



HAL
open science

Etude de dispositifs passifs et actifs de réduction du bruit d'interaction soufflante–redresseur

Mouhamed Mounibe Ezzine

► **To cite this version:**

Mouhamed Mounibe Ezzine. Etude de dispositifs passifs et actifs de réduction du bruit d'interaction soufflante–redresseur. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2024. Français. NNT : 2024ECDL0022 . tel-04771742

HAL Id: tel-04771742

<https://theses.hal.science/tel-04771742v1>

Submitted on 7 Nov 2024

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.



ÉCOLE
CENTRALE LYON

N° d'ordre NNT : 2024ECDL0022

**THESE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE CENTRALE DE
LYON**

membre de l'Université de Lyon

École Doctorale N° 162

MEGA - Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité de doctorat : Génie Mécanique

Soutenue publiquement le 18 juin 2024, par :

Mouhamed Mounibe EZZINE

**Etude de dispositifs passifs et actifs de réduction du
bruit d'interaction soufflante–redresseur**

Devant le jury composé de :

| | | | |
|---------------------------|------------------------------|---------------|-----------------------|
| Mme. Marie Annick GALLAND | Professeure des Universités | ECL, Lyon | Présidente |
| M. Franck SIMON | Directeur de Recherche ONERA | Toulouse | Rapporteur |
| M. Gael CHEVALLIER | Professeur des Universités | UFC, Besançon | Rapporteur |
| M. Jonathan RODRIGUEZ | Maitre de conférences | INSA, Lyon | Examinateur |
| M. Vincent CLAIR | Maitre de Conférences | ECL, Lyon | Co-encadrant de Thèse |
| M. Manuel COLLET | Directeur de Recherche CNRS | LTDS, Lyon | Directeur de Thèse |

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509

Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes, UMR CNRS 5513

École Centrale de Lyon

Remerciements

Alors que je referme cette page importante de mon parcours académique, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à toutes les personnes qui ont contribué à la réalisation de cette thèse.

Je voudrais tout d'abord remercier chaleureusement mon directeur de thèse, Manuel COLLET, pour son accompagnement précieux, sa confiance et son soutien sans faille tout au long de ces années de recherche. Ses conseils ont été un phare dans les moments de doute, et sa rigueur scientifique un modèle dont je tire une grande inspiration.

Un merci tout particulier à mon co-encadrant de thèse, Vincent CLAIR, pour ses conseils avisés, son esprit critique constructif et son engagement à mes côtés. Sa capacité à me motiver et à m'orienter a été un des piliers de mon évolution personnelle et professionnelle.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance envers les post-doctorants avec qui j'ai eu le plaisir et l'honneur de collaborer sur ce projet. Mathias PEREZ, pour son expertise dans le développement et la conception des cellules actives, et Jonathan RODRIGUEZ, dont le travail sur le développement du contrôle actif a été essentiel à notre réussite commune.

Mes sincères remerciements vont également à Edouard SALZE et Pascal SOUCHOTTE, deux ingénieurs exceptionnels qui m'ont apporté une aide inestimable lors des essais acoustiques. Leur savoir-faire et leur patience ont été des atouts précieux dans l'avancement de mes travaux.

Un remerciement spécial à Kevin BILLON, un collègue post-doc qui a été une aide précieuse lors de certains essais acoustiques, démontrant l'importance de l'entraide et du travail d'équipe.

Mes pensées reconnaissantes se tournent également vers Abdelhekim EZZROUKI, Lionel CHARLES, Stephan LEMAHIAU et Sebastien LEONE pour leur soutien technique dans la préparation des prototypes et des essais expérimentaux.

Un immense merci à mes parents, qui m'ont donné la vie, l'amour et les valeurs qui me guident chaque jour. Leur soutien indéfectible et leur foi en mes capacités ont été les fondations sur lesquelles j'ai construit mes ambitions. À mes frères, pour leur complicité, leur encouragement et les moments de détente qui ont allégé les périodes de stress intense.

Sur un plan plus personnel, je souhaite exprimer ma profonde gratitude à Mariem SAHLAOUI, ma compagne et mon amour, pour son amour sincère, son soutien constant et sa présence réconfortante. Son encouragement a été un véritable pilier durant les moments difficiles et un soutien précieux lors des périodes de travail intense.

Un grand merci à mon professeur et ami, Hedi HAMDI, qui a toujours été à mes côtés depuis mon arrivée en France pour me conseiller et m'aider dans mon parcours académique et professionnel.

Je remercie aussi mes amis et mes collègues du laboratoire, post-docs et doctorants, avec qui j'ai partagé tant de bons moments. Ces années de travail ont aussi été une aventure humaine enrichissante, grâce à l'esprit de camaraderie et de collaboration qui a régné parmi nous.

Finalement, je tiens à remercier l'Union européenne et Safran Aircraft Engines pour le financement de cette thèse dans le cadre du projet Clean Sky 2.



Résumé

Deux approches de diminution du bruit d'origine aéroacoustique associé à l'OGV des moteurs d'avion ont été examinées dans cette thèse. La première repose sur des solutions passives, utilisant des matériaux comme de la mousse poreuse et du tissu métallique (Wiremesh) pour atténuer le bruit. L'efficacité de ces matériaux a été testée dans diverses configurations, montrant une capacité de réduction du bruit jusqu'à 6 dB sous certaines conditions, bien que cette efficacité puisse être affectée par des facteurs comme la vitesse de l'écoulement.

La seconde partie de l'étude s'est intéressée aux techniques actives, notamment à l'utilisation de cellules piézoélectriques pour le contrôle du bruit. Ces technologies ont montré une réduction notable du bruit, atteignant jusqu'à 15 dB dans certains cas, bien qu'une amplification du bruit ait été notée dans d'autres situations, soulignant l'importance de la précision du design dans l'application de ces technologies.

Enfin, l'optimisation numérique de l'impédance acoustique sur les profils aérodynamiques a été explorée, avec pour objectif de réduire davantage le bruit généré par les écoulements turbulents. Cette démarche a permis d'identifier des valeurs d'impédance optimales, conduisant à des réductions significatives de bruit pour certaines fréquences. Les résultats suggèrent qu'un choix précis de l'impédance acoustique sur les surfaces des profils peut être une méthode efficace pour minimiser le bruit d'origine aéroacoustique, bien que la géométrie du profil puisse influencer les résultats.

Dans l'ensemble, ces études mettent en évidence le potentiel de différentes stratégies pour la réduction du bruit aéroacoustique, tout en soulignant la nécessité d'une application soigneuse et adaptée aux conditions spécifiques pour maximiser leur efficacité.

Abstract

Two approaches to reduce aeroacoustic noise associated with the OGV of aircraft engines have been examined in this thesis. The first relies on passive solutions, using materials such as porous foam and wire mesh to attenuate noise. The effectiveness of these materials has been tested in various configurations, demonstrating a noise reduction capacity of up to 6 dB under certain conditions, although this efficiency may be affected by factors such as flow velocity.

The second part of the study focused on active techniques, particularly the use of piezoelectric cells for noise control. These technologies have shown a notable reduction in noise, reaching up to 15 dB in some cases, although noise amplification has been noted in other situations, emphasizing the importance of precise design in the application of these technologies.

Finally, numerical optimization of acoustic impedance on aerodynamic profiles was explored, aiming to further reduce noise generated by turbulent flows. This approach identified optimal impedance values, leading to significant noise reductions for certain frequencies. The results suggest that precise selection of acoustic impedance on profile surfaces can be an effective method for minimizing aeroacoustic noise, although profile geometry may influence the results.

Overall, these studies highlight the potential of different strategies for aeroacoustic noise reduction, while emphasizing the need for careful application tailored to specific conditions to maximize their effectiveness.

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 14 |
| 2 | Contexte et bibliographie | 16 |
| 2.1 | Bruit d'interaction rotor-stator | 17 |
| 2.2 | Méthodes de prédiction du bruit d'interaction rotor-stator | 20 |
| 2.3 | Synthèse d'un écoulement turbulent | 23 |
| 2.3.1 | Méthodes par décomposition en modes de Fourier | 23 |
| 2.3.2 | Méthodes par filtrage d'un bruit blanc | 25 |
| 2.3.3 | Méthodes de tourbillons synthétiques | 26 |
| 2.3.4 | Spectres de turbulence homogène isotrope | 27 |
| 2.4 | Réduction passive de l'émission du bruit aéroacoustique | 29 |
| 2.5 | Réduction active de l'émission du bruit aéroacoustique | 32 |
| 2.5.1 | Matériau piézo-électrique | 33 |
| 2.5.2 | Utilisation des patch piézo-electrique pour la réduction du bruit | 34 |
| 2.5.3 | Coefficient de couplage électromécanique effectif | 36 |
| 2.5.4 | Contrôleur linéaire optimal | 37 |
| 2.5.5 | Contrôle de l'impédance via un circuit shunt | 39 |
| 3 | Études expérimentales d'un profil passif | 44 |
| 3.1 | Introduction du profil aérodynamique à étudier | 45 |
| 3.2 | Conception et fabrication d'un liner passif | 45 |
| 3.3 | Étude d'échantillons de la structure passive sous un écoulement rasant | 46 |
| 3.3.1 | Méthode d'estimation | 48 |
| 3.3.2 | Essai sans écoulement | 50 |
| 3.3.3 | Essai avec écoulement | 53 |
| 3.3.4 | Conclusion | 56 |
| 3.4 | Caractérisation expérimentale d'un profil passif isolé | 56 |
| 3.4.1 | Conception et fabrication | 56 |
| 3.4.2 | Description de la configuration expérimentale | 58 |
| 3.4.3 | Résultats expérimentaux | 59 |
| 3.4.3.1 | Bruit de jet | 59 |
| 3.4.3.2 | Bruit du profil traité | 61 |
| 3.4.3.3 | Conclusions | 63 |
| 3.5 | Étude de la configuration d'une grille d'aubes | 64 |
| 3.5.1 | Dispositif expérimental | 65 |
| 3.5.2 | Instrumentations | 67 |
| 3.5.2.1 | Instrumentation aérodynamique | 67 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.5.2.2 | Instrumentation acoustique | 69 |
| 3.5.3 | Analyse aérodynamique | 70 |
| 3.5.3.1 | Écoulement amont | 70 |
| 3.5.3.2 | Pression statique sur les aubes de référence | 73 |
| 3.5.3.3 | Profils de sillage | 74 |
| 3.5.4 | Analyse acoustique | 75 |
| 3.5.4.1 | Rayonnement vers l'aval | 75 |
| 3.5.4.2 | Rayonnement vers l'amont | 81 |
| 3.5.4.3 | Conclusion | 84 |
| 3.5.5 | Bruit tonal | 84 |
| 3.6 | Conclusion générale du chapitre | 86 |
| 4 | Études expérimentales d'un profil actif | 88 |
| 4.1 | Design et optimisation | 89 |
| 4.2 | Caractérisation expérimentale du couplage électromécanique | 95 |
| 4.2.1 | Montage expérimental | 95 |
| 4.2.2 | Résultats expérimentaux | 96 |
| 4.2.3 | Conclusion | 98 |
| 4.3 | Analyse des modes | 98 |
| 4.3.1 | Montage expérimental | 98 |
| 4.3.2 | Résultats expérimentaux | 99 |
| 4.4 | Caractérisation du contrôle d'impédance dans les cellules actives | 101 |
| 4.4.1 | Description de la configuration expérimentale | 101 |
| 4.4.2 | Stratégie de contrôle | 102 |
| 4.4.3 | Résultats expérimentaux | 108 |
| 4.4.4 | Conclusion | 110 |
| 4.5 | Etude de la réduction actif du bruit dans un conduit rectangulaire | 110 |
| 4.5.1 | Design de la cellule avec masse pour nous rentrer dans le spectre ondes plane | 110 |
| 4.5.2 | Description de la configuration expérimentale | 111 |
| 4.5.3 | Stratégie de contrôle | 112 |
| 4.5.4 | Résultats expérimentaux | 118 |
| 4.5.5 | Conclusion | 122 |
| 4.6 | Montage aéroacoustique | 122 |
| 4.6.1 | Description de la configuration expérimentale | 123 |
| 4.6.2 | Stratégie de contrôle | 125 |
| 4.6.3 | Résultats expérimentaux | 125 |
| 4.6.3.1 | Étude du bruit de jet | 125 |
| 4.6.3.2 | Étude de l'impact du contrôle actif sur le bruit aéroacoustique | 126 |
| 4.6.4 | Conclusion | 130 |
| 4.7 | Conclusion générale du chapitre | 131 |
| 5 | Modélisation, simulation et optimisation numérique aéroacoustique d'un profil aé- | |
| | rodynamique actif | 133 |
| 5.1 | Démarches de modélisation de l'injection de turbulence | 134 |
| 5.1.1 | Les équations d'Euler linéarisées | 135 |
| 5.1.2 | Calcul du spectre de la source | 137 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.1.3 | Modèle de turbulence et spectre de fluctuation de vitesse | 138 |
| 5.1.4 | Fonction de forme | 139 |
| 5.1.5 | Vitesse dans le domaine fréquentiel | 142 |
| 5.2 | Simulation numérique à une source et validation | 143 |
| 5.2.1 | Modèle Géométrique et maillage | 143 |
| 5.2.2 | Résultats | 144 |
| 5.3 | Simulation numérique avec plusieurs sources et validation | 146 |
| 5.3.1 | Modélisation et mise en données | 146 |
| 5.3.2 | Résultats | 148 |
| 5.4 | Étude de l'interaction d'un sillage turbulent avec un profil aérodynamique | 151 |
| 5.4.1 | Ajout de l'écoulement potentiel | 153 |
| 5.4.2 | Résultats et validation | 154 |
| 5.5 | Étude de l'effet de l'ajout de l'impédance sur le profil | 157 |
| 5.5.1 | Condition aux limites d'impédance et validation | 157 |
| 5.5.2 | Optimisation de l'impédance | 160 |
| 5.5.3 | Simulation des valeurs optimales sur un profil NACA 4-digit 0012 | 166 |
| 5.6 | Conclusion générale de chapitre | 169 |
| 6 | Conclusions générales et perspectives | 170 |
| A | Résultats de mesures expérimental sur le concept passif | 173 |
| A.1 | Dimensions du liner passif | 173 |
| A.2 | Résultats de l'essai d'un liner passif dans un conduit rectangulaire avec écoulement | 174 |
| A.3 | Profil isolé (bruit de jet) | 177 |
| B | Résultats de mesures expérimental sur le concept actif | 178 |
| B.1 | Résultats d'optimisation de la cellule active | 178 |
| B.2 | Coefficient de couplage électro-mécanique | 180 |
| B.3 | Identification du controle Tube rectangulaire | 181 |
| B.4 | Résultat de mesure de couplage vibroacoustique | 182 |
| B.5 | Résultats des essais aéroacoustiques | 186 |
| C | Turbulence synthétique | 188 |
| C.1 | Modélisation de la source de tourbillon | 188 |
| C.2 | Calcul du spectre de la source | 189 |
| C.3 | Vitesse en fréquentiel | 193 |

Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | (a) : Différents composants du moteur d'un avion civil. (b) : Spectre de niveau acoustique du moteur. | 14 |
| 2.1 | Sources de bruit dans un turboréacteur à double flux | 17 |
| 2.2 | Composantes du bruit de soufflante d'après Moreau (gauche) et schéma du bruit d'interaction rotor-stator (droite). | 18 |
| 2.3 | Exemples de spectres du bruit de soufflante pour une soufflante en régime subsonique (gauche) et supersonique (droite). | 19 |
| 2.4 | Schéma d'une rafale de vitesse normale d'après Roger [111]. | 27 |
| 2.5 | Utilisation de matériaux absorbants dans la nacelle des turboréacteurs d'après Escoufflaire [113]. | 29 |
| 2.6 | Schéma des mécanismes de réduction du bruit d'interaction de turbulence par des matériaux poreux sur les aubes. Réduction de l'impact de la turbulence (gauche) et réduction de la propagation dans les canaux inter-aubes (droite). | 30 |
| 2.7 | Schéma de la structure du profil poreux étudié par Roger <i>et al.</i> [120] | 31 |
| 2.8 | Conception du profil poreux étudié par Bampanis & Roger [122]. | 31 |
| 2.9 | Mécanisme de réduction du bruit via un servo-moteur installé au bord de fuite [129]. | 32 |
| 2.10 | Schéma de fonctionnement d'un transducteur piézo-électrique [136]. | 33 |
| 2.11 | Exemple d'utilisation des matériaux piézoélectriques pour le contrôle des vibrations [143]. | 34 |
| 2.12 | Installation d'actionneurs dans une pale : Une coupe transversale d'une pale illustrant l'installation des actionneurs. | 35 |
| 2.13 | Exemple d'utilisation des patches piézo-électrique pour la réduction du bruit de la soufflante [148]. | 35 |
| 2.14 | Exemple d'utilisation de la méthode hybride de réduction bruit [133]. | 36 |
| 2.15 | Exemple de détermination de la pulsation de résonance ω_r et d'anti-résonance ω_a sur la courbe d'amplitude d'admittance $ Y $ | 37 |
| 2.16 | Schéma d'un régulateur de type LQR(Linear-Quadratic-Regulator) [153]. | 38 |
| 2.17 | Schéma d'un régulateur de type LQG(Linear-Quadratic-Gaussian) [153]. | 39 |
| 2.18 | Modèle électromécanique équivalent d'un transducteur piézoélectrique connecté à un shunt. | 40 |
| 2.19 | Schéma d'un shunt résistif. | 40 |
| 2.20 | Lieu des pôles pour un circuit shunt résistif [161]. | 41 |
| 2.21 | Schéma d'un shunt à capacité négative. | 41 |
| 2.22 | Schéma électrique d'un shunt à capacité négative [162]. | 42 |
| 2.23 | Schéma électrique d'un shunt à capacité négative [162]. | 43 |
| 3.1 | Structure du profil. | 45 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.2 | Composition des échantillon testés en conduit.(1) : Structure rigide, (2) : matériaux poreux, (3) : grille rigide et (4) : tissu métallique. | 46 |
| 3.3 | Banc d'essai. | 47 |
| 3.4 | Modèle du banc d'essai. | 47 |
| 3.5 | Differente partie de l'échantillon. | 48 |
| 3.6 | Les échantillons : (1), (2) et (3) représentent, respectivement, une petite cavité (small cavity), une cavité moyenne (average cavity) et une grande cavité (wide cavity). (4) : la vue de dessus de l'échantillon (tissu métallique). (5) : couvercle.(6) échantillon rigide. | 48 |
| 3.7 | Coefficient de réflexion R_a de l'essai sans écoulement avec différentes configurations : PF (Mousse de Polyphone), MF (Mousse de Mélamine), NF (Cavité vide), Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité). | 50 |
| 3.8 | Résultats d'essai sans écoulement pour le liner avec une cavité petite (Small-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. | 51 |
| 3.9 | Résultats d'essai sans écoulement pour le liner avec une cavité moyenne (Avg-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. | 52 |
| 3.10 | Résultats d'essai sans écoulement pour le liner avec une cavité large (Wide-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. | 52 |
| 3.11 | Résultats d'essai sans écoulement pour le liner rempli par la mousse de Mélamine . (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (-) : cavité large (Wide cavity). (-) : Cavité moyenne (Average cavity). (-) : Cavité petit (Small cavity). | 53 |
| 3.12 | Coefficient de réflexion R_a de l'essai avec une vitesse d'écoulement $U_0=20 \text{ ms}^{-1}$ avec différentes configurations : PF (Mousse de Polyphone), MF (Mousse de Mélamine), NF (Cavité vide), Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité). 54 | 54 |
| 3.13 | Coefficient de réflexion R_a de l'essai avec une vitesse d'écoulement $U_0=40 \text{ ms}^{-1}$ avec différentes configurations : PF (Mousse de Polyphone), MF (Mousse de Mélamine), NF (Cavité vide), Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité). 54 | 54 |
| 3.14 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$ (mousse de mélamine). (a) : coefficient d'absorption.(b) : Perte d'insertion à incidence rasante. Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité). | 55 |
| 3.15 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40 \text{ ms}^{-1}$ (mousse de mélamine). (a) : coefficient d'absorption.(b) : Perte d'insertion à incidence rasante. Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité). | 55 |
| 3.16 | Profil aérodynamique NACA-7310 normalisé par rapport au corde. | 56 |
| 3.17 | CAO du squelette du profil. | 57 |
| 3.18 | Le profil fabriqué en 3D par frittage de poudre après rupture a cause des efforts aérodynamiques. | 57 |
| 3.19 | Le profil passif.(a) :extrados du profil sans la toile métallique tissée, (b) : intrados du profil sans la toile métallique tissée, (c) : extrados avec la toile métallique tissée, (d) : intrados du profil avec la toile métallique tissée. (e) vue sur le côté droite du profil montrent la forme du profil complet. | 58 |
| 3.20 | Schéma représentatif de la configuration expérimentale : (1) grille de turbulence, (2) profil aérodynamique, et (3) microphone placé à un angle de -30 degrés par rapport à l'écoulement moyen. | 59 |
| 3.21 | Photos de la configuration expérimentale. (a) : Sortie de soufflerie et profil installé. (b) : Salle d'essai. | 59 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.22 | SPL en [dB] pour le microphone "mic :1" à -30° de l'axe de l'écoulement. | 60 |
| 3.23 | SPL en [dB] pour le microphone "mic :13". à -150° de l'axe de l'écoulement | 60 |
| 3.24 | SPL en [dB] en fonction de la fréquence pour le microphone "mic :1"($\theta = -30^\circ$). (-) : ligne continue décrit le profil de référence, (- -) : ligne discontinue décrit le profil poreux et chaque couleur correspondant a une vitesse d'écoulement moyenne | 61 |
| 3.25 | SPL en [dB] en fonction de la fréquence pour le microphone "mic :13"($\theta = -150^\circ$). (-) : ligne continue décrit le profil de référence, (- -) : ligne discontinue décrit le profil poreux et chaque couleur correspondant a une vitesse d'écoulement moyenne | 61 |
| 3.26 | Directivité du champ acoustique (OASPL) calculée sur la bande de fréquence [100 Hz ; 5000 Hz], (a) : Directivité pour les vitesses d'écoulement moyennes $U_0 \in \{30 \text{ m s}^{-1}, 50 \text{ m s}^{-1}\}$ et (a) : Directivité pour les vitesses d'écoulement moyennes $U_0 \in \{80 \text{ m s}^{-1}, 100 \text{ m s}^{-1}\}$ | 62 |
| 3.27 | La puissance acoustique estimée en fonction de la fréquence. (-) : ligne continue décrit le profil de référence, (- -) : ligne discontinue décrit le profil poreux et chaque couleur correspondant à une vitesse d'écoulement moyenne. | 63 |
| 3.28 | OGV (Outlet Guide Vane). (a) : Vue complète ; (b) : Zoom sur la grille. | 64 |
| 3.29 | Schéma représentatif de la grille d'aube linéaire étudiée. | 65 |
| 3.30 | Photos de la configuration expérimentale. (a) : vue de l'extrados des profils et (b) : vue montre l'installation. | 66 |
| 3.31 | (a) : Grille de turbulences. (b) : barreau circulaire pour étudier le bruit tonal. | 66 |
| 3.32 | Schéma représentatif de veine d'essai et placement de la grille de turbulences ainsi que de la grille d'aubes. | 67 |
| 3.33 | Schéma de la veine d'essai et photo des sondes fil chaud installées à l'amont. | 68 |
| 3.34 | Distribution des points de mesure sur la surface du profil central de référence. | 69 |
| 3.35 | Emplacement des microphones de mesure. | 69 |
| 3.36 | Profils transversaux de la pression statique relative en amont de la grille pour les vitesses d'écoulement en amont : 45 m/s (noir), 75 m/s (bleu) et 100 m/s (rouge). | 70 |
| 3.37 | Profils de vitesse moyenne normalisés mesurés à 0,2 m en amont de la cascade, sans la grille de turbulence, pour les vitesses d'écoulement amont : 45 m/s (noir) et 100 m/s (rouge). 71 | 71 |
| 3.38 | Densité spectrale de puissance de la composante de vitesse axiale mesurée à 0,2 m en amont de la grille. (a) : modèle de Liepmann et (b) : modèle de Von Karman. | 71 |
| 3.39 | Pression statique mesurée sur la surface du profil central de référence (Baseline) pour $\alpha_c = 13^\circ, 16^\circ, 21^\circ$ et 29° | 73 |
| 3.40 | Profils de vitesse moyenne mesurés en aval des aubes, normalisés par la vitesse moyenne au milieu d'un canal inter-aubes. L'angle de la ligne de front de la cascade est $\alpha_c = 21^\circ$ et l'écoulement amont a une vitesse $U_0 = 46 \text{ m/s}$ (a) et $U_0 = 100 \text{ m/s}$ (b). | 74 |
| 3.41 | Profils de vitesse RMS mesurés en aval des aubes, normalisés par la vitesse moyenne au milieu d'un canal inter-aubes. L'angle de la ligne de front de la cascade est $\alpha_c = 21^\circ$ et l'écoulement amont a une vitesse $U_0 = 46 \text{ m/s}$ (à gauche) et $U_0 = 100 \text{ m/s}$ (à droite). | 75 |
| 3.42 | Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 21^\circ$, $\theta = -60^\circ$ et $\theta = -90^\circ$ | 76 |
| 3.43 | Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 21^\circ$ $\theta = 60^\circ$ et $\theta = 90^\circ$ | 76 |
| 3.44 | Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 16^\circ$ | 77 |
| 3.45 | Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 29^\circ$ | 77 |
| 3.46 | Différence de densité de puissance acoustique $SPL_R - SPL_P$ pour une mesure à $\theta = -60^\circ$. 77 | 77 |
| 3.47 | Différence de densité de puissance acoustique $SPL_R - SPL_P$ pour une mesure à $\theta = 60^\circ$. 78 | 78 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.48 | Directivité de la densité spectrale de puissance acoustique (OASPL) intégrée sur la bande de fréquence [200 Hz;10 KHz]. | 79 |
| 3.49 | Puissance acoustique rayonnée par la grille d'aubes pour $\alpha_c = 21^\circ$ | 79 |
| 3.50 | Puissance acoustique rayonnée par la grille d'aubes pour $\alpha_c = 29^\circ$ | 80 |
| 3.51 | Évolution de la puissance acoustique rayonné par la grille d'aube en fonction du logarithme décimal de la vitesse U_0 | 80 |
| 3.52 | SPL mesuré au microphone en amont (#1) pour une angle d'attaque $\alpha_c = 21^\circ$ et une vitesse d'écoulement équivalent a $M=0.53$ | 81 |
| 3.53 | Schéma du réseau linéaire de microphones en amont, et des perturbations de pression se propageant en amont et en aval. | 81 |
| 3.54 | Régions du spectre nombre d'onde-fréquence $\phi_{pp}(k_x, \omega)$ correspondant aux perturbations de pression en amont ou en aval associées aux ondes acoustiques ou à la couche limite turbulente. | 82 |
| 3.55 | Spectre nombre d'onde-fréquence Φ_{pp} pour le cas de référence ($M = 0,34$ ($U_0 = 117$ m/s) et $\alpha_c = 21^\circ$). | 83 |
| 3.56 | Spectre de fluctuation de pression en amont du profil estimé a l'aide de l'antenne microphonique linéaire en amont de la grille d'aubes. | 83 |
| 3.57 | Schéma représentant la position du barreau dans le montage. | 84 |
| 3.58 | Densité spectrale de puissance pour une excitation turbulente tonale ($\theta = -90^\circ$ et $\alpha_c = 21^\circ$). | 85 |
| 3.59 | Directivité de la densité spectrale de puissance intégrée sur la bande de fréquence [200 Hz; 10 kHz] pour une excitation turbulente tonale à $U_0 = 117$ m/s et 182 m/s. | 86 |
| 4.1 | Schéma représentatif du profil actif. | 89 |
| 4.2 | Schéma représentatif du profil actif. | 89 |
| 4.3 | Schéma de la structure des cellules actives. | 90 |
| 4.4 | Schéma de du concept de polarisation radiale des transducteurs (système 1). | 90 |
| 4.5 | Schéma de du concept de polarisation radiale des transducteurs (système 2). | 91 |
| 4.6 | (a) : k_{eff}^2 du premier mode en fonction (où k_{eff1}) de l'épaisseur de la peau pour un patch centré en mode d_{31} du système 1. (b) k_{eff}^2 du premier mode en fonction de l'épaisseur de la peau pour un stack centré en mode d_{33} système 2. Dans les deux cas, peau en acier, $L_e=20$ mm, $f_{moy1}=1500$ Hz, L_p et e_p choisis de manière optimale. | 91 |
| 4.7 | Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (sans "pastille" centrale). | 92 |
| 4.8 | Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (avec "pastille" centrale). | 92 |
| 4.9 | Architecture de la cellule. ■ : PZT-5A, ■ : Corps de la cellule. (fils noirs) : Connexions à la masse. (fils rouges) : Alimentation électrique. → : décrit la polarisation. | 93 |
| 4.10 | Plaque (support) de montage des cellules. | 93 |
| 4.11 | Schéma représentatif de la plaque.(-) : connexion a la masse et (-) : connexion avec la circuit du contrôle. | 94 |
| 4.12 | | 94 |
| 4.13 | Conception de la cellule pour une résonance à $f=1500$ Hz (système 2 en mode d_{33}). e_r est la distance entre la peu et le transducteur. e_m hauteur de la masse. | 94 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.14 | Évolution du couplage effectif électromécanique modal (premier mode de flexion) de la membrane en fonction de l'épaisseur de la peau pour trois épaisseurs de rainure et différents poids ajoutés (prototype d_{33} , $e_p=2\text{mm}$). La peau est en aluminium, $L_e=40$ mm, $L_m=35$ mm, $f_{moy1}=1500\text{Hz}$ et L_p sélectionné de manière optimale. | 95 |
| 4.15 | Schéma du montage de la cellule pour sa caractérisation électromécanique | 95 |
| 4.16 | Photos de la plaque active (support des 5 cellules) et de l'analyseur d'admittance. | 96 |
| 4.17 | Diagramme de Bode des mesures d'admittance effectuées. | 96 |
| 4.18 | Schéma représentatif de l'expérience effectuée et les point de mesure choisie pour l'ensemble des cellule. | 98 |
| 4.19 | Photos de l'installation expérimentale.(1) : plaque suspendue, C1 a C5 les cellule actives.(2) alimentation des cellules.(3) : masses. (4) : carte d'activation.(5) : fils de suspension. (6) : vibromètre laser PSV-500 (7) :système d'acquisition Polytec. (8) :unité de contrôle. | 99 |
| 4.20 | Diagramme de Bode des mesures de vitesse faites sur les cellules au niveau du point (13,9) . | 99 |
| 4.21 | Déformées opérationnelle de la cellule C1 aux fréquence $f=2375$ et 3570 | 100 |
| 4.22 | Schéma de la configuration expérimentale. | 101 |
| 4.23 | Figure de mesure d'impédance. (1) : faisceau laser du vibromètre,(2) :microphone,(3) :pot vibrant et de C1 à C5 correspond au cinq cellules. | 102 |
| 4.24 | Schéma de la connexion entre l'unité de contrôle et les cellules actives. | 103 |
| 4.25 | Schéma de contrôle d'impédance négative. | 104 |
| 4.26 | Mesures expérimentales des FRF $H_i(f)$:(a) $H_1(f)$ du circuit de contrôle d'impédance de l'entrée (DAC) à la sortie (ADC), (b) $H_2(f)$ de l'entrée du circuit de contrôle d'impédance (DAC) au signal du vibromètre y_2 | 104 |
| 4.27 | Mesures expérimentales des FRF $H_i(f)$:(a) $H_3(f)$ de l'excitation externe (pot vibrant) à la sortie du circuit de contrôle d'impédance (ADC), (b) de l'excitation externe (pot vibrant) au signal du vibromètre. | 105 |
| 4.28 | Fonctions calculées $H_{c,j}(f)$ et $\alpha_j(k_j)$ pour chaque cellule j avec $k_j \in [0.5 \times 10^{-5} : 2 \times 10^{-5}]$: (a) cellule C1 et (b) cellule C2. | 106 |
| 4.29 | Schéma équivalent de transfert optimal $\hat{H}_{0,j}$ | 107 |
| 4.30 | Capacité négative idéale $H_{0,j}$ et sa forme adapté au mesure en temps réel $H_{0,j}$ | 108 |
| 4.31 | Densité spectrale de puissance du signal capté par le vibromètre en fonction de la fréquence, lors d'une excitation de la cellule C3 à l'aide d'un pot vibrant. | 108 |
| 4.32 | Densité spectrale de puissance du signal mesuré par le microphone de proximité en fonction de la fréquence, lors d'une excitation de la cellule C3 à l'aide d'un pot vibrant. | 109 |
| 4.33 | Conception de cellule pour un premier mode à $f=1500$ Hz. | 110 |
| 4.34 | Schéma représentatif de la manipulation expérimentale. | 111 |
| 4.35 | Photos de la manipulation expérimentale : (a) vue en aval (b) vue en amont, (1) source acoustique, (2) échantillon actif, (3) terminaison anéchoïque, (4) vibromètre laser. | 112 |
| 4.36 | Schéma représentatif du système dynamique. | 113 |
| 4.37 | FRF mesurées $H_{i1}(f)$ de chaque cellule au vibromètre laser. | 114 |
| 4.38 | FRF mesurées $H_{i2}(f)$ de chaque cellule au vibromètre laser. | 114 |
| 4.39 | Cohérences spectrales mesurées $C_{i1}(f)$ et $C_{i2}(f)$ | 115 |
| 4.40 | Estimation modale $\hat{H}_{11}(f)$, $\hat{H}_{21}(f)$ et $\hat{H}_{31}(f)$ respectivement par rapport aux fonctions de transferts mesurées $H_{31}(f)$, $H_{31}(f)$ et $H_{31}(f)$ | 116 |
| 4.41 | Schéma du contrôleur K_i | 118 |

