans le Chapitre 5. En effet, cette méthode permet de visualiser l'évolution de la résistance le long du liner en présence d'un fort niveau acoustique incident, et on souhaite relier cette évolution à celle constatée sur le profil de nombre de Biot Bi à la résonance (Chapitre 6, dernière partie).

Une comparaison entre certains résultats d'éduction d'impédance avec résistance variable et les valeurs de Bi correspondantes est présentée sur la figure 7.1. La valeur de la résistance non linéaire calculée avec la méthode de détermination d'impédance variable est superposée au profil de Bi le long du liner, pour une fréquence f proche de la résonance et à M_b faible, pour les échantillons SDOF-1 et LEONAR-2. Comme on l'a déjà observé au chapitre 5, la nouvelle formulation de l'éduction capte bien l'augmentation de la résistance due à l'effet du SPL, en particulier sur l'échantillon SDOF-1. L'effet de l'écoulement sur la résistance est également correctement pris en compte : la valeur de la résistance constante augmente avec q_m (Figures 7.1a et 7.1b). Les résultats thermiques sont cohérents avec cette évolution de la résistance : ils mettent en évidence un effet localisé qui est confirmé par le processus d'éduction d'impédance.

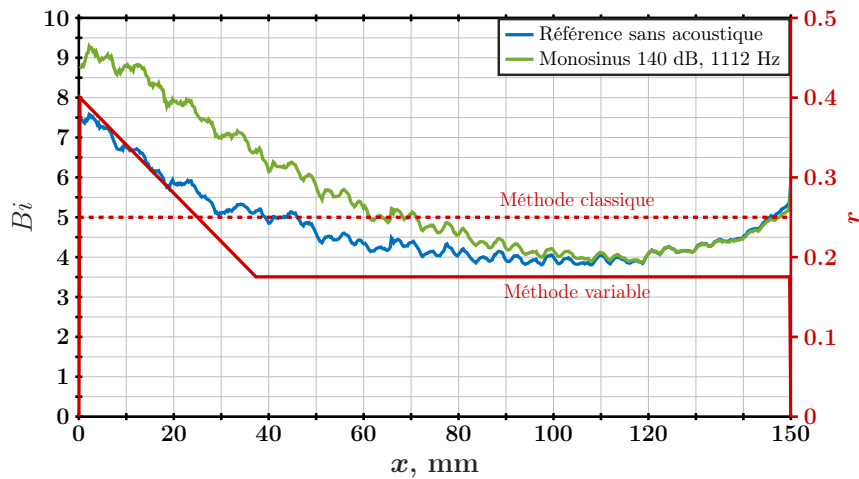
Afin d'affiner ce constat, on calcule le profil de $\Delta Bi_{140} = Bi_{140} - Bi_{ref}$ (soit la différence entre les courbes bleues et jaunes sur la figure 7.1) pour les trois configurations présentées. On le compare ensuite à $r_{NL,140}$ calculée (courbes rouges de la figure 7.1), pour obtenir la figure 7.2. On remarque rapidement que ΔBi_{140} est plus grand dans les deux configurations sur l'échantillon SDOF-1 que dans la configuration sur l'échantillon LEONAR-2 : l'intensité de l'effet thermique localisé est donc clairement plus élevée sur le SDOF-1 que sur le LEONAR-2, à conditions d'écoulement égales.



(a) Échantillon SDOF-1, $q_m = 50$ g/s



(b) Échantillon SDOF-1, $q_m = 100$ g/s



(c) Échantillon LEONAR-2, $q_m = 100$ g/s

FIGURE 7.1. – Superposition du nombre de Biot moyennée et de la résistance acoustique calculée selon les deux conditions aux limites.

La différence de comportement acoustique entre les deux échantillons est également assez claire : à conditions d'écoulement égales, la longueur caractéristique de décroissance est plus importante sur l'échantillon LEONAR-2 que sur l'échantillon SDOF-1, tandis que la partie constante de la résistance est plus faible sur le SDOF-1. On constate de plus que la zone du liner où ΔBi_{140} décroît avant d'atteindre 0 est d'une taille comparable à la longueur caractéristique de décroissance de $r_{NL,140}$. De plus, la pente de la partie variable de la résistance est plus importante pour l'échantillon SDOF-1 (et quasiment identique sur les deux configurations) que pour l'échantillon LEONAR-2. Cette disparité se retrouve dans le profil de ΔBi_{140} : une pente plus importante, correspondant à un écart plus important entre la résistance constante et la résistance variable, implique un effet aérothermique plus intense. Ainsi, l'écart d'intensité du phénomène de couplage aérothermique et acoustique est correctement traduit par un écart entre les valeurs de résistance déterminées avec la formulation variable. Cet effet localisé d'augmentation de r et de Bi est visible uniquement à des vitesses d'écoulement suffisamment faibles pour que les effets aérodynamiques ne noient pas les effets de non-linéarité acoustique.

L'augmentation de la valeur de Bi est donc fortement liée à la variation de la résistance acoustique du liner : lorsqu'un liner est plus réactif à l'effet du SPL par rapport à d'autres effets tels que l'écoulement rasant, le coefficient de transfert thermique convectif est augmenté. Cela suggère que les jets aux extrémités des perforations sont plus intenses et que les échanges thermiques le sont également. Ce comportement a déjà été montré dans l'étude de Léon *et al.* [80], où la modification du profil de vitesse à proximité de la paroi due à l'effet de SPL a été vue comme un effet de transpiration uniforme pour des SPL modérés, tandis que pour de forts niveaux acoustiques le profil moyen de la couche limite est fortement impacté par les jets issus du liner.

Les liens entre la résistance non-linéaire et le nombre de Biot paraissent donc assez importants. L'étude n'a pour l'instant pas été poussée plus loin en raison du faible nombre de configurations pertinentes réalisées et des comportements acoustiques finalement assez proches des échantillons utilisés. Cependant, en première approche, il semble que le long du liner on puisse définir le coefficient d'échange thermique convectif d'une façon similaire à la définition de la résistance non-linéaire. On aurait alors un terme variable Bi_{NL} qui aurait le même comportement que r_{NL} , et qui serait lui aussi dépendant du type de liner. Pour pouvoir effectuer un tel lien de manière fiable, il faudrait en revanche une base de données expérimentales beaucoup plus riche.

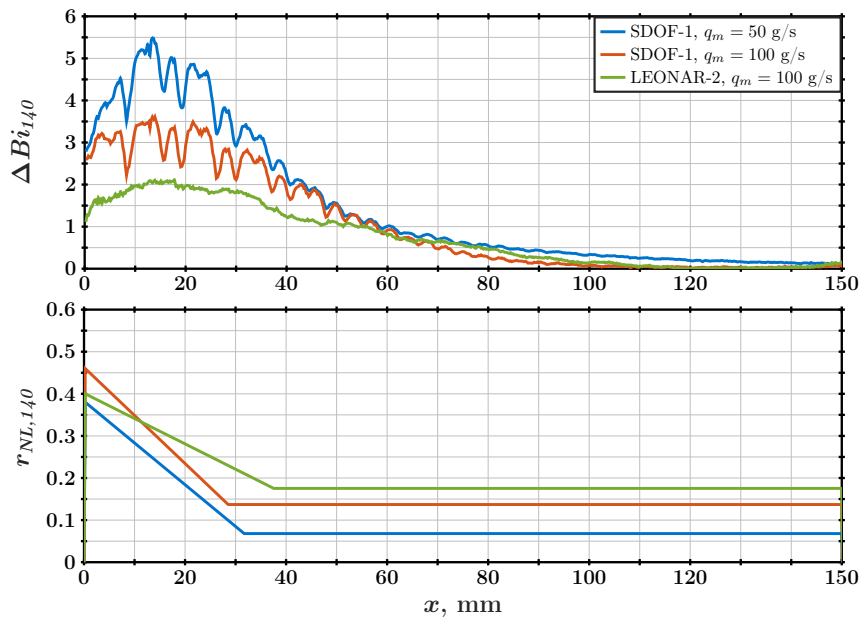


FIGURE 7.2. – Synthèse : superposition de ΔBi_{140} et de $r_{NL,140}$, pour chacune des configurations de la figure 7.1.

7.2. Évolution de Biot en fonction de la vitesse d'écoulement

Le tableau 7.1 présente les valeurs de Bi obtenues sur les trois échantillons, ainsi que les variations absolues et relatives ΔBi et $\Delta Bi/Bi_{ref}$, pour toutes les configurations réalisées. Comme on l'a déjà observé au chapitre précédent, ΔBi diminue lorsque q_m augmente, quelle que soit la valeur de ΔT ; cela confirme que l'écoulement rasant domine l'effet de couplage à des vitesses d'écoulement plus élevées. À une vitesse d'écoulement donnée, les valeurs du nombre de Biot sont identiques lorsque $\Delta T = +70$ K et lorsque $\Delta T = +100$ K. Il en est de même pour $\Delta T = -70$ K et $\Delta T = -100$ K. Ceci indique finalement que seule la direction du gradient thermique a un impact sur l'intensité du couplage entre les effets thermiques et acoustiques.

La légère divergence entre les valeurs du nombre de Biot pour les configurations à gradient thermique positif et négatif au même débit s'explique en définitive par les différences entre les montages expérimentaux. En effet, pour les mesures, le débit q_m a été pris comme référence, mais c'est en fait le nombre de Mach M_b qui est lié à l'intensité de l'écoulement et donc à l'intensité du couplage. Comme M_b est plus élevé dans les configurations négatives en raison de la température plus élevée de l'écoulement, l'effet de l'écoulement est plus fort et donc l'augmentation de Bi est plus faible que dans les configurations positives équivalentes (en termes de débit). De plus, dans le cas positif, le fond du liner est chauffé mais le reste de la section d'essai reste à température ambiante, alors que dans le cas négatif, l'ensemble du conduit se réchauffe avec le flux; les effets de convection sont donc différents.

Échantillon	q_m (g/s)	ΔT (K)	Bi_{ref}	Bi_{130}	ΔBi	$\Delta Bi/Bi_{ref}$	
SDOF-1	50	+100	2.51	3.76	1.25	49.8%	
		-70	1.45	2.02	0.57	39.1%	
		-100	1.65	2.26	0.61	36.9%	
	100	+100	3.61	4.38	0.77	21.3%	
		-100	4.34	5.01	0.67	15.5%	
	150	+100	4.62	5.24	0.62	13.4%	
	200	+100	5.63	6.32	0.69	12.3%	
	260	+100	6.77	7.32	0.55	8.1%	
	SDOF-2	50	+100	2.15	2.59	0.44	20.5%
			+70	2.15	2.61	0.46	21.4%
-70			1.6	1.87	0.27	16.9%	
-100			1.57	1.83	0.25	16.9%	
100		+100	3.14	3.52	0.37	11.8%	
		-100	2.55	2.71	0.16	6.3%	
150		+100	3.94	4.15	0.21	5.1%	
200		+100	5.04	5.49	0.45	8.9%	
260		+100	6.19	6.39	0.2	3.2%	
		-100	5.8	5.87	0.07	1.2%	
LEONAR-2	50	+100	3.16	3.7	0.54	17.1%	
		+70	3.12	3.76	0.64	20.5%	
	100	+100	4.68	4.95	0.27	5.8%	
		+70	4.43	4.69	0.26	5.9%	
	150	+100	5.89	6.14	0.25	4.2%	
	200	+100	6.63	6.94	0.31	4.7%	

TABLE 7.1. – Évolution du nombre de Biot Bi (moyenné sur toute la surface du liner) en présence d'une excitation acoustique, dans différentes configurations aérodynamiques et thermiques.

La figure 7.3 présente les données de la dernière colonne du tableau 7.1, tracées en fonction du nombre de Mach M_b au lieu du débit pour illustrer cet effet. Le comportement général est cohérent quelle que soit la configuration thermique, et les écarts observés entre gradients négatifs et positifs semblent bien être liés à l'augmentation de M_b dans les configurations thermiques négatives.

Il y a un écart clair entre le comportement aux faibles vitesses d'écoulement ($M_b \leq 0.1$) et aux vitesses d'écoulement plus élevées ; cet écart confirme que le couplage entre les effets thermiques et acoustiques est en compétition avec l'effet d'écoulement rasant. Cette compétition entre les influences des niveaux sonores élevés et des vitesses d'écoulement élevées apparaît encore une fois similaire à ce qui avait été constaté au cours du développement de la méthode de détermination d'impédance variable (cf. Chapitre 4). En effet, les effets résultant des conditions acoustiques ne sont visibles que dans des conditions aérodynamiques précises : si la vitesse de l'écoulement rasant est trop élevée par rapport à la vitesse acoustique, l'effet sur la résistance de cette dernière est masqué par l'augmentation de résistance due à la force de l'écoulement rasant. Les phénomènes de couplage aérothermiques et acoustiques subissent la même compétition : pour des vitesses d'écoulement trop élevées, leur influence est totalement masquée.

Si l'allure de $\Delta Bi/Bi_{ref}$ en fonction du nombre de Mach est similaire sur les trois échantillons, on constate cependant un écart entre les valeurs de $\Delta Bi/Bi_{ref}$ pour l'échantillon SDOF-1 et pour les échantillons SDOF-2 et LEONAR-2. Cette différence appuie l'hypothèse d'une forte influence du comportement acoustique sur l'intensité des effets aérothermiques : puisque l'échantillon SDOF-1 est plus sensible à la non-linéarité acoustique que les deux autres, il est aussi plus susceptible d'exhiber des phénomènes de couplage aérothermique et acoustique. Ces dernières observations confirment l'hypothèse d'une dépendance forte entre effets aérothermiques et impédance acoustique.

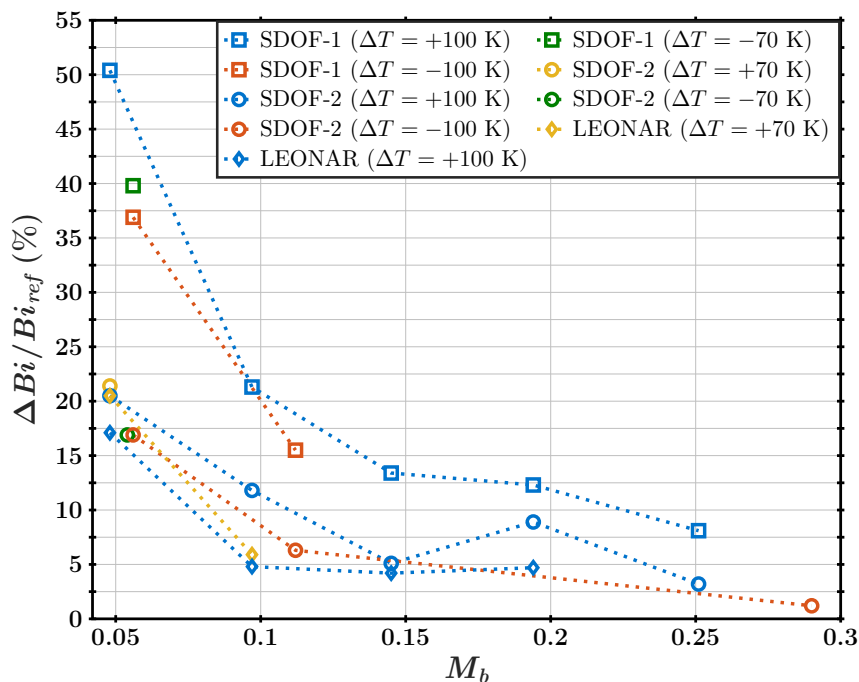


FIGURE 7.3. – Évolution relative du nombre de Biot moyen en fonction du nombre de Mach et de la configuration thermique.

Bilan

Les comparaisons globales effectuées dans ce chapitre, combinées aux résultats des deux chapitres précédents, montrent que le couplage entre convection thermique et réponse acoustique des liners dépend uniquement des interactions aéroacoustiques au niveau des perforations du liner en présence d'écoulement rasant et de forts niveaux sonores : la valeur de l'écart thermique n'a aucune influence notable sur l'intensité du couplage observé.

Ainsi, la complexité de ce couplage résulte principalement d'une compétition forte entre les effets de l'écoulement rasant et les effets résultant de l'acoustique, compétition qui existe en l'absence de gradient thermique notamment sur la traînée.

Grâce à la méthode de détermination d'impédance variable, un lien entre les effets convectifs et l'évolution de la résistance le long du liner a été démontré. L'augmentation locale de r sous l'effet d'un fort SPL incident pourrait ainsi être directement responsable de l'augmentation locale du coefficient de convection thermique constatée expérimentalement. Le fait que l'augmentation de M_b masque l'augmentation du nombre de Biot Bi sous l'effet de l'acoustique, de la même façon que la non-linéarité de la résistance est masquée pour des écoulements forts, est un argument de plus en faveur de cette hypothèse.

Conclusion

Bilan

L'objectif de ce travail de thèse est de caractériser expérimentalement les couplages aérodynamiques et acoustiques existant au sein de liners acoustiques placés en écoulement rasant et dans des conditions thermiques non homogènes. Cet objectif a donné lieu à deux axes d'étude principaux, issus de la séparation des contributions aérodynamiques et thermiques à la réponse acoustique des liners : l'étude expérimentale de la contribution d'un écoulement et d'un fort niveau acoustique sur l'impédance acoustique, et la détermination simultanée des réponses acoustiques et thermiques du liner dans ces conditions d'écoulement et de température particulières.

Afin de mener à bien cet objectif, un montage expérimental a été spécifiquement imaginé, à partir du banc B2A existant à l'ONERA. Ce montage comprend notamment une nouvelle veine d'essai conçue pour résister aux montées en température, et un porte-échantillons incluant un système pour obtenir un gradient thermique stable à l'intérieur de l'échantillon de liner étudié. Le gradient thermique est défini par l'écart de température entre la face inférieure du liner et l'écoulement ; il peut ainsi être négatif ou positif. Des campagnes de mesures acoustiques avec les méthodes expérimentales couramment employées à l'ONERA ont été menées. Les contributions thermiques et aérodynamiques à la réponse acoustique de liners ont ainsi pu être identifiées, sur trois échantillons de liners aux caractéristiques variées.

Si l'effet direct des phénomènes thermiques dans la gamme de températures choisie s'est révélé relativement faible, car principalement lié à la modification de la vitesse de propagation du son, l'effet des conditions aérodynamiques et acoustiques est lui beaucoup plus élevé. L'effet aérodynamique principal se manifeste en effet par une nette augmentation de la résistance du liner, même lorsque l'écoulement est faible. Cependant, le résultat le plus important de cette partie de l'étude est la détermination de l'influence du SPL incident.

Par le développement d'une nouvelle technique de détermination d'impédance, il a été en effet possible de mettre en évidence la forte influence du niveau acoustique incident sur le comportement acoustique des liners et de séparer cette contribution de celle due à l'écoulement. En supposant que l'impédance acoustique est une quantité variable localement sous l'effet d'un niveau SPL élevé, et non plus une valeur constante sur toute la zone du liner, certains aspects importants du comportement des liners dits "non-linéaires" ont pu être expliqués :

1. Pour les liners non-linéaires, dont le comportement acoustique autour de leur fréquence de résonance varie fortement avec le niveau acoustique incident, la nouvelle formulation a montré l'existence d'une valeur SPL seuil au-dessus de laquelle les effets du SPL incident sur la résistance du liner peuvent effectivement être décrits par une résistance dépendant de l'espace, sur une distance donnée liée en partie à la capacité d'absorption acoustique du liner. En dessous de cette valeur SPL seuil, la résistance redevient constante.
2. La compétition entre phénomènes acoustiques et aérodynamiques apparaît clairement : au-delà d'une certaine vitesse d'écoulement, les effets purement aérodynamiques écrasent les phénomènes acoustiques, et on n'observe plus d'augmentation locale de la résistance sous l'effet du SPL.
3. Pour les liners au comportement plus linéaire, pour lesquels l'effet du niveau sonore est plus faible que celui lié à la présence de l'écoulement rasant, les deux approches concordent.

Ainsi, il devient possible de mettre en évidence l'existence ou non de tels effets sur l'impédance acoustique liés uniquement au SPL incident, sans pour autant masquer les phénomènes purement aérodynamiques dus à l'écoulement rasant, ce qui permet finalement d'identifier les conditions physiques dans lesquelles les effets aéroacoustiques sont prépondérants.

Le développement d'une telle méthode était une étape essentielle à la suite de l'étude : elle a été utilisée comme un outil pour quantifier les niveaux de non-linéarité des différents échantillons de liners et ainsi établir un "classement" des échantillons en fonction de leur linéarité vis-à-vis de l'acoustique incidente.