| | | |
|------|---|-----|
| 4.42 | Schéma final système dynamique. | 118 |
| 4.43 | Densité spectrale de puissance (PSD) du signal du microphone aval #3 pour toutes les valeurs de vitesse d'écoulement, AC : Contrôle Actif. | 119 |
| 4.44 | Densité spectrale de puissance (PSD) du signal du microphone amont #2 pour toutes les valeurs de vitesse d'écoulement, AC : Contrôle Actif. | 119 |
| 4.45 | Effet du contrôle actif en [dB] sur la PSD du signal du microphone aval n°3 pour toutes les valeurs de vitesse d'écoulement. | 120 |
| 4.46 | Perte de transmission et perte d'insertion estimé pour les tous les mesures | 120 |
| 4.47 | Comparaison entre la perte d'insertion de la plaque active et celle de la plaque passive (Wide-SC Figure 3.6) testée dans le chapitre sur le concept passif (Section 3.3) sans écoulement. | 121 |
| 4.48 | Valeur RMS du signal de contrôle pour chaque cellule et pour toutes les valeurs de vitesse du flux d'air, $u_1(t)$ sans écoulement d'air et avec un flux d'air à vitesse maximale. | 121 |
| 4.49 | Profil actif utilisé. (a) : vue de coupe sur le profil (■ :PZT-5A, ■ : corps en aluminium, ■ : corps en polymère). (b) : profil fabriqué((1),(2) et (3) respectivement les cellule C1,C2 et C3. (4) : bord d'attaque, (5) : bord de fuite.(6) fils électriques). | 122 |
| 4.50 | Schéma de la soufflerie (a) et de la grille de turbulence (b). | 123 |
| 4.51 | Schéma et photo représentatif de la manipulation : (1) : grille de turbulence.(2) : profil rigide. (3) : profil actif. | 124 |
| 4.52 | Positions des microphones et des cellules actives.(1) à (6) respectivement les microphones de #1 a #6. (8),(9) et (10) respectivement les cellules C1, C2 C3. (11) et (12) : profils rigides. (13) : grille métallique de turbulence. (14) : Poils en fibre synthétique. | 124 |
| 4.53 | Description du contrôle. (a) : Schéma de contrôle. (b) : zoom sur l'installation sur le profil. 125 | |
| 4.54 | Évolution de la PSD de pression avec et sans la grille d'aubes. (-) soufflerie sans la grille d'aubes. (-*) grille d'aubes montée dans la soufflerie mais le contrôle est désactivé. | 126 |
| 4.55 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour le microphone de contrôle #1 à proximité du bord de fuite du profil. | 127 |
| 4.56 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Microphone de contrôle #1. | 127 |
| 4.57 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour le microphone de contrôle #5 à proximité du bord de fuite du profil. | 128 |
| 4.58 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Microphone de contrôle #5. | 128 |
| 4.59 | Photos de la configuration expérimentale avec le profil actif seul.(1) : Profil actif, (2) : Anémomètre, (3) : Pont de courant de Howland, (4) : Alimentation des cellules. | 129 |
| 4.60 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour le microphone de contrôle #1 à proximité du bord d'attaque du profil. | 129 |
| 4.61 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Microphone de contrôle #1; profil isolé. | 130 |
| 5.1 | Représentation de l'injection des tourbillons dans le domaine. | 135 |
| 5.2 | Exemple de corrélation entre deux point P_1 et P_2 séparé par le vecteur r_x dans la direction \vec{e}_x et par le vecteur r_y dans la direction \vec{e}_y | 137 |
| 5.3 | Spectre de Von Kármán des fluctuations de vitesse normale Φ_{yy} pour $M = 0.5$, $T_I = 0.025$ et $\Lambda = 0.1 \text{ m}$ | 139 |
| 5.4 | Fonction de forme du vecteur potentiel $\vec{\Psi}$ pour $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$. 140 | |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.5 | Fonction de forme g_x pour $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$ | 140 |
| 5.6 | Fonction de forme g_y pour $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$ | 140 |
| 5.7 | (a) Densité de probabilité et (b) variation de la phase aléatoire φ de la source en fonction de la fréquence angulaire ω | 141 |
| 5.8 | Composante de la source de vorticité S_{mx} et S_{my} pour $M=0.5$, $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$ | 142 |
| 5.9 | Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_x (parallèle à l'écoulement) | 143 |
| 5.10 | Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_y (normale à l'écoulement) | 143 |
| 5.11 | Géométrie et maillage pour la Simulation de la convection du champ de fluctuation de vitesse impos e. La taille des éléments est adaptée pour représenter un nombre d'onde maximal de $k_x = 3 \text{ m}^{-1}$ | 144 |
| 5.12 | fluctuation de vitesse \hat{u}'_y en ms^{-1} | 144 |
| 5.13 | fluctuation de vitesse \hat{u}'_x en ms^{-1} | 145 |
| 5.14 | Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa]. | 145 |
| 5.15 | Fluctuation de masse volumique $\hat{\rho}'$ en $[\text{kg}/\text{m}^3]$ | 145 |
| 5.16 | Spectre de fluctuation de vitesse normale Φ_{yy} mesur e au point de coordonnées $(x=-1 \text{ m}, y=0 \text{ m})$ | 146 |
| 5.17 | Représentation des composantes de la source de vorticité inject e sur la ligne $x_c = -2$ | 147 |
| 5.18 | Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_x (parallèle à l'écoulement). | 148 |
| 5.19 | Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_y (normale à l'écoulement). | 148 |
| 5.20 | Fluctuation de vitesse normale imposée en ms^{-1} | 148 |
| 5.21 | Fluctuation de vitesse normale \hat{u}'_y en m/s le long de la ligne $y = 0$ | 149 |
| 5.22 | Fluctuation de vitesse longitudinale \hat{u}'_x en ms^{-1} | 149 |
| 5.23 | Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa]. | 149 |
| 5.24 | Fluctuation de masse volumique $\hat{\rho}'$ en $[\text{kg}/\text{m}^3]$ | 150 |
| 5.25 | Spectre de fluctuation de vitesse normale Φ_{yy} mesur e au point de coordonnées $(x=-1 \text{ m}, y=0 \text{ m})$ | 150 |
| 5.26 | Description de la géométrie et du maillage du modèle. (a) : Géométrie et (b) : Maillage. | 151 |
| 5.27 | Profil finale à utiliser dans les prochaines calculs. | 151 |
| 5.28 | Maillage du modèle au bord de fuite et au bord d'attaque. | 152 |
| 5.29 | Schéma représentatif des conditions aux limites pour la résolution de l'écoulement potentiel. | 154 |
| 5.30 | Contours de vitesse $ \vec{U}_0 $ et lignes de courant pour un écoulement uniforme (a) et potentiel (b) pour $M=0.5$ | 154 |
| 5.31 | Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 5 \text{ m}^{-1}$ ($f = 136 \text{ Hz}$). | 155 |
| 5.32 | Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ ($f = 273 \text{ Hz}$). | 155 |
| 5.33 | Pression surfacique pour le modèle d'Amiet, simulation avec écoulement uniforme (<i>Sim_UF</i>) et simulation avec écoulement potentiel (<i>Sim_PF</i>) pour $k_x \in \{5, 10, 15, 20, 25\} \text{ m}^{-1}$ et $M = 0.5$ | 156 |
| 5.34 | Puissance acoustique en fonction de la fr equance. (-) : courbe de la puissance acoustique pour un écoulement uniforme. (-o-) : courbe de la puissance acoustique pour un écoulement potentiel. | 157 |
| 5.35 | Modèle d'écoulement dans une conduite rectangulaire utilis e par NASA/LARC [201]. | 158 |
| 5.36 |  volution de la résistance et de la réaction de l'impédance du liner du benchmark NASA/LARC [201] (courbes numérisées). | 158 |
| 5.37 | Schéma représentatif du modèle numérique. | 158 |

| | | |
|------|---|-----|
| 5.38 | (a) Géométrie et (b) maillage utilisés dans le modèle numérique. La ligne rouge indique la région où l'impédance sera appliquée. | 159 |
| 5.39 | Partie réelle de la pression pour la fréquence $f = 1500\text{Hz}$. (a) : Paroi rigide ; (b) : Liner avec impédance. | 159 |
| 5.40 | Comparaison entre la simulation et les résultats NASA/LARC. | 160 |
| 5.41 | Amplitude $ Z_n /\rho_0c_0$ et phase ϕ des valeurs d'impédance utilisées. | 161 |
| 5.42 | Distribution des valeurs d'impédance optimales (en rouge) dans le plan polaire d'amplitude $ Z_n /\rho_0c_0$ et de la phase ϕ | 161 |
| 5.43 | Puissance acoustique en dB par rapport aux valeurs d'impédance simulées et au spectre de puissance acoustique du profil rigide. | 162 |
| 5.44 | Variation de l'amplitude Z_n/ρ_0c_0 et de la phase ϕ de l'impédance optimale trouvée en fonction de la fréquence (ou du nombre d'onde). | 162 |
| 5.45 | Variation de la résistance R/ρ_0c_0 et de la réactance X/ρ_0c_0 de l'impédance optimale trouvée en fonction de la fréquence (ou du nombre d'onde). | 163 |
| 5.46 | Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 5\text{ m}^{-1}$ ($f = 136\text{ Hz}$). | 163 |
| 5.47 | Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 10\text{ m}^{-1}$ ($f = 273\text{ Hz}$). | 164 |
| 5.48 | Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 20\text{ m}^{-1}$ ($f = 546\text{ Hz}$). | 164 |
| 5.49 | Variation de la pression surfacique p_{rms} calculée sur la surface du profil pour les valeurs d'impédance optimales. | 165 |
| 5.50 | (a) :Puissance acoustique émise par le profil. (o) : puissance acoustique correspondant aux valeurs d'impédance testée. (—) : puissance acoustique du profil rigide. (- -) : Puissance acoustique ciblé. (Δ) : puissance acoustique la plus proche de la cible parmi les valeurs d'impédance testées. (b) : réduction obtenue | 165 |
| 5.51 | Évolution de l'amplitude de l'impédance $ Z_n /\rho_0c_0$ et de la phase de l'impédance ϕ en fonction de la fréquence (nombre d'onde k_x) pour une réduction d'environ 10 dB . (a) : amplitude ; (b) : phase. | 166 |
| 5.52 | Évolution de la résistance R/ρ_0c_0 et de réactance X/ρ_0c_0 en fonction de la fréquence (nombre d'onde k_x) pour une réduction d'environ 10 dB | 166 |
| 5.53 | Description de la géométrie et du maillage du modèle. (a,b) Géométrie et (c) maillage du modèle. | 167 |
| 5.54 | Évolution de la puissance acoustique du profil NACA 4-digit 0012 en fonction de la fréquence. | 167 |
| A.1 | Dimensions de liner passif. (a) : Cellule large. (b) : Cellule moyenne et (c) : Cellule petite. | 173 |
| A.2 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20\text{ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité petite (Small-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (-) : liner rigide. (-) : Cavité vide sans mousse poreuse. (-) : Cavité remplie de mousse de Mélamine . (-) : Cavité remplie de mousse de Polyphone | 174 |
| A.3 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20\text{ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité moyenne (Avg-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (-) : liner rigide. (-) : Cavité vide sans mousse poreuse. (-) : Cavité remplie de mousse de Mélamine . (-) : Cavité remplie de mousse de Polyphone | 174 |
| A.4 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20\text{ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité large (Wide-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (-) : liner rigide. (-) : Cavité vide sans mousse poreuse. (-) : Cavité remplie de mousse de Mélamine . (-) : Cavité remplie de mousse de Polyphone | 175 |

| | | |
|------|--|-----|
| A.5 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40ms^{-1}$ pour le liner avec une cavité petite (Small-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (-) : liner rigide. (-) : Cavité vide sans mousse poreuse. (-) : Cavité remplie de mousse de Mélamine . (-) : Cavité remplie de mousse de Polyphone | 175 |
| A.6 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40ms^{-1}$ pour le liner avec une cavité moyenne (Avg-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (-) : liner rigide. (-) : Cavité vide sans mousse poreuse. (-) : Cavité remplie de mousse de Mélamine . (-) : Cavité remplie de mousse de Polyphone | 176 |
| A.7 | Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40ms^{-1}$ pour le liner avec une cavité large (Wide-SC). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (-) : liner rigide. (-) : Cavité vide sans mousse poreuse. (-) : Cavité remplie de mousse de Mélamine . (-) : Cavité remplie de mousse de Polyphone | 176 |
| A.8 | SPL (bruit de jet et profil passif) en [dB/Hz] pour le microphone "mic :1", $\theta = -30^\circ$. . . | 177 |
| A.9 | SPL (bruit de jet et profil passif) en [dB/Hz] pour le microphone "mic :13", $\theta = -150^\circ$. . . | 177 |
| B.1 | Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (sans "pastille" centrale) | 179 |
| B.2 | Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (avec "pastille" centrale) | 179 |
| B.3 | Estimation modale $\hat{H}_{21}(f)$ par rapport à la fonction de transfert mesurée $H_{21}(f)$ | 181 |
| B.4 | Estimation modale $\hat{H}_{31}(f)$ par rapport à la fonction de transfert mesurée $H_{31}(f)$ | 181 |
| B.5 | Fonctions calculées $H_{c,j}(f)$ et $\alpha_j(k_j)$ pour chaque cellule j avec $k_j \in [0.5 \times 10^{-5} : 2 \times 10^{-5}]$: (a) C3, (b) C4 et (c) C5 | 182 |
| B.6 | Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de vibro-mètre par rapport à la fréquence. | 183 |
| B.7 | Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de vibro-mètre par rapport à la fréquence. | 184 |
| B.8 | Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de microphone de proximité par rapport à la fréquence. | 184 |
| B.9 | Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de microphone de proximité par rapport à la fréquence. | 185 |
| B.10 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain, avec et sans la grille d'aubes. (-) soufflerie sans la grille d'aubes. (-*-) grille d'aubes montée dans la soufflerie mais le contrôle est désactivé. | 186 |
| B.11 | Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. (-) contrôle désactivé. (-*-) contrôle activé. | 187 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 3.1 | Positions des microphones et de l'échantillon par rapport au modèle représenté par la Figure 3.4. | 47 |
| 3.2 | Propriétés de l'écoulement turbulent déduites à partir des mesures au fil chaud à l'amont. | 73 |
| 3.3 | Fréquence des harmoniques en fonction de la vitesse d'écoulement moyenne. | 85 |
| 4.1 | Coefficients de couplage électromécanique effectifs pour les différentes cellules. | 97 |
| 4.2 | Volume déplacé en m^3 par chaque cellule par rapport aux fréquences des modes repérés. | 101 |
| 4.3 | Valeurs de gain $k_{j,opt}$ et phase $\phi_{j,opt}$ optimales utilisées. | 107 |
| 4.4 | Valeur moyenne de l'atténuation sur une bande passante de 600 Hz pour les mesures de pression acoustique et de vibrations. | 109 |
| 4.5 | Paramètre d'identification. | 115 |
| 5.1 | Paramètres de maillage. | 143 |
| 5.2 | Paramètres du calcul analytique. | 147 |
| 5.3 | Description des différentes régions de domaine de calcul. | 152 |
| 5.4 | Paramètres de maillage. | 152 |
| 5.5 | Paramètres de calcul. | 153 |
| B.1 | Propriétés des différents matériaux | 178 |
| B.2 | Coefficients de couplage électromécanique effectifs pour les différentes cellules | 180 |
| B.3 | Les paramètres de mesures | 186 |

Chapitre 1

Introduction

Le bruit des transports est l'une des nuisances majeures pour les populations se trouvant à proximité de grandes infrastructures, et particulièrement des aéroports. Dans le domaine du transport aérien, les prévisions d'augmentation du trafic aérien sont de 4.6% par an entre 2012 et 2032. Afin de limiter l'exposition sonore aux alentours des aéroports, l'organisation de l'aviation Civile Internationale (OACI) définit des réglementations contraignantes auxquelles les avionneurs et les motoristes doivent se conformer. Les sources de bruit aéronautiques sont nombreuses et on distingue en général deux grandes catégories : le bruit de cellule (dû aux trains d'atterrissage, aux becs et volets hypersustentateurs, etc.) et le bruit des systèmes de propulsion (dû au jet, à la soufflante, la combustion, la turbine, etc.). Les évolutions des architectures de turboréacteurs lors des dernières décennies a vu une augmentation importante du taux de dilution, ce qui implique que c'est l'étage de soufflante qui est responsable de la majorité de la poussée pour les moteurs modernes. En conséquence, le bruit de soufflante (qui inclut le bruit généré par la soufflante et par le redresseur situé en aval) est devenu l'une des sources prépondérante du bruit des moteurs, particulièrement en condition d'approche. L'étage de soufflante est responsable à la fois d'un bruit tonal dû aux sillages périodiques se développant en aval de la soufflante qui interagissent avec le redresseur, et d'un bruit à large bande. Ce dernier est associé aux structures fines de la turbulence se développant dans les couches limites des aubes ainsi qu'à la turbulence dans le sillage de la soufflante qui interagit avec le redresseur.

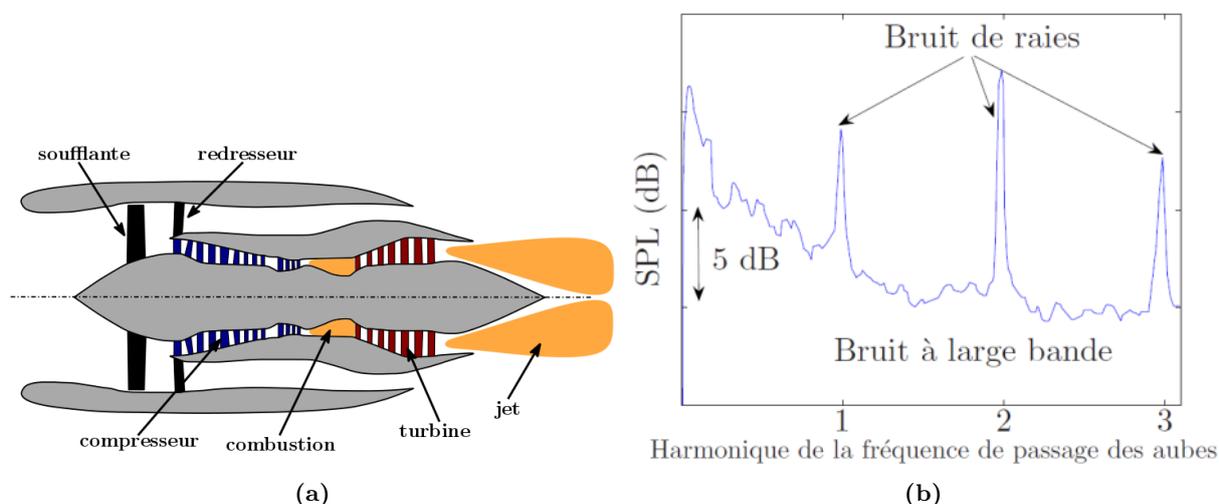


Figure 1.1. (a) : Différents composants du moteur d'un avion civil. (b) : Spectre de niveau acoustique du moteur.

Afin de réduire le bruit généré par l'étage de soufflante, des solutions de types passives ou actives appliquées aux aubes du redresseur sont à l'étude. Parmi les solutions passives (sans apport d'énergie), on peut citer des modifications de la géométrie des aubes ou encore l'utilisation de matériaux absorbants acoustiques sur la surface de ces structures. Les dispositifs actifs, eux, nécessitent un apport d'énergie et peuvent chercher à perturber les mécanismes responsables de la génération du bruit ou à contrôler la propagation dans les canaux inter-aubes afin de réduire le niveau global. Les dispositifs actifs sont plus complexes à mettre en œuvre, mais peuvent en principe s'adapter aux conditions de fonctionnement de la source à réduire, ce que ne permettent généralement pas les dispositifs passifs. Certains dispositifs de réduction du bruit de soufflante ont fait ou font l'objet d'études préliminaires, majoritairement expérimentales, et principalement dans des configurations de profils isolés. A ce jour, peu de travaux se sont intéressés à des configurations de grilles d'aubes (linéaires ou annulaires)

Cette thèse aborde la problématique du bruit aéroacoustique d'un OGV à travers quatre chapitres distincts. Le premier chapitre propose une revue bibliographique exhaustive, essentielle pour comprendre et approfondir les études réalisées.

Le deuxième chapitre se penche sur une solution passive, utilisant un matériau poreux et du tissu métallique. Il détaille initialement l'analyse de structures passives de traitement acoustique au sein d'un conduit rectangulaire afin d'évaluer l'impact d'un écoulement tangentiel. Puis, une exploration préliminaire est menée sur un profil isolé. L'étude se conclut sur une série d'essais aérodynamiques et acoustiques portant sur les bruits à large bande et tonals à l'aide d'une grille d'aubes.

Dans le troisième chapitre, l'attention se porte sur une solution active fondée sur l'emploi d'actionneurs piézoélectriques et le contrôle d'impédance via des capacités négatives. La conception des cellules actives est d'abord introduite, suivie d'une phase expérimentale de caractérisation du couplage électromécanique et des modes opérationnels. Les expérimentations se poursuivent avec l'étude du contrôle des vibrations induites sur les cellules actives. Une méthode de contrôle avancée est ensuite testée dans un conduit. Le chapitre se termine par la conception et les tests d'un profil aérodynamique actif équipé de ces cellules dans une soufflerie, en utilisant la régulation active.

Le dernier chapitre porte sur le développement et la mise en œuvre d'une méthode d'optimisation aéroacoustique basée sur des calculs par éléments finis. Cette méthode vise à simuler l'interaction entre un sillage turbulent et un profil aérodynamique en ajustant l'impédance acoustique à la surface de ce profil. L'objectif est d'identifier des valeurs d'impédance optimales qui seront utilisées dans les études futures pour améliorer le concept de réduction active du bruit.

Chapitre 2

Contexte et bibliographie

Table des matières

| | | |
|-------|---|----|
| 2.1 | Bruit d'interaction rotor-stator | 17 |
| 2.2 | Méthodes de prédiction du bruit d'interaction rotor-stator | 20 |
| 2.3 | Synthèse d'un écoulement turbulent | 23 |
| 2.3.1 | Méthodes par décomposition en modes de Fourier | 23 |
| 2.3.2 | Méthodes par filtrage d'un bruit blanc | 25 |
| 2.3.3 | Méthodes de tourbillons synthétiques | 26 |
| 2.3.4 | Spectres de turbulence homogène isotrope | 27 |
| 2.4 | Réduction passive de l'émission du bruit aéroacoustique | 29 |
| 2.5 | Réduction active de l'émission du bruit aéroacoustique | 32 |
| 2.5.1 | Matériau piézo-électrique | 33 |
| 2.5.2 | Utilisation des patch piézo-electrique pour la réduction du bruit | 34 |
| 2.5.3 | Coefficient de couplage électromécanique effectif | 36 |
| 2.5.4 | Contrôleur linéaire optimal | 37 |
| 2.5.5 | Contrôle de l'impédance via un circuit shunt | 39 |

Ce travail de thèse s'intéresse donc au bruit des turbomachines, et principalement au bruit généré par l'étage de soufflante des turboréacteurs à double flux. Un schéma de la répartition des différentes composantes du bruit des turboréacteurs est proposé en 2.1.

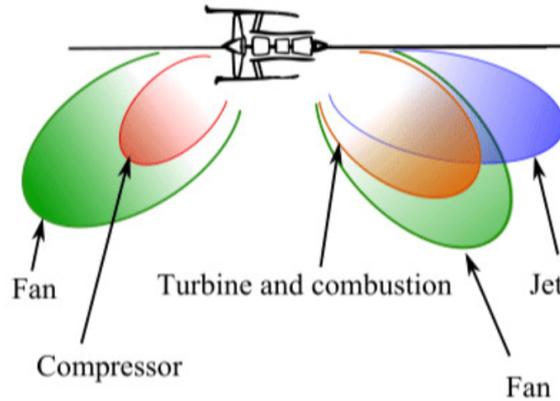


Figure 2.1. Sources de bruit dans un turboréacteur à double flux [1].

Comme mentionné en introduction, le bruit de soufflante est devenu une source prédominante en raison de l'évolution des moteurs vers des taux de dilution élevés. Ce bruit de soufflante peut à son tour être décomposé en un ensemble de composantes. Néanmoins, le présent travail se focalise sur la composante majeure appelée bruit d'interaction rotor-stator. Dans ce chapitre, le mécanisme de production du bruit d'interaction rotor-stator est présenté, ainsi que les stratégies de modélisation qui ont été développées dans la littérature. Un accent particulier est mis sur les méthodes de synthèse d'un champ de vitesse turbulent, qui sont par la suite utilisées au chapitre 5. Des stratégies passives et actives appliquées à des aubes de stator afin de réduire le bruit d'interaction rotor-stator ont été développées et testées dans ce travail de thèse. Des éléments de contexte et bibliographiques sur ces techniques sont donc aussi introduits dans ce chapitre.