La suite de l'étude s'est focalisée sur la mesure simultanée des réponses acoustiques et thermiques des liners. Pour ce faire, le montage expérimental a été enrichi d'un hublot dans la paroi supérieure de la veine, et un système de mesure par thermographie infrarouge a été mis en place. Pour chacun des échantillons et sur une grande gamme de conditions aérodynamiques et thermiques, la thermographie a permis de mesurer la température de surface du liner de façon totalement non-intrusive. Une modélisation 1D des transferts thermiques au sein du liner a ouvert l'accès à la valeur du nombre de Biot, lié directement au coefficient de convection thermique, grâce à une relation entre le nombre de Biot et les températures mesurées en surface et au fond du liner. L'influence des phénomènes acoustiques sur les phénomènes aérothermiques a ainsi été mise en évidence directement :

1. Quel que soit le comportement du liner vis-à-vis du niveau acoustique incident, la présence d'un fort niveau sonore incident modifie la température de surface du liner par rapport à la situation "au repos". Cette modification de température est directement liée à une modification de la convection thermique en surface, et est dû aux interactions aéroacoustiques au niveau des perforations du liner.
2. L'intensité de la modification dépend en grande partie du niveau sonore et de la vitesse de l'écoulement rasant. Lorsque l'écoulement est fort, ses effets noient ceux liés à l'acoustique ; inversement, si le niveau acoustique incident est plus faible, il y a peu d'interactions au niveau des perforations.
3. L'intensité de la modification de la convection thermique dépend également du comportement acoustique général de chaque liner. Ainsi, lorsque la fréquence d'excitation acoustique est proche de la résonance acoustique du liner, on observe un effet extrêmement localisé, similaire à celui observé sur le couplage aéroacoustique via la méthode de détermination d'impédance variable ; cet effet de localisation est plus intense sur les échantillons réputés "non-linéaires" que sur les autres.
4. Une comparaison entre la résistance acoustique et la valeur du nombre de Biot sur la surface du liner a été effectuée, dans les conditions auxquelles les effets de non-linéarité deviennent prépondérants sur les effets aérodynamiques seuls. Les résultats de cette comparaison montrent que la modification de la convection thermique a lieu sur une zone localisée équivalente à la zone sur laquelle la résistance acoustique varie sous l'effet du niveau sonore. Ainsi, l'augmentation locale de r sous l'effet d'un fort SPL incident est directement responsable de l'augmentation locale du nombre de Biot et du coefficient de convection thermique constatée. La compétition observée avec l'écoulement rasant est donc extrêmement similaire à la compétition, déjà connue, entre phénomènes acoustiques et aérodynamiques.

Les moyens développés dans cette thèse ont ainsi abouti à la démonstration de l'existence d'un couplage fort entre les phénomènes aérodynamiques, thermiques et acoustiques sur des échantillons de liners classiques SDOF, mais également sur des liners aux géométries plus complexes. Les résultats énoncés ci-dessus se sont avérés valables pour un échantillon de liner à cols étendus, pour lequel les phénomènes thermiques sont différents mais où le couplage est toujours présent et lié encore une fois à l'impédance du liner.

Perspectives

Cette étude, consacrée à un sujet essentiel pour le domaine de l'aéronautique mais peu traité jusqu'à présent dans la littérature, ouvre plusieurs perspectives intéressantes.

La première perspective importante est celle de l'enrichissement de la base de données expérimentales dans le but de dériver un modèle d'impédance complet, incluant les phénomènes thermiques observés, notamment en menant des campagnes de mesures thermographiques et acoustiques combinées sur des échantillons de liner plus fortement non-linéaires ou avec des porosités différentes. En effet, les conclusions formulées dans le cadre de cette étude sont nuancées par le fait que tous les échantillons utilisés avaient une porosité égale. Ce choix était nécessaire pour l'étude, afin de pouvoir se focaliser sur les phénomènes physiques seuls, mais une diversification des échantillons (porosité, impédance, conductivité thermique...) est nécessaire si l'on souhaite obtenir une modélisation complète. De même, dans le cadre de cette étude, seules les configurations thermiques les plus simples à maintenir et les conditions d'excitation et de mesure acoustique couramment usitées à l'ONERA ont été exploitées, mais bien d'autres sont possibles avec le montage actuel : par exemple, des mesures avec une propagation acoustique opposée à l'écoulement (mesure en mode *inlet*) ou avec un soufflage traversant (possible avec quelques modifications du montage [102]) apporteraient de nouveaux éléments, et un élargissement des configurations (en termes de niveaux acoustiques et de gradients thermiques) serait souhaitable dans l'optique de dériver des modèles empiriques robustes.

En termes de campagnes expérimentales, il serait également intéressant de développer des montages équivalents sur d'autres bancs d'essai, surtout ceux visant à recréer plus fidèlement les conditions d'application des liners [77].

L'aspect expérimental de l'étude est finalement devenu prédominant, occultant en grande partie l'aspect modélisation. Un début de simulation numérique (URANS) sur une zone réduite de liner dans la configuration thermique dite positive, lancé puis avorté par manque de temps, pourrait être repris afin de poursuivre les efforts mis dans la détermination du lien entre impédance acoustique et transferts thermiques convectifs. Ce calcul permettrait en effet d'obtenir une configuration de référence pour les aspects thermiques. Associer à ce calcul des mesures optiques en très proche paroi (par exemple, de la micro-PIV [79], la veine d'essai actuelle étant prévue pour faciliter ce type de mesures) serait certainement un premier pas vers le développement d'une modélisation aérothermique et acoustique des liners, basée sur le Biot et prenant en compte la contribution non-linéaire due au niveau sonore.

Finalement, les résultats obtenus dans cette thèse permettent d'appréhender la large problématique des liners multifonctionnels, qui incluraient un système de dégivrage par soufflage transverse ou chauffage de la surface perforée : le couplage aéro-thermo-acoustique montre que de tels liners pourraient présenter des limitations de performance acoustique, soit par décalage des zones d'absorption optimale, soit par une perturbation totale des phénomènes acoustiques. Les pistes de poursuite de l'étude évoquées ci-dessus permettront probablement d'apporter une réponse plus complète dans l'avenir.

Annexes

Description détaillée des différents échantillons

Les caractéristiques complètes des différents échantillons utilisés dans l'étude sont données ci-dessous, avec des photos et des schémas explicatifs.

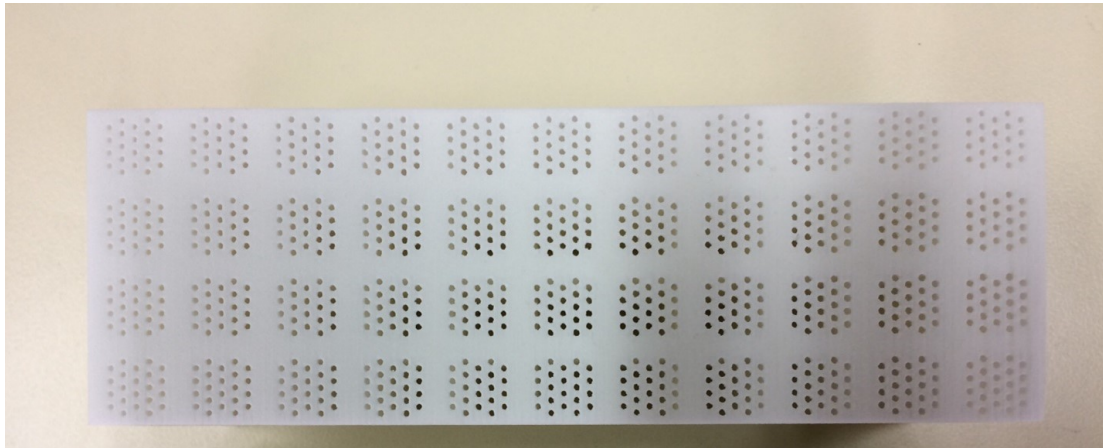
A.1. IFAR-1

Cet échantillon a été réalisé dans le cadre d'un benchmark IFAR. Les caractéristiques géométriques initiales ont été données par l'équipe NASA-Langley, chaque laboratoire participant a ensuite réalisé son propre échantillon adapté à ses moyens d'essai [5, 6, 60, 71, 88]. A l'ONERA, cette adaptation a consisté à réduire la longueur de l'échantillon afin de s'adapter aux dimensions de la veine. La longueur totale de l'échantillon ainsi obtenu, appelé IFAR-1, est de 144 mm environ. Les dimensions données par la NASA étant initialement en unités impériales, la conversion en système métrique explique en partie l'écart constaté entre certaines dimensions, qui est aussi dû à la nécessité de garder un nombre entier de cavités dans la longueur, et donc d'adapter notamment les dimensions des partitions internes.

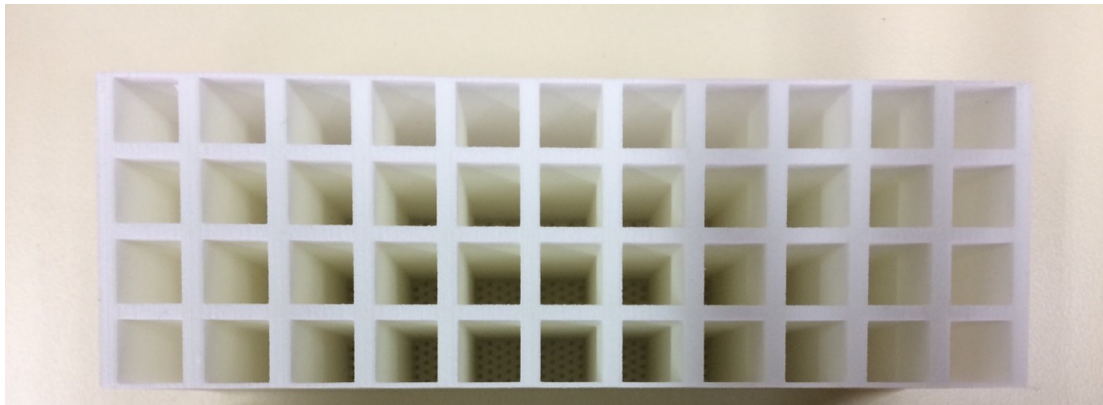
L'échantillon comporte 22 perforations par cavité, réparties en quinconce. Les partitions entre les cavités sont relativement épaisses par rapport aux autres échantillons utilisés, et le fond rigide n'est pas inclus dans les spécifications initiales. Ceci s'explique par la volonté de réaliser cet échantillon en impression 3D acrylate, ne permettant pas de réaliser un fond après avoir imprimé la plaque perforée et les partitions rigides par-dessus. Il est donc nécessaire de rajouter le fond rigide ensuite, lors du montage en veine. Sur le B2A, le porte-échantillon utilisé à l'époque de cette campagne de mesures permet de fermer l'échantillon directement par une plaque rigide. Une couche d'adhésif métallique est ajoutée directement sur l'échantillon pour assurer l'étanchéité acoustique entre cavités.

	ONERA (IFAR-1)	NASA (spécifications initiales)
Taille de cellule (mm)	10.16 x 10.16	10.16 x 10.16
Épaisseur des partitions internes (mm)	3.3	3.33
Diamètre des trous (mm)	1.04	1.08
Épaisseur de la face microperforée (mm)	0.86	0.81
Profondeur des cavités (mm)	50	50
Porosité	11 %	12%
Longueur totale (mm)	144	400

TABLE A.1. – Comparaison des caractéristiques ONERA et NASA



(a) Vue de dessus

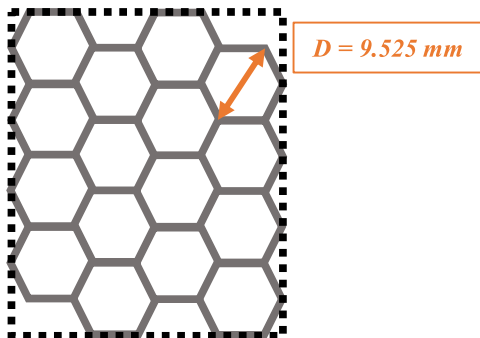


(b) Vue de dessous des cavités

FIGURE A.1. – Photos de l'échantillon IFAR-1 (ONERA)

A.2. SMART-1

L'échantillon SMART-1 a été fabriqué initialement dans le cadre d'un projet interne ONERA. Seules quelques données expérimentales ont été exploitées dans le cadre de cette thèse. Il est réalisé en métal et mesure 150 mm de long et 50 mm de large, pour une hauteur de 20 mm. Contrairement à tous les autres échantillons utilisés et présentés ici, ses cavités internes sont hexagonales et non carrées, cependant les dimensions de ces cavités hexagonales sont du même ordre de grandeur que celles des cavités carrées des autres échantillons. Un schéma de ce motif spécifique est proposé sur la figure A.2a.



(a) Motif des cavités hexagonales



(b) Photo de l'échantillon SMART-1

FIGURE A.2. – Schéma et photo de l'échantillon SMART-1

A.3. Échantillons pour l'étude thermique

A.3.1. SDOF-1 et SDOF-2

Les deux échantillons SDOF-1 et SDOF-2 ont été réalisés spécifiquement pour les premières études sous gradient thermiques menées à l'ONERA [87], en impression 3D métallique (incluant un fond rigide de 1 mm d'épaisseur rajouté par soudure post-impression par le fabricant). Ils mesurent tous les deux 150 mm de long, 50 mm de large et 50 mm d'épaisseur totale, avec des perforations réparties uniformément sur la face perforée. Les cavités internes sont carrées et de côté 10 mm. Le nombre de perforations par cavité est égal à 9. La seule différence géométrique entre les deux échantillons est l'épaisseur de leurs plaques perforées (1 mm contre 8 mm) et ainsi la hauteur des cavités internes puisque l'épaisseur totale est inchangée.

Le matériau utilisé est l'EOS MaragingSteel MS1, un acier pré-allié résistant et se présentant sous la forme d'une poudre pour une impression 3D, qui a été caractérisé thermiquement au cours d'une campagne de mesures précédente [87].

A.3.2. LEONAR-2

L'échantillon LEONAR-2 a été réalisé spécifiquement pour cette thèse, en se basant sur la géométrie de l'échantillon SDOF-2 déjà existant. Il est également réalisé par impression 3D, en inconel 625, un alliage métallique différent mais aux propriétés de conduction thermiques similaires à l'EOS MS1. Comme l'échantillon SDOF-2, il mesure 150 mm de long et 50 mm de large, mais son épaisseur totale est réduite à 45 mm. La plaque perforée est identique à celle de l'échantillon SDOF-1 et chaque perforation est prolongée par un tube creux pénétrant dans les cavités internes long de 7 mm afin d'obtenir une épaisseur de 8 mm au total. Les cavités internes sont strictement identiques à celles de l'échantillon SDOF-2, ce qui permet de réduire l'épaisseur totale théorique à 43 mm (1 mm de plaque perforée + 41 mm de cavités + 1 mm de fond rigide).

L'échantillon est réalisé en impression 3D métallique, avec de l'Inconel 625, qui a des propriétés mécaniques similaires à l'EOS MaragingSteel MS1 utilisé pour les deux autres échantillons. Au niveau des propriétés thermiques, on a $\kappa_{Inconel} \approx 10 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ et $\kappa_{EOS} \approx 15 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$. Cet écart semble faible mais est néanmoins suffisamment important pour influencer sur les conductivités thermiques respectives des échantillons (cf. Chapitre 6).

Le support porte-échantillons a été réalisé en se basant sur les dimensions des échantillons SDOF-1 et SDOF-2. Avec le décalage de hauteur créé pour l'accès optique proche paroi, le fond des deux échantillons est juste affleurant au bas du support creux, ce qui permet de monter le système thermique (voir Chapitre 3). La hauteur réduite théorique du LEONAR-2 empêche ce montage : l'épaisseur a ainsi dû être portée à 45 mm, par ajout de 2 mm au fond rigide.

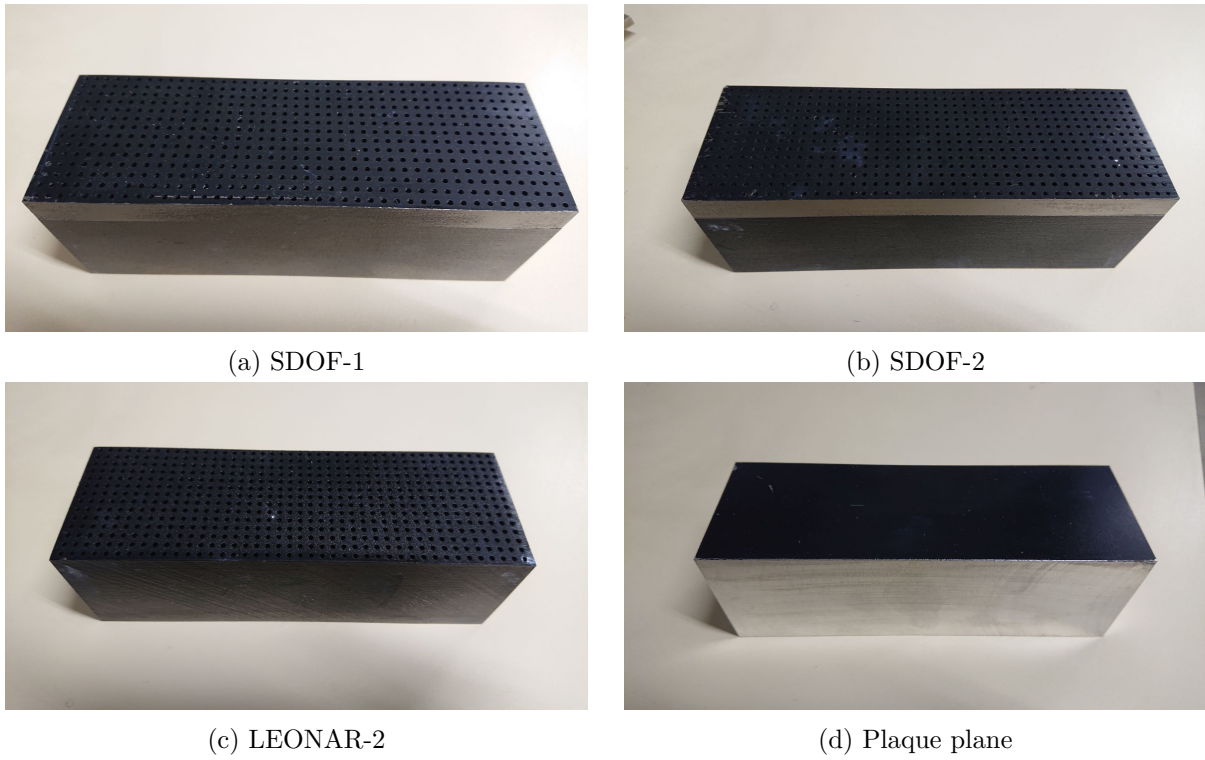


FIGURE A.3. – Photos des 3 échantillons de liner pour l'étude thermique et de la plaque plane associée, avec la couche fine de peinture à haute émissivité pour les mesures thermographiques.

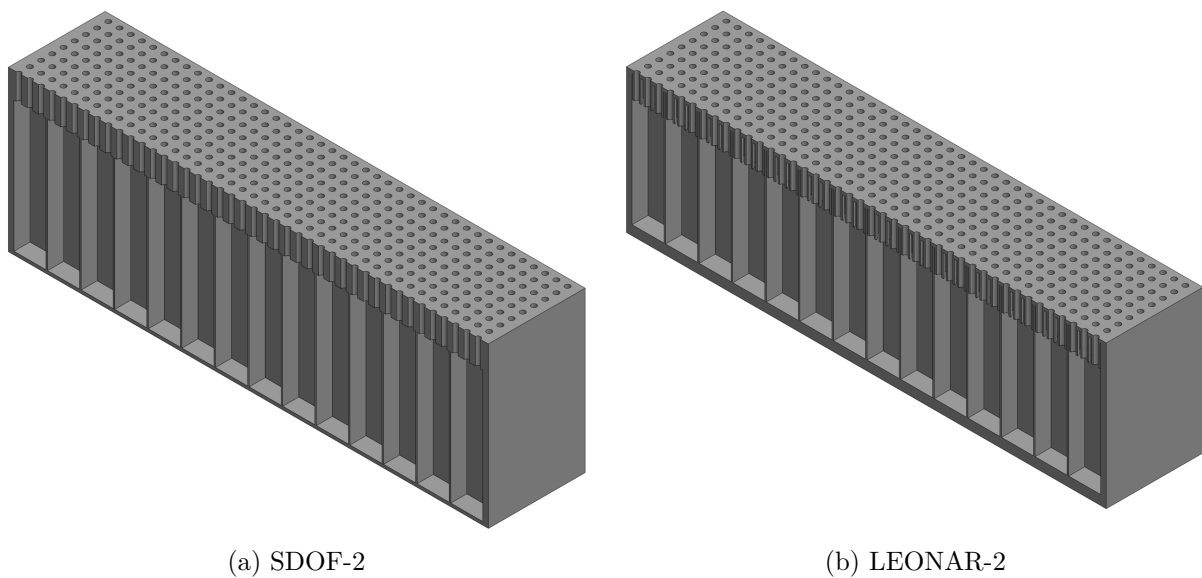


FIGURE A.4. – Vue en coupe des échantillons SDOF-2 et LEONAR-2

Détails sur la méthode du tri d'ondes acoustique

B.1. Principe général

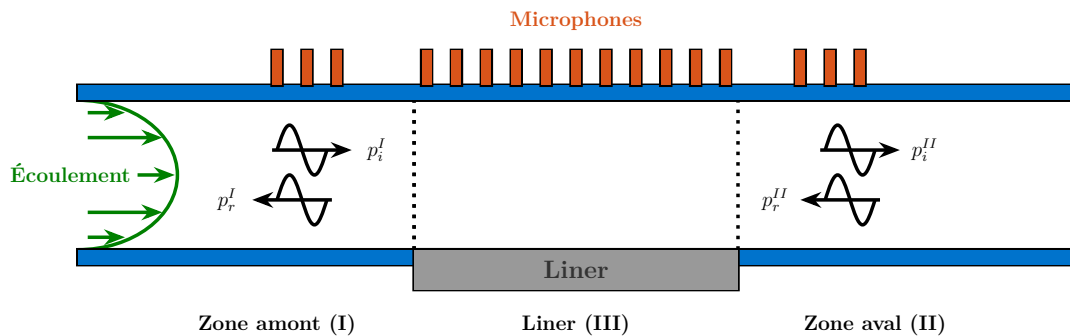


FIGURE B.1. – Schéma général du principe de tri d'ondes incidentes et réfléchies au B2A

Le tri d'ondes consiste à décomposer le champ acoustique dans le conduit en une partie incidente et une partie réfléchi, dans le but de déterminer le SPL incident sur le liner. Il s'agit d'une adaptation de la méthode à deux microphones de Chung & Blaser [21]. La mesure est faite au niveau de la veine d'essai, juste en amont du liner. L'analyse n'est effectuée qu'en dessous de la première fréquence de coupure du conduit, c'est-à-dire en dessous de 3,5 kHz, afin de ne considérer que des ondes planes.

B.2. Procédure détaillée

B.2.1. Mesures

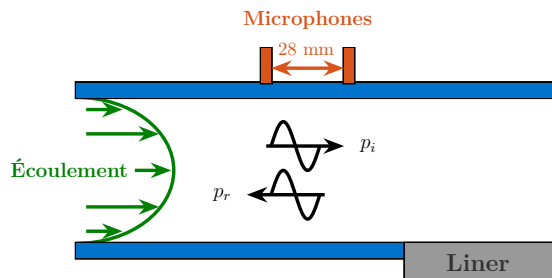


FIGURE B.2. – Procédure de tri des ondes.

On se place en amont du liner (zone I sur la figure B.1). On note respectivement p_i et p_r les pressions acoustiques incidente et réfléchi. L'objectif est de déterminer leurs niveaux acoustiques respectifs S_i et S_r .

Deux microphones sont placés affleurant la paroi, à des distances x_1 et x_2 du début de l'échantillon. L'espacement entre les deux sondes est de 28 mm, ce qui selon Bodén & Åbom [9] minimise

les erreurs dans la gamme de fréquences 600–3000 Hz. Les mesures sont répétées en intervertissant les deux microphones et une moyenne de la fonction de réponse fréquentielle (FRF) obtenue est prise : cela permet d'annuler le déphasage intrinsèque entre les microphones.

On note p_1 et p_2 les pressions acoustiques respectives mesurées par les microphones. En utilisant la notation complexe, et en introduisant la fréquence angulaire $\omega = 2\pi f$, le champ de pression acoustique à une position donnée x est le suivant :

$$p(x, t) = \text{Re} \left(P(x) e^{j\omega t} \right), \quad (\text{B.1})$$

avec $P(x) = P_i e^{+jk^+x} + P_r e^{-jk^-x}$ où k^+ et k^- sont les nombres d'onde, et P_i et P_r sont les amplitudes complexes associées à p_i et p_r . L'axe x est orienté de gauche à droite, avec pour origine la position de la discontinuité d'impédance (c'est-à-dire le bord amont du liner).

Pour un écoulement uniforme de nombre de Mach M , on a :

$$k^\pm = \frac{k_0}{1 \pm M}, \quad (\text{B.2})$$

avec $k_0 = \omega/c_0$.

B.2.2. Détermination du SPL

Le niveau acoustique S (en dB) est défini à partir de la pression acoustique p de la façon suivante :

$$S = 20 \log \frac{P^{rms}}{2.10^{-5}} \quad (\text{B.3})$$

$$\text{avec } P^{rms} = \frac{|P|}{\sqrt{2}} \quad (\text{B.4})$$

On peut ainsi déterminer les niveaux acoustiques S_i et S_r en résolvant l'ensemble d'équations suivant :

$$P_i e^{j \frac{k_0}{1+M} x_1} + P_r e^{-j \frac{k_0}{1-M} x_1} = P_1, \quad (\text{B.5})$$

$$P_i e^{j \frac{k_0}{1+M} x_2} + P_r e^{-j \frac{k_0}{1-M} x_2} = P_2, \quad (\text{B.6})$$

ce qui donne les expressions suivantes pour le SPL des ondes acoustiques aval et amont (en décibels) [87] :

$$S_i = S_1 - 20 \log \left(2 \left| \sin \frac{k_0 \Delta x}{1 - M^2} \right| \right) + 10 \log \left(1 + 2 |H_{21}| \cos \left(\phi_{21} - \frac{k_0 \Delta x}{1 - M} \right) + |H_{21}|^2 \right) \quad (\text{B.7})$$

$$S_r = S_1 - 20 \log \left(2 \left| \sin \frac{k_0 \Delta x}{1 - M^2} \right| \right) + 10 \log \left(1 + 2 |H_{21}| \cos \left(\phi_{21} - \frac{k_0 \Delta x}{1 + M} \right) + |H_{21}|^2 \right) \quad (\text{B.8})$$

avec $\Delta x = x_2 - x_1$ et $H_{21} = |H_{21}| e^{j\phi_{21}} = P_2/P_1$, la fonction de réponse en fréquence entre les deux microphones.

B.3. Détermination de la perte en transmission (Transmission Loss)

En reprenant la même procédure dans la zone aval (zone II sur la figure B.1), on peut déterminer le champ incident et réfléchi en aval du liner. La perte en transmission (TL), en dB, est alors calculée comme la différence entre S_i^I et S_i^{II} . Cette valeur caractérise l'absorption acoustique de l'échantillon à chaque fréquence pour laquelle la mesure est effectuée.

Méthode de traitement des mesures thermographiques

Grâce à l'étalonnage interne de la caméra, la conversion entre les niveaux numériques et les valeurs de température est effectuée en direct. Ainsi, les images brutes contiennent déjà des valeurs de T exploitables. Cependant, plusieurs étapes de post-traitement sont encore nécessaires pour obtenir précisément les informations de température souhaitées. Ces différentes étapes sont détaillées ci-dessous.

C.1. Résolution et échelle

La résolution des images brutes est de 640×512 pixels. L'axe dans le sens de l'écoulement (axe des x) et l'axe transverse des y correspondent respectivement à l'axe horizontal et à l'axe vertical de l'image. Un exemple d'image brute, réalisée sur l'échantillon SDOF-1 avec $\Delta T = +100$ K et $q_m = 50$ g/s, est présenté Figure C.1. Les températures mesurées sont exprimées en $^{\circ}\text{C}$, comme les valeurs des thermocouples, afin de faciliter la visualisation simultanée des différentes données au cours d'une mesure.

L'échelle est déterminée par observation de l'écart entre les perforations mesuré en pixels et sa valeur réelle en mm, en vérifiant que cette échelle est cohérente sur la longueur observée du liner. La hauteur de la caméra n'est ensuite jamais modifiée afin de conserver l'échelle d'une mesure à l'autre. Le calcul donne une échelle de 4 pixels/mm environ, en tenant compte des effets optiques en bordure des images. 640 pixels sur l'axe correspondent ainsi à un peu moins de 160 mm réels, ce qui permet d'observer le liner de 150 mm sur toute sa longueur, avec quelques pixels supplémentaires en bordure de l'image.

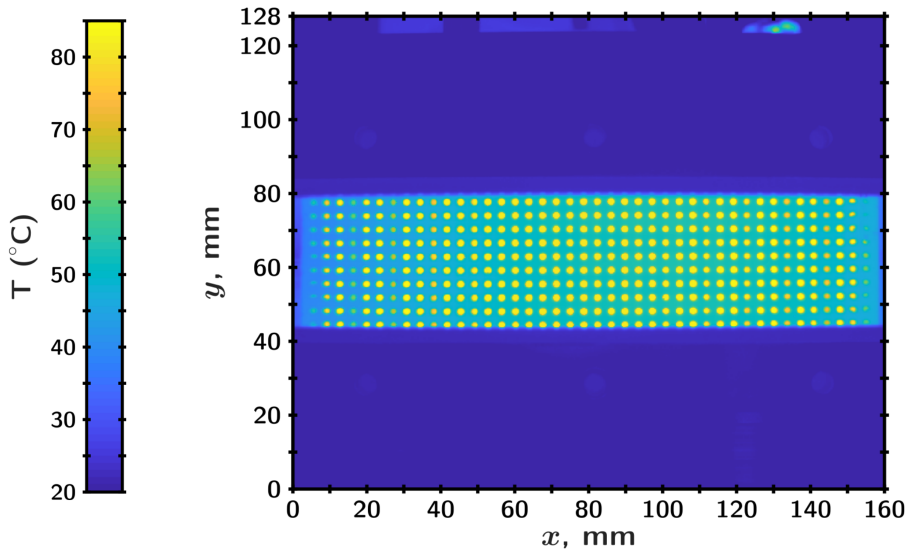


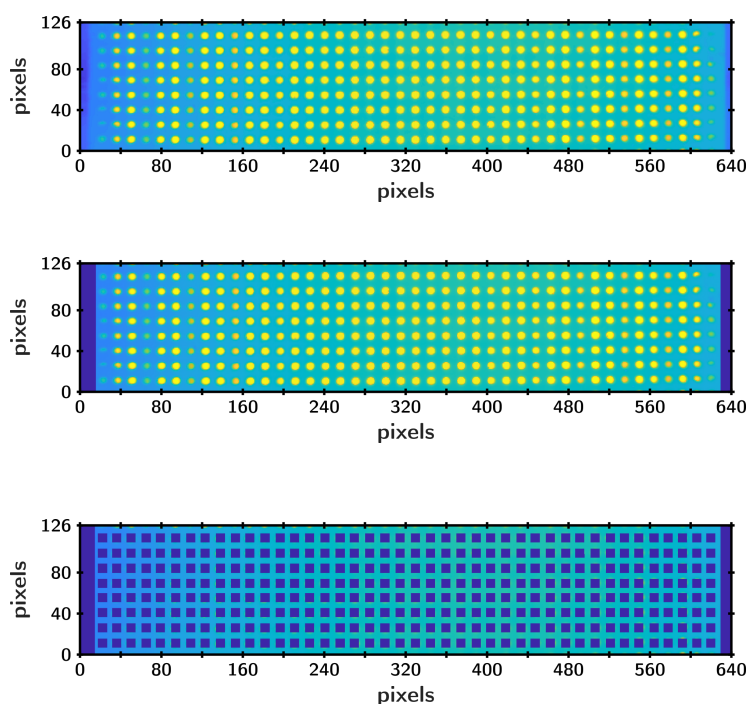
FIGURE C.1. – Image thermographique brute

C.2. Sélection de la zone d'intérêt

Le post-traitement commence par la sélection des données utiles parmi les données brutes. Ainsi, pour chaque image brute on réalise une première image intermédiaire qui contient uniquement les pixels correspondant à ce qui est observé à travers le hublot IR, ce qui représente moins du tiers de l'image brute initiale. Cette image intermédiaire contient toujours 640 pixels selon l'axe horizontal mais est réduite à 126 pixels verticaux, correspondant à la dimension du hublot selon l'axe y . Ce nombre de pixels verticaux, ainsi que les pixels de départ du redimensionnement sont choisis judicieusement afin d'obtenir une image centrée sur le liner selon l'axe y , quitte à perdre quelques données en bordure : l'objectif est d'obtenir la meilleure symétrie verticale possible afin de faciliter le post-traitement final. La caméra étant toujours dans la même position, la zone à conserver est déterminée une seule fois et appliquée à toutes les mesures.

La deuxième étape de redimensionnement consiste à sélectionner sur l'axe x les pixels correspondant à l'échantillon. La zone à sélectionner n'est pas toujours la même selon les cas. En effet, si la veine ne subit aucune dilatation thermique significative en présence d'écoulement chauffé, ce n'est pas le cas de la conduite en amont constituée d'acier classique (coefficient linéaire de dilatation thermique égal à $10 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Pour les configurations où l'écoulement est chaud, l'allongement atteint 2 à 3 mm et oblige à modifier la position x de la caméra pour garder l'intégralité du liner dans l'image. Finalement, la zone redimensionnée à la fin de cette étape mesure toujours 616 pixels de long (ce qui, compte tenu de l'échelle de mesure, représente bien les 150 mm de l'échantillon) pour 126 pixels de large (voir figure C.2).

C'est sur cette zone que le post-traitement final est effectué.



Première étape : chaque image brute complète est rognée à la zone correspondant au hublot IR et en centrant le liner, ce qui donne 640×126 pixels

Deuxième étape : sélection de la zone correspondant uniquement au liner. Le point d'origine peut varier en fonction des cas mais la zone conservée mesure toujours 616×126 pixels.

Dernière étape (uniquement pour les mesures sur liners) : élimination des points aberrants causés par les perforations afin de ne garder que les valeurs sur la surface perforée elle-même.

FIGURE C.2. – Processus de traitement des données thermographiques, la donnée représentée est la température en $^{\circ}\text{C}$.

C.3. Post-traitement final

Pour le post-traitement final, une étape de sélection supplémentaire est nécessaire. En effet, on souhaite effectuer les calculs de convection thermique uniquement sur les points qui sont effectivement sur la surface du liner, pas sur les points situés dans les perforations. Pour cela, une

recherche des extrema sur chaque image redimensionnée à la zone perforée détermine les pixels à enlever ; on étend ensuite la zone à enlever à la perforation complète, ce qui enlève finalement un carré de 7 pixels de côté, centré autour de chaque pixel concerné).

Le calcul de Bi est effectué sur cette zone nettoyée, de même que le calcul de la valeur moyenne de T_u . Les profils longitudinaux sont également pris sur cette zone, soit sur une ligne unique en x centrée en y , soit en moyennant toute la zone selon l'axe y : l'écart constaté entre ces deux méthodes n'est pas significatif.

Dans l'étude réalisée sur la plaque plane, l'étape de suppression des perforations n'est évidemment pas nécessaire, sauf pour tenter de corriger des écarts causés par un mauvais montage (par exemple si il existe une irrégularité de surface ou sur la couche de peinture qui altère localement l'émissivité, comme cela a été constaté sur une des séries de mesure). Cependant l'impact de la correction réalisée reste très faible compte tenu du fait que seules des grandeurs moyennées sur toute la surface ont été utilisées pour ces mesures de référence : on obtient environ 1 °C d'écart sur la température moyennée sur la surface complète avant/après correction de la zone altérée, soit moins de 1% en valeur relative.

Bilan des mesures acoustiques et thermographiques

Les tableaux ci-dessous présentent les configurations expérimentales réalisées pour chacun des échantillons et les types de mesure effectuées. La valeur indiquée dans la colonne "Excitation acoustique" est celle du SPL incident, en dB/ton. Dans le but d'alléger la lecture, les tris d'ondes effectués ne sont pas indiqués : en effet, puisque ces mesures font partie du processus de génération acoustique, elles sont nécessaires à la fois pour les mesures microphoniques et pour les mesures thermographiques et ont donc été réalisées pour chaque configuration, indépendamment des mesures effectuées. Pour les mêmes raisons, les quelques mesures de perte par transmission (TL) réalisées ne sont pas indiquées.

Les valeurs de M_b ne sont pas reprises dans ce tableau ; on se référera au tableau 6.2 listant les valeurs correspondantes en fonction de la configuration thermique.

D.1. Échantillon SDOF-1

TABLE D.1. – Essais réalisés sur l'échantillon SDOF-1

q_m (g/s)	ΔT	Excitation acoustique	Mesures microphones	Mesures IR	
0	N/A	Multisinus 130 dB	✓	N/A	
50	-100	Multisinus 130 dB	✗	✓	
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✗	✓	
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✗	✗	
	-70	Multisinus 130 dB	✓	✓	
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✗	✓	
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✗	✓	
	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A	
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✓	N/A	
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✗	N/A	
		+70	Multisinus 130 dB	✗	✗
			Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✗	✗
			Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✗	✗
	+100	Multisinus 115 dB	✗	✓	
		Multisinus 120 dB	✗	✓	
		Multisinus 125 dB	✗	✓	
		Multisinus 130 dB	✓	✓	
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✓	✓	
			Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✗	✓

Suite page suivante

TABLE D.1 – suite

q_m (g/s)	ΔT	Excitation acoustique	Mesures microphones	Mesures IR
100	-100	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✗	✓
	-70	Multisinus 130 dB	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✗	✓
	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✓	N/A
	+70	Multisinus 130 dB	✓	✗
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✓	✗
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✓	✗
	+100	Multisinus 130 dB	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✓	✓
+150	Multisinus 130 dB	✓	✗	
	Monosinus 140 dB, 1488 Hz	✓	✗	
	Monosinus 140 dB, 2488 Hz	✓	✗	
150	0	Multisinus 130 dB	✗	N/A
	+100	Multisinus 130 dB	✗	✓
200	0	Multisinus 130 dB	✗	N/A
	+100	Multisinus 130 dB	✗	✓
260	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A
	+70	Multisinus 130 dB	✓	
	+100	Multisinus 130 dB	✓	✓
	+150	Multisinus 130 dB	✓	✗

D.2. Échantillon SDOF-2

TABLE D.2. – Essais sur l'échantillon SDOF-2

q_m (g/s)	ΔT	Excitation acoustique	Mesures microphones	Mesures IR
50	-100	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✓
	-70	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✓
	0	Multisinus 130 dB	✗	N/A
	+70	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✓
	+100	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✗	✗
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✓
100	-100	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✓
	-70	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✓
	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A
	+70	Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	N/A
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✗	N/A
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	N/A
		Multisinus 130 dB	✓	✗
	+100	Multisinus 130 dB	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
+150	Multisinus 130 dB	✓	✗	
150	0	Multisinus 130 dB	✗	N/A
	+100	Multisinus 130 dB	✗	✓
200	0	Multisinus 130 dB	✗	N/A
	+100	Multisinus 130 dB	✗	✓

Suite page suivante

TABLE D.2 – suite

q_m (g/s)	ΔT	Excitation acoustique	Mesures microphones	Mesures IR
260	-100	Multisinus 130 dB	✗	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A
	+70	Multisinus 130 dB	✓	✗
		Multisinus 130 dB	✓	✓
	+100	Monosinus 140 dB, 992 Hz	✗	✓
		Multisinus 130 dB	✓	✗
+150	Multisinus 130 dB	✓	✗	

D.3. Échantillon LEONAR-2

TABLE D.3. – Essais sur l'échantillon LEONAR-2

q_m (g/s)	ΔT	Excitation acoustique	Mesures microphones	Mesures IR
0	N/A	Multisinus 130 dB	✓	N/A
50	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✓	N/A
		Multisinus 130 dB	✓	✓
	+70	Monosinus 140 dB, 992 Hz	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✓	✗
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✗
		Multisinus 130 dB	✓	✓
	+100	Monosinus 140 dB, 992 Hz	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✓	✗
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✗
100	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✓	N/A
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	N/A
	+70	Multisinus 130 dB	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✓	✗
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✗
	+100	Multisinus 130 dB	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 992 Hz	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 1112 Hz	✓	✓
		Monosinus 140 dB, 1992 Hz	✗	✓
150	0	Multisinus 130 dB	✗	N/A
	+100	Multisinus 130 dB	✗	✓

Suite page suivante

TABLE D.3 – suite

q_m (g/s)	ΔT	Excitation acoustique	Mesures microphones	Mesures IR
200	0	Multisinus 130 dB	✗	N/A
	+100	Multisinus 130 dB	✗	✓
260	0	Multisinus 130 dB	✓	N/A
	+70	Multisinus 130 dB	✓	✗
	+100	Multisinus 130 dB	✓	✗

Article : Surface temperature measurement of acoustic liners in presence of grazing flow and thermal gradient

Abstract

The development of turbofans with larger fan diameters, shorter inlets, and thinner walls forces the acoustic liners to be placed closer to the hot parts of engines. This experimental study investigates the combined effects of large thermal gradients, grazing flow and acoustic level on the impedance of liners. Previous studies have shown that a coupling between these three effects can exist. The objective is thus to understand the underlying coupled phenomena, in order to extract the driving parameters for a more accurate impedance modelling.

In the ONERA B2A grazing flow acoustic liner facility, the flow temperature can be accurately regulated and several types of acoustic excitation can be provided. For the purposes of this study, a test section with a heating device is used to obtain a thermal gradient between the backplate and the perforated plate of the liner sample. Infrared (IR) thermography is used to measure the temperature distribution on the perforated plate. The measurement is conducted for several configurations, to determine in which conditions the coupling between thermal and acoustic dissipation effects exists. In particular, a possible control of surface temperature by high sound pressure level is highlighted.

Keywords Acoustic liner · Thermal effect · Infrared thermography · Liner impedance reduction

E.1. Introduction

Future UHBR (Ultra High Bypass Ratio) engines will be designed for maximum propulsion efficiency. To achieve these optimum conditions, nacelles will have to be lighter, with thinner walls, shorter inlets and outlets, and a larger fan diameter. With these changes, new challenges arise regarding the implementation of conventional noise-absorbing liners : thinner and shorter nacelles imply less room to accommodate acoustic liners while their height needs to be increased in order to properly absorb the lower-frequency noise created by a larger fan. Moreover, the shorter inlets and thinner walls between the combustion chamber and the bypass ducts favor the apparition of thermal gradients inside the liners' structure itself. Therefore, there is a need to characterize as comprehensively as possible the behavior of conventional acoustic liners when thermal gradients, complex flows and high noise levels are all involved.