2.1 Bruit d'interaction rotor-stator

Comme cela a déjà été évoqué, le bruit de soufflante est une source majeure du bruit des turboréacteurs modernes [2, 3, 4, 5, 6, 7], et cette tendance s'accroît à mesure que le taux de dilution (et donc le diamètre de la soufflante) augmente avec les nouvelles générations de moteurs. Le bruit de soufflante peut être décomposé en différentes composantes associées à des mécanismes de génération dont la prépondérance et le contenu fréquentiel diffèrent, et dont l'apparition peut dépendre des conditions de fonctionnement du moteur. Ces diverses composantes sont brièvement présentées ci-dessous et schématisées en Figure 2.2 :

- La composante prédominante, et qui est toujours présente quelque soit le régime de fonctionnement ou les conditions d'écoulement en entrée du moteur, est le bruit d'interaction rotor-stator. Ce bruit est généré par l'interaction des sillages des pales de la soufflante avec les aubes du redresseurs, aussi appelées OGV (Outlet Guide Vanes). En termes de contenu fréquentiel, cette source de bruit est responsable à la fois d'une composante tonale et d'une composante large bande [8, 7, 9, 10], tel que représenté sur la Figure 2.3 (gauche). La partie tonale est visible sous forme de raies qui apparaissent aux multiples de la fréquence de passage des pales de la soufflante, aussi appelée BPF (Blade Passing Frequency). Ce bruit tonal est produit lorsque la partie très cohérente des sillages

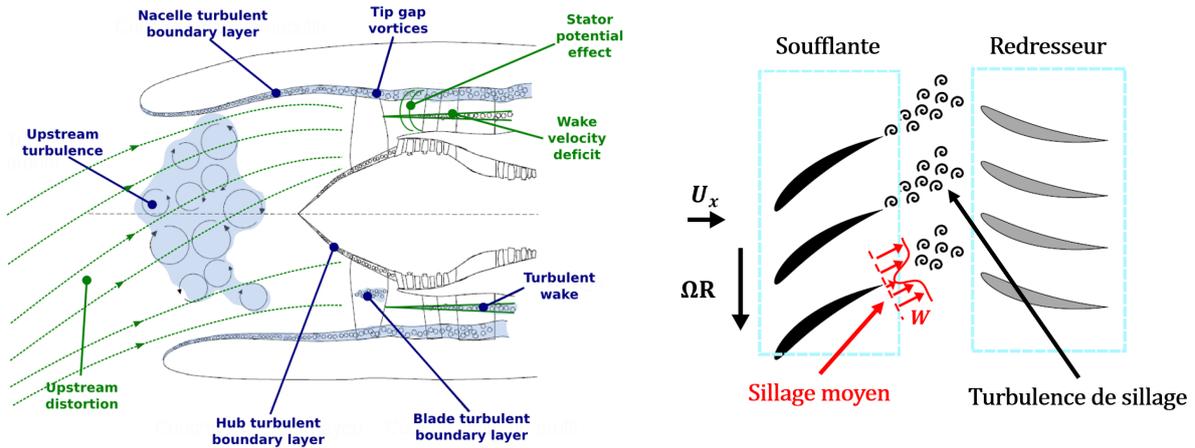


Figure 2.2. Composantes du bruit de soufflante d'après Moreau [5] (gauche) et schéma du bruit d'interaction rotor-stator (droite).

des pales de la soufflante, c'est à dire le déficit de vitesse moyen qui se développe en aval des pales, vient interagir avec les OGV, induisant des fluctuations de portances et donc des sources acoustique de type dipolaire. La partie large bande du bruit d'interaction rotor-stator est associée au contenu turbulent du sillage de la soufflante, de nature stochastique et qui couvre donc une large gamme de fréquence. Le mécanisme de génération de bruit est là aussi lié à l'interaction avec les OGV, de manière identique à la composante tonale, mais sur l'ensemble des fréquences présentes dans le sillage turbulent.

- Le bruit propre, est une source de bruit qui est associée à l'écoulement qui se développe à la surface des pales de la soufflante et des OGV. Elle est principalement composée du bruit de bord de fuite qui est généré lorsque les structures turbulentes des couches limites sont diffractées lors de leur passage au niveau du bord de fuite [11, 12]. Pour des régimes de fonctionnement réduits de la soufflante, une région de séparation de l'écoulement peut apparaître à proximité du bord d'attaque des pales de la soufflante et peut contribuer au bruit propre [13, 14, 15, 16].
- Le bruit de jeu est une composante du bruit de soufflante qui est associée à l'écoulement qui se développe dans l'espace situé entre l'extrémité des pales de la soufflante et le carter, appelé le jeu. Cet écoulement résulte du gradient de pression qui existe entre l'intrados et l'extrados des pales. Dans cette région de haute vitesse et fortement turbulente, des structures tourbillonnaires cohérentes sont formées (tourbillons de jeu). Ces structures peuvent entraîner l'apparition de sources acoustiques de nature quadripolaires (bruit de turbulence), et elles peuvent aussi être sources de bruit lors de leur interaction avec l'extrémité de la pale ou avec la pale adjacente [17, 18, 19].
- Lorsque la soufflante fonctionne à un régime de rotation élevé, une partie de l'envergure des pales peut devenir supersonique et des ondes de chocs vont alors se former et se propager vers l'amont de l'étage de soufflante, étant responsable d'une composante de bruit tonal [20, 21]. Les chocs qui se forment sur chacune des pales sont très sensibles à la géométrie de celles-ci et sont donc légèrement différents les uns des autres. La conséquence de ces différences est que ce bruit de choc génère des composantes harmoniques aux multiples de la fréquence de rotation du moteur (et non aux BPFs), comme illustré sur la Figure 2.3.
- Si l'écoulement moyen en entrée du moteur ne présente pas une symétrie axiale (distorsion de l'écoulement moyen), le passage périodique des pales dans cette distorsion entraîne des fluctuations de charges qui vont entraîner l'apparition d'une composante périodique additionnelle aux BPFs,

par un mécanisme similaire à celui de l'interaction entre les sillages de la soufflante et le redresseur [22, 23]. De plus, si l'écoulement en entrée comporte un taux de turbulence non négligeable, alors une composante de bruit large bande peut aussi apparaître lors de l'interaction de cette turbulence avec les pales de soufflante [24, 25].

- Une dernière source de bruit tonal aux BPFs peut se manifester dans des configurations où la distance entre les aubes du redresseur et les pales de la soufflante est faible. En effet, l'écoulement moyen autour des aubes du redresseur présente une zone potentielle qui est caractérisée par des variations de la pression moyenne dans une région située à l'amont des bords d'attaque. Ces variations de la pression moyenne décroissent rapidement avec la distance à l'amont du redresseur, mais si la soufflante est suffisamment proche, le passage des pales peut là aussi entraîner des fluctuations de charge périodiques et donc une source de bruit tonal [26].
- Enfin, une dernière source de bruit qui peut être mentionnée est liée à l'interaction des couches limites qui se développent sur des surfaces telles que le carter ou le moyeu, et qui vont interagir avec les pales de la soufflante pour générer du bruit à large bande.

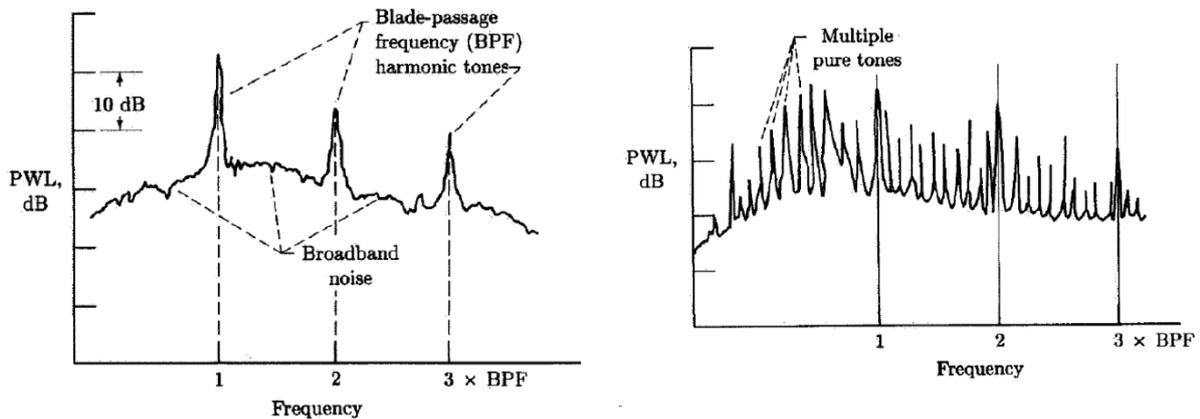


Figure 2.3. Exemples de spectres du bruit de soufflante pour une soufflante en régime subsonique (gauche) et supersonique (droite). Figures issues de [27, 28].

Comme déjà mentionné, le bruit d'interaction rotor-stator est la source prédominante parmi toutes celles décrites ci-dessus. Pour cette raison de nombreux travaux se sont concentrés sur cette source et sur les moyens de la réduire. Les travaux de Tyler & Sofrin [29] ont permis de montrer que, pour un redresseur homogène (dont toutes les aubes sont identiques), le bruit tonal lié à l'interaction rotor-stator est réparti sur un ensemble discret et limité de modes de conduit azimutaux qui ne dépendent que du nombre de pales de la soufflante et du nombre d'aubes du redresseur. Il est alors possible, par un choix astucieux de ces deux valeurs, d'assurer que les modes sur lesquels sont répartis le bruit correspondent à des modes évanescents, typiquement pour la première BPF. Ainsi, ce bruit ne se propage pas à ces fréquences, ce qui permet d'éviter la présence d'une composante tonale particulièrement pénalisante pour la certification acoustique des moteurs. Une autre stratégie de réduction du bruit tonal consiste à dessiner des aubes de redresseur avec un angle de flèche et/ou un angle de dévers [8]. L'objectif de ces angles est de décorrélérer l'impact des sillages cohérents de la soufflante le long de l'envergure des aubes de redresseur, ce qui permet de réduire le bruit total généré par cette interaction. Enfin des liners de matériaux absorbants acoustiques sont dorénavant systématiquement installés dans les conduits des turboréacteurs, typiquement au niveau de l'entrée d'air [30, 31]. Ces matériaux sont principalement destinés à agir sur les composantes tonales du bruit de soufflante car celles-ci sont particulièrement pénalisantes du point de vue de la gêne acoustique.

Une autre raison est la difficulté de concevoir un matériau absorbant efficace sur une large bande de fréquences, et qui résiste aux conditions environnementales auxquelles les moteurs sont soumis.

Pour ce qui est des stratégies de réduction du bruit d'interaction rotor-stator à large bande, les travaux de recherche sont plus récents et les technologies qui semblent montrer des résultats intéressants sont principalement centrées sur des modifications de la géométrie du bord d'attaque des OGVs afin de décorrélérer les sources en envergure. Des concepts de dentelures de bord d'attaque de forme sinusoïdale à une longueur d'onde [32, 33] ou combinant plusieurs longueurs d'ondes ont été testées, ainsi que des géométries de type dent de scie [34]. D'autres concepts reposent sur l'ajout de fentes au bord d'attaque, voire même sur la combinaison de dentelures et de fentes [35].

2.2 Méthodes de prédiction du bruit d'interaction rotor-stator

Des méthodes de prédiction du bruit d'interaction rotor-stator analytiques et numériques ont été développées depuis les années 1970. Cette section ne se veut pas être une revue exhaustive de ses méthodes, mais simplement donner un aperçu des différentes stratégies de modélisation et des configurations auxquelles elles ont été appliquées.

Les premières méthodes de modélisation du bruit d'interaction se sont d'abord intéressées à des configurations de profils isolés, c'est à dire un profil d'aube unique interagissant avec un sillage turbulent amont. Les modèles analytiques développés reposent généralement sur des hypothèses fortes quant à géométrie des aubages considérés. Typiquement, les aubes sont assimilées à des plaques planes sans épaisseur ni cambrure, placées dans un écoulement moyen uniforme et aligné avec la corde de la plaque. Le sillage turbulent incident est généralement décomposé dans l'espace des nombres d'ondes. Une fonction de réponse aérodynamique est alors calculée pour chaque nombre d'onde incident, appelé rafale, qui fournit l'évolution de la fluctuation de pression à la surface de l'aube. Ces fluctuations de pression rayonnent alors comme une distribution de dipôles en champ libre (dans un milieu avec écoulement). Le modèle le plus utilisé est celui développé par Amiet [36, 37], utilisant le théorème de Swchartzschild pour développer une solution en superposant de manière itérative la réponse d'une plaque semi-infinie vers l'aval avec une correction pour une plaque semi-infinie vers l'amont. On peut aussi citer les travaux d'Adamczyk [38], incluant la possibilité de considérer une aube en flèche. Des corrections ont été développées ultérieurement afin d'essayer de prendre en compte la géométrie des vraies aubes (épaisseur, cambrure), et pour essayer de tenir compte de l'effet des variations de l'écoulement moyen à proximité du bord d'attaque sur la turbulence incidente [39].

Des méthodes plus récentes, reposant sur la théorie de la distorsion rapide et la méthode de Wiener-Hopf, permettant de résoudre des équations aux dérivées partielles avec des conditions aux limites par partie, ont été développées. Ces méthodes permettent de prendre en compte, dans une certaine mesure, la véritable géométrie d'un aubage incluant son épaisseur, sa cambrure, voire même une évolution en envergure telle que des dentelures [40, 41, 42, 43].

Cette configuration de profil isolé a aussi été extensivement considérée numériquement, en deux puis trois dimensions. De nombreux travaux ont été réalisés sur des cas tests 2D d'interaction entre un rafale harmonique et un profil (gust-airfoil) [44, 45], notamment au travers de la mise en place d'un benchmark numérique [46]. Par la suite des applications à des cas large bande ont été réalisés par Clair *et al.* [47, 32] et Gill *et al.* [48, 49], puis à des cas tridimensionnels de profils avec dentelures de bord d'attaque [32, 50].

La réponse acoustique d'un profil isolé peut être utilisée en première approche pour estimer le rayonnement d'une grille d'aube en superposant les réponses individuelles de chacune des aubes [51]. Cette

méthode ne permet pas en revanche de prendre en compte les effets de grille, c'est à dire l'effet de la présence des aubes adjacentes sur le rayonnement acoustique. Pour cela des méthodes analytiques de réponse de grilles d'aubes ont été développées.

Une famille de méthodes très utilisée repose sur le développement d'une réponse 2D de grille d'aubes linéaire. Dans ce cas, une grille d'aube annulaire est découpée en tranches en envergure, et chaque tranche annulaire est déroulée afin d'être considérée comme une grille annulaire. La réponse de chaque tranche en envergure est finalement superposée pour obtenir la réponse acoustique totale de la grille d'aube annulaire. Ces méthodes reposent elles aussi généralement sur l'hypothèse de plaque plane infiniment mince, sans angle de calage et placée dans un écoulement purement axial. Le champ turbulent incident est là aussi décomposé dans l'espace des nombres d'ondes. On peut notamment citer le modèle de Glegg [52], qui permet d'exprimer directement la puissance acoustique rayonnée en champ lointain sans passer par l'évaluation du chargement instationnaire à la surface des aubes. Ce modèle permet notamment aussi de prendre en compte la présence de la flèche des aubes. Hanson [9, 10] étend le modèle à la prise en compte d'un dévers, du chargement aérodynamique moyen des aubes et de la rotation de l'écoulement à travers le redresseur. Posson *et al.* [53] ont développé un modèle à partir des travaux de Glegg, mais calculant les fluctuations de pression à la surface des aubes (et donc les sources). La propagation acoustique est ensuite réalisée à l'aide d'une analogie acoustique en conduit, ce qui permet notamment d'observer les effets de coupure des modes acoustiques de conduit sur les spectres acoustiques. Ce dernier modèle fut par la suite étendu à la prise en compte d'un écoulement moyen en rotation dans le conduit [54].

D'autres formes de modélisation de la réponse acoustique d'une grille d'aubes, qui ne reposent pas sur cette approche de découpage par tranches déroulées, ont aussi été développées dans la littérature. Là encore des hypothèses simplificatrices fortes doivent être réalisées sur la géométrie des aubes, et l'écoulement moyen est supposé être purement axial. De plus, ces modèles ne permettent pas la prise en compte d'une éventuelle évolution des propriétés statistiques de la turbulence incidente dans la direction de l'envergure (ce que les modèles par tranches permettent). On peut citer les travaux de Namba [55], Kodama & Namba [56], et Schulten [57, 58]. L'utilisation de ces modèles peut être limitée à haute fréquence en raison de l'évolution du coût de calcul associé.

Plus récemment, des méthodes de calculs de réponse de grilles d'aubes ont été développées utilisant le raccordement modal. Les champs hydrodynamique et acoustique sont décomposés sous formes modales dans 3 régions distinctes : l'amont de la grille, l'espace inter-aube et l'aval de la grille. Des conditions aux limites et des conditions de raccordement entre les différentes zones sont écrites permettant de résoudre le problème à partir de la connaissance du champ hydrodynamique (turbulent) amont. Ces méthodes ont elles aussi été appliquée en 2D, tout d'abord pour des plaques planes [59], mais des travaux récents s'intéressent à la prise en compte de l'angle de calage et de la cambrure des aubes [60]. Enfin, pour des géométries simples de plaques planes sans calage ni cambrure, la méthode du raccordement modal peut être étendu à des configurations 3D de grilles d'aubes annulaires [61].

Numériquement, l'étude de l'interaction entre des fluctuations de vitesse incidentes et une grille d'aube a tout d'abord été réalisée en 2D, en utilisant des méthodes numériques similaires à celles citées pour l'étude des profils isolés en 2D, et en utilisant des conditions de périodicité. Les perturbations de vitesse amont considérées sont dans un premier temps harmoniques (Nallassamy *et al.* [62], Hixon *et al.* [63]), puis des méthodes de synthèse d'un écoulement turbulent sont utilisées [64, 65]. Ces derniers travaux ce sont notamment intéressés à la modélisation d'un champ de vitesse incident qui soit représentatif des évolutions azimutales des propriétés turbulentes rencontrées dans des contextes de turbomachines.

Les travaux numériques sur des grilles d'aubes linéaires en 3D sont assez peu nombreux. On peut citer Salem Said [66] qui utilise une méthode de simulation aux grandes échelles (LES) en introduisant

des fluctuations de vitesse en entrée du domaine de calcul pour simuler la réponse d'une grille de plaques planes dans un domaine périodique. Très récemment, Buszyk *et al.* ont réalisés des simulations reposant sur l'introduction d'une turbulence synthétique [67] ainsi que des simulations numériques intensives [68] en utilisant la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM) sur la configuration expérimentale décrite dans la section 3.5. Dans cette étude, la turbulence amont n'est pas modélisée mais directement simulée en incluant la grille de génération de turbulence dans le domaine de calcul. Des simulations sont réalisées pour la géométrie de référence des aubes ainsi que pour des aubes avec dentelures de bord d'attaque. En revanche, cette méthode ne permet pas pour le moment de prendre en compte la présence de matériaux absorbants ou des dispositifs actifs à la surface des aubes.

Enfin, de nombreuses stratégies numériques ont été développées en 3D en configuration annulaire, pour simuler la génération du bruit d'interaction rotor-stator. Là aussi, un certain nombre d'études se sont intéressées à des perturbations de vitesse incidentes harmoniques (rafale 3D) en utilisant des méthodes similaires à celles citées précédemment pour les application de profils isolés ou de grille 2D. On peut citer les travaux de Golubev & Atassi [69], Atassi *et al.* [70] et Elhadidi [71], qui reposent sur la résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine fréquentiel. Atassi et Vinogradov [72] utilisent cette méthodologie pour réaliser des calculs large bande en superposant les réponses à des rafales harmoniques dont les amplitudes sont calibrées pour correspondre à un spectre de turbulence choisi.

Le développement de la simulation numérique instationnaire avec l'évolution des moyens de calculs a progressivement permis la mise en oeuvre de simulations sur des configurations d'étage de soufflante, dans un premier temps pour la prédiction du bruit tonal, puis plus récemment pour le bruit à large bande. Différentes stratégies d'utilisation des méthodes RANS instationnaires (URANS) ont été développées pour la prédiction du bruit tonal. En effet, ces méthodes permettent de simuler l'interaction entre les sillages moyens de la soufflante et le redresseur, mais ne sont pas capable de simuler le contenu turbulent. Les différentes stratégies basées sur ces calculs URANS reposent soit en la simulation directe du bruit dans une région autour de l'étage de soufflante [73, 74], soit sur la définition de sources équivalentes qui sont introduites dans une méthode de propagation acoustique [75], ou encore sur l'extraction des sillages instationnaires pour les introduire dans une seconde simulation numérique dédiée au calcul de la réponse acoustique du redresseur [76].

Pour la réalisation de calculs large bande, les méthodes numériques doivent être capables de résoudre et transporter la turbulence des sillages de la soufflante jusqu'au redresseur. Cela est rendu possible par des méthodes telles que la LES ou la LBM, avec néanmoins d'éventuelles limitations liées aux coûts de calcul sur la fréquence de coupure de ces méthodes ou la prise en compte uniquement d'une partie de la géométrie associée à des condition de périodicité azimutales. Certaines études utilisant des méthodes LES, ce sont même limitées à la simulation d'une tranche en envergure d'un secteur azimutal périodique d'un étage de soufflante [77, 78]. Pour les simulations LES qui prennent en compte l'intégralité de l'envergure pour un secteur azimutal périodique, on peut citer les travaux de Bonneau [79], puis François *et al.* [80] et Polacsek *et al.* [81] ainsi que Lewis [82] et Al-Am *et al.* [83]. La propagation des ondes acoustiques autour de l'étage de soufflante directement dans la LES nécessitant des maillages très lourds et des coûts de calcul importants, celle-ci est réalisée grâce à une analogie acoustique utilisant les fluctuations de pression à la surface des aubes du redresseur. Récemment, Al-Am [84] a réalisé une LES très intensive d'un étage de soufflante complet (intégrant toutes les pales et aubes), incluant la propagation acoustique dans une région limitée autour de l'étage. La prise en compte de la géométrie complète permet notamment de considérer des configurations non périodiques sans modifications et d'accéder au contenu modal du champ acoustique dans le conduit.

En ce qui concerne la LBM, elle présente l'avantage d'avoir des coûts de calculs moins importants

que la LES et permet ainsi plus facilement de considérer un étage de soufflante complet. De plus, la LBM possède des propriétés de dissipation et de dispersion qui permettent la propagation des ondes acoustiques de manière moins coûteuse que certaines méthodes LES. Ainsi des simulations complètes ont été réalisées par Gonzalez-Martino *et al.* [85], Cerizza *et al.* [86] et Daroukh *et al.* [87]. Bien que de telles simulations soient plus abordables avec la LBM, les moyens de calculs nécessaires restent de grande ampleur. De plus, la LBM est une méthode initialement développée dans la limite des écoulement faiblement compressibles, ce qui limite les régimes de fonctionnement d'une soufflante qui peuvent être considérés ? Néanmoins, cette méthode fait l'objet de travaux afin de repousser cette limitation.

Dans le cadre de cette thèse, les méthodes de simulation directes (LES, LBM) ne sont pas envisagées en raison de leur coûts de calculs prohibitifs pour la réalisation d'études paramétriques ou d'optimisation. On peut remarquer que les méthodes analytiques, ainsi que les méthodes numériques qui ne simulent pas directement le champ turbulent amont, reposent sur la modélisation de celui-ci. La méthode numérique développée dans le chapitre 5 et utilisée pour le calcul du rayonnement acoustique d'un sillage turbulent avec un profil d'aube intégrant une condition d'impédance en paroi repose elle aussi sur l'introduction de fluctuations de vitesse turbulentes modélisées. La section suivante propose un bref aperçu des différentes méthodes stochastiques développées dans la littérature pour introduire un champ de vitesse satisfaisant à des caractéristiques statistiques prescrites.

2.3 Synthèse d'un écoulement turbulent

Comme mentionné dans la section précédente, les méthodes numériques qui ne reposent pas sur la résolution directe de l'écoulement turbulent interagissant avec le redresseur doivent introduire celui-ci dans les simulations. C'est le cas de la méthode qui est développée dans ce travail de thèse au chapitre 5, qui repose sur la résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine fréquentiel.

Pour ce type de méthodes numériques, le champ de fluctuations de vitesse est généralement modélisé à l'aide d'une méthode stochastique afin de respecter des propriétés statistiques prescrites, telles que les spectres ou les corrélations spatiales et/ou temporelles. Ces données d'entrée peuvent être issues de résultats expérimentaux, de simulations instationnaires, ou bien de modèles classiques tels que les modèles de turbulence homogène et isotrope. Une particularité des méthodes stochastiques développées pour des applications similaires à celles considérées dans ce travail est la nécessité de pouvoir générer un champ de vitesse turbulent qui n'agisse pas lui-même comme une source de bruit lors de son introduction dans la simulation acoustique. En effet, la source d'intérêt est l'interaction des fluctuations de vitesse avec les aubages. Afin de respecter ce critère, il est nécessaire que le champ de vitesse synthétisé respecte la condition d'incompressibilité. Dans cette section, un aperçu des différentes stratégies de modélisation d'un écoulement turbulent ayant été développées dans la littérature est présenté.

2.3.1 Méthodes par décomposition en modes de Fourier

Une première famille de méthodes stochastiques repose sur la décomposition du champ de fluctuations de vitesse en une somme de modes de Fourier dans l'espace des nombres d'onde. Un premier modèle de ce type a été proposé par Kraichnan [88] pour l'étude la diffusion de particules dans un champ turbulent isotrope. Le champ de vitesse est écrit comme la somme de N modes de Fourier :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N [\mathbf{a}_n \cos(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{x} + \omega_n t) + \mathbf{b}_n \sin(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{x} + \omega_n t)] \quad (2.1)$$

avec \mathbf{k}_n le vecteur d'onde du mode n , ω_n la fréquence angulaire et $\mathbf{a}_n, \mathbf{b}_n$ les amplitudes. Le vecteur d'onde est tiré de manière isotrope sur une sphère de rayon $k_n = \|\mathbf{k}_n\|$ et les amplitudes sont choisies telles que $\mathbf{a}_n \cdot \mathbf{k}_n = \mathbf{b}_n \cdot \mathbf{k}_n = 0$ afin de satisfaire à la condition d'incompressibilité $\nabla \cdot \mathbf{u}' = 0$. La norme de ces vecteurs d'amplitudes est reliée au spectre d'énergie cinétique turbulente $E(k)$ ciblé. Dans ce modèle, la fréquence angulaire suit une loi gaussienne dont l'écart type ω_0 est choisi arbitrairement.

Ce modèle a, par la suite, été étendu par Fung *et al.* [89] afin d'enrichir le contenu spectral des champs modélisés. Dans ce modèle, chaque mode spatial k_n est associé à plusieurs modes temporels (fréquences angulaires) et plusieurs directions de l'espace servant à définir les vecteurs d'ondes. Fung *et al.* [90] proposent aussi un modèle permettant de prendre le phénomène de sweeping, qui comprend la convection des petites structures turbulentes par les grandes. Pour ce faire, la fluctuation de vitesse est décomposée en une somme de deux contributions, l'une représentant les grosses structures et la seconde les petites structures. La modélisation des petites structures est modifiée afin de prendre en compte l'advection par les grosses structures.

Dans le domaine de l'aéroacoustique, des modèles reposant sur la décomposition en modes de Fourier ont aussi été développés. Karweit *et al.* [91] ont développé un modèle permettant de générer un champ turbulent figé dans le temps afin d'y propager une onde acoustique. Des méthodes stochastiques ont aussi été utilisées afin de calculer des termes sources turbulents qui peuvent être introduits dans des équations de l'acoustique afin de rayonner, typiquement pour étudier le rayonnement acoustique des jets turbulents. Pour ce faire, Béchara *et al.* [92] proposent de synthétiser des champs turbulents indépendants à chaque itération du calcul, et de les filtrer par une gaussienne dans le domaine fréquentielle afin d'imposer artificiellement une cohérence temporelle. Cette méthode a été mise en oeuvre par Omais *et al.* [93] pour des jets subsoniques, mais ne tient pas compte de la convection des structures turbulentes par le champ moyen. L'évolution temporelle du champ de vitesse est introduite directement dans l'expression des modes de Fourier par Bailly *et al.* [94, 95] par le biais d'un terme de la forme $[\mathbf{k}_n \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{U}_0 t)]$ dans les arguments des modes, avec U_0 le champ de vitesse moyen. La fréquence angulaire est modélisée afin d'essayer d'imposer une décorrélation temporelle du champ de vitesse. Cette méthode permet une très bonne reproduction de la distribution d'énergie cinétique turbulente ciblée, mais le champ de vitesse semble rester trop cohérent en temps. Afin d'améliorer la modélisation de la décorrélation temporelle, Billson *et al.* [96] proposent de définir le champ de vitesse comme la somme d'un terme correspondant à la solution à l'itération de calcul précédente convectée par l'écoulement moyen, et d'un second terme consistant en un tirage de modes de Fourier indépendants à chaque itération. Ce modèle permet une meilleure reproduction des corrélations temporelles, mais reproduit moins bien la distribution spatiale d'énergie cinétique turbulente. Enfin, Lafitte *et al.* [97, 98] proposent un modèle hybride qui inclut l'hypothèse de sweeping en séparant les grosses et les petites structures. Les grosses structures sont modélisées par une approche de type Bailly *et al.* et les petites structures par une approche de type Billson *et al.*, afin de tirer parti des avantages des deux approches.