Conventional single degree of freedom (SDOF) liners consist of a honeycomb structure topped with a perforated facesheet and closed by a rigid backplate, forming a layout of small resonators. The geometry of the honeycomb can be adjusted to match specific noise damping requirements [91]. The driving parameter for the noise damping power of liners is their acoustic impedance, i.e. the ratio between acoustic pressure and normal acoustic velocity taken on the facesheet normalized

by $\rho_0 c_0$.

$$\zeta(\omega) = \frac{Z(\omega)}{\rho_0 c_0} = \frac{p}{\rho_0 c_0 v_n}$$

The impedance ζ is a complex number, its real part r and imaginary part χ are respectively called the resistance and the reactance of the liner.

The value of the impedance can be experimentally determined with several methods. Direct approaches, such as the standing-wave method using an impedance tube, the two-microphone method and the in-situ method, are commonly used to measure the normal incidence impedance [9, 21].

These methods rely on the equations governing acoustic propagation in ducts and cavities and are easy to implement in no-flow cases. However they are often not suited to measurements in presence of grazing flow due to strong near field effects.

These problems motivated the development of indirect approaches, which rely on matching the measured acoustic field and a modeled acoustic field through a minimization method, the parameter being the impedance of the liner [16, 30, 32, 76] or the axial wavenumbers which can be straightforwardly linked to the impedance when a uniform flow hypothesis is taken [57]. First developments of these indirect methods were conducted by NASA [58, 126, 128], where microphone probes were placed in the wall opposite the liner and a finite element method was used to solve the CHE (Convected Helmholtz equations) in order to find the liner impedance. Elnady & Bodén [32] used similar pressure measurements and a mode-matching method to deduce the impedance, allowing to solve for higher-order acoustic modes.

In order to get information closer to the liner than with microphone measurements located on the wall opposite the liner, ONERA used a LDV technique to measure the 2 components of the acoustic velocity fields in the area above the liner, and used them as inputs for the education process [104, 112].

The coupling between aerodynamic and acoustic effects is complex, as liners increase the viscous drag in the turbulent layer compared to a smooth surface. Howerton & Jones [52] investigated the drag effect of several conventional or more advanced liner designs in the NASA GFIT. They found that the resistance factor (or friction factor) λ was frequency-dependent in presence of acoustic excitation. This dependence increased with sound pressure level (SPL), but was mitigated by higher flow speeds. Jasinski & Corke [56] used hot-wire boundary layer measurements and found that the localized disturbances caused by high acoustic excitations could interact with the wall streak structure when they had a similar scale, thus creating turbulent bursts and increasing the viscous drag. Zhang & Bodony [131] performed a series of Direct Numerical Simulations reproducing the conditions of a single orifice-over-cavity liner undergoing a grazing flow, and confirmed that high acoustic levels increased the liner drag. Léon *et al.* [79] used a high-magnification PIV setup to obtain 2D acoustic velocity fields measured close to the perforations of a SDOF liner sample. They found that near-orifice dynamics depended greatly on the frequency of the acoustic excitation, with different effects near or away from the sample's resonance. They also observed that high acoustic levels induced specific aerodynamic phenomena : in these conditions, a "rough-wall" analysis was showing its limits to predict the effects. However, little is known on the effects of thermal gradients inside or around liners, as most temperature studies on perforated walls have been conducted in the context of combustion chambers. Regarding conventional SDOF liners, only a few studies exist. Elnady *et al.* [33] investigated the acoustic behavior of a single orifice over a cavity placed in an oven. The surface of the sample was hotter than the back of the cavity, with a difference of up to 100 K. The measures were conducted at several sound pressure levels (SPL), including levels at which the liner enters non-linear acoustic regime, but without any grazing flow. The impedance of the liner was measured with an in-situ technique and compared to existing semi-empirical models. It was found that an increase in temperature results in a decrease of the reactance, while the resistance slightly increases (at least when the nonlinear effects are small compared to the viscous ones). Modifying the properties of air in the model to account for the high temperatures appeared to be enough to predict quite well this impedance change, as the decrease of the reactance is due to the modification of the air density (and thus the

sound velocity) inside the cavity. Rademaker *et al.* [105] confirmed this effect on the reactance and found that the effect of temperature on the resistance was weak when compared to the effect of grazing flow. Rademaker also showed that in presence of a hot grazing flow, the temperature was lower inside the cavity. Méry *et al.* [87] conducted a study on liner samples heated from below, both with and without the presence of a cooler grazing flow. The acoustic response of the samples was investigated both in the linear and non-linear regimes with respect to the acoustic level. They showed that the temperature changes mainly impacted the reactance as the sound speed inside the cavities was modified. They also highlighted the influence of the acoustic level on the temperature repartition : at high SPL, the temperature went down inside the cavity due to the sample entering the non-linear regime. This highlighted strong multiphysics coupling between acoustics, flow and thermal phenomena.

In this study, a specific experimental setup is designed and used to monitor the evolution of a classic liner surface temperature when there is a thermal gradient inside it and in presence of high SPL. The measurements are conducted with a cool grazing flow and the experimental conditions are carefully controlled. In particular, the temperature is monitored in several places all along the measurement. The goal is to exhibit the links between the acoustical effects and the aerothermal effects on liner impedance, using the specific education technique developed in Lafont *et al.* [71].

Section E.2 describes our experimental setup, Section E.3 focuses on the infrared thermography technique, then the measurements and results are presented in Section E.4. Section E.5 summarizes the conclusions of this work.

E.2. Experimental methods and setup

E.2.1. Sample description

Two different SDOF liner samples are used in this study. Details can be found in Table E.1. They have very similar geometries, differing only by the thickness of the perforated sheet. These two liner samples have already been partially characterized with an impedance tube and on the B2A bench [87]. The main difference between them is their behavior with respect to the sound pressure level (SPL).

Indeed, Hersh *et al.* [50] proposed a model to take into account the effect of SPL on the resistance term of the impedance regarding the diameter of the holes and the plate thickness. More recently, Chandrasekharan *et al.* [19] led impedance measurements in a tube and compared results with classical laws. It is shown that an increase of the ratio between the plate thickness and the hole radius increases the frequency band over which there is a linear behavior of the liner with the sound level : the impedance is not modified by the SPL. Higher acoustic levels (such as the ones present in aeronautic applications) induce non-linear effects as the high incident sound pressure creates vortex shedding around the openings of the liner surface [46, 67, 109]. As a result, the resistance r increases. Similarly, the presence of a grazing flow generally results in an increase of the resistance [46, 67].

According to these impedance models, SDOF-1 can be considered as non-linear and SDOF-2 as linear regarding the SPL (in the range studied). The different facesheet thicknesses are 1 and 8 mm, respectively. The other geometric dimensions like perforation and cell cross section are the same. By keeping the total liner height constant this yields a cell height of 48 and 41 mm respectively. The modification of the cavity depth implies a modification of the liner resonance frequency (i.e. maximum absorption under normal acoustic incidence, where the reactance is null). SDOF-1 has a resonance frequency around 1500 Hz and SDOF-2 has a resonance frequency around 1000 Hz.

Sample SDOF-1 has previously been tested in presence of thermal gradients in Méry *et al.* [87]. The study concluded that the main effect of higher temperatures was a change of the reactance, mainly due to the modification of the sound celerity inside the cavities.

TABLE E.1. – Geometric characteristics of the samples

Sample	ϕ	Porosity (POA)	δ	Inner cavity height	Total height
SDOF-1	1.5 mm	15%	1 mm	48 mm	50 mm
SDOF-2	1.5 mm	15%	8 mm	41 mm	50 mm

E.2.2. Description of the setup

In order to study the coupling between thermal and acoustic effects, measurements are carried out with grazing flow and various acoustic and thermal conditions in the ONERA B2A grazing flow facility.

The B2A bench

The B2A test bench is made of a stainless steel tube with a square section of side $a = 50$ mm and a total length of about 4 m. A mean flow of bulk Mach number M_b up to 0.5 can be provided, its temperature can be regulated from room temperature up to 570 K.

The test section is 0.2 m-long and equipped with two opposing silica windows for optical access. An exponential quasi-anechoic outlet terminates the duct, leading to a reflection coefficient smaller than 0.2 for frequencies higher than 500 Hz. The surface of the test liner forms a 150 mm-long portion of the lower wall of the flow duct and spans all the duct width [89].

Upstream of the test section, two speakers are used to generate tones (usually a multi-sine signal) at up to 150 dB over a frequency range of 0.3 to 3.5 kHz (i.e. the no-flow cut-off frequency of the duct for plane waves). When a multi-sine source is used, the overall SPL (OASPL) within the duct is much higher (usually 10 dB more) than the SPL at each tone frequency.

Sixteen microphone sockets in the upper wall of the test section are used for acoustic measurements and impedance eduction. The upper wall with the microphone sockets is removable and can be replaced by a cover with static pressure sockets or a window for infrared measurements. Silica windows on both sides allow near-wall optical measurements (LDV or PIV).

In the duct, the flow is in a fully-developed turbulent state, with axial velocity fluctuations on the centerline being a few percent of the bulk velocity U_b [79]. The parameter used for the regulation of the grazing flow is its mass flow rate $q_m = \rho M_b c_0 S$ (in grams per second), where $M_b = \frac{U_b}{c_0}$ is the bulk Mach number, $S = a^2$ is the duct cross-section, and c_0 is the sound speed in the duct.

Table E.2 shows the different flow rates used in this study and the corresponding bulk Mach numbers at room temperature.

TABLE E.2. – Flow rates used and Mach numbers associated

q_m	$M_b (T_{flow} = 20^\circ\text{C})$
50	0.048
100	0.097
150	0.145
200	0.194
260	0.251

Design of the test cell

The thermal configuration chosen for this study is defined by the sign of the temperature difference ΔT between the flow and the bottom of the liner. The bottom wall of the liner is

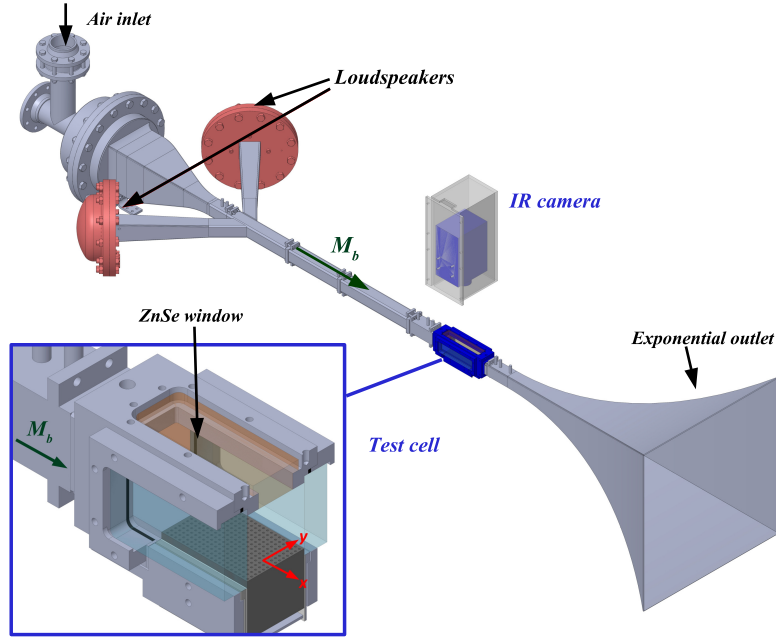


FIGURE E.1. – The B2A bench

heated and the flow, which is regulated at room temperature, acts as a cold thermostat to obtain a positive thermal gradient in the sample.

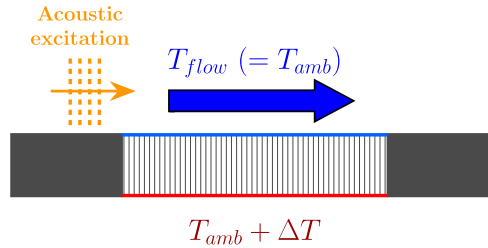


FIGURE E.2. – Thermal configuration studied

To ensure this configuration can be obtained in a stable manner, a new test section has been designed. This new section is partly based on the one developed for the study by Méry *et al.* [87] and has been optimized for the goals of this study. It is made of steel so that the cell can withstand high temperatures while remaining sealed and without undergoing significant thermal expansion.

The sample holder associated with that test section has been designed for optimum thermal insulation. Indeed, in order to characterize the thermal gradient inside the sample, the exchanges must take place mainly between the upper and lower walls and not on the four side walls. In order to guarantee this insulation, two steel plates covered with ceramic plates and placed along the entire length of the sample have been added on both sides. They rest on a rail created in the lateral wall and are also used to hold the sample in position. The device used to heat the bottom of the liner sample is placed directly under the sample and is also insulated from the lateral walls, as the ceramic plates are taller than the typical liner sample we use.

A sketch of the cross-section of the testing cell and sample holder in the flow direction is presented in figure E.3a. The insulating plates are shown in red, they effectively prevent any contact between the sample and the support on both sides.

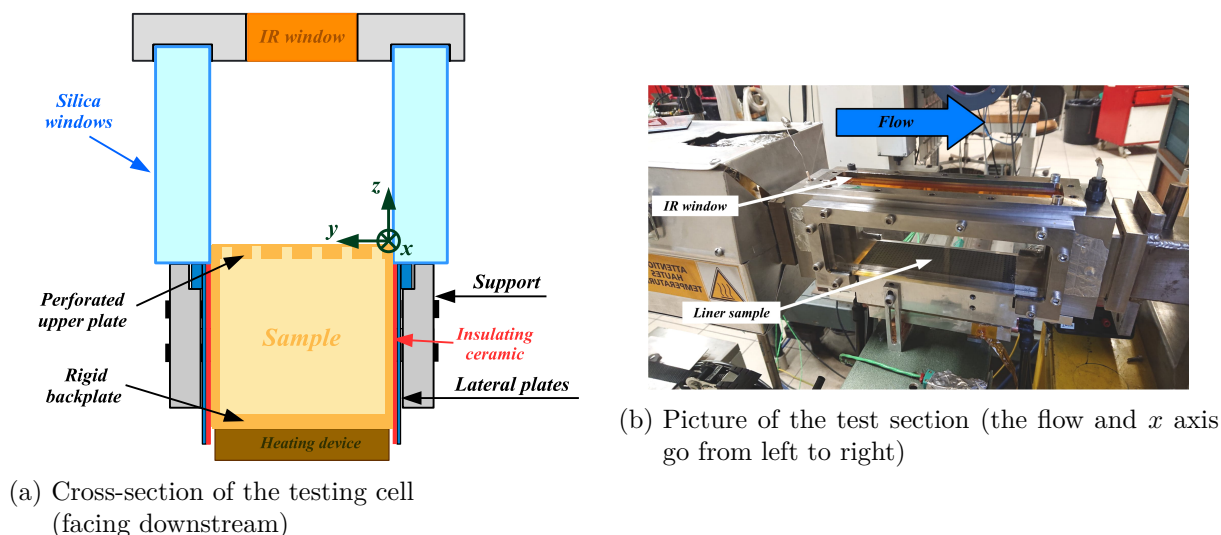


FIGURE E.3. – Experimental setup for thermal gradient control

Thermal setup

The bottom of the sample is heated by two electric resistors with a total output of 200 W. The resistors are screwed under a thin aluminum plate positioned just under the sample. This setup ensures a good heating distribution. In addition, the junction between the aluminum plate and the sample is sealed with thermal paste to ensure a good thermal conductivity.

The heating is regulated by an external system allowing to have a constant given temperature on the bottom of the sample. This system combines a PID controller (Acim Jouanin 48CSP2E) and a solid-state relay (Acim Jouanin RS25480) and works by setting a temperature target and controlling the resistors' power input to adjust to the true temperature measured with a type K thermocouple placed on top of the aluminum plate. The temperature obtained on the bottom of the sample is about 5 to 10 degrees lower than the target temperature obtained on the aluminum plate due to inevitable losses at the junction between the aluminum plate and the sample's backplate in spite of the thermal paste. The heating system can also be operated by directly setting the power input into the resistors (in percentage of the maximum output power of 200 W), allowing to have a constant power under the sample instead of continually adjusting the power to attain a target temperature. This second way is used for the thermal validation of the setup (see Sec.E.3.2).

Temperature monitoring

Type K thermocouples are used to record backplate and flow temperatures (denoted T_b and T_{flow} respectively), as these define the thermal gap $\Delta T = T_b - T_{flow}$ inside the sample. A third type K thermocouple is placed on the external lateral wall of the sample and measures T_{lat} , allowing to have an insight of the temperature distribution inside the sample. The positions of thermocouples are given in figure E.4.

The temperatures of the heating plate (denoted T_{plaque}), as well as the input for the PID controller (denoted by T_{set} in figure E.4), are considered as parameters external to the setup but are nevertheless carefully monitored to ensure the repeatability of the experiment.

E.2.3. Preliminary thermal study

A preliminary thermal study was carried out to ensure a correct thermal gradient within the sample [87]. Let T_b , T_u and T_{flow} be the temperatures of the backplate, the perforated plate and the grazing flow respectively. Let $h = Nu \frac{\kappa_{body}}{L_s}$ be the convective heat transfer coefficient between the sample surface and the air flow, where Nu is the Nusselt number, L_s the thickness of the liner,

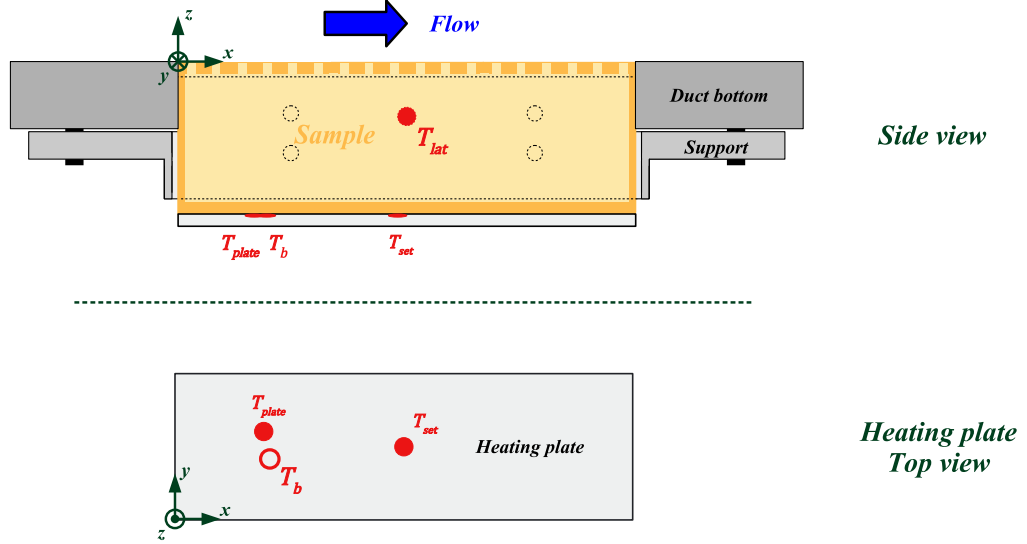


FIGURE E.4. – Positioning of thermocouples in the test section

and κ_{body} the equivalent thermal conductivity of the liner. Nu is given by Colburn's correlation for a turbulent duct flow :

$$Nu = 0.023 \times Re^{0.8} \times Pr^{1/3}. \quad (E.1)$$

Consider that the bottom wall of the liner is equipped with a device able to maintain the thermal gap defined by $\Delta T = T_b - T_{flow}$. Solving the 1D heat equation yields :

$$T_u = T_{flow} + \frac{P_d}{h}, \quad (E.2)$$

$$T_b = T_u + \frac{P_d \times L_s}{\kappa_{body}}, \quad (E.3)$$

$$P_d = \frac{T_u - T_{flow}}{1/h + L_s/\kappa_{body}}, \quad (E.4)$$

where P_d is the heat flux density transmitted between the bottom of the liner and the flow through the device and h is the convective transfer coefficient.

The solution to these equations is linked to the Biot number :

$$Bi = \frac{L_s h}{\kappa_{body}} = \frac{T_b - T_u}{T_u - T_{flow}}. \quad (E.5)$$

Indeed, the value of the ratio $\frac{T_b - T_u}{T_u - T_{flow}}$ indicates where the heat transfer occurs : a Biot number larger than one means that there is a significant temperature gradient inside the sample, while a Biot number smaller than 0.1 implies that the heat conduction inside the body is much faster than the heat convection away from its surface, and temperature gradients are negligible inside of it. In the present case, this pre-study gives a theoretical value $Bi = 5$. The corresponding experimental results give $Bi = 2.1$, lower than the theoretical value but remaining within the same order of magnitude [87].

In addition to being a useful way of designing the thermal setup, the Biot number is a quite simple way to obtain experimentally the value of h using the values of T_b , T_u and T_{flow} as well as the characteristics of the liner sample L_s and κ_{body} .