Pour les applications à la simulation du bruit d'interaction entre un champ turbulent et un profil ou une grille d'aubes mentionnées dans la section précédente, les approches par modes Fourier sont similaires, mais avec quelques nuances. En effet, dans les travaux de Clair *et al.* [47, 32], Polacsek *et al.* [99], Gill *et al.* [49] et Buszyk *et al.* [67], la grandeur statistique principale ciblée n'est pas le spectre d'énergie cinétique turbulente $E(k)$. Dans ces modèles, les différentes composantes du vecteur de vitesse fluctuante sont modélisées séparément, et ce sont les densités spectrales de puissance de ces composantes de vitesse qui cherchent à être reproduites. En fonction des hypothèses simplificatrices qui sont introduites sur les composantes de vitesses ou les composantes du vecteur d'onde à modéliser, ces méthodes peuvent générer des champs de vitesse à une composante et un nombre d'onde, une composante et deux nombres

d'ondes, jusqu'à trois composantes et trois nombres d'ondes. De plus, dans ces travaux la turbulence est considérée comme gelée au sens de Taylor, c'est à dire que l'évolution temporelle est uniquement associée à la convection par l'écoulement moyen.

2.3.2 Méthodes par filtrage d'un bruit blanc

Une seconde famille de méthode stochastique développée pour synthétiser des champs de vitesse turbulents repose sur le filtrage en espace d'un champ aléatoire. Ces méthodes ont été introduites par Careta *et al.* [100] afin de générer des champs de vitesse 2D présentant des propriétés statistiques en espace et en temps choisies. Ces méthodes ont aussi été développées dans le domaine de l'aéroacoustique, notamment par Ewert *et al.* [101, 102] et Siefert & Ewert [103] sous le nom de RPM (Random Particle Mesh), pour des application se bruit de jets, de bruit de bord de fuite et de bruit de becs hypersustentateurs. De telles méthodes ont aussi été développées par Dieste & Gabard [104] pour réaliser des calculs 2D d'interaction entre un champ de vitesse turbulent et une plaque plane.

Ces méthodes reposent sur la discrétisation des lignes de courant de l'écoulement moyen. A chaque nœud issus de la discrétisation, des "particules" sont introduites qui vont porter des valeurs aléatoires W (bruit blanc). A chaque itération de calcul, les particules sont convectées le long de leur ligne de courant et les valeurs aléatoires sont mises à jour afin d'imposer une corrélation temporelle. Le champ de valeurs aléatoires portées par les particules est filtré en espace par un filtre G afin de synthétiser une fonction de courant ψ :

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}')W(\mathbf{x}', t)d\mathbf{x}' \quad (2.2)$$

où Ω est le volume contenant le champ turbulent. Le champ de fluctuation de vitesse est déduit de cette fonction de courant. En 2D :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) = \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}, -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (2.3)$$

et en 3D, Ewert *et al.* considèrent une fonction de courant à trois composantes (un potentiel de vitesse ψ), et l'équation (2.2) est résolue pour chaque composante à partir de champs stochastiques U indépendants. Ainsi :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) = \nabla \times \psi \quad (2.4)$$

Cette écriture permet d'assurer la condition d'incompressibilité du champ de vitesse fluctuante. Dans ces méthodes, c'est la fonction de filtre G qui pilote les caractéristiques statistiques en espace du champ de vitesse. Les caractéristiques statistiques temporelles sont gouvernées par l'évolution temporelle du champ W .

Ewert *et al.* définissent un filtre G qui permet de reproduire des corrélation spatiales gaussiennes, et donc un spectre de turbulence lui aussi gaussien. Cette méthode a été par la suite étendue par Wohlbrandt *et al.* [64] pour approcher un spectre turbulent quelconque par une somme pondérée de filtres gaussiens. Dieste & Gabard [104] définissent directement des fonctions de filtrage qui permettent de reproduire des modèles classiques de corrélations ou de spectres de turbulence homogène et isotrope.

Les premières application de la RPM par Ewert *et al.* font l'hypothèse de turbulence gelée (au sens de Taylor). Ainsi les valeurs aléatoires W n'évoluent pas en temps lors de la convection des particules à chaque itération. Par la suite Ewert *et al.* et Dieste & Gabard introduisent la possibilité de faire évoluer ce champ aléatoire en temps afin d'imposer une décorrélation exponentielle en temps dont on peut imposer

le temps caractéristique.

Il est à noter que la méthode RPM requiert des interpolations entre le maillage des lignes de courant discrétisées et le maillage de la simulation acoustique à chaque pas de temps. Ces interpolations peuvent impacter le temps de calcul de manière significative. Ewert *et al.* [102] proposent une méthode alternative nommée fRPM (pour fast RPM) qui repose sur un maillage RPM cartésien et qui permet au final d'accélérer la synthèse du champ de vitesse sur le maillage acoustique.

2.3.3 Méthodes de tourbillons synthétiques

Une troisième et dernière approche à la synthèse de champs de vitesse turbulents, appelée SEM (Synthetic Eddy Method), consiste à représenter la turbulence comme une superposition de tourbillons individuels répartis en espace et en temps. Les méthodes SEM mentionnées dans cette section sont utilisées pour introduire des fluctuations de vitesse turbulentes de manière locale dans le domaine de calcul, soit à travers une condition aux limites à la frontière amont, soit dans une région limitée de l'espace. Les champs turbulents ainsi synthétisés sont alors gelés au sens de Taylor, puisqu'une fois introduits dans le domaine, ils sont simplement convectés par l'écoulement moyen. Rappelons que l'hypothèse de Taylor permet d'écrire $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}_0$, ainsi l'évolution du champ turbulent dans la direction alignée avec l'écoulement moyen est directement reliée à son évolution temporelle.

Ces méthodes ont été introduites par Jarrin *et al.* [105, 106] et permettent d'écrire le champ de vitesse turbulent sous la forme d'une somme de N tourbillons. Pour chaque composante de la vitesse :

$$\mathbf{u}'_i(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N a_{ij} \epsilon_j^k f_\sigma(\mathbf{x} - \mathbf{x}^k(t)) \quad (2.5)$$

Dans cette expression, la fonction f_σ définit la forme de la distribution de vitesse associée à un tourbillon d'échelle caractéristique σ . Cette forme est typiquement une fonction gaussienne ou un chapeau mexicain. \mathbf{x}^k représente la position du centre du tourbillon k . Cette position évolue en temps car les tourbillons sont convectés par l'écoulement moyen. Lorsqu'un tourbillon est convecté suffisamment loin de la région où l'on synthétise le champ de vitesse pour ne plus avoir d'influence, il est retiré et un nouveau tourbillon est généré à l'entrée de cette région. Les variables ϵ_j^k sont des variables aléatoires prenant la valeur ± 1 et le tenseur a_{ij} est associé au tenseur de Reynolds du champ de vitesse turbulent ciblé $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$.

Cette formulation (2.5) exprimée directement pour synthétiser le champ de vitesse fluctuante \mathbf{u}' n'assure en revanche pas l'incompressibilité de ce champ de vitesse. Cette méthode a ainsi été adaptée dans un premier temps par Poletto *et al.* [107] pour résoudre ce problème en utilisant l'équation (2.5) non pas pour générer un champ de vitesse, mais un champ de vorticité $\boldsymbol{\omega}$. Le champ de vitesse associé assurant la condition d'incompressibilité est déduit de ce champ de vorticité en résolvant une équation de Poisson.

Une autre méthode de génération d'un champ de vitesse incompressible est proposée par Sescu *et al.* [108] et consiste à utiliser l'équation (2.5) pour synthétiser un potentiel de vitesse ψ . Un champ de vitesse incompressible (à divergence nulle) peut alors simplement être déduit de ce potentiel par $\mathbf{u}' = \nabla \times \boldsymbol{\psi}$. Cette méthode a aussi été utilisée par Hainaut *et al.* [109, 110] afin d'introduire des fluctuations de vitesse turbulentes dans une région du domaine de calcul. Kim & Haeri [50] ont étendu cette méthode afin de pouvoir synthétiser des champs de vitesse correspondant à des spectres de turbulence quelconques en superposant des tourbillons de formes et tailles caractéristiques différentes, ce qui introduit un nombre important de paramètres. Enfin Gea-Aguilera *et al.* [65] ont aussi développé une méthode similaire, mais reposant sur un nombre de paramètres plus réduits afin de reproduire un spectre de turbulence cible.

2.3.4 Spectres de turbulence homogène isotrope

Les méthodes analytiques de prédiction du bruit d'interaction entre un écoulement turbulent et un profil ou une grille d'aubes, ainsi que les méthodes numériques pour lesquelles la turbulence est modélisée reposent sur la connaissance de propriétés statistiques de la turbulence. Généralement, les grandeurs d'entrée pour ces modèles sont soit le spectre en nombre d'onde d'énergie cinétique turbulente, soit les spectres en nombre d'onde des composantes de fluctuations de vitesse turbulente.

Si des données expérimentales ou numériques sont disponibles pour ces grandeurs, elles peuvent être directement utilisées dans les méthodes de prédictions acoustiques. Dans beaucoup d'applications, l'hypothèse de turbulence homogène isotrope (THI) peut être faite, et des modèles standards des spectres turbulents peuvent être utilisés. Ces modèles ne nécessitent qu'une faible quantité d'informations sur l'écoulement à modéliser, telles que l'amplitude moyenne des fluctuations et une échelle de longueur caractéristique de la turbulence. Ces quantités peuvent être issues de modèles empiriques ou bien estimées à partir de données expérimentales ou numériques de manière plus simple que la mesure directe des spectres (par exemple des simulation RANS donnent accès à ces quantités, mais pas aux spectres). Enfin, il est à noter que même dans les cas où des spectres expérimentaux ou numériques sont disponibles, ceux-ci sont souvent comparés et ajustés à des modèles de turbulence homogène isotrope.

Dans cette section, les expressions des spectres turbulents sont présentées pour les deux modèles les plus utilisés dans la littérature : le modèle de Von Kármán et le modèle de Liepmann. Ces modèles sont utilisés dans les chapitres 3 et 5. Les relations entre le spectre d'énergie cinétique turbulente et les spectres des composantes de vitesse pour une turbulence homogène isotrope sont aussi précisées. En ce qui concerne les spectres des composantes du vecteur vitesse, il est à noter que les modèles analytiques de prédiction du bruit d'interaction pour un profil isolé s'intéressent principalement à la composante de vitesse normale au profil (assimilé à une plaque plane sans épaisseur) exprimée en fonction des composantes du vecteur d'onde dans la direction de la corde et de l'envergure. La figure 2.4 présente un schéma qui illustre l'interaction entre une composante spectrale de fluctuation de vitesse (rafale) de vecteur d'onde (k_x, k_z) avec une plaque plane dont la corde est alignée avec l'axe e_x .

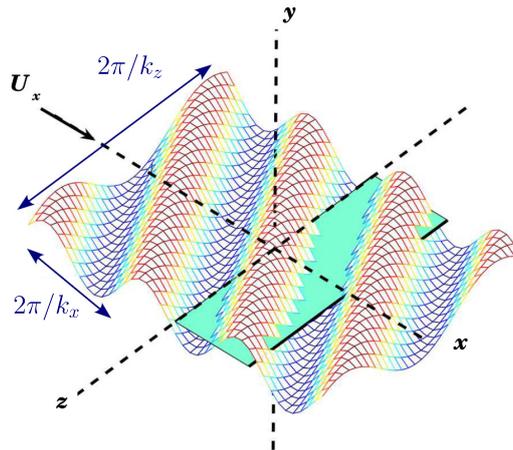


Figure 2.4. Schéma d'une rafale de vitesse normale d'après Roger [111].

Le spectre d'énergie cinétique turbulente $E(k)$ décrit l'évolution de l'énergie cinétique turbulente en fonction du nombre d'onde k , qui est la norme du vecteur d'onde $k = ||\mathbf{k}||$. Pour un repère de coordonnées cartésien (x, y, z) , le spectre de la composante de vitesse i , noté Φ_{ii} , peut être exprimé en fonction du vecteur d'onde à partir de $E(k)$:

$$\Phi_{ii}(k_x, k_y, k_z) = \frac{E(k)}{4\pi k^2} \left(1 - \frac{k_i^2}{k^2}\right) \quad (2.6)$$

Comme mentionné précédemment, dans les modèles d'interaction entre un écoulement turbulent et une plaque plane (voir figure 2.4), la grandeur d'entrée est le spectre de la composante de vitesse selon \mathbf{e}_y , exprimée en fonction des composantes k_x et k_z du vecteur d'onde uniquement : $\Phi_{yy}(k_x, k_z)$. Cette grandeur peut être exprimée en intégrant $\Phi_{yy}(k_x, k_y, k_z)$ selon k_y :

$$\Phi_{yy}(k_x, k_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{yy}(k_x, k_y, k_z) dk_y \quad (2.7)$$

Pour des calculs en 2D dans un plan $O\mathbf{e}_x\mathbf{e}_y$, il est possible d'exprimer le spectre de la composante de vitesse selon \mathbf{e}_y en fonction de la composante k_x du vecteur d'onde uniquement en intégrant à nouveau $\Phi_{yy}(k_x, k_z)$ selon k_z :

$$\Phi_{yy}(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{yy}(k_x, k_z) dk_z \quad (2.8)$$

Des relations similaires peuvent être utilisées pour exprimer les spectres Φ_{xx} et Φ_{zz} en fonction d'une ou deux composantes du vecteur d'onde.

Modèle de Von Kármán :

Le modèle de THI de Von Kármán exprime le spectre d'énergie cinétique turbulente sous la forme :

$$E(k) = \frac{55}{9\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(5/6) \overline{u^2}}{\Gamma(1/3) k_e} \frac{\tilde{k}^4}{(1 + \tilde{k}^2)^{17/6}} \quad (2.9)$$

où Γ est la fonction gamma et $\tilde{k} = k/k_e$, avec $k_e = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(5/6)}{\Gamma(1/3)\Lambda}$. Λ est l'échelle intégrale de la turbulence et $\overline{u^2}$ est le carré de la valeur efficace des fluctuations de vitesse. Cette quantité peut être reliée à l'intensité turbulente $T_I = \sqrt{\overline{u^2}/U^2}$, avec U la vitesse moyenne.

Le spectre $\Phi_{yy}(k_x, k_z)$ peut être exprimé à partir de l'équation (2.7) :

$$\Phi_{yy}(k_x, k_z) = \frac{4\overline{u^2}}{9\pi k_e^2} \frac{\tilde{k}_x^2 + \tilde{k}_z^2}{(1 + \tilde{k}_x^2 + \tilde{k}_z^2)^{7/3}} \quad (2.10)$$

Et le spectre $\Phi_{yy}(k_x)$ peut être exprimé à partir de l'équation (2.8) :

$$\Phi_{yy}(k_x) = \frac{\overline{u^2}\Lambda}{2\pi} \frac{1 + (8/3)\tilde{k}_x^2}{(1 + \tilde{k}_x^2)^{11/6}} \quad (2.11)$$

Modèle de Liepmann :

Pour le modèle de Liepmann, l'expression du spectre d'énergie cinétique turbulente est :

$$E(k) = \frac{8}{\pi} \overline{u^2}\Lambda \frac{(k\Lambda)^4}{[1 + (k\Lambda)^2]^3} \quad (2.12)$$

Le spectre $\Phi_{yy}(k_x, k_z)$ calculé à partir de l'équation (2.7) est :

$$\Phi_{yy}(k_x, k_z) = \frac{3}{4\pi} \overline{u^2}\Lambda^2 \frac{(k_x\Lambda)^2 + (k_z\Lambda)^2}{[1 + (k_x\Lambda)^2 + (k_z\Lambda)^2]^{5/2}} \quad (2.13)$$

Et le spectre $\Phi_{yy}(k_x)$ calculé à partir de l'équation (2.8) est :

$$\Phi_{yy}(k_x) = \frac{1}{2\pi} \overline{u^2} \Lambda \frac{1 + 3(k_x \Lambda)^2}{[1 + (k_x \Lambda)^2]^2} \quad (2.14)$$

2.4 Réduction passive de l'émission du bruit aéroacoustique

L'un des moyens de réduction du bruit généré par l'étage de soufflante qui est devenu standard est l'utilisation de liner acoustique à la paroi de la nacelle, particulièrement dans l'entrée d'air des turboréacteurs (voir figure 2.5) [112, 30, 31]. L'objectif de ces dispositifs est de réduire le bruit rayonné vers l'extérieur des turboréacteurs en atténuant les ondes acoustiques lors de leur propagation dans la nacelle. Les matériaux les plus couramment utilisés sont composés d'une structure en nid d'abeille formant des cavités, recouverte par une plaque perforée, comme représenté sur la figure 2.5. Il est aussi possible de superposer deux couches de ce type de structure, séparées par une autre plaque perforée. Ces liners sont principalement destinés à réduire les composantes tonales du bruit de soufflante et ne présentent pas nécessairement des capacités d'absorption large bande.

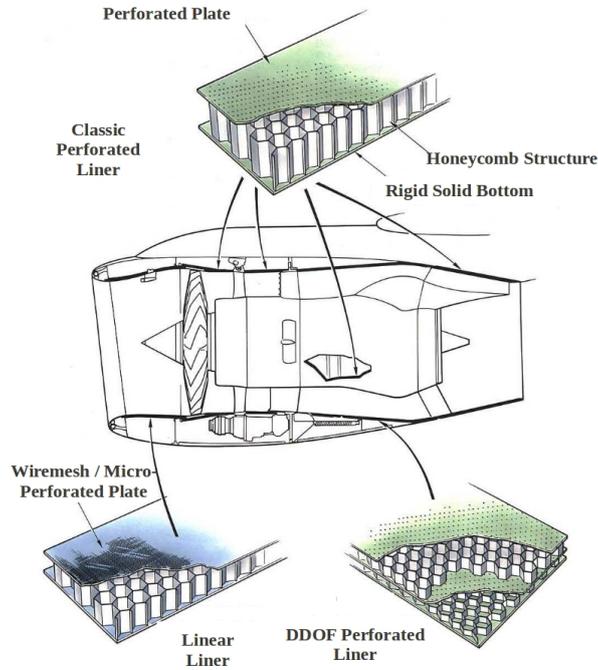


Figure 2.5. Utilisation de matériaux absorbants dans la nacelle des turboréacteurs d'après Escoufflaire [113].

En ce qui concerne l'utilisation de matériaux absorbants sur des aubes de redresseurs, les matériaux mentionnés ci-dessus présentent un encombrement qui n'est pas compatible avec l'épaisseur des aubes, même en imaginant des redresseurs comportant moins d'aubes, mais plus épaisses. De plus les mécanismes qui peuvent être envisagés pour réduire le bruit d'interaction de turbulence avec des aubes équipées de matériaux absorbants sont de deux types, représentés en figure 2.6. D'une part, il est envisageable que la présence de matériaux absorbants au niveau du bord d'attaque atténue l'intensité de l'impact des fluctuations turbulentes, agissant ainsi que l'intensité des sources acoustiques. D'autre part, les aubes recouvertes de matériaux absorbants peuvent se comporter comme des liners acoustiques lors de la propagation des ondes dans les canaux inter-aubes.

L'une des contraintes majeures de l'intégration de tels dispositifs dans des aubes est la préservation

des performances aérodynamiques de l'étage de soufflante. Ces performances sont directement associées aux performances énergétiques des moteurs, et une dégradation de celles-ci signifierait une augmentation de la consommation en carburant (et donc du coût de fonctionnement). Cette augmentation de la consommation serait à son tour associée à une augmentation des émissions polluantes des turboréacteurs.



Figure 2.6. Schéma des mécanismes de réduction du bruit d'interaction de turbulence par des matériaux poreux sur les aubes. Réduction de l'impact de la turbulence (gauche) et réduction de la propagation dans les canaux inter-aubes (droite).

Parmi les premiers travaux sur l'utilisation de porosité pour réduire le bruit des machines tournantes, Chanaud *et al.* [114] se sont intéressés à des ventilateurs de conditionnement d'air. Des pales poreuses métalliques obtenues par frittage sont étudiées expérimentalement et une réduction du bruit est observée ainsi qu'une légère perte d'efficacité du ventilateur. Revell *et al.* [115] s'intéressent à l'utilisation d'un traitement poreux sur l'extrémité latérale du volet des ailes d'avion. L'objectif est d'atténuer la source de bruit observée quand le tourbillon d'extrémité interagit avec le volet.

Sarradj & Geyer [116] ainsi que Geyer *et al.* [117] étudient la réduction du bruit d'un profil en écoulement pour des profils fabriqués à partir de matériaux poreux, soit en mousse métallique, soit par frittage. La configuration expérimentale entraîne la génération de bruit de bord de fuite, et aussi de bruit d'interaction turbulence-profil mais pas sur toute l'envergure. Une réduction du bruit émis est observée sur large gamme de fréquences. Néanmoins, une augmentation du bruit à haute fréquence est aussi présente et peut-être liée au développement de l'écoulement turbulent associé à la rugosité. Une réduction des performances aérodynamiques du profil est aussi observée. Geyer & Sarradj [118] poursuivent ces travaux, mais avec de la porosité uniquement sur une région proche du bord de fuite au lieu de toute la corde. Les performances aérodynamiques sont améliorées par comparaison au cas précédent et une réduction du bruit émis est toujours observée. Enfin, Sarradj & Geyer [119] utilisent la base de données expérimentale collectée lors de leurs précédentes études pour développer des modèles empiriques du bruit généré par des profils poreux. Ils établissent une relation entre la réduction observée sur les spectres acoustiques et des paramètres tels que la résistivité des matériaux poreux et la longueur intégrale de la turbulence.

Roger *et al.* [120, 121] proposent une étude combinant une campagne expérimentale et de la modélisation pour la réduction du bruit de bord d'attaque d'un profil installé en soufflerie anéchoïque, en aval d'une grille de turbulence. Le concept de profil est composé d'une plaque centrale rigide permettant d'éviter un écoulement traversant le profil et ainsi essayer de préserver les performances aérodynamiques. Du matériau absorbant est disposé entre des partitions rigides permettant d'assurer la forme du profil. Un tissu métallique (wiremesh) est disposé à la surface du profil (voir figure 2.7). L'écoulement considéré a une vitesse allant jusqu'à environ 30 m/s. Une réduction large bande du bruit du profil est observée, mais les performances aérodynamiques ne sont pas mesurées. Parallèlement, un modèle numérique reposant sur une méthode des panneaux associée à une condition d'impédance est développée, mais n'est pas

confrontée aux mesures car l'impédance de surface du profil n'est pas connue.

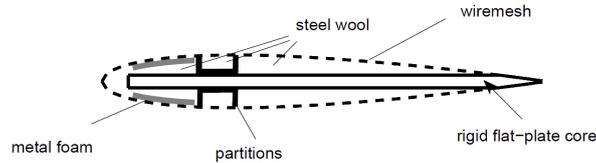


Figure 2.7. Schéma de la structure du profil poreux étudié par Roger *et al.* [120]

Bampanis & Roger [122, 123] étudient d'un concept similaire, là aussi expérimentalement dans une configuration similaire à celle de [120, 121] (voir figure 2.8). Le profil est symétrique et sans angle d'attaque, ce qui limite le chargement aérodynamique. Les cas d'une plaque centrale qui va jusqu'au bord d'attaque ou bien qui laisse un espace entre l'extrémité de la plaque et le bord d'attaque sont étudiés. La présence d'un espace entre le bord d'attaque et l'extrémité de la plaque améliore les performances acoustiques. En revanche, pour un profil chargé aérodynamiquement l'écoulement pourrait traverser cette région et dégrader les performances aérodynamiques. L'une des difficultés de la conception de ce profil est le maintien du tissu métallique. Celui-ci est tendu et collé sur les arêtes des partitions rigides ainsi que sur le bord de fuite. Il est donc difficile d'assurer que la géométrie de la surface du profil respecte bien celle désirée. De plus, les efforts aérodynamiques de l'écoulement peuvent entraîner une déformation de la surface. Un profil est aussi fabriqué avec plus de partitions rigides, qui sont donc moins espacées, pour essayer d'assurer la géométrie du profil de manière plus satisfaisante. Les mesures du sillage montrent un épaissement du déficit de vitesse, et donc une légère réduction des performances aérodynamiques. Elles montrent aussi une asymétrie entre les deux côtés du profil, probablement associée aux difficultés de fabrication mentionnée ci-dessus.

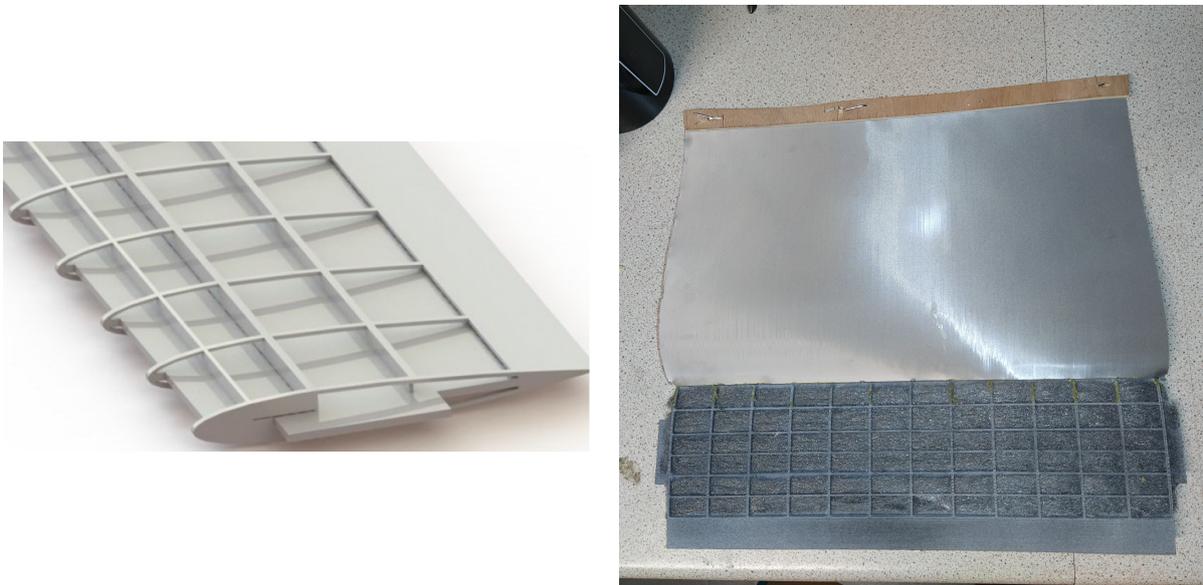


Figure 2.8. Conception du profil poreux étudié par Bampanis & Roger [122].

Zamponi *et al.* [124] réalisent une étude expérimentale de la réduction du bruit d'interaction entre un écoulement turbulent et un profil poreux. L'écoulement turbulent est obtenu par l'installation d'un barreau cylindrique à l'amont du profil et comporte donc des composantes tonales et large bande. Le profil considéré est très épais (épaisseur maximale de 24% de la corde du profil) et rempli de mousse de

mélatamine. Une coque rigide perforée est utilisée pour assurer la géométrie de la surface du profil. Des mesures sont réalisées pour des vitesses jusqu'à 30 m/s. Une réduction du bruit est observée à basse fréquence attribuée à une dissipation d'énergie de la turbulence dans le poreux. Les résultats ne sont pas analysés en bande fine afin de distinguer les composantes tonales et large bande. Zamponi *et al.* [125] et Tamaro *et al.* [126] analysent aussi l'évolution de la turbulence à proximité du bord d'attaque expérimentalement et numériquement pour ce même profil poreux. La distorsion de l'écoulement à proximité du bord d'attaque est moins intense pour le profil poreux. En conséquence, l'augmentation rapide de l'intensité des fluctuations de vitesse normale observée pour le profil solide est moins visible pour le profil poreux et les sources de bruit d'interaction sont donc moins intenses. Teruna *et al.* [127] réalisent des simulations LBM d'un profil équipé d'un insert de matériau poreux au bord d'attaque impacté par l'écoulement turbulent en aval d'un barreau. Le matériau poreux est modélisé par des couches de fluide équivalent. Là aussi, la réduction du bruit observée attribuée à une réduction des sources acoustiques due à la perméabilité de la surface pour les fluctuations turbulentes. Une réduction des performances aérodynamiques est observée, due à l'écoulement traversant la région du bord d'attaque.

Très peu de travaux ont été réalisés sur des configurations de grilles d'aubes linéaires ou annulaires. On peut récemment citer Teruna *et al.* [128] qui réalisent des simulations LBM intensives sur un modèle d'avion complet, comprenant un étage de soufflante complet équipé d'un redresseur dont les bords d'attaque sont des dentelures poreuses modélisées par un fluide équivalent. Une réduction du bruit tonal aux BPFs est observée, mais les dentelures poreuses entraînent la séparation de l'écoulement au niveau du redresseur, ce qui dégrade les performances aérodynamiques et augmente le bruit à large bande. Un compromis est trouvé en réduisant la zone où le matériau poreux est appliqué.

2.5 Réduction active de l'émission du bruit aéroacoustique

De nombreuses études scientifiques ont été menées sur l'utilisation de la technologie active en remplacement de la technologie passive. Simonich *et al.* [129] propose l'utilisation d'un profil aérodynamique dont le bord de fuite est mobile et commandé par un servomoteur (Figure 2.9). Un système de commande ajuste le profil aérodynamique motorisé en termes d'amplitude et de phase de déplacement angulaire afin de réduire la charge instable induite sur le profil pendant l'interaction de sillage. Ce mouvement peut être aléatoire, permettant ainsi au profil aérodynamique de réagir aux perturbations génériques de turbulence. Les résultats de cette approche ont démontré leur efficacité dans la plage de fréquences à laquelle le servomoteur actionne le bord de fuite du profil (actuellement jusqu'à 100 Hz), conduisant à des réductions de bruit allant jusqu'à 10 dB.