E.3. Infrared thermography

The temperature of the perforated plate T_u is obtained by infrared thermography. Infrared (IR) thermography is a method to measure the temperature of a body by measuring the infrared radiation it emits. The technique relies on a good understanding of the physical phenomena involved and requires carefully controlled experimental conditions. An IR camera and a specific IR window with surface treatment adapted to transmit almost 100% of the incident infrared radiation are used. The IR window is placed in the top wall of the test section, allowing to see from above the perforated sheet of the sample. The camera is a FLIR SC7600 MWIR with a 25mm lens, the window is a ZnSe window specifically made for the B2A bench.

E.3.1. IR measurement setup

The emitted radiation is a function of the temperature of the material : hotter objects emit a greater intensity of infrared energy. The link between the intensity emitted and the temperature is obtained using the Stefan–Boltzmann formula for a greybody :

$$W = \varepsilon\sigma T^4, \quad (\text{E.6})$$

where σ is the Stefan-Boltzmann's constant, T is the temperature (in K), and ε is the emissivity of the greybody.

The emissivity of real objects varies with the wavelength ($\varepsilon = \varepsilon(\lambda)$), thus they are not true greybodies. However, for IR thermography measurement only a short range of wavelengths is considered (3-5 μm). In this range, ε can be considered constant.

The measurement is taken at a short distance, allowing to disregard the influence of the atmosphere as its transmittance is very close to 1 [38, 78]. The camera is mounted outside of the test section and settled so that the surface of the sample can be fully observed. As the test cell has to remain sealed, it is equipped with a specific ZnSe window : this window is treated on both its faces to transmit almost all the infrared radiation coming from the sample towards the camera.

The intensity observed by the camera is given by :

$$W_{meas} = \tau_{window} (\varepsilon_{obj}W_{obj} + (1 - \varepsilon_{obj})W_{env}) + (1 - \tau_{window})W_{window}, \quad (\text{E.7})$$

where τ_{window} is the transmittance of the ZnSe window and ε_{obj} is the emissivity of the sample. A calibration is needed to obtain the transmittance of the window. The calibration is done by observing a blackbody of known emissivity and temperature through the window and comparing with a direct observation, to deduce the amount of radiation absorbed by the window. In our case, the window was found to have a transmittance $\tau_{window} = 0.98$.

For the measurement, ε_{obj} needs to be known. This is achieved by coating the surface of our samples with a specific paint of high known emissivity. With all these parameters, the internal calibration of the camera ($W = f(T)$) is able to determine the temperature of the observed surface.

Two examples of raw infrared pictures are displayed in figure E.5. The raw pictures are 640 pixels wide and 512 pixels high. The spatial resolution is approximately 4 pixels per millimeter. The camera is set up in order to have the area of interest centered in the picture, to minimize the impact of the distortion caused by the lens at the extremities. The camera's internal calibration law is established for several specific temperature ranges. In this work, two distinct calibrations were used : the first one is valid for $15^\circ\text{C} < T_u < 73^\circ\text{C}$ (range 1), the other one is valid for $67^\circ\text{C} < T_u < 150^\circ\text{C}$ (range 2). However in most cases, T_u was either low enough or high enough to be able to use only one calibration at a time.

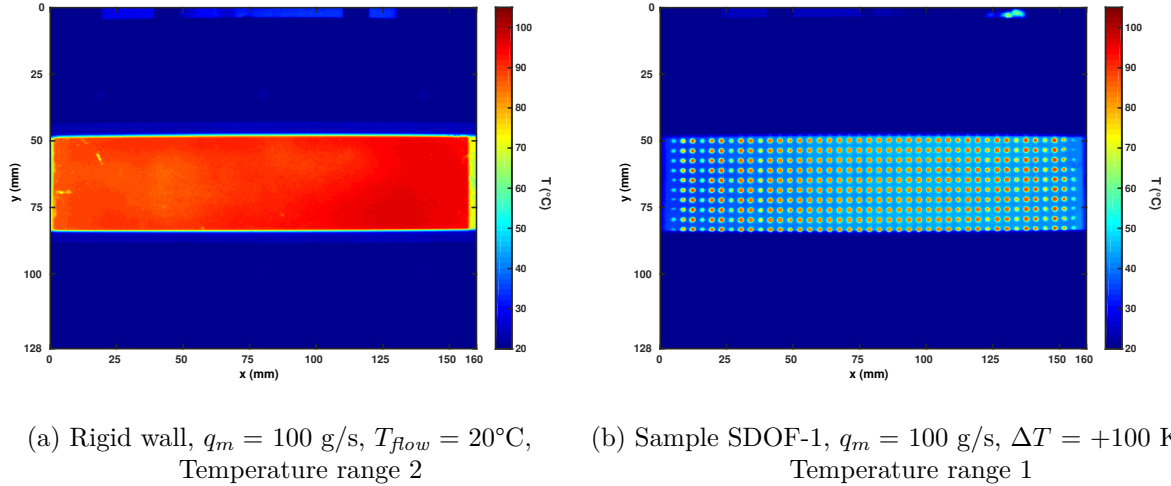


FIGURE E.5. – Examples of raw infrared pictures

E.3.2. Validation of the setup

A series of measurements on a rigid wall is conducted to validate the setup. For these measurements, the "sample" is a simple aluminum block with dimensions equal to those of the liner samples. Even though no significant thermal gradient is expected inside the block due to its high conductivity ($\kappa_{al} = 237$ W/m/K), thermocouples are placed as detailed in figure E.4. In this rigid wall case, the heating device is set to deliver a constant power (expressed as a percentage of its maximum power) instead of a preset temperature, thus the thermocouple giving T_{set} is not used.

Figures E.6 and E.7 show the infrared thermography results obtained with the rigid wall, with the heating device set at 100% of its capacity. Heat convection effects are well marked : the surface temperature decreases when the flow speed increases due to the increase of the convective heat transfer coefficient h .

The thermal insulation on the sides of the sample that was described in E.2.2 seems effective : the temperature is quite homogeneous along the cross-section of the sample, indicating that there are no important losses along the y-direction.

The temperatures recorded by the different thermocouples when thermal equilibrium is reached (i.e. when the temperature of the heating plate and the temperatures measured by all the thermocouples become stable within the ± 1 K inherent error margin of the thermocouples) as well as the surface averaged value of T_u measured with IR thermography are listed in Table E.3. For all cases, T_{set} is over 130°C . The whole setup appears to be thermally stable, and the thermal gradient inside the rigid block is negligible as the huge majority of thermal transfers occur between the block and the environment, on both faces.

TABLE E.3. – Measured temperatures in different places of the setup. Rigid wall, no acoustic excitation.

q_m	T_{flow} ($^\circ\text{C}$)	M_b	T_u ($^\circ\text{C}$)	T_{lat} ($^\circ\text{C}$)	T_b ($^\circ\text{C}$)
50	20	0.048	114	118	122
100	20	0.097	98	101	105
150	20	0.145	88	90	95
200	20	0.194	80	85	90
260	20	0.251	73	78	84

The averaged h coefficient is calculated by plotting the averaged surface temperature against the power density on the bottom of the sample. Using Newton's law, $\frac{1}{h}$ is directly given by the

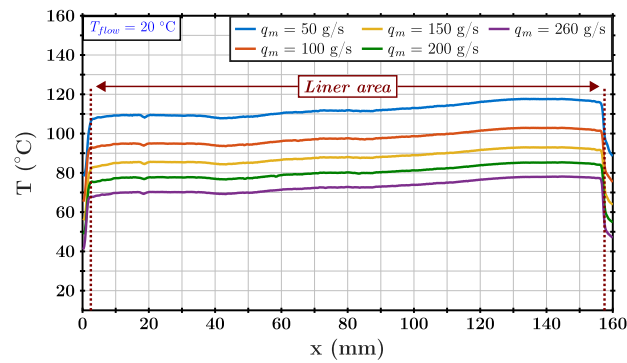


FIGURE E.6. – Surface temperature T_u for several flow speeds (rigid wall, without acoustic excitation). Streamwise profile (spanwise averaged).

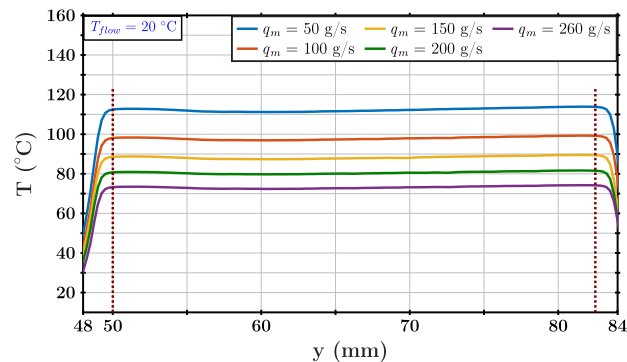


FIGURE E.7. – Surface temperature T_u for several flow speeds (rigid wall, without acoustic excitation). Cross-sectional profile (streamwise averaged).

slope of the affine fitting of the obtained curve, plotted in figure E.8. Table E.4 gives the values of h in the rigid wall setup. When $P_d = 0 \text{ kW/m}^2$, the obtained temperature is equal to T_{aw} and not T_{flow} .

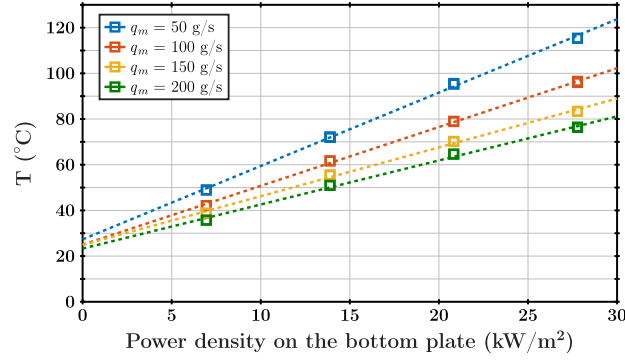
TABLE E.4. – Values of h and T_{aw}

q_m	$M_b (T_{flow} = 20^\circ\text{C})$	$h (\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1})$	Bi	$T_{aw} (^\circ\text{C})$
50	0.048	311	0.065	27.3
100	0.097	388	0.081	25
150	0.145	468	0.099	24.8
200	0.194	518	0.109	23

The Biot number Bi associated with that setup is obtained using Eq.E.5. The Biot number is around 0.1, which confirms that the plain metal sample is thermally thin : most of the thermal gradient occurs between the sample and the flow.

E.4. Measurements on SDOF liners

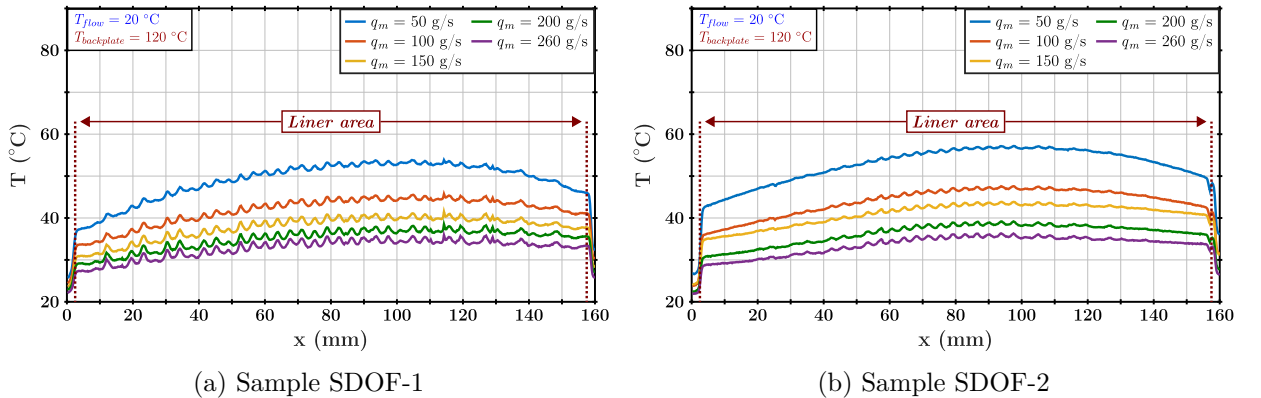
For each thermal configuration and each sample, the objective is to assess the turbulent and acoustic effects by comparing the surface temperatures of the liner with and without acoustic excitation.


 FIGURE E.8. – T_u (surface averaged) as a function of P_d , rigid wall.

E.4.1. Effect of the grazing flow

The effect of the grazing flow is assessed by measuring the liner's surface temperature without any acoustic excitation and with an established thermal gradient at several flow speeds. In this case, the temperature difference between the top and the bottom of the sample is equal to +100 K. Figures E.9a and E.9b show the temperature along the liner surface for all the considered flow speeds. The averaged profiles are obtained taking profiles in the flow direction, in a non-perforated zone and near the center of the section to minimize boundary effects.

The heat convection effect is well marked, as the liner's surface temperature decreases when the flow rate q_m increases : this is due to the increase of the convective heat transfer coefficient h as the increasing flow dissipates more the heat at the surface of the sample. This is confirmed by thermocouple measurements on the lateral wall of the sample, as seen in figures E.10a and E.10b : the "inside" temperature T_{lat} follows the variations of the surface temperature T_u (measured with IR thermography), indicating that the air moves inside the liners' cavities.


 FIGURE E.9. – Surface temperature for $\Delta T = +100$ K for several flow speeds, without acoustic excitation. Streamwise profile (spanwise averaged)

The behaviors of both samples appear very similar, given that their surfaces are geometrically identical. The small and regular oscillations of the surface temperature streamwise profiles are due to the perforations (even if the profile is taken in a non-perforated zone). The surface temperature profile appears to have a curved repartition with a maximum temperature in the final quarter of the liner. This asymmetric shape can be explained by the thermal discontinuity between the test section and the liner. Such a discontinuity implies a local increase of the convective heat transfer coefficient followed by a decrease down to an asymptotic convective heat transfer coefficient value. Further investigations should be conducted to assess this effect. Downstream, again a decrease of the surface temperature is observed due to imperfection of the setup : this decrease is due to thermal losses due to conductivity effect between the liner and the test section. This effect is also expected upstream but the local increase of the convective heat transfer overwhelms this effect.

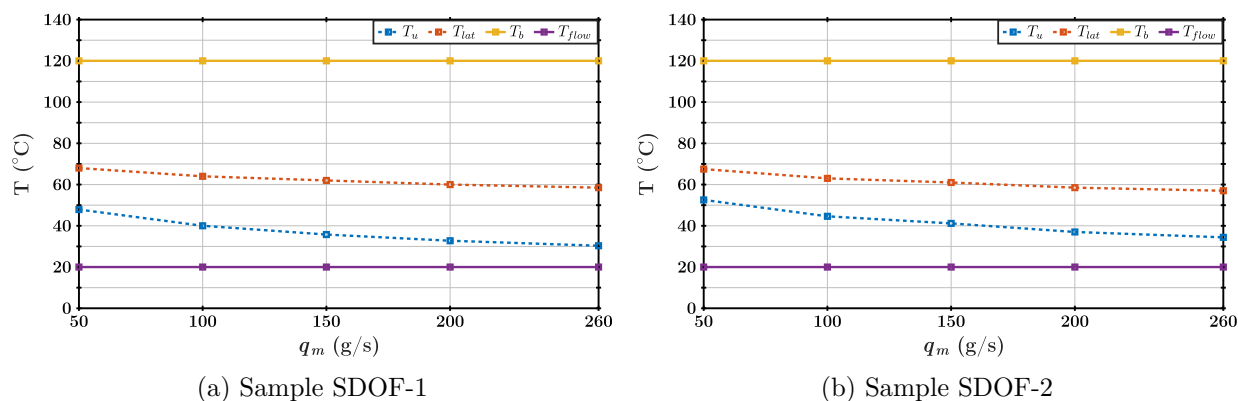


FIGURE E.10. – Measured temperatures in different places of the setup, for various flow speeds. $\Delta T = +100$ K, no acoustic excitation

TABLE E.5. – Frequencies used. Bold numbers indicate frequencies used for mono-sine excitations

Frequencies (Hz)											
504	616	760	992	1112	1240	1488	1736	1992	2248	2488	2824

E.4.2. Effect of the acoustic level

The study on the acoustic effects is done on both samples as they are expected to exhibit different behaviors due to their characteristics. A two-microphone method [1] is used in the B2A duct to control the sound pressure level (SPL) incident into the sample (i.e., the sound pressure level of the downstream wave). This wave sorting approach is applied in order to extract and thus control the downstream wave SPL in presence of flow (under uniform flow assumption) [71, 104, 112]. Mono-sine or multi-sine acoustic excitation can be used. The multi-sine is made of 12 pure tones ranging from 504 Hz to 2824 Hz and of equal incident SPL, while the mono-sine is only a single pure tone (its frequency is chosen among the 12). In the following, the incident SPL is always indicated per tone, meaning that a 130 dB/tone excitation has in fact an overall SPL (OASPL) of around 140 dB. Multi-sine excitations are used to study global behaviors at low and medium SPLs while mono-sine excitations are used for studying the behavior at higher SPLs and at specific frequencies, for example near the liner's resonance.

Table E.5 lists the 12 frequencies used for the excitations. The frequencies in bold are those chosen for the different mono-sine excitations.

Figure E.11 illustrates the decrease of the acoustic level over the liner, as measured by microphones on the wall opposite the liner. The measured SPL is a total SPL and is thus higher than the 140 dB set for the incident downstream wave at the beginning of the lined zone. The liner's absorption effect appears clearly.

Global effect

The first step is to study the global effect of the acoustic waves. This is done by using a multi-sine excitation and varying the incident SPL from 115 dB to 130 dB. The temperatures measured at each level are then compared to the temperature measured without the acoustic excitation. Results from this measurement on liner SDOF-1 are shown in Figure E.12. The thermal difference between backplate and flow is fixed at 100 K. The surface temperature decreases when an acoustic excitation is applied, indicating that the thermal exchanges at the wall are modified. When the SPL increases, reaching the limits of the non-linear range of the sample, the effect on the temperature increases too. The effect is clearly linked to the air convection near the surface, which is increased with the acoustic waves.

Moreover, the lateral thermocouple indicates that the temperature distribution inside the

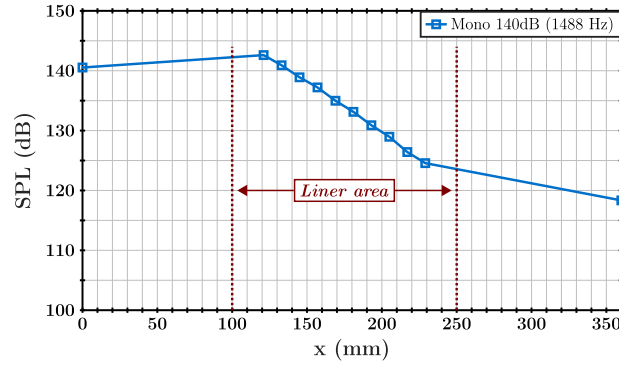


FIGURE E.11. – Total SPL over the liner (opposite wall microphone measurements). Sample SDOF-1, $q_m = 50$ g/s, $\Delta T = +100$ K, Single tone excitation (140 dB incident SPL)

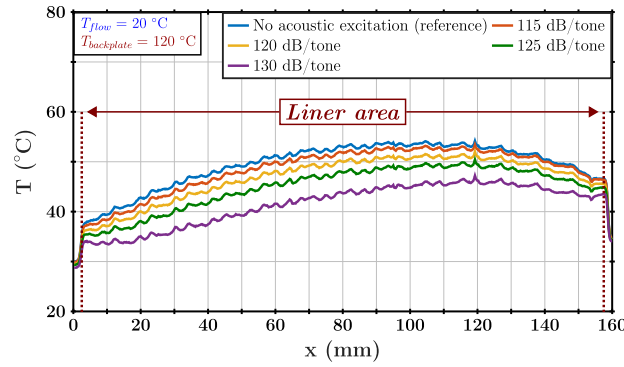


FIGURE E.12. – Sample SDOF-1, $q_m = 50$ g/s, $\Delta T = +100$ K, different sound excitations (115 to 130 dB), streamwise profile.

samples themselves is also modified when the acoustic excitation is present, as seen in figure E.13.