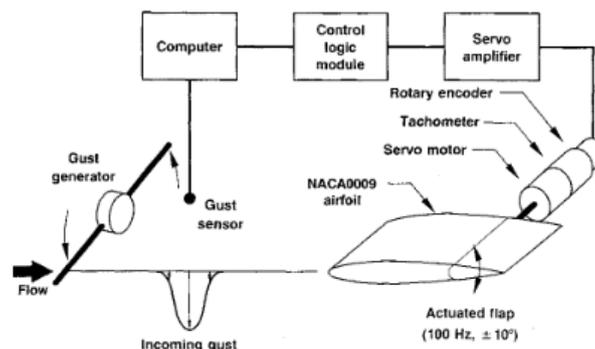


Figure 2.9. Mécanisme de réduction du bruit via un servo-moteur installé au bord de fuite [129].

D'autres méthodes innovantes ont également été développées pour réduire le bruit des profils aérodynamiques. Par exemple, Al-Sadawi *et al.* [130] ont proposé l'utilisation d'actionneurs à plasma positionnés près du bord d'attaque du profil. Ces actionneurs à plasma peuvent générer des perturbations électriques le long de l'envergure, ce qui permet de réduire considérablement le bruit tonal à des fréquences spécifiques, atteignant parfois jusqu'à 15 dB.

Une autre approche, présentée par [131], repose sur l'utilisation d'actionneurs à jet d'air pour perturber la couche limite avant qu'elle n'atteigne le bord de fuite du profil. Cette méthode a démontré une réduction efficace du bruit à large bande, atteignant jusqu'à 10 dB.

Des initiatives ont été prises pour intégrer des transducteurs piézoélectriques sur les aubes de stator dans le but de réduire le bruit. En 1999, des transducteurs PZT-5A ont été montés à fleur sur ces aubes, entraînant une atténuation sonore de 3 à 6 dB suite à une excitation tonale avec une alimentation de 150 V [132]. Le déplacement du transducteur installé dans la configuration proposée est limité par la tension maximale qui peut être appliquée, d'où la nécessité d'idées innovantes pour résoudre ce problème.

Des recherches ultérieures ont exploré l'utilisation d'actionneurs hybrides composés d'un transducteur piézoélectrique couplé à une membrane au sein d'une cavité, permettant une amélioration significative de la perte de transmission, atteignant jusqu'à 20 dB dans des conduits avec un flux d'air variable [133, 134]. Toutefois, les caractéristiques physiques de ces actionneurs ne correspondent pas aux contraintes du système, qui exige une intégration sans faille dans les profils minces des aubes de stator, sans perturber l'écoulement de l'air ni la pression statique.

2.5.1 Matériau piézo-électrique

L'exploitation des matériaux piézoélectriques se distingue par plusieurs bénéfices notables [135]. Leur principal atout réside dans leur aptitude à transmuter l'énergie électrique en énergie mécanique et inversement : une contrainte appliquée à un matériau piézoélectrique induit une tension électrique aux électrodes, un mécanisme réversible permettant l'usage des dispositifs piézoélectriques tant en qualité d'actionneurs que de capteurs (Figure 2.10), ou en combinant les deux fonctionnalités.

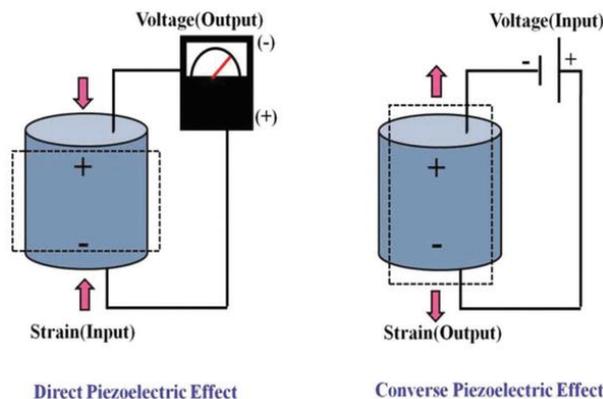


Figure 2.10. Schéma de fonctionnement d'un transducteur piézo-électrique [136].

La diversité des caractéristiques électromécaniques offertes par les matériaux piézoélectriques, dépendantes de leur composition chimique, alliée à leur format compact, leur spectre de fréquences étendu et l'amélioration continue de leurs capacités, les rend idéaux pour la régulation des vibrations dans des structures flexibles. Les variantes de matériaux piézoélectriques, chacune présentant ses propres avantages, sont multiples. Les piézocéramiques, par exemple, se caractérisent par une rigidité élevée qui leur

octroie une puissante capacité d'activation, alors que la flexibilité des films piézoélectriques accentue leur sensibilité [137].

Ces matériaux ont également la particularité de fonctionner sur une gamme de fréquences très étendue, du hertz au mégahertz, les rendant adaptés à un large éventail d'applications [138]. Par ailleurs, le poids modeste des matériaux piézoélectriques autorise l'incorporation de nombreux éléments dans une structure sans impact majeur sur sa masse [139].

Actuellement, les céramiques piézoélectriques [140] sont privilégiées pour les applications de contrôle des vibrations [141, 142, 143] (Figure 2.11). Bien qu'elles soient disponibles sous diverses formes, leur usinage reste complexe en raison du risque de les endommager. De plus, Le spectre de compositions disponibles est vaste, avec des propriétés diélectriques et mécaniques qui peuvent varier de manière significative, permettant ainsi de trouver une céramique spécifiquement adaptée à chaque besoin. Parmi les exemples notables, on retrouve les titanates de baryum, pionniers dans le domaine des céramiques, ainsi que la gamme des PZT (plomb, zirconate, titanate) qui, avec ses cinq à six variantes, représentent la classe la plus couramment employée.

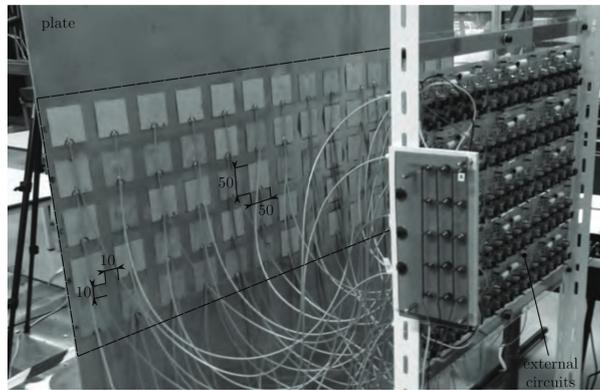


Figure 2.11. Exemple d'utilisation des matériaux piézoélectriques pour le contrôle des vibrations [143].

2.5.2 Utilisation des patch piézo-electrique pour la réduction du bruit

Le contrôle acoustique constitue un défi de taille, notamment lorsqu'il s'agit d'optimiser la perte de transmission en utilisant une incidence d'onde normale. Cette approche accorde une autorité maximale de contrôle aux actionneurs orientés directement vers le vecteur de vitesse de l'onde acoustique [144, 145].

Par ailleurs, dans le cadre d'expériences réalisées à l'intérieur de conduits, qu'ils soient soumis ou non à un écoulement d'air, l'utilisation courante d'actionneurs sous forme de haut-parleurs simplifie le contrôle du champ acoustique. Cependant, ces haut-parleurs sont souvent encombrants et requièrent un volume substantiel pour leur intégration. Cette contrainte s'avère incompatible avec les profils aérodynamiques fins des aubes de stator que nous considérons à l'intérieur du moteur Turbofan.

Les premières études ont été menées avec l'installation de transducteurs piézoélectriques à la surface des aubes de stator pour maîtriser le bruit. Curtis (1999)[132] a implémenté une stratégie novatrice de contrôle actif du bruit à l'aide de transducteurs piézoélectriques PZT-5A, comme illustré sur la Figure 2.12, centrée sur la modulation en temps réel des caractéristiques de l'écoulement d'air autour des pales de la soufflante afin de diminuer le bruit, ciblant spécifiquement les composantes tonales. Grâce à l'utilisation de capteurs pour détecter et analyser le profil acoustique de la soufflante, le système régule de manière dynamique les actionneurs des aubes pour effectuer des modifications aérodynamiques précises. Ces interventions perturbent les configurations d'écoulement stables ou modifient la distribution

de pression normalement responsable de la génération de bruit, réduisant ainsi ou éliminant efficacement les nuisances sonores. Une réduction de 9 dB du bruit rayonné vers l'avant a été atteinte grâce à cette technologie.

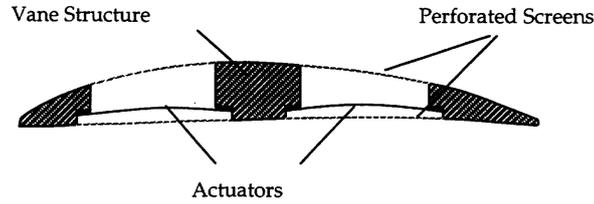


Figure 2.12. Installation d'actionneurs dans une pale : Une coupe transversale d'une pale illustrant l'installation des actionneurs.

Plus récemment, des études ont été menées avec Sutliff *et al.* [146, 147, 148], où ils ont employé une méthode similaire visant des conditions de fonctionnement différentes, nécessitant la gestion de davantage de modes et exigeant une puissance d'actionneur accrue pour les contrôler. La Figure 2.13 montre les sept actionneurs piézo-électriques installés sur les pales de rotor.

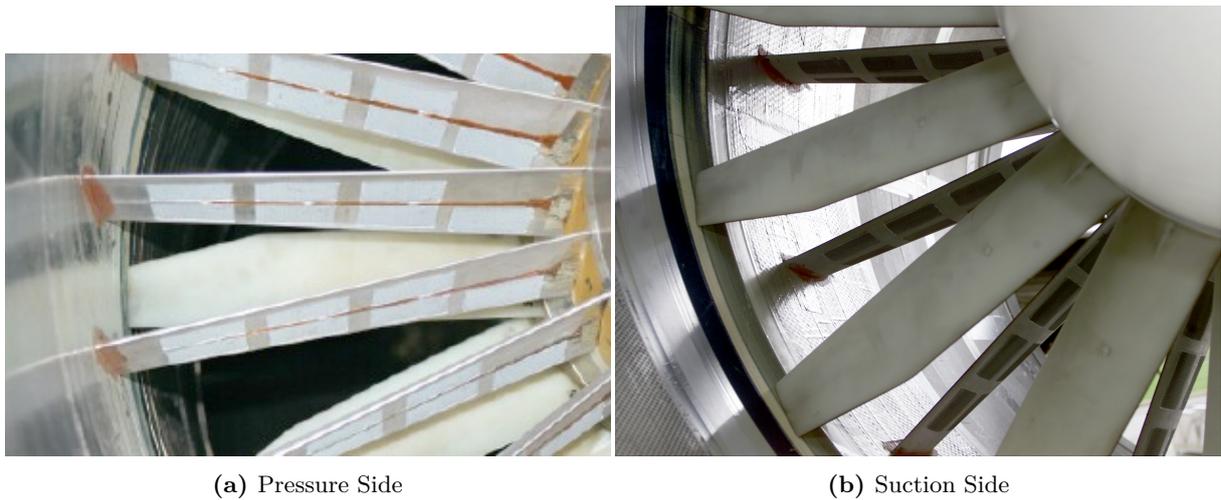


Figure 2.13. Exemple d'utilisation des patches piézo-électrique pour la réduction du bruit de la soufflante [148].

Le développement d'actionneurs hybrides utilisant des transducteurs piézoélectriques pour contrôler une membrane à l'intérieur d'une petite cavité (Figure 2.14) a été exploré dans d'autres études [133, 134]. Cette approche a généré une amélioration allant jusqu'à 20 dB de la perte de transmission (TL) dans un conduit soumis à différents niveaux de débit d'air. Cependant, les dimensions nécessaires pour l'actionneur, la flexibilité de la membrane, et la structure en treillis métallique de la surface ne correspondent pas aux exigences spécifiques de notre système de contrôle, conçu pour s'intégrer parfaitement à un profil d'aube de stator mince, tout en préservant l'écoulement et la pression statique.

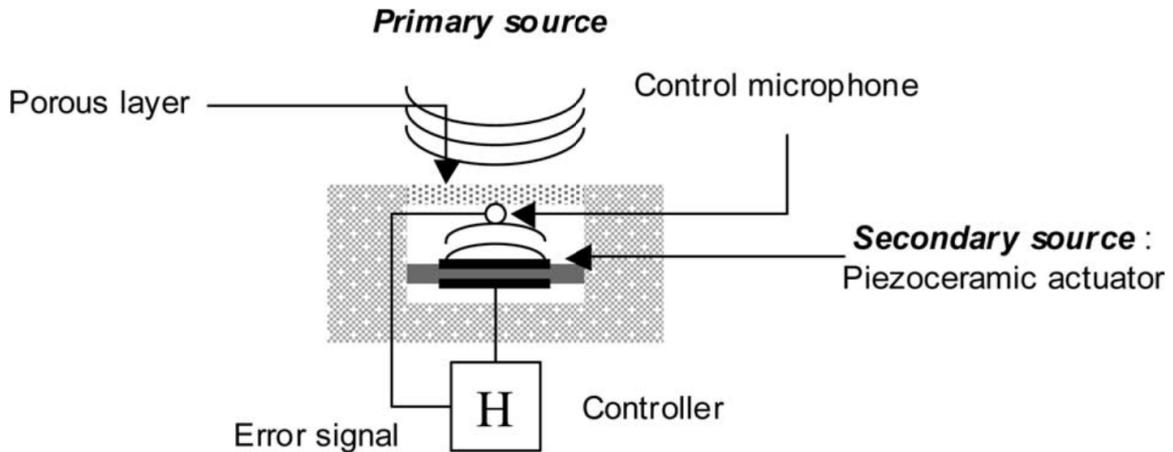


Figure 2.14. Exemple d'utilisation de la méthode hybride de réduction bruit [133].

2.5.3 Coefficient de couplage électromécanique effectif

La détermination des caractéristiques modales (fréquences propres, amortissements, déformées) est un point clé pour mettre en évidence les performances d'une structure adaptative piézoélectrique. Cette extraction des modes propres est réalisée en circuit ouvert (CO) et en court-circuit (CC). Les conditions limites électriques jouent un rôle très important puisqu'elles influent directement sur le résultat en termes de fréquence. Les transducteurs piézoélectriques peuvent être connectés en circuit ouvert (pas de courant électrique entre les électrodes) ou en circuit fermé (différence de potentiels nulle). Les fréquences propres correspondant à ces conditions électriques peuvent être obtenues à partir des fonctions de réponse en fréquence (FRF) en tension imposée [149] ou en charge imposée [149].

La mesure de la capacité d'un matériau piézoélectrique à convertir de l'énergie électrique en énergie mécanique et inversement s'effectue à travers le coefficient de couplage électromécanique effectif (CCEM) [150]. Cet indicateur est important pour la quantification de la performance du couplage électromécanique dans les applications piézoélectriques. Selon Lesieutre en 1997 [151], le CCEM effectif d'une structure contenant des éléments piézoélectriques tend à être inférieur à celui du matériau piézoélectrique seul. Cette différence met en lumière l'impact de la conception et de la géométrie de la structure sur l'efficacité globale du couplage, soulignant l'importance d'optimiser ces paramètres pour améliorer les performances. Le CCEM est calculé à partir de mesures d'impédance ou d'admittance électrique, en identifiant les modes de résonance sur la fonction de réponse en fréquence (FRF) et en localisant les pulsations d'antirésonance ω_a et de résonance ω_r ou les fréquences d'antirésonance f_a et de résonance f_r autour de ces modes, comme montré sur la Figure 2.15.

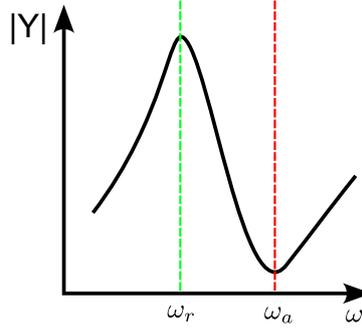


Figure 2.15. Exemple de détermination de la pulsation de résonance ω_r et d'anti-résonance ω_a sur la courbe d'amplitude d'admittance $|Y|$.

Le CCEM est calculer par la suite à l'aide de l'expression 2.15.

$$k_{eff,exp}^2 = \frac{\omega_a^2 - \omega_r^2}{\omega_a^2} = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2} \quad (2.15)$$

Numériquement, le CCEM se calcule à l'aide de l'écart entre les modes propres en CC et CO [152], et il est défini par la formule 2.16.

$$k_{eff,num}^2 = \frac{\omega_{CO}^2 - \omega_{CC}^2}{\omega_{CC}^2} = \frac{f_{CO}^2 - f_{CC}^2}{f_{CC}^2} \quad (2.16)$$

Le coefficient de couplage effectif correspond également au ratio de l'énergie stockée dans le piézo par rapport à l'énergie totale du mode considéré.

2.5.4 Contrôleur linéaire optimal

Un système dynamique représenté par l'expression d'état (2.17).

$$\frac{dx}{dt}(t) = Ax(t) + Bu(t) \quad (2.17a)$$

$$y(t) = Cx(t) \quad (2.17b)$$

$$x(0) = x_0 \quad (2.17c)$$

Tel que x est le vecteur d'état du système, u est le contrôle du système et x_0 est l'état initial du système. A , B et C sont des matrices issues de l'opération de linéarisation du système dynamique. De plus, $C=I$ puisque les mesures d'état sont disponibles.

On définit l'équation de Riccati (2.18).

$$A^T P + PA + Q - PBR^{-1}B^T P = 0 \quad (2.18)$$

Sachant que $Q \in \mathbb{R}^{n \times n}$ est une matrice semi définie positive ($Q \geq 0$) et $R \in \mathbb{R}^{p \times p}$ est une matrice strictement positive $R > 0$ (n étant le nombre d'état et p étant le nombre de commandes appliquées au système).

Dans le cas ou le système est contrôlable et observable alors l'équation de Riccati (2.18) admet une solution unique symétrique et positive P . D'où le contrôle est donné par (2.19) :

$$u(t) = -R^{-1}B^T Px(t) \quad (2.19)$$

Le contrôle peut s'écrire aussi par (2.20).

$$u(t) = -K_r x(t) \quad (2.20)$$

Tel que $K_r = R^{-1}B^T P$ est le gain de régulateur quadratique (LQR).

Ce contrôle permet de stabiliser le système 2.17a et 2.17b et minimise le critère du coût (2.21), d'où une amélioration de performances [153].

$$J(u) = \int_0^\infty (x^T(t)Qx(t) + u^T Ru) dt \quad (2.21)$$

Finalement on définit un système soumis à un régulateur quadratique par le schéma 2.16.

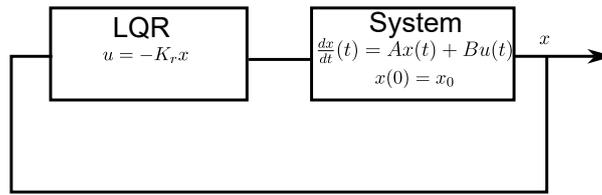


Figure 2.16. Schéma d'un régulateur de type LQR(Linear-Quadratic-Regulator) [153].

La méthode LQR, telle qu'elle a été exposée précédemment, est conçue pour optimiser la minimisation d'un critère quadratique, à la condition que l'ensemble du vecteur d'état du système à réguler soit connu ou mesuré. Toutefois, la mesure de l'intégralité de ce vecteur est souvent impraticable dans de nombreux contextes. En conséquence, une estimation de l'état $x(t)$, qui sera désignée par $\hat{x}(t)$, doit être reconstruite.

Soit un système LTI (2.22) représenté sous forme d'état dans lequel nous avons introduit des perturbations (ou des bruits) sur les entrées et les sorties via respectivement deux bruits blancs gaussiens non corrélés de moyenne nulle $w_d(t)$ et $w_n(t)$ caractérisés par leur matrice d'autocorrélation Q_k (2.23) et R_k (2.24).

$$\frac{dx}{dt}(t) = Ax(t) + Bu(t) + w_d(t) \quad (2.22a)$$

$$y(t) = Cx(t) + w_n(t) \quad (2.22b)$$

$$x(0) = x_0 \quad (2.22c)$$

Tel que x le vecteur d'état du système, \dot{x} dérivé par rapport au temps du vecteur, u est le signal des actionneurs, w_d est les perturbations du système, w_n est le bruit du capteurs.

$$E(w_d w_d^T) = Q_k \quad (2.23)$$

$$E(w_n w_n^T) = R_k \quad (2.24)$$

Le filtre de Kalman [154, 155] (Estimateur quadratique linéaire LQE) est souvent utilisé pour estimer l'état complet d'un système en se basant sur des mesures de capteurs bruitées et un modèle incertain du système. Ce filtre est largement appliqué dans divers domaines tels que la navigation des véhicules, les pilotes automatiques d'avion, la modélisation climatique et météorologique, la sismologie et la navigation par satellite.

L'état \tilde{x} est estimé en minimisant l'erreur quadratique $\varepsilon = \|\tilde{x} - x\|$. De plus, l'état \tilde{x} est une solution

de l'équation 2.25.

$$\frac{d}{dt} \tilde{x}(t) = A\tilde{x}(t) + Bu(t) + K_f(y(t) - C\tilde{x}(t)) \quad (2.25)$$

Le gain de d'estimateur K_f est définie par (2.26).

$$K_f = PC^T R_k^{-1} \quad (2.26)$$

Tel que P est la solution de l'équation de Riccati stationnaire (2.27) :

$$AP + PA^T + Q_k - PC^T R_k^{-1} CP = 0 \quad (2.27)$$

Une régulateur (contrôleur) de type LQG(Linear-Quadratic-Gaussian) (Figure 2.17) est un contrôle optimal H_2 (Norme 2) et obtenu par l'assemblage d'un régulateur linéaire quadratique (LQR) avec un estimateur de Kalman (LQE) [156], permettant d'acquérir une estimation optimale \hat{x} telle que l'expression de l'erreur d'estimation ε atteigne une valeur minimale. Cette estimation est ensuite utilisée comme s'il s'agissait d'une mesure exacte de l'état pour élaborer la solution au problème de contrôle LQG déterministe.

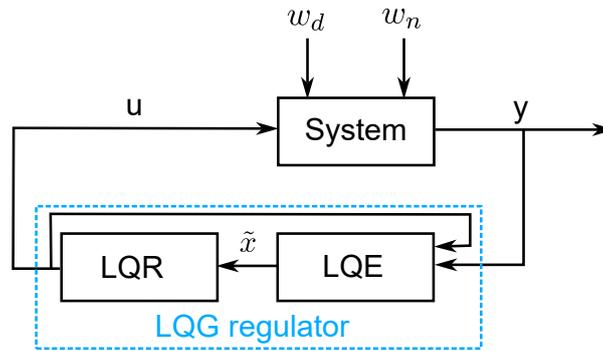


Figure 2.17. Schéma d'un régulateur de type LQG(Linear-Quadratic-Gaussian) [153].

Finalement, en combinant les équations (2.22a), (2.22b) et (2.25), le système contrôlé est décrit par l'équation d'état définie par l'expression (2.28).

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x(t) \\ \varepsilon(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A - BK_r & BK_r \\ 0 & A - K_f C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x(t) \\ \varepsilon(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} I & 0 \\ I & -K_f \end{bmatrix} \begin{bmatrix} w_d(t) \\ w_n(t) \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Bien entendu, d'autres types de commandes peuvent être élaborés en appliquant ce principe de séparation, que ce soit en utilisant une commande H_∞ ou d'autres méthodes, ou en ajustant les caractéristiques de l'estimateur telles que les filtres formateurs ou le filtrage en fréquence [157, 158].

2.5.5 Contrôle de l'impédance via un circuit shunt

On définit un système monomodale, un système masse-ressort équipé par une transducteur piézo-électrique (Figure 2.18).

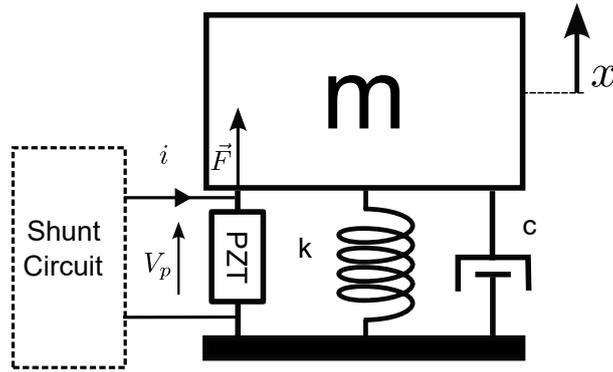


Figure 2.18. Modèle électromécanique équivalent d'un transducteur piézoélectrique connecté à un shunt.

Le système est modélisé par les équations aux dérivées partielles (2.29) (2.30).

$$m \frac{d^2x}{dt^2}(t) + c \frac{dx}{dt}(t) + Kx(t) + \theta V_p(t) = F(t) \quad (2.29)$$

Optimisation de la diffusion d'énergie par le biais de patches piézoélectriques shuntés distribués.

$$-\theta \frac{dx}{dt}x(t) + C_p \frac{dV_p}{dt}(t) = \frac{dq}{dt}(t) = i \quad (2.30)$$

Tel que m , K et c sont respectivement la masse, le raideur et l'amortissement. θ est le couplage du matériau piézo-électrique. C_p est la capacité du transducteur piézo-électrique pour une contrainte nulle. x et V_p représentent respectivement le déplacement et la tension électrique appliquée sur l'électrode supérieure, tandis que q représente la charge mesurée.

Plusieurs circuits shunt sont utilisés pour le contrôle des vibrations d'un matériau piézoélectrique. On retient les deux types les plus connus suivants :

Shunt résistif :

Un shunt résistif peut être sous la forme d'une résistance R montée en parallèle avec un transducteur piézoélectrique, comme il est représenté sur la Figure 2.19.

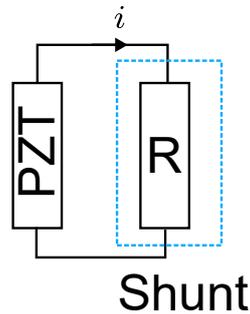


Figure 2.19. Schéma d'un shunt résistif.

La tension V_p et la charge q sont reliées par l'expression (2.31).

$$V_p(t) = -R \frac{dq(t)}{dt} \quad (2.31)$$

En remplaçant la nouvelle expression de la tension V_p (Eq (2.31)) dans (2.29) et (2.30), on obtient le système d'équations (2.32) et (2.33).

$$m \frac{d^2 x}{dt^2}(t) + c \frac{dx}{dt}(t) + \left(K + \frac{\theta^2}{C_p}\right)x(t) = -\frac{\theta q(t)}{C_p} + F(t) \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{C_p}(q(t) + \theta x(t)) = V_p(t) \quad (2.33)$$

Dans ce cas, nous obtenons un système typique d'équations différentielles ordinaires correspondant à la mise en œuvre d'une stratégie de retour de force intégral. Ce contrôle d'amortissement actif est bien décrit dans les références [159, 160]. Si l'on peut modifier cette résistance de shunt pour prendre toutes les valeurs dans \mathbb{R}^+ , chaque valeur propre complexe du système dynamique obtenu suit une courbe de racines bien connue, représentée sur la Figure 2.20. Pour un système faiblement couplé (voir [159] pour la définition), le taux d'amortissement maximal induit pour un mode donné i est donné par :

$$\xi_i^{max} = \frac{\omega_{OCi} - \omega_{CCi}}{2\omega_{CCi}} \quad (2.34)$$

Si l'on considère un effet de couplage piézoélectrique faible, signifiant que le patch piézoélectrique modifie légèrement la fréquence propre structurelle correspondante ω_i , on peut démontrer que $\frac{\omega_{OCi} + \omega_{CCi}}{2} \approx \omega_i$. Ainsi, sous cette hypothèse, $k_{eff}^2 \approx \frac{\omega_{OCi}^2 - \omega_{CCi}^2}{\omega_i^2}$ est une approximation de premier ordre du coefficient de couplage électromécanique modal effectif. Par conséquent, $\xi_{max} \approx \frac{k_{eff}^2}{4}$. Enfin l'optimisation peut s'effectuer soit sur ξ ou k_{eff}^2

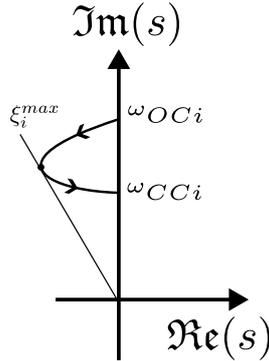


Figure 2.20. Lieu des pôles pour un circuit shunt résistif [161].

Shunt à capacité négative :

Un shunt à capacité négative peut prendre la forme d'une résistance R montée en série avec une capacité négative synthétique C_{neg} , l'ensemble étant ensuite monté en parallèle avec un transducteur piézoélectrique, comme représenté sur la Figure 2.21.

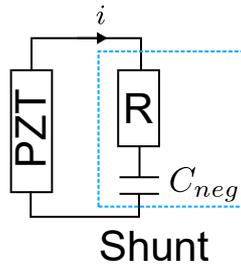


Figure 2.21. Schéma d'un shunt à capacité négative.

La tension V_p et la charge q sont reliées par l'expression (2.35).

$$V_p(t) = - \left[\frac{q(t)}{C_{neg}} + R \frac{dq(t)}{dt} \right] \quad (2.35)$$

En remplaçant la nouvelle expression de la tension V_p (2.35) dans les équations (2.29) et (2.30), on obtient le système d'équations (2.36) et (2.37).

$$m \frac{d^2x}{dt^2}(t) + c \frac{dx}{dt}(t) + \left(K + \frac{\theta}{C_p + C_{neg}} \right) x(t) = - \frac{\theta C_{neg}}{C_p + C_{neg}} V_p(t) + F(t) \quad (2.36)$$

$$\frac{\theta C_{neg}}{C_p + C_{neg}} x(t) + \frac{C_p C_{neg}}{C_p + C_{neg}} V_p(t) = q(t) \quad (2.37)$$

D'où l'on déduit la raideur en court-circuit K_{CC} , définie par l'équation (2.38).

$$K_{CC} = K + \frac{\theta^2}{C_p + C_{neg}} \quad (2.38)$$

Exemple d'un shunt :

Beck *et al.* [162] ont utilisé un shunt à capacité négative (Figure 2.22) composé de trois résistances, R_1 , R_2 et R_3 , une capacité de référence C_2 et un amplificateur opérationnel, dans leurs études sur le contrôle des vibrations à l'aide d'actionneurs piézoélectriques.

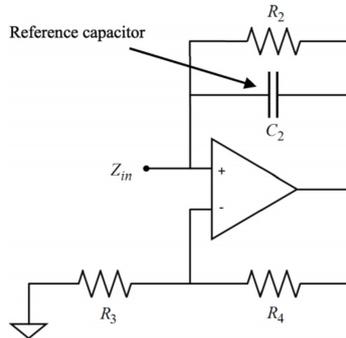


Figure 2.22. Schéma électrique d'un shunt à capacité négative [162].

Le circuit génère une impédance Z_{in} décrite par l'expression (2.39).

$$Z_{in} = - \frac{R_3}{R_4 \left(\frac{1}{i\omega C_2} + R_2 \right)} \quad (2.39)$$

La résistance R_2 est utilisée dans le but de stabiliser l'amplificateur opérationnel. Sa valeur étant très grande ($\gg 0$), elle peut être négligée dans l'équation (2.39).

La Figure 2.23 illustre l'association du circuit à capacité négative avec un transducteur piézoélectrique. Il est à noter que la résistance en série R_s fait office de potentiomètre pour permettre un ajustement simple et continu. Par ailleurs, V_p représente la tension induite par la déformation du transducteur piézoélectrique, et C_p désigne la capacité du transducteur piézoélectrique.

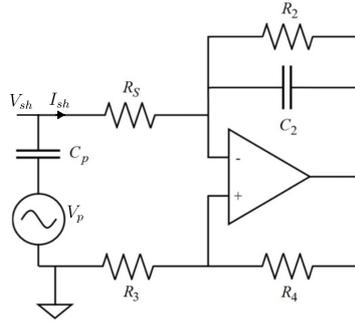


Figure 2.23. Schéma électrique d'un shunt à capacité négative [162].

L'impédance totale Z_{sh} du shunt (Actionneur piézo-electrique + RC_{neg}) est définie par l'expression (2.40).

$$Z_{sh} = R_s + \frac{1}{i\omega C_{in}} \quad (2.40)$$

Tel que $C_{in} = -\frac{R_4}{R_3}C_2$ représente la capacité négative générée par le circuit illustré dans la Figure 2.22.

Le courant du shunt I_{sh} est défini par l'expression (2.41).

$$I_{sh} = \frac{V_p}{\frac{1}{i\omega C_p} + Z_{sh}} \quad (2.41)$$

Aussi, la tension du shunt V_{sh} est exprimé par 2.42.

$$V_{sh} = I_{sh}Z_{sh} \quad (2.42)$$

D'où, pour contrôler l'impédance du shunt Z_{sh} , il suffit de contrôler la tension V_{sh} et le courant I_{sh} .

Chapitre 3

Études expérimentales d'un profil passif

Table des matières

| | | |
|---------|--|----|
| 3.1 | Introduction du profil aérodynamique à étudier | 45 |
| 3.2 | Conception et fabrication d'un liner passif | 45 |
| 3.3 | Étude d'échantillons de la structure passive sous un écoulement rasant | 46 |
| 3.3.1 | Méthode d'estimation | 48 |
| 3.3.2 | Essai sans écoulement | 50 |
| 3.3.3 | Essai avec écoulement | 53 |
| 3.3.4 | Conclusion | 56 |
| 3.4 | Caractérisation expérimentale d'un profil passif isolé | 56 |
| 3.4.1 | Conception et fabrication | 56 |
| 3.4.2 | Description de la configuration expérimentale | 58 |
| 3.4.3 | Résultats expérimentaux | 59 |
| 3.4.3.1 | Bruit de jet | 59 |
| 3.4.3.2 | Bruit du profil traité | 61 |
| 3.4.3.3 | Conclusions | 63 |
| 3.5 | Étude de la configuration d'une grille d'aubes | 64 |
| 3.5.1 | Dispositif expérimental | 65 |
| 3.5.2 | Instrumentations | 67 |
| 3.5.2.1 | Instrumentation aérodynamique | 67 |
| 3.5.2.2 | Instrumentation acoustique | 69 |
| 3.5.3 | Analyse aérodynamique | 70 |
| 3.5.3.1 | Écoulement amont | 70 |
| 3.5.3.2 | Pression statique sur les aubes de référence | 73 |
| 3.5.3.3 | Profils de sillage | 74 |
| 3.5.4 | Analyse acoustique | 75 |
| 3.5.4.1 | Rayonnement vers l'aval | 75 |
| 3.5.4.2 | Rayonnement vers l'amont | 81 |
| 3.5.4.3 | Conclusion | 84 |
| 3.5.5 | Bruit tonal | 84 |

3.6 Conclusion générale du chapitre 86

Ce chapitre présente une étude sur la réduction passive du bruit aéroacoustique d'un profil aérodynamique, s'inspirant des travaux de Bampanis *et al.* [163]. Le nouveau concept proposé ici repose sur l'utilisation de mousse poreuse et de tissu métallique sur des profils soumis à des charges aérodynamiques, en introduisant une grille métallique entre le tissu et la mousse pour éviter toute déformation de la surface du profil.

Dans la première partie, l'étude se concentre sur un liner passif dans un conduit rectangulaire, en présence d'écoulement. Ensuite, une étude aéroacoustique préliminaire est menée sur un profil isolé testé dans une soufflerie, avec présence de turbulence. Finalement, une analyse est réalisée sur une grille d'aubes linéaire, où l'aérodynamique et l'aéroacoustique de cette grille sont examinées.

3.1 Introduction du profil aérodynamique à étudier

Dans le cadre du projet InnoSTAT, le profil aérodynamique choisi pour les redresseurs (OGV) est de type NACA 7310. La structure du profil, illustrée par la Figure 3.1, repose sur une base rigide qui définit sa forme tout en empêchant tout écoulement à travers le profil. Les cavités de ce profil sont remplies d'un matériau poreux, qui dissipe l'énergie acoustique en la convertissant en énergie thermique, comme expliqué dans [164]. Une grille métallique est ensuite ajoutée à la couche externe pour maintenir la forme du profil face aux contraintes de l'écoulement. Par-dessus cette grille, un tissu métallique très fin est installé, contribuant à la dissipation des ondes acoustiques et assurant un état de surface relativement lisse.

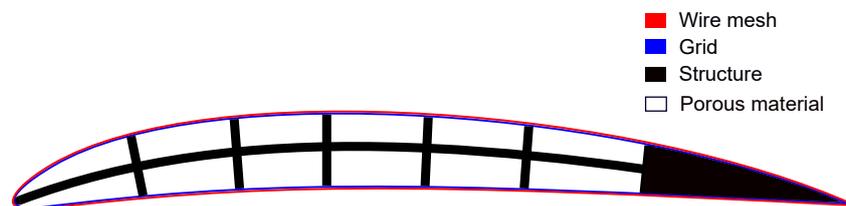


Figure 3.1. Structure du profil.

Pour sélectionner le matériau passif approprié et déterminer le volume de la cavité destinée au matériau poreux dans le profil, il est essentiel de mener des essais sur des échantillons de liner reproduisant la structure décrite ci-dessous, que nous détaillerons ultérieurement.

En termes de fabrication, le liner sera réalisé par impression 3D à frittage, tandis que le profil final sera fabriqué par usinage de l'aluminium, garantissant ainsi une résistance aux contraintes imposées par l'écoulement.

3.2 Conception et fabrication d'un liner passif

Le liner acoustique adopte une conception similaire au profil décrit précédemment dans 3.1. Pour cette étude, nous avons sélectionné deux matériaux couramment utilisés pour l'isolation acoustique : la Mélamine et le Polyphone. Selon [165], la porosité σ de ces mousses est respectivement de 0.96 pour la Mélamine et de 0.95 pour le Polyphone. Le choix du tissu métallique s'est porté sur un produit fabriqué par GANTOIS INDUSTRIES SAS, sous la référence N°105365, caractérisé par une ouverture de 0.020/0.020 et une porosité $\sigma = 0.39$. Ce choix est basé sur des recherches précédentes, notamment [166], qui ont souligné l'efficacité de ce type de tissu en termes de coefficient d'absorption.

La Figure 3.2 illustre la structure du liner, où (1) représente la structure rigide divisée en plusieurs cavités. Les dimensions des cavités sont détaillées dans l'annexe A.1. Au sein de ces cavités, on dispose la mousse poreuse (2) d'une épaisseur de 3.5 mm. Au-dessus de cette mousse, on installe une grille (3) avec des ouvertures de 5 mm x 5 mm et une épaisseur de 1.5 mm. Enfin, on positionne le tissu métallique (4), présenté précédemment, sur la grille.

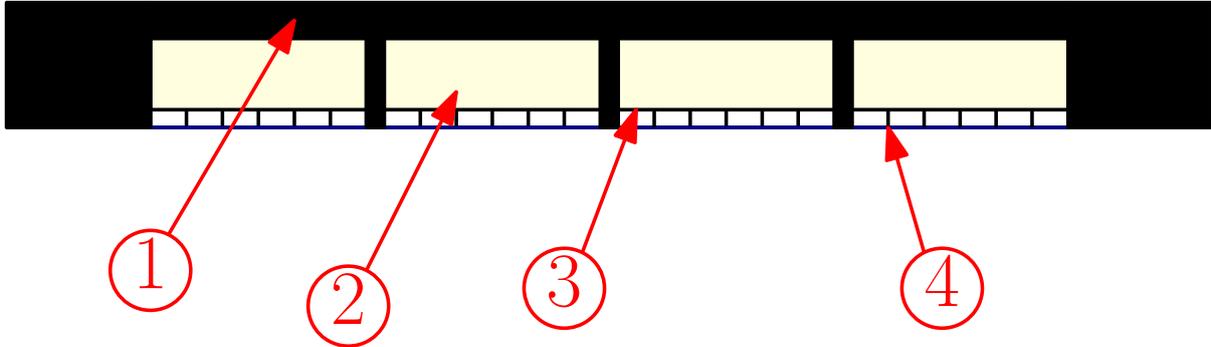


Figure 3.2. Composition des échantillon testés en conduit.(1) : Structure rigide, (2) : matériaux poreux, (3) : grille rigide et (4) : tissu métallique.

3.3 Étude d'échantillons de la structure passive sous un écoulement rasant

Le banc d'essai, représenté par la Figure 3.3, se compose d'un conduit rectangulaire (8) de dimensions internes de 70 mm x 70 mm. Ce dispositif intègre une soufflerie capable de générer des vitesses d'écoulement allant jusqu'à 120 m/s, correspondant à Mach 0.35. L'air entre dans le système via le convergent (1), suivi du haut-parleur (2) émettant des ondes acoustiques se propage dans le conduit. Ces ondes traversent d'abord les microphones (3) (Microphone n°1) et (4) (Microphone n°2), avant de passer à travers le liner (5) de longueur $d = 0.266$ m. Elles sont ensuite captées par deux autres microphones (6) (Microphone n°3) et (7) (Microphone n°4) avant d'atteindre la terminaison anéchoïque (9) située au bout du conduit, où les ondes s'estompent. La sensibilité et la position de chaque microphone, par rapport au schéma 3.4 utilisé pour l'estimation des différents coefficients, sont détaillées dans le tableau 3.1.



Figure 3.3. Banc d'essai.

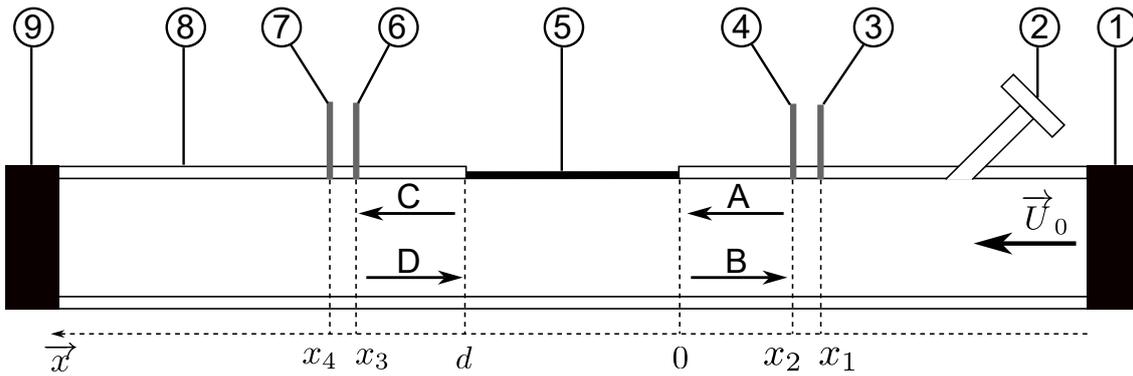


Figure 3.4. Modèle du banc d'essai.

Le schéma représenté sur la Figure 3.3 montre l'expérimentation en cours. L'unité d'acquisition (10) est responsable du contrôle et de l'acquisition des données. Le signal sortant du haut-parleur (2) transite par l'amplificateur de puissance (12), tandis que le signal des microphones passe par l'unité de conditionnement Nexus (11). La commande de la soufflerie est gérée séparément, permettant de réguler la vitesse de l'écoulement dans le conduit.

| | Paramètre | Position [m] | Sensibilité en [mV/Pa] |
|--------------|-----------|--------------|------------------------|
| Microphone 1 | x_1 | -0.399 | 5.203 |
| Microphone 2 | x_2 | -0.377 | 3.844 |
| Microphone 3 | x_3 | 0.824 | 4.210 |
| Microphone 4 | x_4 | 0.846 | 4.270 |

Table 3.1. Positions des microphones et de l'échantillon par rapport au modèle représenté par la Figure 3.4.

Pour adapter la structure du liner, illustrée sur la Figure 3.2, au porte-échantillon du banc d'essai, présenté sur la Figure 3.3, une structure démontable, détaillée sur la Figure 3.5, a été employée. Cette

structure est composée de deux parties rigides : le corps principal, coloré en rouge, qui contient le matériau poreux et la grille faisant partie intégrante de ce corps, ainsi qu'un couvercle utilisé pour maintenir en place le matériau poreux.

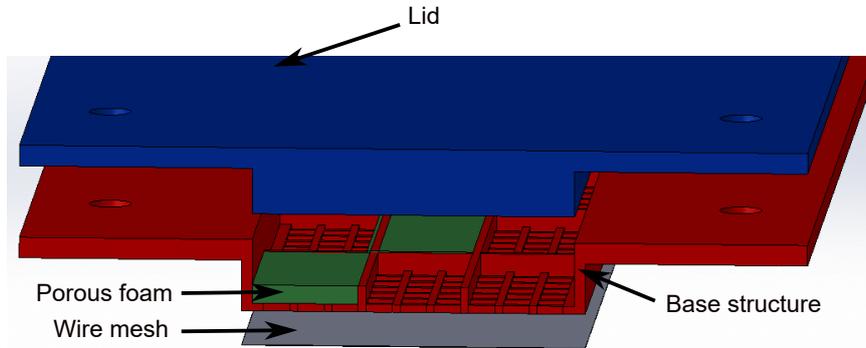


Figure 3.5. Différente partie de l'échantillon.

En plus des deux matériaux poreux initialement proposés, nous allons également évaluer l'effet d'une structure vide, sans matériau poreux. Trois configurations, correspondant à différentes tailles de cavités destinées à accueillir le matériau poreux, seront examinées : petite, moyenne et large. Ces configurations sont illustrées respectivement par les structures (1), (2) et (3) sur la Figure 3.6.

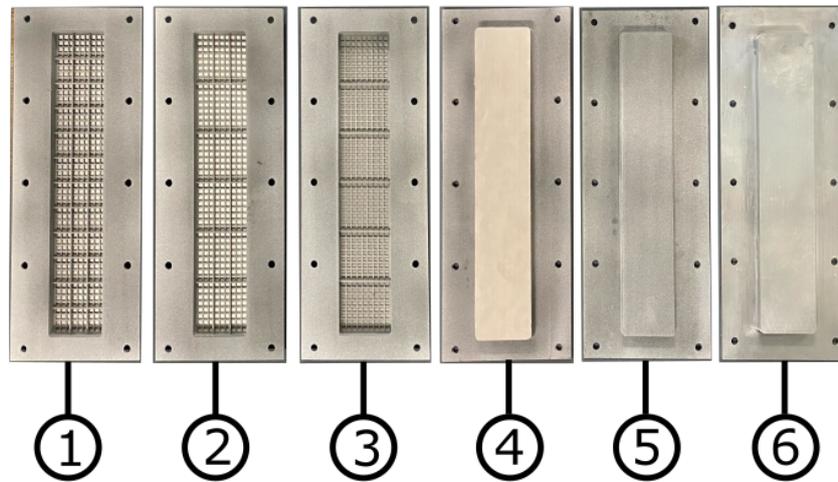


Figure 3.6. Les échantillons : (1), (2) et (3) représentent, respectivement, une petite cavité (small cavity), une cavité moyenne (average cavity) et une grande cavité (wide cavity). (4) : la vue de dessus de l'échantillon (tissu métallique). (5) : couvercle. (6) échantillon rigide.

3.3.1 Méthode d'estimation

La méthode d'estimation de l'efficacité acoustique de liner s'appuie sur l'approche proposée par Bolton *et al.* [167], qui postule que le champ acoustique stationnaire en amont et en aval d'un échantillon peut être adéquatement modélisé par des superpositions d'ondes planes. Ainsi, le champ acoustique en fréquence pour le segment en amont est dénoté par P_{amont} et celui pour le segment en aval par P_{aval} . Ces champs sont représentés dans la Figure 3.4 et sont exprimés respectivement par les équations (3.1) et (3.2).

$$P_{amont} = Ae^{-ik_x x} + Be^{ik_x x} \quad (3.1)$$

$$P_{aval} = Ce^{-ik_x x} + De^{ik_x x} \quad (3.2)$$

Tel que $k = \frac{\omega}{c_0}$ désigne le nombre d'onde dans l'air, ω la fréquence angulaire, et $c_0 = 343$ m/s la vitesse du son, les pressions acoustiques complexes en amont P_{amont} et en aval P_{aval} de l'échantillon, ainsi que les coefficients A à D représentant les amplitudes complexes, sont illustrés dans la Figure 3.4. Les pressions acoustiques complexes mesurées aux quatre points x_1 à x_4 sont exprimées par l'équation (3.3).

$$\begin{cases} P_1 = Ae^{-ik_x x_1} + Be^{ik_x x_1} \\ P_2 = Ae^{-ik_x x_2} + Be^{ik_x x_2} \\ P_3 = Ce^{-ik_x x_3} + De^{ik_x x_3} \\ P_4 = Ce^{-ik_x x_4} + De^{ik_x x_4} \end{cases} \quad (3.3)$$

À partir des équations (3.3), on peut obtenir les expressions des coefficients A, B, C, et D en fonction des pressions acoustiques P_i mesurées aux emplacements des microphones x_i , comme indiqué dans l'expression (3.4).

$$\begin{cases} A = \frac{i(P_1 e^{ik_x x_2} - P_2 e^{ik_x x_1})}{2 \sin(k(x_1 - x_2))} \\ B = \frac{i(P_2 e^{-ik_x x_1} - P_1 e^{-ik_x x_2})}{2 \sin(k(x_1 - x_2))} \\ C = \frac{i(P_3 e^{ik_x x_4} - P_4 e^{ik_x x_3})}{2 \sin(k(x_1 - x_2))} \\ D = \frac{i(P_4 e^{-ik_x x_3} - P_3 e^{-ik_x x_4})}{2 \sin(k(x_1 - x_2))} \end{cases} \quad (3.4)$$

Les coefficients A, B, C, et D permettent d'estimer les coefficients de réflexion R_a , de transmission T_a , et d'absorption α , définis respectivement par les expressions (3.5), (3.6), et (3.7).

$$R_a = \frac{B}{A} \quad (3.5)$$

$$T_a = \frac{C}{A} \quad (3.6)$$

$$\alpha = 1 - |R_a|^2 - |T_a|^2 \quad (3.7)$$

Cela nous permet de déduire la perte par transmission TL , décrite par l'expression (3.8), une grandeur quantifiant les performances de l'ajout d'un liner et s'exprimant en fonction du coefficient de transmission.

$$TL = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{|T_a|^2} \right) \quad (3.8)$$

L'écart des pertes par transmission entre le liner rigide et le passif détermine la perte par insertion, reflétant ainsi l'efficacité réductrice du liner.

$$IL_{dB} = TL - TL_{rigid} \quad (3.9)$$

3.3.2 Essai sans écoulement

La première partie de l'étude examine l'effet d'un liner passif sur les ondes acoustiques émises par un haut-parleur, sans écoulement. Les données sont acquises à une fréquence d'échantillonnage de 51200 Hz, utilisant une excitation de type sinus balayé sur une plage de fréquences de 100 Hz à 5000 Hz, avec une moyenne effectuée sur 30 secondes.

Conformément à [168, 169], nous adoptons l'hypothèse de propagation d'ondes planes dans le conduit. Cette approche est limitée par la fréquence de coupure du premier mode, au-delà de laquelle notre méthode d'estimation n'est plus valide. La fréquence de coupure est déterminée par $f_c = \frac{c_0}{2a} = 2700$ Hz, où a est la plus grande dimension de la section transversale du conduit. Ainsi, l'estimation des coefficients est restreinte aux fréquences inférieures à 2700 Hz, et la suite de ce chapitre se focalise sur les fréquences en dessous de cette limite.

Le coefficient de réflexion R_a constitue un premier indicateur d'intérêt de notre étude, évaluant l'efficacité de notre méthode. L'évolution de ce coefficient est présentée en Figure 3.7 pour toutes les configurations étudiées. Dans le cas rigide (Baseline), ce coefficient permet d'évaluer la capacité de la terminaison anéchoïque à laisser les ondes acoustiques sortir du conduit sans être réfléchies. On observe que pour l'ensemble des fréquences ce coefficient prend principalement des valeurs inférieures à 10%, indiquant qu'une grande partie de la puissance acoustique incidente n'est pas réfléchi.

De plus, l'ajout d'un liner ne semble que marginalement modifier le coefficient de réflexion, indiquant que le changement d'impédance entre le conduit amont et le liner n'entraîne pas l'apparition d'ondes réfléchies significatives.

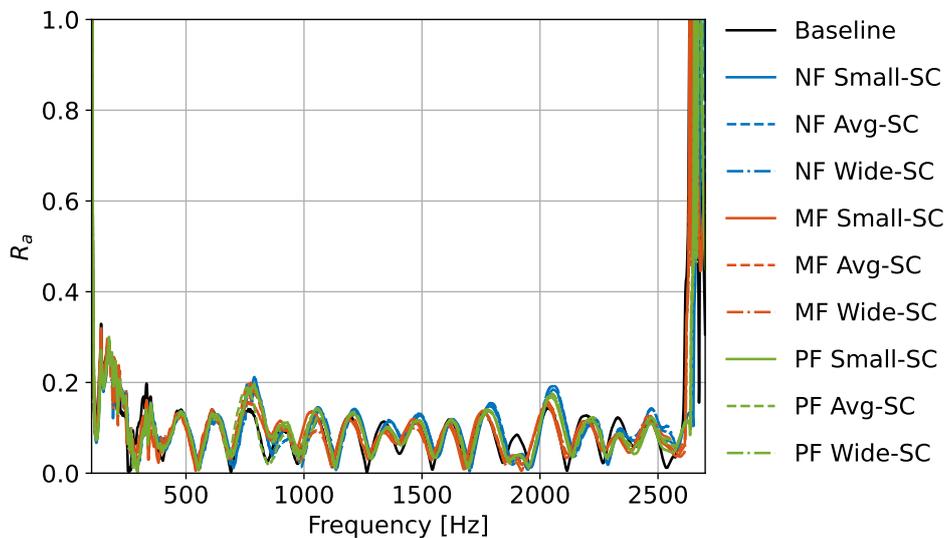


Figure 3.7. Coefficient de réflexion R_a de l'essai sans écoulement avec différentes configurations : PF (Mousse de Polyphone), MF (Mousse de Mélamine), NF (Cavité vide), Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité).

Afin de déterminer la combinaison optimale de la taille des cavités et de l'utilisation de mousse poreuse pour maximiser l'absorption acoustique, une approche comparative sera adoptée pour chaque dimension de cavité. Les Figures 3.8, 3.9, et 3.10 présentent des cavités de tailles petite, moyenne et grande, respectivement. Ces figures comparent l'efficacité de liners rigides, de cavités vides, de cavités remplies de mousse de Mélamine, et de mousse de Polyphone, en utilisant le coefficient d'absorption α

et la perte par insertion IL , décrits respectivement par les expressions (3.7) et (3.9).

Les résultats de notre étude, illustrés sur les figures 3.8 à 3.10, montrent qu'indépendamment de la taille des cavités, la mousse de Mélamine assure une meilleure atténuation acoustique, avec une réduction pouvant atteindre jusqu'à près de **5 dB** autour de 2500 Hz sur les pertes par insertions. Cette efficacité est légèrement supérieure, de l'ordre de **0,5 dB**, à celle obtenue avec la mousse de Polyphone. Les configurations impliquant des cavités vides révèlent des performances systématiquement moindres, quelle que soit la dimension des cavités. L'atténuation acoustique provient essentiellement de deux processus. Le premier concerne la dissipation de l'énergie acoustique par le matériau poreux, soit le tissu métallique soit la mousse contenue dans les cavités, qui transforme l'énergie acoustique en énergie thermique, une capacité qui s'accroît avec la fréquence. Le deuxième processus repose sur la dissipation par résonance engendrée par la configuration du liner, qui comporte des cavités, avec une amplification notable autour de 750 Hz.

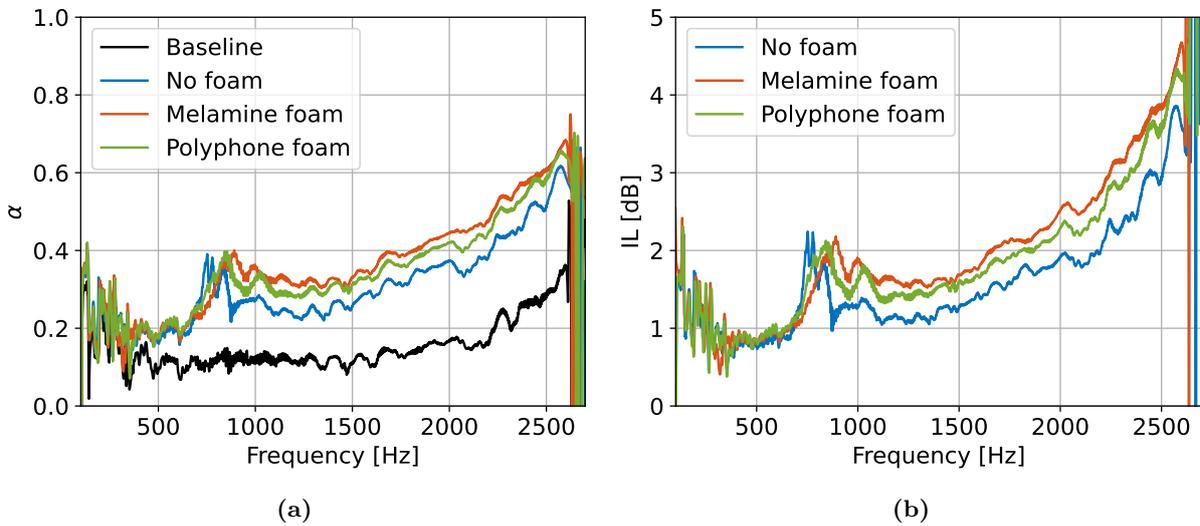


Figure 3.8. Résultats d'essai sans écoulement pour le liner avec une cavité petite (**Small-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante.