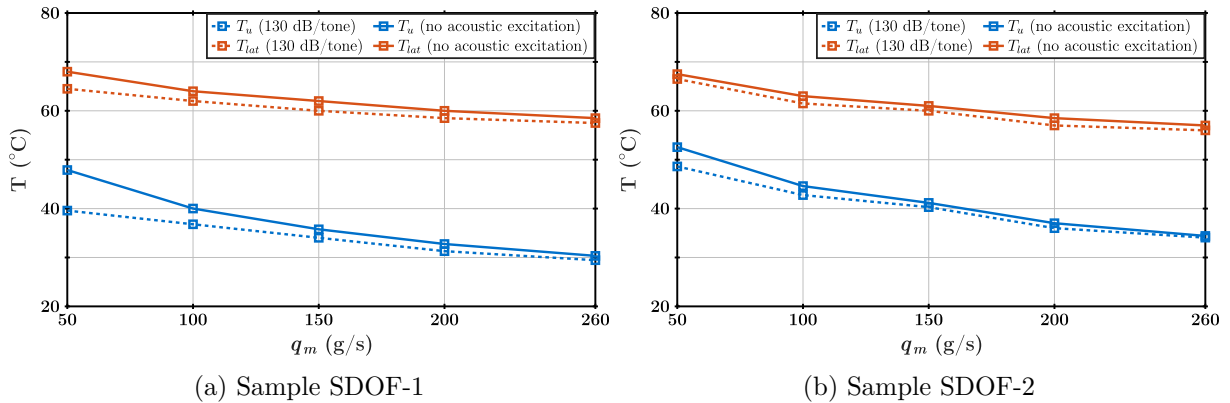


FIGURE E.13. – Influence of acoustic excitation on measured temperatures at the surface (T_u , IR thermography) and on the side of the samples (T_{lat} , thermocouple measurement), various flow speeds, $\Delta T = +100$ K. Solid lines without acoustic excitation, dashed lines with acoustic excitation set at 130 dB/ton

In order to simplify the study, we chose to describe the effects at the liner surface using the Biot number Bi (see Eq.E.5) instead of the temperature, as it allows easier comparisons between thermal configurations thanks to its link to the convective heat transfer coefficient.

In the case of multi-sine excitations, the coupling between acoustics and thermal effects appears to be even on the whole liner surface. It can therefore be described using an averaged Biot number

calculated over the complete surface. As shown in figure E.14, when the acoustic excitation is present, the averaged Biot number increases : as all other boundary conditions remain unchanged, this means that the heat convection increases at the surface of the sample. Hence, the temperature at the surface changes and gets closer to the flow temperature.

The distinct acoustic behaviors of the two samples can be seen by comparing the heat convection change caused by the acoustic level : the Biot number increases more with the SDOF-1 than with the SDOF-2 at the same flow conditions. The non-linear behavior of sample SDOF-1 seems to be an important parameter in the coupling between thermal and acoustic effects, since this coupling does not appear as much on the linear sample SDOF-2.

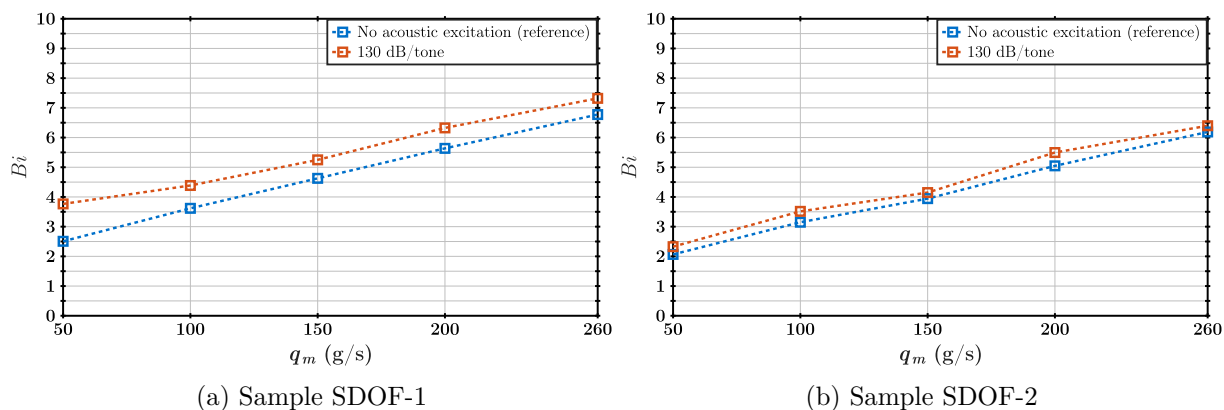


FIGURE E.14. – Biot number (averaged over the sample surface) as a function of q_m , SPL=130 dB/tone, $\Delta T=+100$ K

Local effect

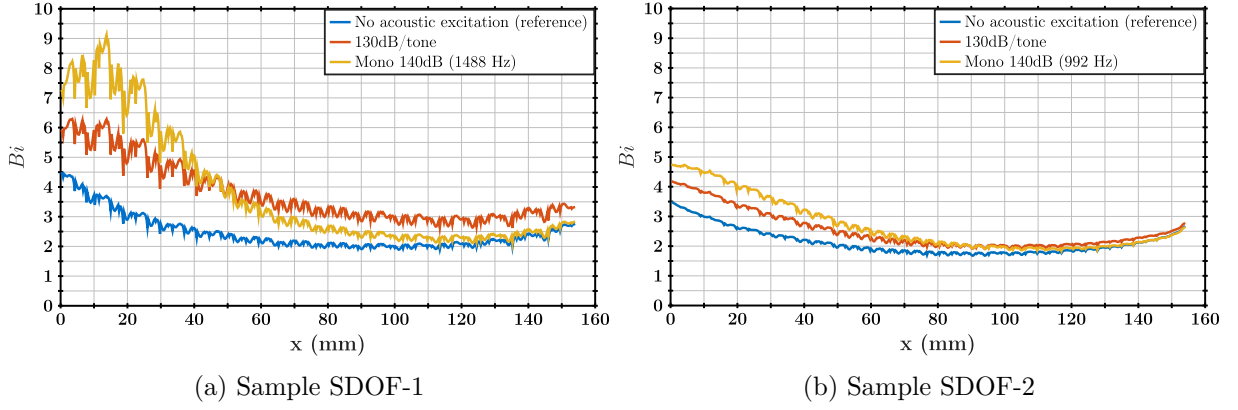
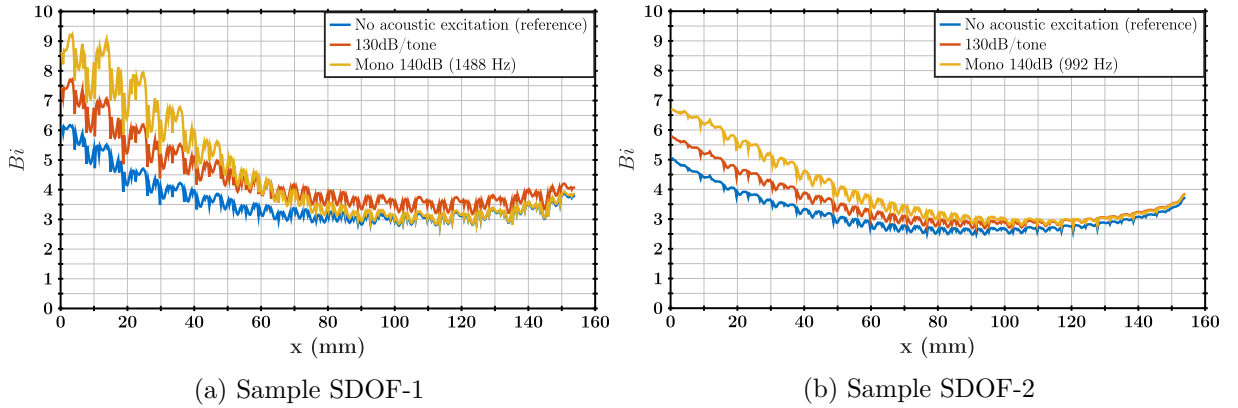
To ensure that the temperature modification observed is indeed linked to the acoustic behavior of liners, a series of measurements using single tones is necessary. The frequencies are chosen close to the resonance of each sample.

On sample SDOF-1, the resonance is around 1500 Hz and the frequency for the excitation is set at 1488 Hz. For sample SDOF-2, the excitation frequency is set at 992 Hz (the resonance is around 1 kHz). The incident SPL is set at 140 dB (the OASPL is thus equal to the OASPL of the multi-sine excitation presented in the previous section). As with multi-sine excitations, the temperature is modified. However, this time the effect is local instead of global : the modification is important at the beginning of the sample but the temperature gradually returns to its reference level at the end of the liner. The corresponding Biot numbers (spanwise averaged) are plotted in figures E.15 and E.16 for both samples. The Biot number obtained with multi-sine excitations at 130 dB/tone are added for comparison. The local convection modification is visible on sample SDOF-1 : the local Biot Number Bi is higher than with the multitone excitation of same OASPL at the start of the liner, but then decreases to finally reach the reference value at the end of the sample. Sample SDOF-2 also exhibits this behavior, with a lower intensity.

The coupling between thermal and acoustic effects is thus more intense near the resonance of the sample, but also more local. This is mainly due to the absorption of the liner near the resonance : as the sound wave travels over the liner's surface, it is progressively dissipated and its SPL decreases (as seen in figure E.11), which decreases in turn the additional convective effect. This is not visible on multi-sine excitations as the frequencies that are less absorbed (i.e. the frequencies which are far from the resonance) counterbalance this absorption effect.

Link with the acoustic impedance

In the present section, the microphone measurements will be used as input for the eduction process on both liners at their resonance frequency (i.e. 1488 Hz for SDOF-1 and 992 Hz for


 FIGURE E.15. – Streamwise Biot number (spanwise averaged), $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s

 FIGURE E.16. – Streamwise Biot number (spanwise averaged), $\Delta T = +100$ K, $q_m = 100$ g/s

SDOF-2) in presence of the thermal gradient. A link between the impedance of the liner and the heat convection effect can then be made, using the experimental impedance eduction technique developed in Lafont *et al.* [71]. The effect of the SPL on the liner resistance is presented as an additive term.

The model on the resistance term can be written as :

$$r = r_L + r_{NL}, \quad (\text{E.8})$$

where r_L is the value of the resistance in the linear regime regarding the SPL and includes the grazing flow effect, and r_{NL} is the additional term directly linked to the non-linear SPL effect. To catch the impedance variation due to high SPL with our eduction procedure with shear grazing flow, the idea is to educe the nonlinear part of the resistance while taking into account the decrease of the SPL along the lined region. In the streamwise direction, the impedance of the liner is no more constant and reads :

$$\zeta(x) = r_L + j\chi + D(x - L_\tau) \times \mathbf{1}_{0 < x < L_\tau}(x), \quad (\text{E.9})$$

where D is the slope coefficient and L_τ represents the length of the part of the liner over which the resistance is expected to change due to the SPL effect : when $x > L_\tau$, only the constant term r_L remains (see Lafont *et al.* [71] for more details). The non-linear effect due to the SPL effect can be highlighted with the present impedance formulation. This formulation makes sense only when the grazing flow is low, as there is a competition between the SPL and the grazing flow effect which also induces an increase of the resistance r . For a given flow rate that depends of the considered liner, the grazing flow effect overwhelms the SPL non linear effect. Further details on this eduction formulation can be found in Lafont *et al.* [71]. Figure E.17 presents eduction

results compared to thermal results. It presents the resistance obtained with the conventional constant impedance eduction method (Primus *et al.* [104], Roncen *et al.* [112]) and the new formulation with a variable resistance eduction method (Lafont *et al.* [71]) superimposed to the Bi results along the liner, for a frequency close to the resonance and at a low flow rate, on both samples. The new eduction formulation catches well the increase of resistance due to the SPL effect, particularly on sample SDOF-1. The thermal results are coherent with this resistance evolution : they highlight a localized effect which is confirmed by the impedance eduction process. The intensity of the localized thermal effect is higher on the SDOF-1 than on the SDOF-2, and the variable formulation is also able to catch that difference. The increase of the Biot value is thus highly linked to the variation of the acoustic resistance of the liner : when a liner is highly responsive to SPL effect compared to other effects such as the grazing flow, the convective heat transfer coefficient is increased. It suggests that the vortex shedding at the aperture of the liner holes is increased so that the thermal exchanges are also increased. This behavior has already been shown in Léon *et al.* [80], where the modification of the log-law velocity profile at the wall vicinity due to SPL effect were seen as a uniform transpiration effect. The present study seems to confirm this kind of analogy since the thermal exchanges are locally increased by the high SPL near the resonance of the liners.

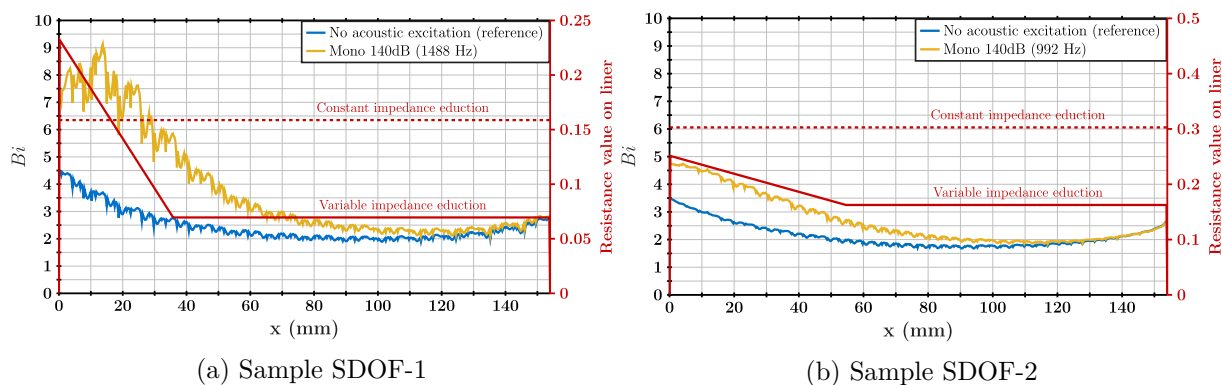


FIGURE E.17. – Streamwise Biot number, spanwise averaged, and resistance r educed with a monosine excitation at 140 dB near the sample resonance. $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s

E.5. Conclusions

Infrared thermography was used to study the behavior of simple SDOF liners under the influence of grazing flow, high SPL and thermal gradient. A strong coupling between high acoustic levels and temperature has been found when the acoustic frequency is close to the resonance, whether the liner is linear or non-linear with respect to SPL. On the non-linear liner, the coupling also appears strongly near the resonance when the overall acoustic level exceeds the non-linearity threshold. The coupling exists whether the flow is heated or not, but almost vanishes at high flow speeds due to the grazing flow effect being stronger than the acoustic level effect at these flow rates.

The coupling is related to an increase of the heat convection at the surface of the liner. Hence, the Biot number Bi was used to describe it accurately. Around the resonance, the evolution of Bi along the liner (in the direction of the flow) is similar to the evolution of the liner's resistance educed using the impedance eduction technique developed in Lafont *et al.* [71]. Indeed, both decrease gradually as the incident acoustic wave is absorbed along the liner, highlighting the existence of a link between the resistance value and the heat convection effect. For Nacelle liner design, when considering low velocity flow and non-linear liners, heat transfers are modified by the acoustic environment and must therefore be taken into account particularly for de-icing issues. For higher flow velocity or linear liners, the coupling is weaker and the flow speed is the key driver for the heat transfer. Thanks to this methodology, several type of liners (different perforated sheet

features or Double Degree of Freedom (DDOF) liners) could be assessed in order to derive new models for thermal behavior.

Acknowledgements The work presented in this paper has been funded by Région Occitanie. The authors thank Delphine Sebbane and Nicolas Fasano for designing and helping with the experimental setup, and Thomas Batmalle for helping during the infrared measurements. Estelle Piot and Rémi Roncen are warmly acknowledged for their helpful insight on the impedance education part.

Table des figures

1.	Diffusion du bruit dans un réacteur	xi
2.	Liner SDOF	xi
1.1.	Différents types de liners acoustiques (d'après [91])	5
1.2.	Réaction localisée ou non localisée	6
1.3.	Géométrie du résonateur de Helmholtz (d'après [109])	6
1.4.	Variation de la forme de l'écoulement	10
1.5.	Schéma de principe de la méthode à deux microphones	12
1.6.	Schéma de principe de la méthode in-situ en tube à impédance	12
1.7.	Principe de la détermination inverse d'impédance par LDV et/ou microphones en paroi	13
1.8.	Variations de λ_L obtenues par Howerton & Jones [52]	17
1.9.	Schéma du montage expérimental utilisé par Giachetti <i>et al.</i> [40] et modélisé ensuite par Esnault <i>et al.</i> [34].	18
1.10.	Coefficient de transfert thermique moyen pour un écoulement rasant à 6,6 m/s et un jet synthétique à 2,07 m/s. Reproduit de [40].	19
1.11.	Évolution de la température de surface de la plaque perforée en fonction du temps, sur une période acoustique injection/éjection. Reproduit de [34].	19
1.12.	Effet de l'acoustique sur le gradient thermique (70K), OASPL 146 dB, mesure en tube à impédance [87]	20
1.13.	Effet de l'acoustique sur le gradient thermique lors d'un essai à $\Delta T = 150 K$, OASPL 140 dB, mesure sous écoulement au banc B2A [87]	20
1.14.	Effet de l'acoustique sur la température dans la cavité (mesures effectuées par T.Elnady). Reproduit de [33]	21
1.15.	Résistance, réactance et réactance de masse pour un SPL de 120 dB [33]	22
1.16.	Résistance, réactance et réactance de masse pour un SPL de 145 dB [33]	23
1.17.	Comparaison entre le modèle théorique et les mesures pour un des échantillons (SPL = 120 dB) [33]	23
1.18.	Résultats de transmission loss sur des cas à hautes températures. a) Liner classique, b) Liner rempli de mousse. Reproduit de [66]	24
1.19.	Effet du gradient thermique sur l'impédance : résistance r (lignes continues) et réactance χ (lignes pointillées). Excitation acoustique multisinus, OASPL = 116 dB. [87]	25
2.1.	Mesure thermique par contact et circuit équivalent	28
2.2.	Principe de fonctionnement d'un thermocouple	29
2.3.	Caractéristiques typiques d'une CTP et d'une CTN	31
2.4.	Spectre électromagnétique	32
2.5.	Luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde	33
2.6.	Bilan des flux à l'équilibre	34
2.7.	Principe de la mesure [99]	35
2.8.	Transmission atmosphérique, données reproduites de [99].	35
2.9.	Étalonnage interne de la caméra. Données reproduites de [99].	36
2.10.	Grandeurs d'influence de la mesure par thermographie	37
3.1.	Schéma du banc B2A	42
3.2.	Schéma de principe de mesure microphonique au B2A	43
3.3.	Représentation de la chaîne de mesure acoustique. En bleu, élément pour l'acquisition ; en vert, éléments de visualisation supplémentaires. Les pointillés représentent les connexions variables selon le type de mesure effectué.	44

3.4.	Vue en coupe d'échantillons SDOF et LEONAR équivalents	46
3.5.	Configurations thermiques souhaitées	46
3.6.	Schéma du montage en veine	47
3.7.	Vue de la veine d'essai. Le système monté est le bloc de refroidissement par eau.	48
3.8.	Schémas des deux moyens envisagés pour le contrôle de la température de la paroi inférieure du liner.	49
3.9.	Schéma des positions des thermocouples dans la veine	52
3.10.	Photo des différents modèles de thermocouple plat. De haut en bas : modèle 1 avec gaine en kapton et connectique rajoutée ; modèle 2 et modèle 3 avec gaine et connectique incluses	52
3.11.	Résultats de l'étalonnage des thermocouples. (a) modèle récent, (b) modèle ancien, (c) comparaison des deux modèles (d) Photo du montage.	53
3.12.	Montage infrarouge sur le banc B2A	54
3.13.	Exemple d'image brute obtenue par thermographie IR	55
3.14.	CAO et photo du hublot infrarouge	55
3.15.	Étalonnage du hublot	56
3.16.	Niveau mesuré avec hublot en fonction du niveau mesuré sans hublot, en 6 points de température. La transmittivité du hublot est donnée par le coefficient directeur de la droite pointillée rouge.	56
3.17.	Exemples de relevés temporels de température par thermocouples au cours de la stabilisation des conditions thermiques. (a) cas du gradient positif avec $\Delta T = +70$ K, (b) cas du gradient négatif avec $\Delta T = -100$ K.	57
3.18.	Température de la paroi rigide (T_u) mesurée, selon le débit de l'écoulement, sans excitation acoustique. $P_d = 28$ kW/m ²	58
3.19.	T_u (moyenne surfacique) en fonction de P_d sur la paroi rigide, sans excitation acoustique.	59
4.1.	Composante de vitesse verticale v mesurée (gauche) et simulée (droite) pour le cas 130 dB (multisinus, OASPL 140 dB)	63
4.2.	Composante de vitesse verticale v mesurée (gauche) et simulée (droite) pour le cas 140 dB (mono, OASPL 140 dB)	63
4.3.	Composante de vitesse verticale v mesurée (gauche) et simulée (droite) pour le cas 150 dB (mono, OASPL 150 dB)	63
4.4.	Comparaison des composantes de vitesse verticales v (SPL = 150 dB)	65
5.1.	TL (Transmission Loss), $q_m = 100$ g/s. Excitation multisinus 130 dB/ton, OASPL=140 dB	85
5.2.	Effets cumulés de l'écoulement et de la température sur l'impédance des échantillons : impédance adimensionnée $\zeta = r + j\chi$ de chacun des liners pour différentes vitesses d'écoulement et configurations thermiques, en fonction de la fréquence.	86
5.3.	Effets cumulés de l'écoulement et de la température sur l'impédance : comparaison des valeurs d'impédance adimensionnée $\zeta = r + j\chi$ de l'échantillon SDOF-1 pour $\Delta T > 0$ et $\Delta T < 0$	87
5.4.	Impact de la vitesse d'écoulement et du gradient thermique sur la valeur de la résistance r pour chacun des échantillons.	88
5.5.	Comparaison entre la résistance déduite expérimentale r et la résistance calculée par modèle de Guess r_p pour $\Delta M_b = 0.154$. Le calcul de r_p est effectué en prenant comme référence la résistance r à $M_b = 0.097$	89
5.6.	Échantillon LEONAR-2, comparaison entre les modélisations de Guess et de Yang (résistance déduite expérimentale r et résistance calculée r_p pour $\Delta M_b = 0.154$). Le calcul de r_p est effectué en prenant comme référence la résistance r à $M_b = 0.097$	90
5.7.	Impact du gradient thermique sur la valeur de la réactance χ . la fréquence tracée correspond à la fréquence la plus proche de la résonance pour chaque échantillon.	91