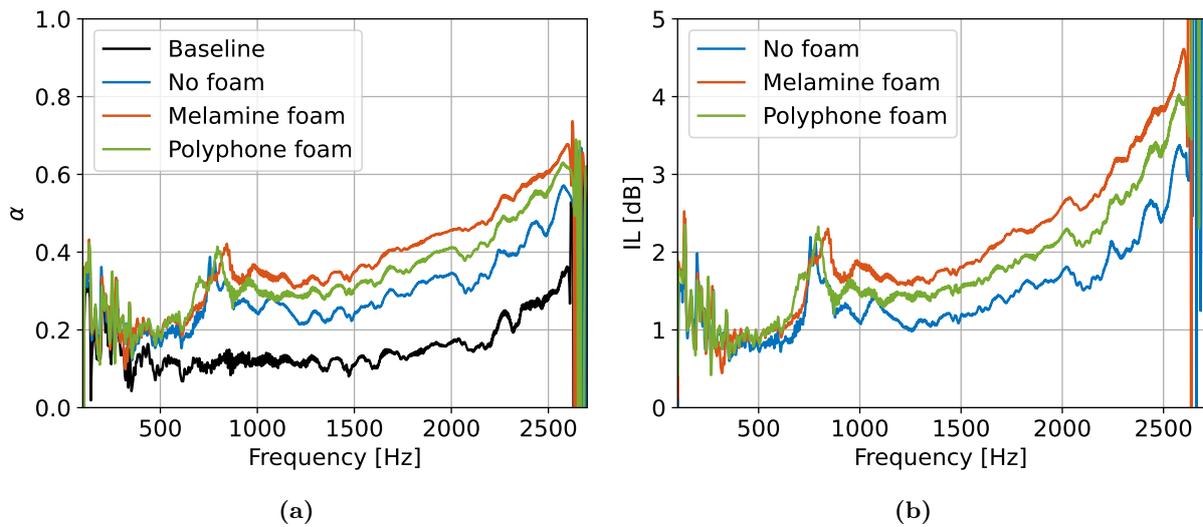


Figure 3.9. Résultats d'essai sans écoulement pour le liner avec une cavité moyenne (**Avg-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante.

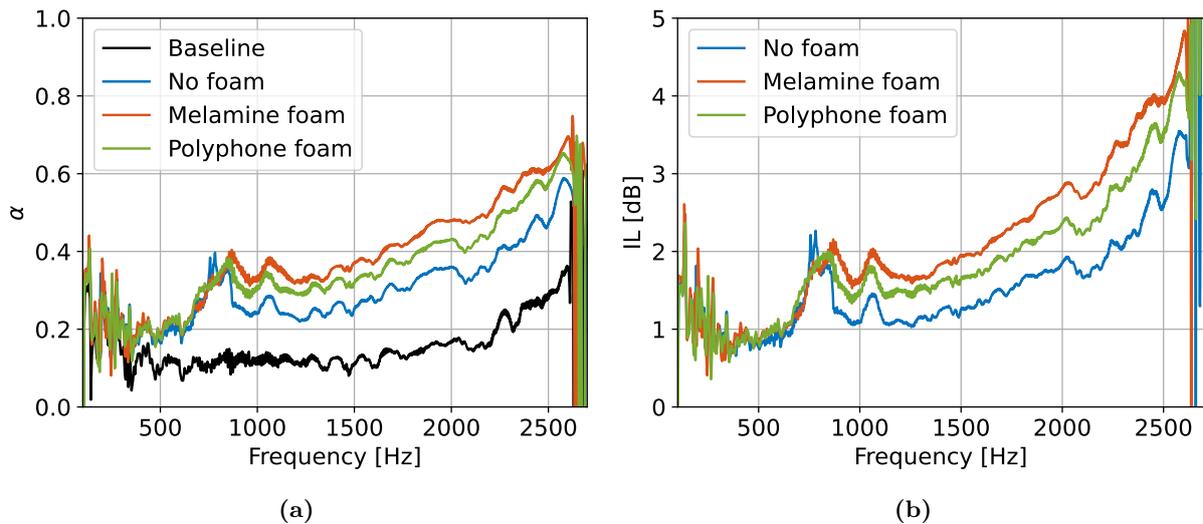


Figure 3.10. Résultats d'essai sans écoulement pour le liner avec une cavité large (**Wide-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante.

On se concentre maintenant sur la mousse de Mélamine afin d'évaluer l'effet de la taille des cavités. Pour cela, on illustre sur la Figure 3.11 le coefficient d'absorption α (Figure 3.11a) et la perte d'insertion IL (Figure 3.11b) pour les trois tailles de cavités. Les résultats révèlent une influence modérée de la taille de la cavité sur l'absorption de l'onde acoustique émise en amont du liner. La cavité de grande dimension présente une absorption légèrement meilleure par rapport aux cavités de taille petite et moyenne, ces dernières montrant des performances quasi identiques sur l'ensemble du spectre fréquentiel.

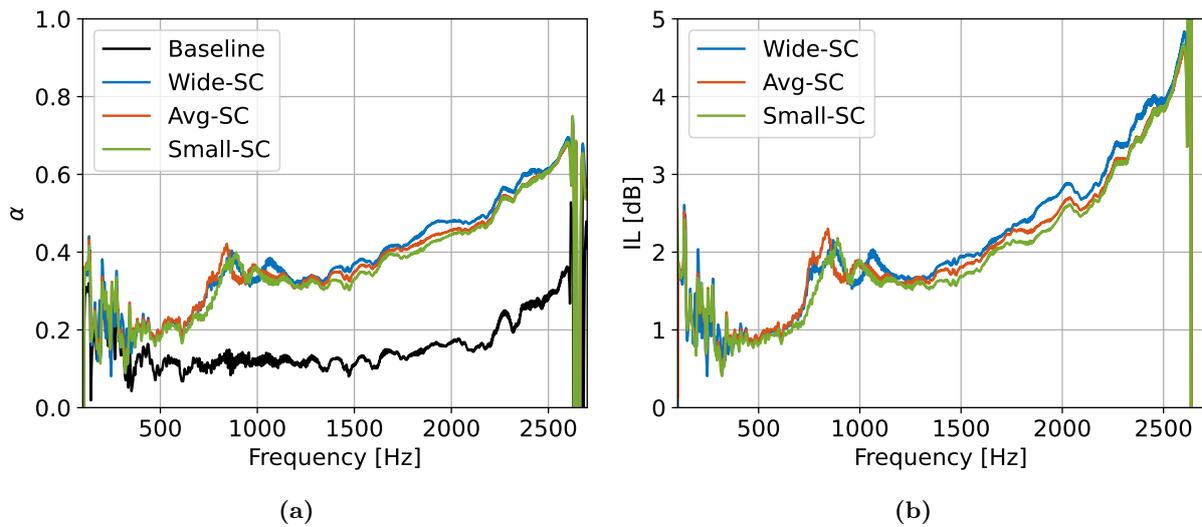


Figure 3.11. Résultats d'essai sans écoulement pour le liner rempli par la mousse de **Mélamine**. (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (—) : cavité large (Wide cavity). (—) : Cavité moyenne (Average cavity). (—) : Cavité petit (Small cavity).

3.3.3 Essai avec écoulement

L'analyse sans écoulement a démontré une certaine efficacité du liner conçu. Cependant, pour les applications visées, le profil est soumis à un écoulement, affectant potentiellement la performance de la structure absorbante en aéroacoustique.

L'introduction d'un écoulement dans le conduit génère le développement d'une couche limite turbulente sur les parois, affectant les fluctuations de pression et dégradant le rapport signal-bruit acoustique. Ainsi, nous limitons la vitesse de l'écoulement à 40 m/s pour minimiser les problèmes de rapport signal à bruit.

La méthode du sinus glissant entraîne des problèmes de rapport signal à bruit en présence d'écoulement. Pour cette raison, une méthode adaptée a été mise en place. Cette approche consiste à discrétiser la gamme de fréquences de 50 Hz à 2700 Hz en 54 fréquences distinctes, espacées de 50 Hz. Pour chaque fréquence, une onde sinusoïdale pure est utilisée pour les mesures, qui durent 6 secondes. Les effets transitoires sont réduits en excluant la première seconde de l'enregistrement, et une moyenne est calculée sur les 5 secondes suivantes. Cette méthode vise à obtenir des données plus fiables malgré la présence de l'écoulement.

En examinant le coefficient de réflexion R_a pour des écoulements à des vitesses moyennes de 20 m/s et 40 m/s, représentés respectivement par les Figures 3.12 et 3.13, nous observons qu'environ 10 % de la puissance acoustique, que ce soit pour le liner rigide ou le liner passif, est réfléchi. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus précédemment dans la Figure 3.7 pour l'essai sans écoulement. Ainsi, une grande partie de la puissance acoustique est transmise ou absorbée, même en présence d'écoulement.

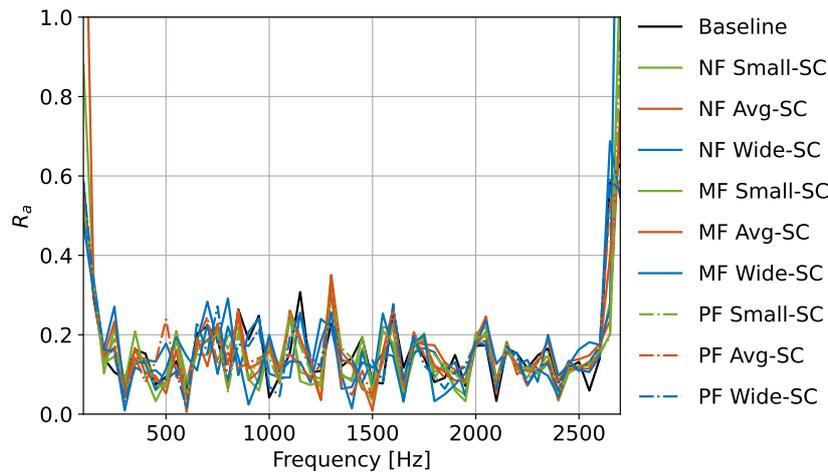


Figure 3.12. Coefficient de réflexion R_a de l'essai avec une vitesse d'écoulement $U_0=20 \text{ ms}^{-1}$ avec différentes configurations : PF (Mousse de Polyphone), MF (Mousse de Mélamine), NF (Cavité vide), Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité).

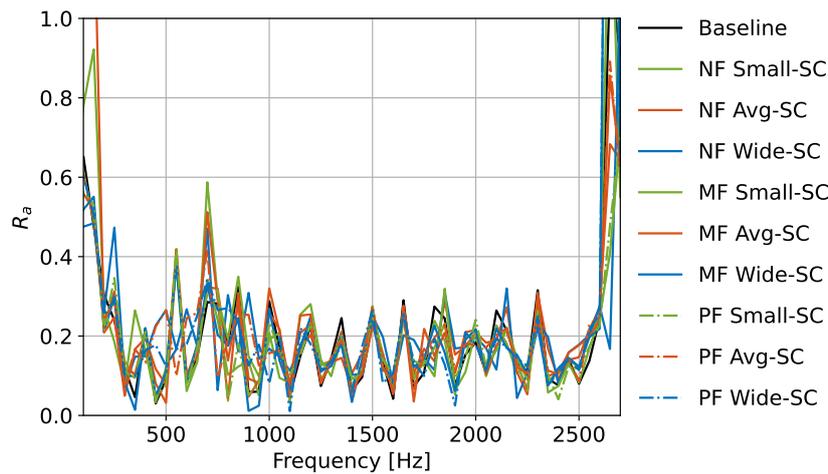


Figure 3.13. Coefficient de réflexion R_a de l'essai avec une vitesse d'écoulement $U_0=40 \text{ ms}^{-1}$ avec différentes configurations : PF (Mousse de Polyphone), MF (Mousse de Mélamine), NF (Cavité vide), Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité).

Les essais avec écoulement, détaillés dans l'annexe A.2, montrent une cohérence avec les résultats obtenus sans écoulement, mettant ainsi en lumière les meilleures performances de la mousse de mélamine. En étudiant le coefficient d'absorption α et la perte par insertion IL de la mousse de mélamine pour les écoulements à 20 m/s et 40 m/s, illustrés respectivement sur les figures 3.14 et 3.15, on observe absorption qui augmente avec la fréquence, pouvant atteindre jusqu'à **3 dB** autour de 2500 Hz. Cette réduction est légèrement inférieure à celle observée dans l'essai sans écoulement, présenté sur la Figure 3.11.

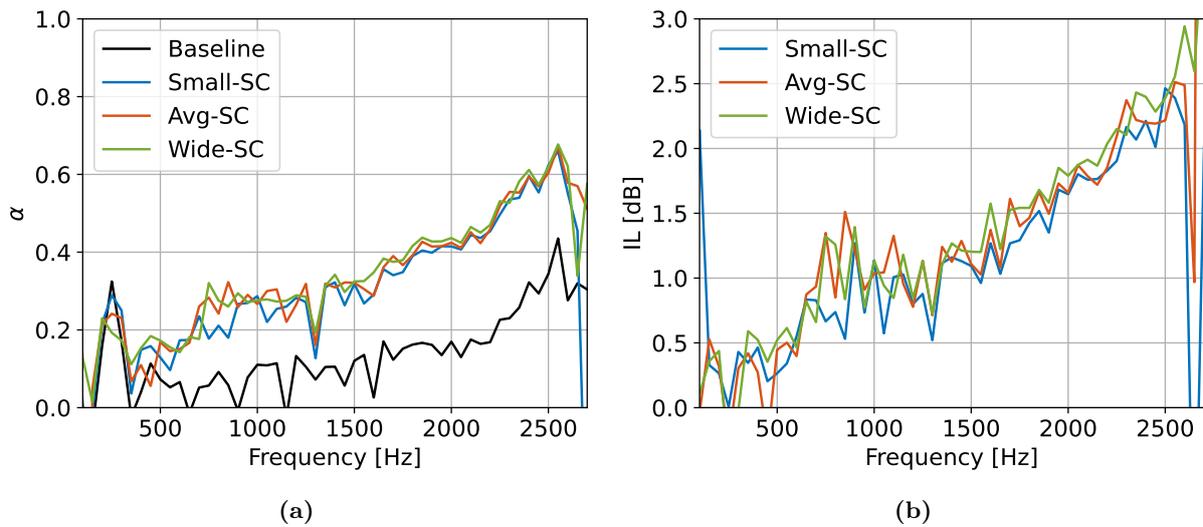


Figure 3.14. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$ (mousse de mélamine).
 (a) : coefficient d'absorption.(b) : Perte d'insertion à incidence rasante.
 Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité).

Nous avons également observé une légère diminution de l'absorption acoustique avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. À titre d'exemple, à une fréquence de 2 kHz, une réduction d'environ **1.7 dB** (Figure 3.14b) a été mesurée pour un écoulement à 20 m/s, tandis qu'elle atteint **1.5 dB** (Figure 3.15b) pour un écoulement à 40 m/s. Il est également important de noter que la taille de la cavité n'influence pas significativement les résultats, les courbes de performance étant pratiquement superposables pour différentes tailles de cavités. En outre, le phénomène de résonance observé autour de 750 Hz, dû aux cavités, est présent même en cas d'écoulement, bien que légèrement atténué.

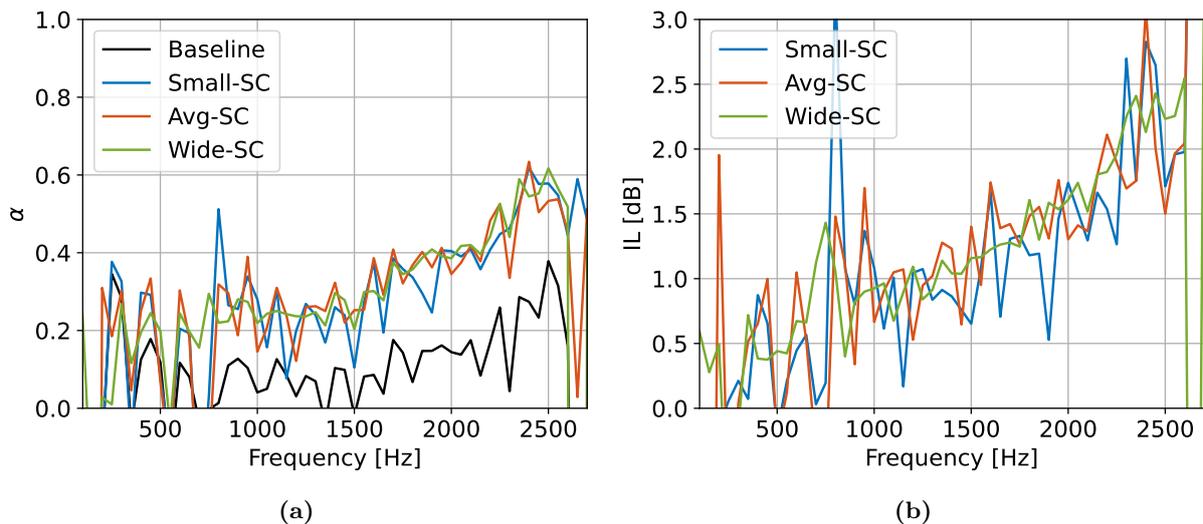


Figure 3.15. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40 \text{ ms}^{-1}$ (mousse de mélamine).
 (a) : coefficient d'absorption.(b) : Perte d'insertion à incidence rasante.
 Small-SC (Petite cavité), Avg-SC (Cavité moyenne), Wide-SC (Grande cavité).

3.3.4 Conclusion

Notre étude sur le liner passif a orienté nos choix vers un type spécifique de mousse et une dimension de cavité optimale pour son placement. L'examen du coefficient de réflexion révèle que la réflexion des ondes acoustiques par le liner reste inférieure à 10 % en amplitude, indépendamment de la présence ou de l'absence d'écoulement. Concernant la perte par insertion, qui indique la capacité d'absorption du matériau, la mousse de mélamine accompagnée d'une cavité de grande taille se distingue nettement. Bien que l'influence de la taille de la cavité soit marginale, elle favorise légèrement une taille plus grande. Nous avons également observé que la réduction acoustique augmente avec la fréquence, atteignant jusqu'à **5 dB** sans écoulement et **3 dB** avec écoulement. Cette réduction tend à diminuer légèrement avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. Globalement, ces résultats sont prometteurs pour des tests en conduit sous à un écoulement rasant. L'application de cette technologie à un profil aérodynamique, étudié dans la section suivante, nous permettra d'approfondir notre compréhension et d'optimiser davantage cette technologie.

3.4 Caractérisation expérimentale d'un profil passif isolé

Dans la section précédente, l'analyse du dispositif passif s'est concentrée sur ses aspects purement acoustiques pour déterminer l'influence de certains paramètres sur l'absorption du son.

Nous abordons maintenant l'application de ce dispositif à un profil aérodynamique représentatif d'une aube de redresseur. L'objectif est de diminuer le bruit généré par l'interaction des fluctuations turbulentes, transportées par l'écoulement amont, avec le profil. Au-delà de l'absorption acoustique, nous anticipons également un effet d'amortissement sur cette interaction, potentiellement capable de réduire les sources acoustiques comparativement à un profil rigide.

Dans le contexte d'une turbomachine, les turbulences en amont des aubes de redresseur proviennent principalement des sillages des pales de la soufflante en rotation.

Pour cette étude, un profil unique est disposé dans un écoulement en soufflerie anéchoïque, avec la turbulence introduite en amont du profil à l'aide d'une grille de turbulence. Les mesures acoustiques sont effectuées grâce à une antenne microphonique de directivité, permettant de comparer les résultats obtenus avec et sans le traitement acoustique.

3.4.1 Conception et fabrication

Le profil aérodynamique sélectionné, défini dans le cadre du projet européen InnoSTAT, est un NACA-7310 illustré par la Figure 3.16. La longueur de corde du profil considéré, $c=12$ cm, dont l'épaisseur maximale, exprimée en proportion de la longueur de la corde, est de 10 %.

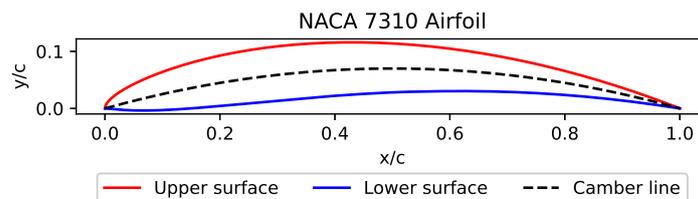


Figure 3.16. Profil aérodynamique NACA-7310 normalisé par rapport au corde.

Cependant, la réalisation de ce dispositif s'avère plus complexe que pour les échantillons testés en conduit, en raison de la géométrie spécifique du profil et du fait que celui-ci, placé dans un écoulement,

doit résister aux efforts aérodynamiques.

Comme mentionné précédemment, le profil est composé d'un squelette rigide incluant la plaque centrale et les raidisseurs, tel que représenté en Figure 3.17.

Initialement, des portions de plaque perforée devaient être installées en appui sur des épaulements visibles sur les raidisseurs. Le tissu métallique est ensuite collé sur la surface de la plaque perforée.

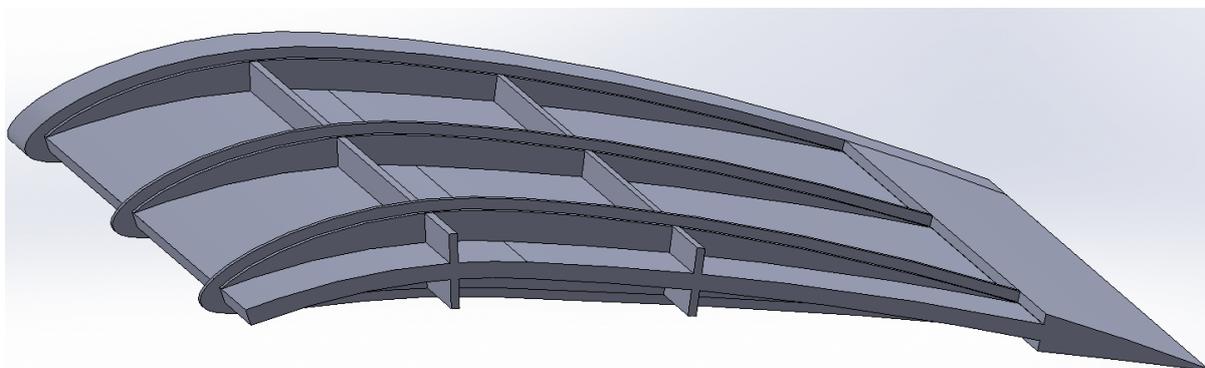


Figure 3.17. CAO du squelette du profil.

Une première tentative de fabrication par impression 3D a révélé une résistance mécanique insuffisante face à des vitesses d'écoulement élevées, dépassant les 100 m/s, comme l'illustre la Figure 3.18. Face à cette contrainte, il a été décidé de fabriquer le squelette du profil, comprenant la plaque centrale et les raidisseurs, en aluminium, tel que présenté dans la Figure 3.17. Une plaque perforée en aluminium a été façonnée et fixée sur la surface du profil, puis recouverte du wiremesh collé directement sur cette grille.



Figure 3.18. Le profil fabriqué en 3D par frittage de poudre après rupture à cause des efforts aérodynamiques.

Le tissu métallique appliqué sur le profil testé dans cette étude recouvre intégralement la surface du profil, comme illustré par la Figure 3.19. Cette décision a été délibérément prise pour la phase initiale de l'étude.

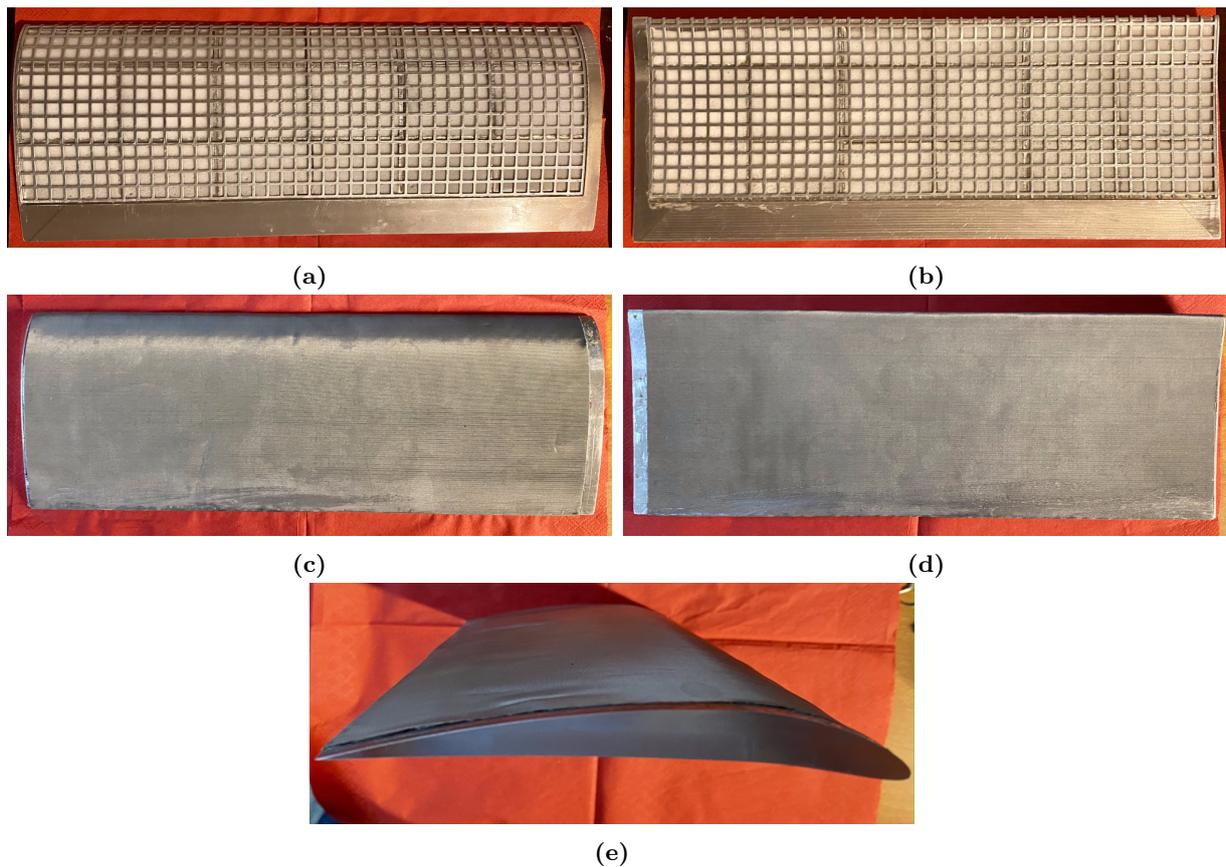


Figure 3.19. Le profil passif. (a) : extrados du profil sans la toile métallique tissée, (b) : intrados du profil sans la toile métallique tissée, (c) : extrados avec la toile métallique tissée, (d) : intrados du profil avec la toile métallique tissée. (e) vue sur le côté droite du profil montrent la forme du profil complet.

3.4.2 Description de la configuration expérimentale

Le profil est évalué dans une soufflerie anéchoïque, où le conduit amène l'écoulement, généré par un ventilateur en amont, jusqu'à une chambre anéchoïque. Le conduit est spécialement traité pour absorber le bruit du ventilateur et maintenir une faible intensité turbulente de l'écoulement.

Un convergent ajuste la section de sortie du conduit, de $56 \times 56 \text{ cm}^2$ à $56 \times 30 \text{ cm}^2$, pour correspondre à l'envergure du profil.

Juste en amont du convergent, une grille de turbulence (1) est placée pour induire des fluctuations turbulentes aux caractéristiques définies, telles que l'intensité turbulente et l'échelle intégrale. Les valeurs de ces grandeurs sont analysées plus en détail dans la section 3.5.3 sur l'étude en configuration de grille d'aubes.

Le profil aérodynamique (2), installé verticalement avec un angle d'attaque α de 0° , est fixé entre des plaques horizontales, comme illustré sur la Figure 3.21.

Une antenne microphonique, avec un rayon de $R=195 \text{ cm}$ et couvrant un secteur angulaire de 120° , est centrée sur le bord de fuite du profil du côté intrados. Cette antenne, composée de 13 microphones espacés de $\Delta\theta = 10^\circ$, est présentée sur la Figure 3.20.

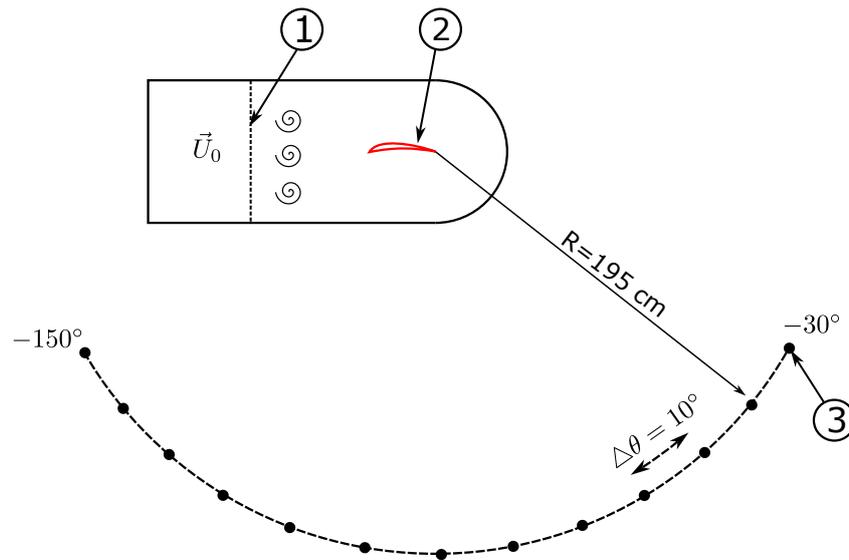


Figure 3.20. Schéma représentatif de la configuration expérimentale : (1) grille de turbulence, (2) profil aérodynamique, et (3) microphone placé à un angle de -30 degrés par rapport à l'écoulement moyen.



Figure 3.21. Photos de la configuration expérimentale. (a) : Sortie de soufflerie et profil installé. (b) : Salle d'essai.