5.8.	Évolution de la résistance autour de la résonance en fonction du SPL incident. $\Delta T = 0$ K, $q_m = 100$ g/s	92
5.9.	Résistance et réactance calculées via la modélisation de Rienstra pour l'échantillon SDOF-2, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.	94
5.10.	Résistance et réactance calculées via la modélisation de Rienstra pour l'échantillon SDOF-1, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.	94
5.11.	Amplitude et phase (termes du développement asymptotique) en fonction de σ pour l'échantillon SDOF-2, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.	95
5.12.	Amplitude et phase (termes du développement asymptotique) en fonction de σ pour l'échantillon SDOF-1, avec un SPL variant entre 100 et 140 dB.	95
5.13.	Comparaison des fonctions objectifs selon le modèle utilisé pour ζ . Échantillon SDOF-1, $\Delta T = 0$ K, excitation multisinus 130 dB/ton (OASPL 140 dB)	97
5.14.	Valeurs de r_0 et r_{NL} . Excitation monosinus à la résonance de l'échantillon (OASPL 140 dB)	98
5.15.	Valeurs de r_0 et r_{NL} . Excitation monosinus à la résonance de l'échantillon (OASPL 140 dB)	98
5.16.	Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = 0$ K, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)	99
5.17.	Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = +100$ K, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)	99
5.18.	Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = 0$ K, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)	100
5.19.	Superposition des champs SPL simulés par le module direct de PLACID et des résistances r_{NL} déterminées par la méthode variable. $\Delta T = +100$ K, excitation monosinus à la résonance (OASPL 140 dB)	100
6.1.	Définition de S_{air} et S_{paroi} sur une cavité, vue de dessus	105
6.2.	Température de surface T_u pour plusieurs débits d'écoulement et avec $\Delta T = +100$ K. Profil longitudinal moyenné, sans excitation acoustique.	107
6.3.	Température de surface T_u pour plusieurs débits d'écoulement et avec $\Delta T = -100$ K. Profil longitudinal moyenné, sans excitation acoustique.	108
6.4.	Températures mesurées par thermocouples (moyennes après stabilisation) et température de surface T_u (moyenne surfacique), pour plusieurs vitesses d'écoulement. $\Delta T = +100$ K, aucune excitation acoustique	108
6.5.	Étude de T_u et T_{lat} pour différents SPL incidents, par thermographie (gauche, uniquement T_u) et par thermocouple (droite). Échantillon SDOF-1, $q_m = 50$ g/s, $\Delta T = +100$ K.	109
6.6.	Température T_{lat} mesurée par thermocouple (moyenne après stabilisation) et température de surface T_u (moyenne surfacique) en fonction de la vitesse d'écoulement, comparaison entre le cas de référence et le cas avec excitation acoustique (130 dB/ton), $\Delta T = +100$ K.	110
6.7.	Étude de T_u pour deux configurations opposées par thermographie. Échantillon SDOF-1, $\Delta T = \pm 100$ K.	111
6.8.	Évolution du nombre de Biot Bi (moyenne surfacique), avec et sans excitation acoustique, en fonction de q_m . $\Delta T = +100$ K, excitation acoustique multisinus à 130 dB.	113
6.9.	Évolution du nombre de Biot Bi (moyenne surfacique), avec et sans excitation acoustique, en fonction de q_m . $\Delta T = -100$ K, excitation acoustique multisinus à 130 dB.	113

6.10. Décroissance du SPL le long des échantillons à une fréquence proche de la résonance (excitation monosinus à 140 dB). Mesures microphoniques en paroi opposée, $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s.	114
6.11. Bi , profil longitudinal moyenné, $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s (colonne gauche) et $q_m = 100$ g/s (colonne droite)	115
6.12. Bi , profil longitudinal moyenné, $\Delta T = -100$ K, $q_m = 50$ g/s (colonne gauche) et $q_m = 100$ g/s (colonne droite)	116
6.13. Bi , profil longitudinal moyenné, $\Delta T = -70$ K	116
7.1. Superposition du nombre de Biot moyennée et de la résistance acoustique calculée selon les deux conditions aux limites.	120
7.2. Synthèse : superposition de ΔBi_{140} et de $r_{NL,140}$, pour chacune des configurations de la figure 7.1.	121
7.3. Évolution relative du nombre de Biot moyen en fonction du nombre de Mach et de la configuration thermique.	123
A.1. Photos de l'échantillon IFAR-1 (ONERA)	132
A.2. Schéma et photo de l'échantillon SMART-1	132
A.3. Photos des 3 échantillons de liner pour l'étude thermique et de la plaque plane associée, avec la couche fine de peinture à haute émissivité pour les mesures thermographiques.	134
A.4. Vue en coupe des échantillons SDOF-2 et LEONAR-2	134
B.1. Schéma général du principe de tri d'ondes incidentes et réfléchies au B2A	135
B.2. Procédure de tri des ondes.	135
C.1. Image thermographique brute	137
C.2. Processus de traitement des données thermographiques, la donnée représentée est la température en °C.	138
E.1. The B2A bench	151
E.2. Thermal configuration studied	151
E.3. Experimental setup for thermal gradient control	152
E.4. Positioning of thermocouples in the test section	153
E.5. Examples of raw infrared pictures	155
E.6. Surface temperature T_u for several flow speeds (rigid wall, without acoustic excitation). Streamwise profile (spanwise averaged).	156
E.7. Surface temperature T_u for several flow speeds (rigid wall, without acoustic excitation). Cross-sectional profile (streamwise averaged).	156
E.8. T_u (surface averaged) as a function of P_d , rigid wall.	157
E.9. Surface temperature for $\Delta T = +100$ K for several flow speeds, without acoustic excitation. Streamwise profile (spanwise averaged)	157
E.10. Measured temperatures in different places of the setup, for various flow speeds. $\Delta T = +100$ K, no acoustic excitation	158
E.11. Total SPL over the liner (opposite wall microphone measurements). Sample SDOF-1, $q_m = 50$ g/s, $\Delta T = +100$ K, Single tone excitation (140 dB incident SPL)	159
E.12. Sample SDOF-1, $q_m = 50$ g/s, $\Delta T = +100$ K, different sound excitations (115 to 130 dB), streamwise profile.	159
E.13. Influence of acoustic excitation on measured temperatures at the surface (T_u , IR thermography) and on the side of the samples (T_{lat} , thermocouple measurement), various flow speeds, $\Delta T = +100$ K. Solid lines without acoustic excitation, dashed lines with acoustic excitation set at 130 dB/tone	159
E.14. Biot number (averaged over the sample surface) as a function of q_m , SPL=130 dB/tone, $\Delta T = +100$ K	160

E.15. Streamwise Biot number (spanwise averaged), $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s	161
E.16. Streamwise Biot number (spanwise averaged), $\Delta T = +100$ K, $q_m = 100$ g/s	161
E.17. Streamwise Biot number, spanwise averaged, and resistance r deduced with a monosine excitation at 140 dB near the sample resonance. $\Delta T = +100$ K, $q_m = 50$ g/s	162

Liste des tableaux

2.1. Principaux types de thermocouples	29
3.1. Caractéristiques des échantillons utilisés dans l'étude sur la non-linéarité acoustique	45
3.2. Caractéristiques des échantillons retenus pour l'étude avec gradient thermique . . .	45
3.3. Valeurs de ΔT sélectionnées	51
3.4. Répartition des thermocouples sur la carte d'acquisition NI 9211	51
3.5. Valeurs stabilisées de température ($^{\circ}\text{C}$) dans les différentes configurations ther- miques et durée de stabilisation minimales correspondantes	57
3.6. Températures mesurées en différents points pour la paroi plane, à puissance maxi- male de chauffage.	59
3.7. Valeurs de h et T_{aw} déterminées par loi de Newton	59
5.1. Valeurs de ΔT sélectionnées pour les mesures de détermination d'impédance . . .	84
5.2. Valeurs de débit massique q_m utilisées pour les mesures de détermination d'impé- dance et correspondances en nombre de Mach débitants (calculés avec la formule 3.1)	84
5.3. Fréquences utilisées pour l'excitation multisinus. Les fréquences utilisées pour les excitations monosinus sont indiquées en gras (en bleu pour l'échantillon SDOF-1 et en orange pour les échantillons SDOF-2 et LEONAR-2)	84
5.4. Caractéristiques des échantillons pertinentes pour l'étude acoustique	85
5.5. Gains sur la fonction objectif en passant au modèle affine. Excitation acoustique : monosinus proche de la résonance, SPL incident = 140 dB.	97
6.1. Valeurs de ΔT sélectionnées	103
6.2. Valeurs de débit massique q_m utilisées et correspondances en nombre de Mach débitants (calculés avec la formule 3.1)	104
6.3. Fréquences utilisées pour l'excitation multisinus. Les fréquences utilisées pour les excitations monosinus sont indiquées en gras (en bleu pour l'échantillon SDOF-1 et en orange pour les échantillons SDOF-2 et LEONAR-2)	104
6.4. Caractéristiques des échantillons pertinentes pour l'étude avec gradient thermique	104
7.1. Évolution du nombre de Biot Bi (moyenné sur toute la surface du liner) en pré- sence d'une excitation acoustique, dans différentes configurations aérodynamiques et thermiques.	122
A.1. Comparaison des caractéristiques ONERA et NASA	131
D.1. Essais réalisés sur l'échantillon SDOF-1	141
D.2. Essais sur l'échantillon SDOF-2	143
D.3. Essais sur l'échantillon LEONAR-2	144
E.1. Geometric characteristics of the samples	150
E.2. Flow rates used and Mach numbers associated	150
E.3. Measured temperatures in different places of the setup. Rigid wall, no acoustic excitation.	155
E.4. Values of h and T_{aw}	156
E.5. Frequencies used. Bold numbers indicate frequencies used for mono-sine excitations	158

Nomenclature

Grandeurs géométriques

a	Section du conduit du banc B2A (m)
L_c	Hauteur des cavités internes du liner (m)
L_s	Hauteur de l'échantillon de liner (m)
L_{tot}	Longueur de l'échantillon de liner (m)

Grandeurs physiques : aéroacoustique

j	Nombre complexe tel que $j^2 = -1$
ρ	Masse volumique (kg/m^3)
	ρ_0 Masse volumique de l'air à 20°C (kg/m^3)
p	Pression acoustique
v	Vitesse acoustique (m/s)
	v_n Vitesse acoustique normale à la paroi
c	Vitesse du son (m/s)
	c_0 Vitesse du son dans l'air à 20°C (m/s)
k	Nombre d'onde spatial
q_m	Débit massique de l'écoulement (g/s)
f	Fréquence acoustique (Hz)
ω	Pulsation
Z	Impédance acoustique
	ζ Impédance acoustique réduite
	χ Réactance (partie imaginaire de l'impédance acoustique)
	r Résistance (partie réelle de l'impédance acoustique)

Grandeurs physiques : thermique

P_d	Densité de flux thermique (W/m^2)
P	Puissance thermique (W)
κ	Conductivité thermique ($\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$)
h	Coefficient de transfert thermique convectif ($\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$)
T	Température (K ou °C)
	ΔT Écart de température (K): $\Delta T = T_b - T_{flow}$
	T_{amb} Température ambiante (°C)
	T_{set} Température de consigne initiale (°C)
	T_{flow} Température de l'écoulement (°C)
	T_b Température du fond du liner (°C)
	T_{lat} Température latérale (°C)
	T_{plaque} Température du bloc thermique (°C)
	T_u Température de la surface du liner (°C)
Φ	Vecteur flux thermique
ε	Emissivité
ρ	Réflexivité
τ	Transmittivité

Nombres sans dimension

M	Nombre de Mach
	M_b Nombre de Mach débitant
Bi	Nombre de Biot
Nu	Nombre de Nusselt

Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds

Acronymes et sigles

ACARE	Advisory Council for Aeronautics Research in Europe
B2A	Banc Aéro-Acoustique
CHE	Convected Helmholtz equations
DDOF	Double Degree of Freedom
IFAR	International Forum for Aviation Research
IR	Infrarouge
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LEE	Linearized Euler equations
LEONAR	Long Elastic Open Neck Acoustic Resonator
NASA	National Aeronautics and Space Administration
OASPL	Overall Sound Pressure Level
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PIV	Particle Image Velocimetry
PLACID	Porous & Liner ACoustical Identification & Design
SDOF	Single Degree of Freedom
SPL	Sound Pressure Level
TL	Transmission Loss
UHBR	Ultra High Bypass Ratio

Bibliographie

- [1] M. ÅBOM : Modal decomposition in ducts based on transfer function measurements between microphone pairs. *Journal of Sound and Vibration*, 135(1):95–114, 1989.
- [2] C. ABRAM, B. FOND & F. BEYRAU : Temperature measurement techniques for gas and liquid flows using thermographic phosphor tracer particles. *Progress in Energy and Combustion Science*, 64:93–156, 2018.
- [3] Y. AURÉGAN, M. LEROUX & V. PAGNEUX : Measurement of liner impedance with flow by an inverse method. In *10th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, page 2838, 2004.
- [4] J.-M. AUTRAN : Thermomètres à résistance métallique. *Techniques de l'ingénieur*, (R2570), 1985.
- [5] F. BAKE, R. BURGMAYER, A. SCHULZ & L. ENGHARDT : IFAR liner benchmark-challenge# 1-dlr. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2601, 2019.
- [6] F. BAKE, R. BURGMAYER, A. SCHULZ, K. KNOBLOCH, L. ENGHARDT & M. G. JONES : IFAR liner benchmark challenge# 1-dlr impedance eduction of uniform and axially segmented liners and comparison with NASA results. *International Journal of Aeroacoustics*, 2021.
- [7] A. B. BAUER : Impedance theory and measurements on porous acoustic liners. *Journal of Aircraft*, 14(8):720–728, 1977.
- [8] B. BETGEN, M. A. GALLAND, E. PIOT & F. SIMON : Implementation and non-intrusive characterization of a hybrid active-passive liner with grazing flow. *Applied Acoustics*, 73:624–638, 2012.
- [9] H. BODÉN & M. ÅBOM : Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 79(2):541–549, 1986.
- [10] H. BODÉN & R. KABRAL : The effect of high temperatures and grazing flow on the acoustic properties of liners. In *Proceedings of the 10th European Congress and Exposition on Noise Control Engineering, Maastricht, The Netherlands, May, 2015*.
- [11] H. BODEN, S. SACK & S. JACOB : Impedance measurements for 3-D printed liners. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2600, 2019.
- [12] M. BROWN, M. G. JONES & W. WATSON : Uncertainty analysis of the grazing flow impedance tube. In *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 2296, 2012.
- [13] M. C. BROWN & M. G. JONES : Evaluation of variable facesheet liner configurations for broadband noise reduction. In *AIAA AVIATION 2020 FORUM*, page 2616, 2020.
- [14] Y. Buot de L'ÉPINE, J.-D. CHAZOT & J.-M. VILLE : Bayesian identification of acoustic impedance in treated ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 138(1):114–119, 2015.
- [15] S. BUSSE-GERSTENGARBE, F. BAKE, L. ENGHARDT & M. G. JONES : Comparative study of impedance eduction methods, part 1 : Dlr tests and methodology. In *19th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, page 2124, 2013.

-
- [16] S. BUSSE-GERSTENGARBE, C. RICHTER, F. H. THIELE, C. LAHIRI, L. ENGHARDT, I. ROEHLE, P. FERRANTE & A. SCOFANO : Impedance eduction based on microphone measurements of liners under grazing flow conditions. *AIAA Journal*, 50(4):867–879, 2012.
- [17] D. CASALINO, F. DIOZZI, R. SANNINO & A. PAONESSA : Aircraft noise reduction technologies : A bibliographic review. *Aerospace Science and Technology*, 12(1):1–17, 2008. ISSN 1270-9638. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963807001162>. Aircraft noise reduction.
- [18] C. CHAN : *Outil d'aide à la conception d'un traitement acoustique basé sur des matériaux poreux pour la réduction du bruit de soufflante*. Thèse de doctorat, Laboratoire Roberval (UMR-7337), UTC, 2015. URL <http://www.theses.fr/2015COMP2253>. Thèse de doctorat dirigée par Perrey-Debain, Emmanuel et Ville, Jean-Michel Mécanique Avancée : Unité de recherche en Mécanique - Laboratoire Roberval (UMR-7337) Compiègne 2015.
- [19] V. CHANDRASEKHARAN, M. SHEPLAK & L. CATTAFESTA : Experimental study of acoustic impedance of MEMS-based micro-perforated liners. volume 1, mai 2006. ISBN 978-1-62410-021-5.
- [20] J. Y. CHUNG : Rejection of flow noise using a coherence function method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 62(2):388–395, 1977.
- [21] J. Y. CHUNG & D. A. BLASER : Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. i. theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(3):907–913, 1980.
- [22] A. P. COLBURN : A method of correlating forced convection heat-transfer data and a comparison with fluid friction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7(12):1359–1384, 1964. ISSN 0017-9310. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931064901255>.
- [23] B. ĆOSIĆ, D. WASSMER, S. TERHAAR & C. O. PASCHEREIT : Acoustic response of Helmholtz dampers in the presence of hot grazing flow. *Journal of Sound and Vibration*, 335:1–18, 2015.
- [24] I. B. CRANDALL : *Theory of vibrating systems and sound*. D. Van Nostrand Company, 1927.
- [25] A. CUMMINGS : Transient and multiple frequency sound transmission through perforated plates at high amplitude. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 79(4):942–951, 1986.
- [26] A. CUMMINGS : The response of a resonator under a turbulent boundary layer to a high amplitude non-harmonic sound field. *Journal of Sound and Vibration*, 115(2):321–328, juin 1987. ISSN 0022-460X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022460X87904755>.
- [27] P. D. DEAN : An in situ method of wall acoustic impedance measurement in flow ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 34(1):97–IN6, 1974.
- [28] F. DUCHAINE : Sensitivity analysis of heat transfer in a honeycomb acoustic liner to inlet conditions with large eddy simulation. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume 50886, page V05BT22A002. American Society of Mechanical Engineers, 2017.
- [29] M. S. V. DUSEN : Platinum-resistance thermometry at low temperatures. *Journal of the American Chemical Society*, 47(2):326–332, 1925.
- [30] T. ELNADY, H. BODÉN & B. ELHADIDI : Validation of an inverse semi-analytical technique to educe liner impedance. *AIAA Journal*, 47(12):2836–2844, 2009.

- [31] T. ELNADY & H. BODÉN : On semi-empirical liner impedance modeling with grazing flow. *In 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, page 3304, mai 2003. ISBN 978-1-62410-102-1.
- [32] T. ELNADY & H. BODÉN : An inverse analytical method for extracting liner impedance from pressure measurements. *In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, volume 1, mai 2004. ISBN 978-1-62410-071-0.
- [33] T. ELNADY, H. BODÉN & T. KONTIO : Impedance of SDOF perforated liners at high temperatures. *In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2842, 2004.
- [34] S. ESNAULT, F. DUCHAINE, L. GICQUEL & S. MOREAU : Large Eddy Simulation of Heat Transfer Within a Multi-Perforation Synthetic Jets Configuration. *Journal of Turbomachinery*, 142(6), mai 2020. ISSN 0889-504X. 061010.
- [35] M. FÉNOT, X. T. TRINH & E. DORIGNAC : Flow and heat transfer of a compressible impinging jet. *International Journal of Thermal Sciences*, 136:357–369, 2019. ISSN 1290-0729. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1290072917319440>.
- [36] M. FÉNOT, J.-J. VULLIERME & E. DORIGNAC : A heat transfer measurement of jet impingement with high injection temperature. *Comptes Rendus Mécanique*, 333(10):778–782, 2005.
- [37] J. FRADEN : *Temperature Sensors*, pages 457–498. Springer New York, New York, NY, 2004. ISBN 978-0-387-21604-1.
- [38] G. GAUSSORGUES : *Infrared Thermography*. Springer Science, Netherlands, 1994.
- [39] C. H. GERHOLD, M. BROWN & C. JASINSKI : Evaluation of skin friction drag for liner applications in aircraft. *In 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 1267, 2016.
- [40] B. GIACHETTI, M. FÉNOT, D. COUTON & F. PLOURDE : Influence of multi-perforation synthetic jet configuration on heat transfer enhancement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125:262–273, 2018. ISSN 0017-9310. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931017353425>.
- [41] B. GIACHETTI, M. FÉNOT, D. COUTON & F. PLOURDE : Influence of reynolds number synthetic jet dynamic in crossflow configuration on heat transfer enhancement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 118:1–13, 2018. ISSN 0017-9310. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931017309304>.
- [42] A. L. GOLDMAN & R. L. PANTON : Measurement of the acoustic impedance of an orifice under a turbulent boundary layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 60(6):1397–1405, 1976.
- [43] J. GOLLIARD, J.-C. LEROUX, E. PORTIER, T. HUMBERT & Y. AUREGAN : Maine flow : Experimental facility for characterization of liners subjected to representative acoustical excitation and grazing flow. *In 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2682, 2019.
- [44] J. GOLLIARD, E. PORTIER, J.-C. ROUX & T. HUMBERT : Maine flow facility for measurement of liner properties in multimodal acoustic field with grazing flow : Qualification and first liner characterization. *In AIAA Aviation 2021 Forum*, 08 2021.
- [45] P. GRENSON : *Experimental characterisation and numerical simulations of a hot impinging jet*. Theses, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE), décembre 2016. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01480278>.

- [46] A. W. GUESS : Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance. *Journal of Sound and Vibration*, 40(1):119–137, 1975. ISSN 0022-460X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X75802343>.
- [47] J. GUO, Y. FANG, Z. JIANG & X. ZHANG : An investigation on noise attenuation by acoustic liner constructed by Helmholtz resonators with extended necks. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 149(1):70–81, 2021.
- [48] J. GUSTAVSSON, Y. ZHANG, L. N. CATTAFESTA & J. R. KREITZMAN : Acoustic liner drag measurements. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2683, 2019.
- [49] A. S. HERSH & B. E. WALKER : Effect of grazing flow on the acoustic impedance of Helmholtz resonators consisting of single and clustered orifices. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(2):642–642, 1982.
- [50] A. S. HERSH, B. E. WALKER & J. W. CELANO : Helmholtz resonator impedance model, Part 1 : Nonlinear behavior. *AIAA journal*, 41(5):795–808, 2003.
- [51] B. M. HOWERTON & M. G. JONES : Acoustic liner drag : measurements on novel facesheet perforate geometries. In *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2979, 2016.
- [52] B. M. HOWERTON & M. G. JONES : A conventional liner acoustic/drag interaction benchmark database. In *23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, juin 2017.
- [53] B. M. HOWERTON & M. G. JONES : Acoustic liner drag : further measurements on novel facesheet perforate geometries. In *2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 3605, 2018.
- [54] U. INGÅRD : On the theory and design of acoustic resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 25(6):1037–1061, 1953.
- [55] U. INGÅRD & H. ISING : Acoustic nonlinearity of an orifice. *The journal of the Acoustical Society of America*, 42(1):6–17, 1967.
- [56] C. JASINSKI & T. CORKE : Mechanism for increased viscous drag over porous sheet acoustic liners. *AIAA Journal*, 58(8):3393–3404, 2020.
- [57] X. JING, S. PENG & X. SUN : A straightforward method for wall impedance eduction in a flow duct. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(1):227–234, 2008.
- [58] M. G. JONES, W. R. WATSON & T. L. PARROTT : Benchmark data for evaluation of aeroacoustic propagation codes with grazing flow. In *Proceedings of the 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, volume 2853, page 2005, Monterey, California, 2005. AIAA-2005-2853.
- [59] M. G. JONES, B. M. HOWERTON & E. AYLE : Evaluation of parallel-element, variable-impedance, broadband acoustic liner concepts. In *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 2194, 2012.
- [60] M. G. JONES, D. M. NARK & B. M. HOWERTON : *Overview of Liner Activities in Support of the International Forum for Aviation Research*. 2019.
- [61] M. G. JONES, F. SIMON & R. RONCEN : Broadband and low-frequency acoustic liner investigations at nasa and onera. *AIAA Journal*, 0(0):1–20, janvier 2022.
- [62] M. G. JONES & W. R. WATSON : On the use of experimental methods to improve confidence in educed impedance. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 2865, 2011.

- [63] M. G. JONES, W. R. WATSON, B. M. HOWERTON & S. BUSSE-GERSTENGARBE : Comparative study of impedance eduction methods, part 2 : NASA tests and methodology. *In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2125, 2013.
- [64] M. G. JONES, W. R. WATSON & D. NARK : Effects of flow profile on educed acoustic liner impedance. *In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 3763, 2010.
- [65] M. G. JONES, W. R. WATSON, D. M. NARK, B. M. HOWERTON & M. BROWN : A review of acoustic liner experimental characterization at NASA langley. avril 2020.
- [66] R. KABRAL, H. BODÉN & T. ELNADY : Determination of liner impedance under high temperature and grazing flow conditions. juin 2014. ISBN 978-1-62410-285-1.
- [67] R. KIRBY & A. CUMMINGS : The impedance of perforated plates subjected to grazing gas flow and backed by porous media. *Journal of Sound and Vibration*, 217(4):619–636, 1998.
- [68] K. KNOBLOCH, L. ENGHARDT & F. BAKE : Helmholtz resonator liner with flexible walls. *In 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 4102, 2018.
- [69] K. KNOBLOCH, C. LAHIRI, L. ENGHARDT, F. BAKE & D. PEITSCH : Hot-Acoustic-Testrig (HAT) : A unique facility for thermoacoustic research. *In Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume 54679, pages 1023–1032, 2011.
- [70] F. KONG & J. SCHETZ : Turbulent boundary layer over porous surfaces with different surface geometries. *In 20th Aerospace Sciences Meeting*, page 30, 1982.
- [71] V. LAFONT, F. MÉRY, R. RONCEN, F. SIMON & E. PIOT : Liner impedance eduction under shear grazing flow at a high sound pressure level. *AIAA Journal*, 58(3):1107–1117, 2020.
- [72] V. LAFONT, F. MÉRY, P. REULET & F. SIMON : Surface temperature measurement of acoustic liners in the presence of grazing flow and thermal gradient. *Experiments in Fluids*, 62, avril 2021.
- [73] V. LAFONT, F. MÉRY & F. SIMON : LEONAR liner concept : multiphysics coupling in presence of grazing flow, thermal gradients and high sound levels. *In AIAA Aviation 2021 Forum*, page 2204, 2021.
- [74] C. LAHIRI, K. KNOBLOCH, F. BAKE & L. ENGHARDT : Acoustic measurements of perforated liners in hot and pressurized flow. *In Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume 55102, page V01AT04A045. American Society of Mechanical Engineers, 2013.
- [75] M. LAVIEILLE : *Développement d'une méthode de mesure acoustique en écoulement rapide et chaud par vélocimétrie laser Doppler*. Thèse de doctorat, PhD thesis, ENSAE, Toulouse, 2008.
- [76] M. LAVIEILLE, F. SIMON & F. MICHELI : Measurement of acoustic quantity fields in duct flow by Laser Doppler Velocimetry. *In Proceedings of the 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Cambridge, Massachusetts, mai 2006. AIAA-2006-2550.
- [77] M. LAVIEILLE & S. LE-SAINT : Impedance eduction of liners in no-flow condition and based on multimodal excitation. *In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 3180, 2017.
- [78] Y. LE SANT, M. MARCHAND, P. MILLAN & J. FONTAINE : An overview of infrared thermography techniques used in large wind tunnels. *Aerospace Science and Technology*, 6(5):355–366, 2002. ISSN 1270-9638. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963802011720>.
- [79] O. LÉON, F. MÉRY, E. PIOT & C. CONTE : Near-wall aerodynamic response of an acoustic liner to harmonic excitation with grazing flow. *Experiments in Fluids*, 60(9):144, août 2019. ISSN 1432-1114.

- [80] O. LÉON, E. PIOT, D. SEBBANE & F. SIMON : Measurement of acoustic velocity components in a turbulent flow using LDV and high-repetition rate piv. *Experiments in Fluids*, 58(6):72, mai 2017. ISSN 1432-1114.
- [81] L. LEYLEKIAN, M. LEBRUN & P. LEMPEREUR : An overview of aircraft noise reduction technologies. *Aerospace Lab*, (6), 2014.
- [82] Y. LI, X. WANG & D. ZHANG : Control strategies for aircraft airframe noise reduction. *Chinese Journal of Aeronautics*, 26(2):249–260, 2013. ISSN 1000-9361. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1000936113000137>.
- [83] T. LIU : *Pressure- and Temperature-Sensitive Paints*. décembre 2011. ISBN 9780470686652.
- [84] O. B. LLONCH, F. SIMON & E. PIOT : Inverse method to characterize " local " and " non-local " absorbing materials submitted to a shear grazing flow. 2015.
- [85] C. MALMARY : *Etude Théorique et Expérimentale de L'impédance Acoustique de Matériaux En Présence D'un Ecoulement D'air Tangentiel*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2000.
- [86] T. H. MELLING : The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels. *Journal of Sound and Vibration*, 29(1):1–65, juillet 1973.
- [87] F. MÉRY, E. PIOT, D. SEBBANE, P. REULET, F. SIMON & A. CARAZO MÉNDEZ : Experimental assessment of the effect of temperature gradient across an aeroacoustic liner. *Journal of Aircraft*, 56(5):1809–1821, 2019.
- [88] F. MÉRY, V. LAFONT, R. RONCEN, F. SIMON & E. PIOT : Liner impedance eduction under shear grazing flow for high sound pressure level. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2019.
- [89] A. MINOTTI, F. SIMON & F. GANTIE : Characterization of an acoustic liner by means of Laser Doppler Velocimetry in a subsonic flow. *Aerospace Science and Technology*, 12(5):398–407, 2008. ISSN 1270-9638. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1270963807001150>.
- [90] A. MINOTTI : *Contribution à la mesure aéroacoustique par Vélocimétrie Laser Doppler*. Thèse de doctorat, Toulouse, ENSAE, 2004.
- [91] R. E. MOTSINGER & R. E. KRAFT : Design and performance of duct acoustic treatment. *Aeroacoustics of Flight Vehicles : Theory and Practice. Volume 2 : Noise Control*, 1991.
- [92] Y. MURER & P. MILLAN : Two-Dimensional Modeling of Heat Transfer Through Sandwich Plates With Inhomogeneous Boundary Conditions on the Faces. *Journal of Heat Transfer*, 120(3):606–616, août 1998. ISSN 0022-1481.
- [93] Y. MURER, P. MILLAN & S. PAUZIN : Thermal and acoustical modeling of multispan sandwich panels with complex boundary conditions. *SAE Transactions*, 106:1449–1458, 1997. ISSN 0096736X, 25771531. URL <http://www.jstor.org/stable/44650535>.
- [94] M. K. MYERS : On the acoustic boundary condition in the presence of flow. *Journal of Sound and Vibration*, 71(3):429–434, 1980.
- [95] B. NENNIG, M. B. E. N. TAHAR, J.-M. VILLE, E. PIOT, F. SIMON & M. TAKTAK : A comparison between acoustic liner characterization methods and calculations. In *Proceedings of the 16th International Congress on Sound and Vibration, ICSV*, volume 27, page 122, 2009.

- [96] A. O. OJO, B. FOND, C. ABRAM, B. G. M. V. WACHEM, A. L. HEYES & F. BEYRAU : Thermographic Laser Doppler Velocimetry using the phase-shifted luminescence of $\text{BaMgAl}_{10}\text{Si}_2\text{O}_{22}$ phosphor particles for thermometry. *Opt. Express*, 25(10):11833–11843, mai 2017. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-25-10-11833>.
- [97] A. O. OJO, B. FOND, B. G. M. VAN WACHEM, A. L. HEYES & F. BEYRAU : Thermographic Laser Doppler Velocimetry. *Optics letters*, 40(20):4759–4762, 2015.
- [98] D. PAJANI : *Mesure par thermographie infrarouge*. ADD Ed., 1989.
- [99] D. PAJANI : Thermography. principes and measurements ; thermographie. principes et mesure. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R2740), mars 2013.
- [100] J. PECK, J. LIU, K. M. BRYDEN & T. I. P. SHIH : Methods for measuring and computing the adiabatic-wall temperature. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 7B : Heat Transfer de *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*. American Society of Mechanical Engineers, septembre 2020. V07BT12A004.
- [101] E. PIOT, J.-P. BRAZIER, F. SIMON, V. FASCIO, C. PEYRET & J. INGENITO : Design, manufacturing and demonstration of acoustic liners for air conditioning systems. In *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2788, 2016.
- [102] V. POPIE, E. PIOT, S. TORDEUX & F. SIMON : Impedance eduction of perforated plates at low Strouhal numbers and high bias flow Mach number. In *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 3275, 2015.
- [103] J. PRIMUS : *Détermination de l'impédance acoustique de matériaux absorbants en écoulement par méthode inverse et mesures LDV*. Thèse de doctorat, INSA Toulouse, 2012.
- [104] J. PRIMUS, E. PIOT & F. SIMON : An adjoint-based method for liner impedance eduction : Validation and numerical investigation. *Journal of Sound and Vibration*, 332(1):58–75, 2013. ISSN 0022-460X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X12006268>.
- [105] E. R. RADEMAKER, H. M. M. van der WAL & E. G. M. GEURTS : Hot-stream in-situ acoustic impedance measurements on various air-filled cavity and porous liners. 2009.
- [106] P. REULET, M. MARCHAND & P. MILLAN : Experimental characterization of the convective heat transfer in a vortex-wall interaction. *Revue Générale de Thermique*, 37(8):661–668, 1998. ISSN 0035-3159. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0035315998800445>.
- [107] S. W. RIENSTRA : Impedance models in time domain, including the extended Helmholtz resonator model. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 2686, 2006.
- [108] S. W. RIENSTRA & D. K. SINGH : *An asymptotic model for non-linear Helmholtz resonator of finite depth*. 2016.
- [109] S. W. RIENSTRA & D. K. SINGH : Nonlinear asymptotic impedance model for a Helmholtz resonator of finite depth. *AIAA Journal*, 56(5):1792–1802, 2018.
- [110] D. ROBERTS : Equivalent sand-grain roughness of perforated plate acoustic linings. In *15th Aerospace Sciences Meeting*, page 104, 1977.
- [111] J. M. ROCHE : *Simulation numérique de l'absorption acoustique de matériaux résonants en présence d'écoulement*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2011.

- [112] R. RONCEN, F. MÉRY, E. PIOT & F. SIMON : Statistical inference method for liner impedance eduction with a shear grazing flow. *AIAA Journal*, 57(3):1055–1065, mars 2019. ISSN 0001-1452.
- [113] R. RONCEN, D. SEBBANE, F. MÉRY, E. PIOT & F. SIMON : Experimental investigation of shear grazing flow effects on extended tube acoustic liners. *In eForum Acusticum*, pages 411–415, 2020.
- [114] N. H. SCHILLER, M. G. JONES, B. M. HOWERTON & D. M. NARK : Initial developments of a low-drag, variable-depth acoustic liner. *In 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2749, 2019.
- [115] A. SELAMET & I. LEE : Helmholtz resonator with extended neck. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(4):1975–1985, 2003.
- [116] F. SIMON : HLD acoustic liners experimental characterization : Description, Test report and results analysis. *In JTI-GRA D2.2.1-04*, novembre 2012.
- [117] F. SIMON : Long Elastic Open Neck Acoustic Resonator for low frequency absorption. *Journal of Sound and Vibration*, 421:1–16, 2018.
- [118] F. SIMON, F. MÉRY, R. RONCEN, D. SEBBANE, E. PIOT, C. DAVOINE & M. THOMAS : Overview of low frequency resonators based on LEONAR design. *In INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, volume 262, pages 423–430. Institute of Noise Control Engineering, 2020.
- [119] J. W. SULLIVAN : Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 66:772, 1979.
- [120] M. TAKTAK : *Mesure de la matrice de diffusion d'un tronçon traité cylindrique : applications à la mesure de son efficacité et à la détermination de son impédance homogénéisée*. Thèse de doctorat, Laboratoire Roberval (UMR-7337), UTC, 2008. URL <http://www.theses.fr/2008COMP1788>.
- [121] M. TAKTAK, J. M. VILLE, M. HADDAR & F. FOUCART : Evaluation of the lined duct performances based on a 3d two port scattering matrix. *Proceedings of Meetings on Acoustics*, 4(1):045002, 2008.
- [122] C. K. W. TAM & K. A. KURBATSKII : Microfluid dynamics and acoustics of resonant liners. *AIAA journal*, 38(8):1331–1339, 2000.
- [123] C. K. W. TAM, N. N. PASTOUCHENKO, M. G. JONES & W. R. WATSON : Experimental validation of numerical simulations for an acoustic liner in grazing flow : self-noise and added drag. *Journal of Sound and Vibration*, 333(13):2831–2854, 2014.
- [124] W. R. WATSON & M. G. JONES : Validation of a new procedure for impedance eduction in flow. *In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (31st AIAA Aeroacoustics Conference)*, juin 2010.
- [125] W. R. WATSON, M. G. JONES & C. H. GERHOLD : Implementation and validation of an impedance eduction technique. *In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 2867, 2011.
- [126] W. R. WATSON, M. G. JONES & T. L. PARROTT : Validation of an impedance eduction method in flow. *AIAA journal*, 37(7):818–824, 1999.
- [127] W. R. WATSON, M. G. JONES & T. L. PARROTT : Investigation of an anomaly observed in impedance eduction techniques. *In 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, page 3013, 2008.

- [128] W. R. WATSON, M. G. JONES, S. E. TANNER & T. L. PARROTT : Validation of a numerical method for extracting liner impedance. *AIAA journal*, 34(3):548–554, 1996.
- [129] C. WENG, L. ENGHARDT & F. BAKE : Comparison of non-modal-based and modal-based impedance eduction techniques. *In 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 3773, 2018.
- [130] C. YANG, P. ZHANG, S. JACOB, E. TRIGELL & M. ÅBOM : Investigation of extended-tube liners for control of low-frequency duct noise. *AIAA Journal*, pages 1–16, 2021.
- [131] Q. ZHANG & D. J. BODONY : Numerical investigation of a honeycomb liner grazed by laminar and turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 792:936–980, avril 2016.
- [132] L. ZHOU & H. BODÉN : A systematic uncertainty analysis for liner impedance eduction technology. *Journal of Sound and Vibration*, 356:86–99, 2015. ISSN 0022-460X. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X1500574X>.
- [133] L. ZHOU, H. BODEN, C. LAHIRI, F. BAKE, L. ENGHARDT, S. BUSSE-GERSTENGARBE & T. ELNADY : Comparison of impedance eduction results using different methods and test rigs. *In 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2955, 2014.

Résumé

La réduction des nuisances sonores est un enjeu permanent pour les acteurs du transport aérien, notamment autour des aéroports. En particulier, le bruit de soufflante (fan noise) tient une place importante dans le bruit global de l'avion. Aussi, relativement à la réduction du bruit d'aéronef, sont développés des matériaux dits liners positionnés le long de la nacelle moteur. De par leur position à l'intérieur des nacelles de réacteurs, ces traitements acoustiques sont soumis à de forts niveaux sonores, à un écoulement rasant important, et à des gradients thermiques intenses.

Cette étude a consisté à mettre en place une métrologie multi-physiques (acoustique, aérodynamique, thermique et turbulence) permettant de constituer une base de données expérimentales, afin d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques en jeu et d'alimenter les modèles de conception de liners pour répondre aux nouveaux enjeux posés par l'implantation des liners dans les nacelles.

Compte tenu de la complexité des phénomènes physiques mis en jeu, un effort important a été conduit pour disposer d'outils expérimentaux performants pour caractériser finement le couplage entre l'acoustique, la thermique et la turbulence. On associe donc des mesures microphoniques classiques permettant de déterminer le comportement acoustique des liners et des mesures par thermographie infrarouge pour caractériser leur réponse aérothermique. Une veine d'essai spécifique permettant d'intégrer ces différentes techniques de mesure a été réalisée, et une nouvelle méthode de détermination d'impédance acoustique a été développée afin de prendre en compte les effets aéroacoustiques. Une modélisation des phénomènes de transfert et de convection thermiques a ensuite permis de lier la réponse aérothermique au comportement acoustique des échantillons de liners sélectionnés pour l'étude.

Summary

The reduction of noise pollution, particularly around airports, is a permanent challenge for the aviation industry. In particular, fan noise plays an important role in the overall noise of the aircraft. Therefore, with regard to the reduction of aircraft noise, materials referred to as acoustic liners, positioned along the engine nacelle, are developed. Due to their position inside the engine nacelles, these acoustic treatments are simultaneously subjected to high noise levels, to a significant grazing flow, and to intense thermal gradients.

This study consisted in setting up a multi-physics metrology (acoustics, aerodynamics, thermics and turbulence) allowing to constitute an experimental database, in order to improve the understanding of the physical phenomena involved and to feed the liner design models to answer the new stakes posed by the implementation of the liners in the nacelles.

Given the complexity of the physical phenomena involved, a major effort has been made to have effective experimental tools to characterize the coupling between acoustic effects, thermal effects and turbulence. We thus associate classical microphonic measurements to determine the acoustic behavior of liners, and infrared thermography measurements to characterize their aero-thermal response. A specific test section allowing the integration of these different measurement techniques has been realized, and a new method of acoustic impedance determination has been developed in order to take into account the aero-acoustic effects. A model of the thermal transfer and convection phenomena was finally used to link the aero-thermal response to the acoustic behavior of the liner samples selected for the study.