3.4.3 Résultats expérimentaux

3.4.3.1 Bruit de jet

Le bruit de jet, résultant de l'écoulement libre sortant de la base de la soufflerie [170, 171], représente une contrainte significative, car il constitue une source de bruit parasite constante durant les essais. Afin d'assurer la fiabilité des essais aéroacoustiques, il est crucial de vérifier que le bruit de jet reste inférieur au bruit produit par le profil étudié. De ce fait, avant de comparer le profil passif au profil rigide (Baseline), une évaluation préalable du bruit de jet par rapport au bruit généré par le profil rigide s'impose. Cette démarche est essentielle pour identifier les plages fréquentielles exploitables durant les essais.

Pour réduire les oscillations présentes dans les spectres, un filtrage glissant [172] sur une bande de 50

Hz a été appliqué. Cette technique contribue à clarifier les courbes obtenues, rendant leur interprétation plus claire.

Les mesures de pression acoustique, réalisées grâce à l'antenne de microphones, fournissent les données nécessaires pour estimer le niveau de pression acoustique (SPL) du signal, exprimée en décibels par hertz (dB). Cette estimation est formalisée par l'expression (3.10).

$$SPL_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{S_{pp}}{p_{ref}^2} \right) \quad (3.10)$$

Où S_{pp} représente la densité spectrale de puissance des fluctuations de pression et $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa est la pression de référence.

Les mesures de pression acoustique, effectués pour des angles de $\theta = -30^\circ$ et $\theta = -150^\circ$, et présentés respectivement sur les figures 3.22 et 3.23, révèlent que le bruit produit par le profil dépasse celui du jet pour une gamme de fréquences allant de 100 Hz à 5 kHz à haute vitesse. Pour les vitesses plus faibles, la limite est plus basse pour l'angle $\theta = -30^\circ$. Dans cette gamme fréquentielle, le bruit associé au profil se distingue clairement de celui du jet, ce qui rend ces fréquences particulièrement pertinentes pour l'analyse de nos données.

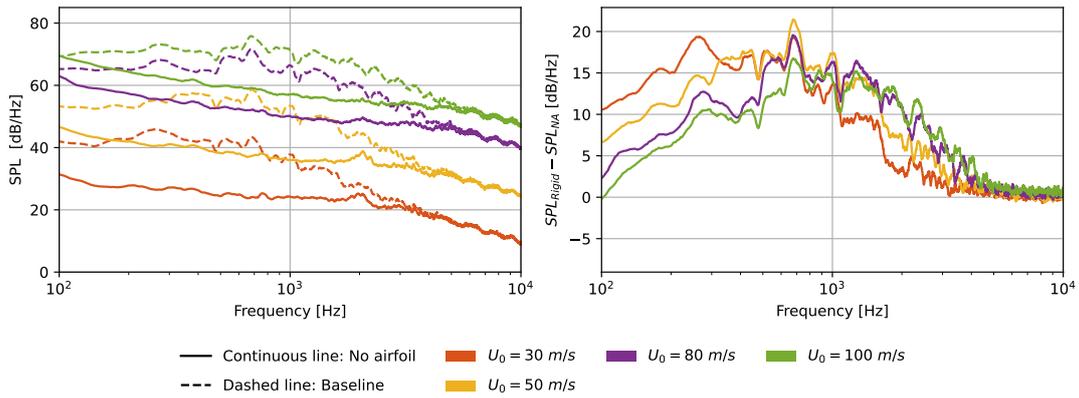


Figure 3.22. SPL en [dB] pour le microphone "mic :1" à -30° de l'axe de l'écoulement.

En s'éloignant du bord de fuite, nous observons le bruit de jet du côté du bord d'attaque sous un angle $\theta = -150^\circ$. La bande fréquentielle où le bruit de profil domine par rapport au bruit de jet s'étend jusqu'à 10 kHz pour des vitesses élevées (100 m/s). Cette limite diminue pour des vitesses plus faibles.

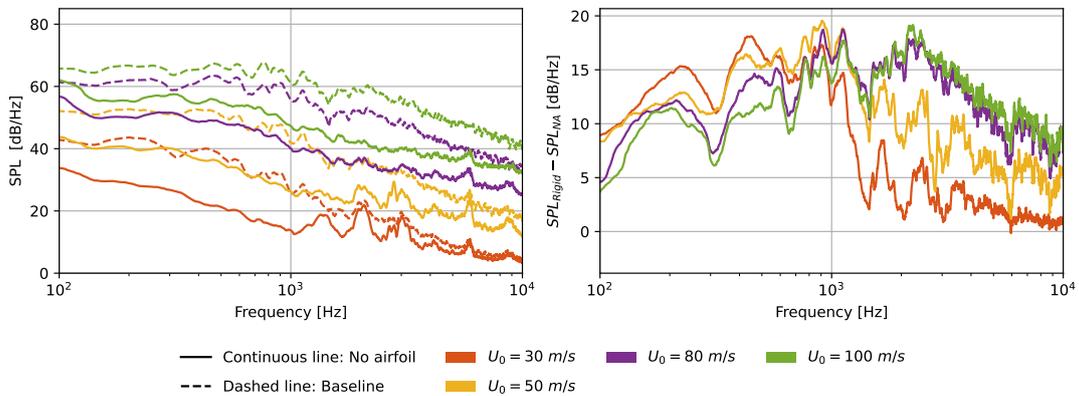


Figure 3.23. SPL en [dB] pour le microphone "mic :13" à -150° de l'axe de l'écoulement

3.4.3.2 Bruit du profil traité

L'analyse du niveau de pression acoustique (SPL) mesuré par le microphone n°1, positionné à -30° par rapport à la direction d'écoulement sortant (illustrée en Figure 3.20) révèle, d'après les données de la Figure 3.24, que le profil passif tend à produire davantage de bruit que le profil de référence. On peut remarquer à une vitesse d'écoulement moyenne de $U_0 = 50$ m/s, une diminution légère du bruit est observée autour de 400 Hz.

En examinant les mesures prises par les microphones positionnés vers l'amont, tel le microphone n°13 situé à -150° par rapport à la direction d'écoulement, le SPL indiqué sur la Figure 3.25 montre que le profil passif génère marginalement moins de bruit comparé au profil rigide. Cette réduction de bruit est modeste aux basses fréquences, moins de **1 dB**, mais s'accroît avec la fréquence, atteignant jusqu'à **2** ou **3 dB** aux alentours de 2.5 kHz pour les vitesses élevées. Pour des fréquences supérieures, le bruit produit par le profil poreux excède celui du profil rigide.

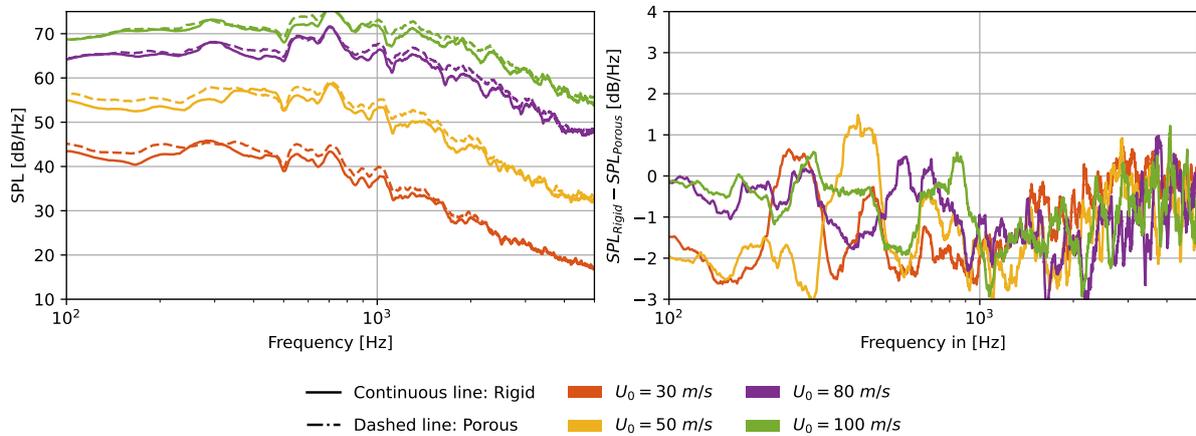


Figure 3.24. SPL en [dB] en fonction de la fréquence pour le microphone "mic :1" ($\theta = -30^\circ$). (—) : ligne continue décrit le profil de référence, (---) : ligne discontinue décrit le profil poreux et chaque couleur correspondant à une vitesse d'écoulement moyenne

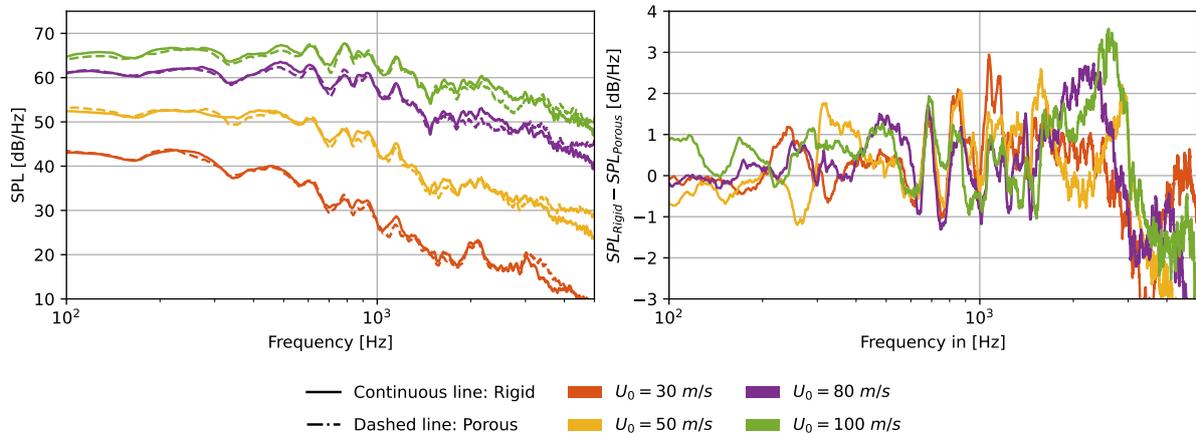


Figure 3.25. SPL en [dB] en fonction de la fréquence pour le microphone "mic :13" ($\theta = -150^\circ$). (—) : ligne continue décrit le profil de référence, (---) : ligne discontinue décrit le profil poreux et chaque couleur correspondant à une vitesse d'écoulement moyenne

Pour analyser la répartition du champ acoustique, la directivité de ce champ (OASPL) a été représentée sur les figures 3.26a et 3.26b. L'OASPL a été calculé par intégration de la densité spectrale de puissance S_{pp} de chaque microphone sur une plage de fréquences allant de $f_{min} = 500$ Hz à $f_{max} = 5000$ Hz. Cette opération permet de déterminer le carré de la pression acoustique \hat{p}^2 en fonction de l'angle de mesure θ , conformément à la formule (3.11) :

$$\hat{p}^2(\theta) = \int_{f_{min}}^{f_{max}} S_{pp}(\theta, f) df \quad (3.11)$$

L'OASPL en dB est ensuite déterminé par l'expression (3.12).

$$OASPL_{dB}(\theta) = 10 \log_{10} \left(\frac{\int_{f_{min}}^{f_{max}} S_{pp}(f, \theta) df}{p_{ref}^2} \right) \quad (3.12)$$

Avec $p_{ref} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa.

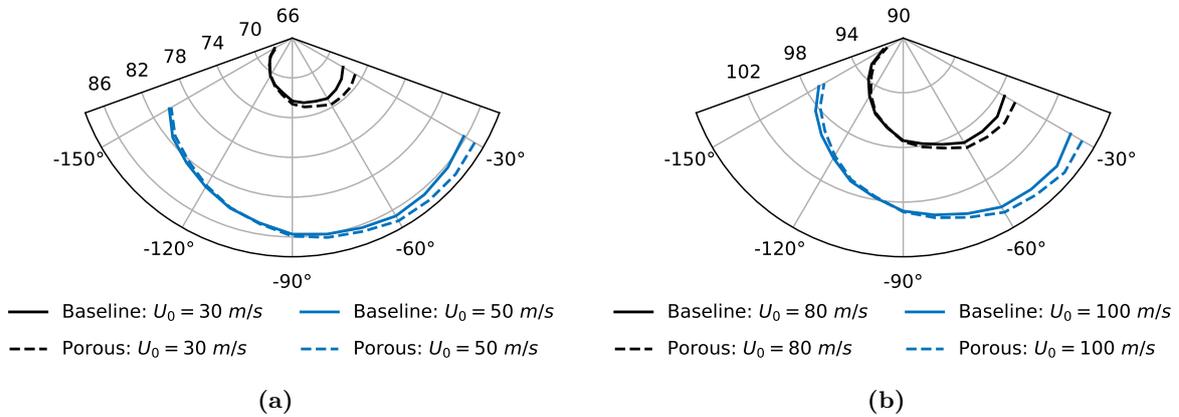


Figure 3.26. Directivité du champ acoustique (OASPL) calculée sur la bande de fréquence [100 Hz ; 5000 Hz], (a) : Directivité pour les vitesses d'écoulement moyennes $U_0 \in \{30 \text{ m/s}^{-1}, 50 \text{ m/s}^{-1}\}$ et (a) : Directivité pour les vitesses d'écoulement moyennes $U_0 \in \{80 \text{ m/s}^{-1}, 100 \text{ m/s}^{-1}\}$.

Il convient de souligner qu'entre les angles de mesure de -90° et -30° , le profil poreux génère davantage de bruit que le profil rigide. En revanche, pour les points de mesure situés entre -90° et -150° , les OASPL des profils de référence et poreux sont similaires, avec une légère réduction grâce au poreux à 100 m/s. Cette diminution de la différence entre le profil de référence et le profil poreux est moins marquée par rapport à ce qui a été observé précédemment sur les niveaux de pression sonore (SPL) mesurés à -150° (Figure 3.25), ce qui peut s'expliquer par la prédominance des basses fréquences lors du calcul de l'OASPL.

Les spectres présentés en Figure 3.24 pour $\theta = -30^\circ$ et en Figure 3.25 pour $\theta = -150^\circ$ montrent que les OASPL sont principalement dominés par le contenu à basses fréquences. Le bruit additionnel introduit par le profil poreux à basses fréquences pour $\theta = -30^\circ$ n'est pas visible pour $\theta = -150^\circ$, ce qui explique cette diminution de l'écart entre les deux configurations pour les microphones situés vers l'amont.

Des investigations complémentaires ont été menées concernant la puissance acoustique rayonnée au travers de l'arc de microphones, qui est estimée selon la formule (3.13). Sa conversion en décibels (dB) est explicitée par l'expression (3.14).

$$W(f) \approx \int_S \frac{S_{pp}}{\rho_0 c_0} dS \quad (3.13)$$

Telle que $dS \approx R d\theta h$ et $h = 1$ m.

La puissance acoustique en dB est définie par l'expression 3.14.

$$W_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{W(f)}{W_{ref}} \right) \quad (3.14)$$

Les graphiques illustrant la puissance acoustique estimée, présentés dans la Figure 3.27, montrent que le profil poreux domine en termes de puissance acoustique, sauf dans la zone de fréquences avoisinant les 2.5 kHz, où une diminution modeste de l'ordre de **1 dB** est observée.

Cette étude préliminaire en configuration de profil isolé semble ici, assez peu concluante. Le profil poreux ne semble pas avoir d'effet bénéfique significatif sur les sources acoustiques du bruit d'interaction. Dans les sections suivantes, une configuration de grille d'aubes est étudiée pour laquelle une atténuation acoustique associée à la propagation dans les canaux inter-aubes est espérée.

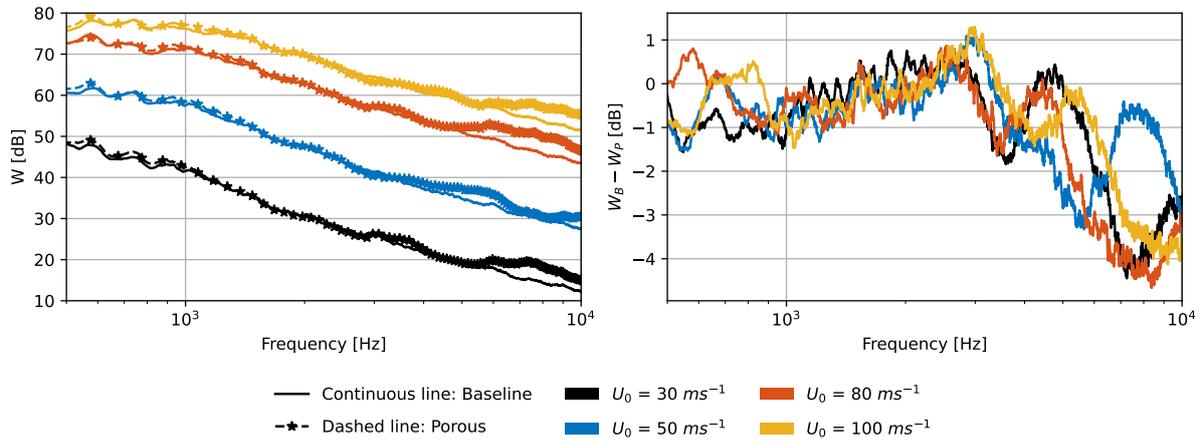


Figure 3.27. La puissance acoustique estimée en fonction de la fréquence. (—) : ligne continue décrit le profil de référence, (---) : ligne discontinue décrit le profil poreux et chaque couleur correspondant à une vitesse d'écoulement moyenne.

3.4.3.3 Conclusions

Dans cette étude, une analyse aéroacoustique a été réalisée sur un profil isolé dans une soufflerie, avec des mesures effectuées en champ lointain. Les résultats ont révélé une amplification du bruit près de l'axe central, probablement due à l'apparition d'une source additionnelle sur la surface. En s'éloignant de l'axe central vers le bord d'attaque, les résultats s'améliorent légèrement pour les hautes fréquences, ce qui suggère que cette source rayonne principalement vers l'aval. Par conséquent, les performances aérodynamiques seront examinées dans la partie suivante.

3.5 Étude de la configuration d'une grille d'aubes

L'étude initiale d'un profil isolé a servi de fondation à une analyse préliminaire strictement axée sur l'acoustique, utilisant une antenne microphonique positionnée du côté intrados du profil, sans variation de l'angle d'attaque. En contraste, un OGV (Outlet Guide Vane) se présente sous forme d'une grille d'aubes annulaire, comme le montre la Figure 3.28, où des effets de grille peuvent modifier le rayonnement acoustique [173].

L'utilisation de matériaux poreux sur la surface des aubes peut accentuer l'absorption acoustique dans une configuration de grille, car les ondes acoustiques se propagent dans les canaux inter-aubes, représentant des portions de conduits acoustiquement traités. Toutefois, l'analyse d'une grille d'aubes annulaire représente un défi en termes de mise à l'échelle de solutions comme le traitement poreux discuté dans ce chapitre.

Nous nous concentrons davantage sur une configuration de grille d'aubes linéaire, qui maintient les effets de grille tout permettant de conserver des dimensions d'aubes compatibles avec l'inclusion de matériaux poreux. Cette configuration a été étudiée dans de nombreux travaux, notamment ceux de Sabah [174] et Finez [175].

La génération de bruit par interaction turbulences-profil étant un point central, nous employons un dispositif de génération de turbulence similaire à celui utilisé pour le profil isolé. De plus, un barreau en amont de l'aube centrale a été considérée avec la possibilité de générer un sillage avec d'importantes composantes harmoniques.



Figure 3.28. OGV (Outlet Guide Vane). (a) : Vue complète; (b) : Zoom sur la grille.

L'utilisation de matériaux poreux sur la surface des aubes pourrait significativement améliorer l'absorption acoustique dans une configuration de grille d'aubes, où les ondes acoustiques circulent entre les aubes, créant ainsi une conduite acoustiquement traitée. Néanmoins, l'analyse d'une grille d'aubes annulaire présente des défis, particulièrement en ce qui concerne l'adaptation de solutions telles que le traitement poreux discuté dans ce chapitre.

Nous nous concentrons donc sur une configuration de grille d'aubes linéaire, préservant les effets de grille tout en accommodant des aubes aux dimensions adaptées au traitement poreux. Cette approche a fait l'objet de diverses études, notamment celles référencées par [174] et [175].

L'interaction entre les turbulences et le profil étant une source majeure de bruit, un dispositif de

génération de turbulence est employé, similaire à celui utilisé pour le profil isolé précédemment étudié. De plus, nous envisageons d'explorer l'impact d'un barreau placé en amont de l'aube centrale pour induire un sillage avec d'importantes composantes harmoniques.

3.5.1 Dispositif expérimental

La grille linéaire utilisée pour ces essais est schématisée sur la Figure 3.29 comprend 7 aubes de modèle NACA-7310, avec une corde mesurant $c = 12$ cm, une envergure de $L = 20$ cm, et un espace inter-aubes $s = 85$ mm. Ces aubes sont maintenues entre deux plaques horizontales, équipées de larges disques conçus pour permettre la rotation de la grille afin d'ajuster l'angle d'attaque. Ces disques sont centrés sur le bord de fuite de l'aube centrale. Les plaques latérales, situées de part et d'autre de la grille, sont conçues pour suivre la ligne de cambrure des aubes pour leur angle d'attaque, s'étendant jusqu'à leur bord de fuite (Figure 3.29). Les aubes ont un angle de calage $\psi = 13^\circ$. Quant à l'angle d'attaque α_c , sa valeur nominale est 21° , avec une possibilité de variation de $\pm 8^\circ$, donnant lieu aux valeurs suivantes pour les essais : $\{13^\circ, 16^\circ, 21^\circ, 26^\circ, 29^\circ\}$. L'angle β_c , formé par la normale au plan de la grille et la direction de l'écoulement incident, est défini par $\beta_c = \alpha_c + \psi$.

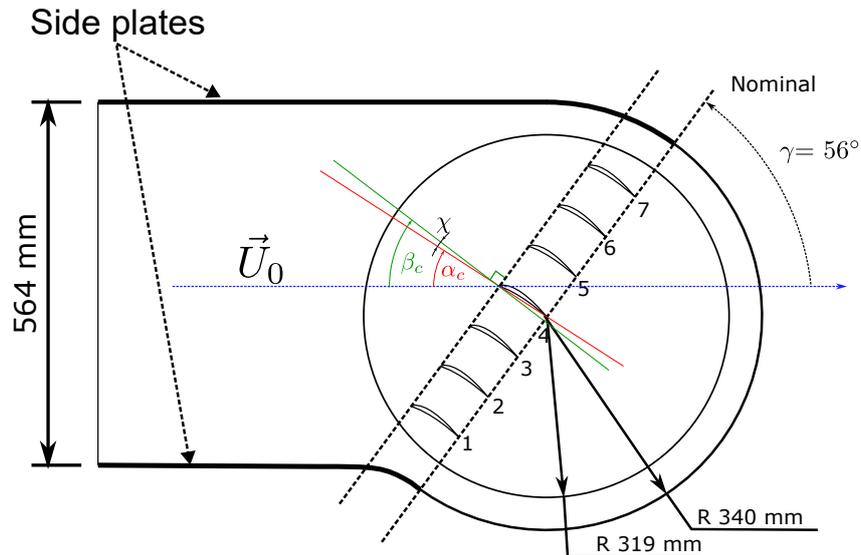


Figure 3.29. Schéma représentatif de la grille d'aube linéaire étudiée.

Des brosses souples, illustrées sur les figures 3.30a et 3.30b, sont attachées aux extrémités des plaques de maintien horizontales afin de minimiser les bruits parasites résultant de la diffraction des couches limites turbulentes. La grille d'aubes est positionnée au sein de la soufflerie anéchoïque du LMFA, où le conduit amont, permettant l'acheminement de l'écoulement généré par le ventilateur, présente des dimensions de 0.56×0.56 m². Un convergent, placé à environ 0.6 m en amont du bord d'attaque de l'aube centrale, réduit la section transversale de 0.56×0.56 m² à 0.56×0.2 m².

La présence de la grille d'aubes modifie la trajectoire de l'écoulement incident. Afin d'assurer une sortie de l'écoulement à travers l'ouverture aval de la chambre anéchoïque, cette déviation est compensée par l'introduction d'un coude situé en amont du convergent. Ce coude est muni de déflecteurs internes conçus pour orienter l'écoulement et prévenir le décollement.



Figure 3.30. Photos de la configuration expérimentale. (a) : vue de l'extrados des profils et (b) : vue montre l'installation.

Dans cette configuration, il est envisageable d'intégrer une grille de turbulence métallique, schématisée sur la Figure 3.31a, en amont du convergent comme illustré sur la Figure 3.32, avec des dimensions de $0.56 \times 0.56 \text{ m}^2$. La grille métallique a une ouverture $L = 55$ et une épaisseur de barre $e_g = 20$. Alternativement, un barreau, représenté sur la Figure 3.31b, d'un diamètre $D = 10 \text{ mm}$, peut aussi être positionné en amont de l'aube centrale, à une distance équivalente à la longueur d'une corde.

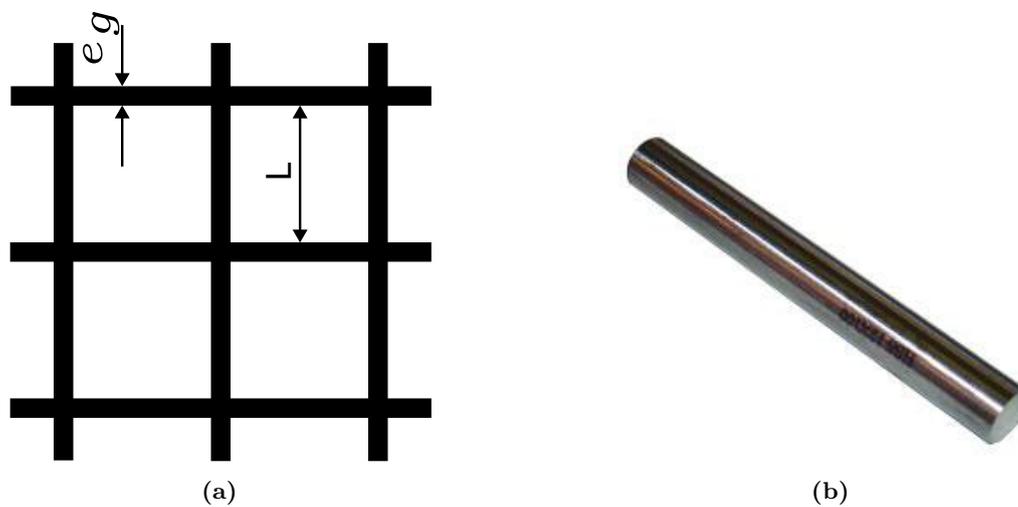


Figure 3.31. (a) : Grille de turbulences. (b) : barreau circulaire pour étudier le bruit tonal.

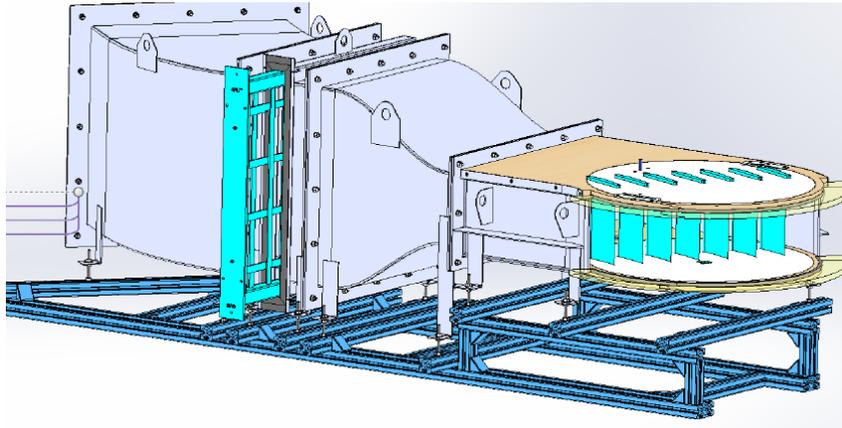


Figure 3.32. Schéma représentatif de veine d'essai et placement de la grille de turbulences ainsi que de la grille d'aubes.

3.5.2 Instrumentations

3.5.2.1 Instrumentation aérodynamique

La veine d'essai a été spécifiquement équipée et instrumentée pour permettre une série d'analyses détaillées sur les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. La première étape consistait à caractériser l'écoulement en amont interagissant avec les aubes. Pour y parvenir, la pression statique a été mesurée grâce à une ligne de 35 prises de pression disposées sur la paroi inférieure du conduit dans la direction transverse derrière le convergent.

L'une des contraintes de cette étude était d'assurer l'homogénéité de l'écoulement dans une section transverse à l'amont de la grille d'aubes, et d'éviter un phénomène de décollement en aval du coude. La conséquence d'un tel décollement serait un écoulement incident différent sur chacune des aubes de la grille.

Pour contrôler l'homogénéité de l'écoulement, un ensemble de 35 prises de pression statique a été installé à la paroi inférieure du conduit, en aval du convergent, sur une ligne transverse. Cette ligne est représentée en vert sur la figure 3.33a.

De plus des mesures de vitesse moyenne et fluctuante ont été réalisées par anémométrie au fil chaud à l'amont de la grille, en s'appuyant sur la méthodologie établie par Comte-Bellot [176]. Des profils de vitesse ont été mesurés sur 2 lignes parallèles au front de la grille d'aubes situées 0.05 m et 0.2 m en amont des bords d'attaques, et à mi-hauteur de la section d'essai. La position de ces profils est représentée en rouge sur la figure 3.33a. Les profils réalisés au fil chaud ne traversent pas l'intégralité de la section d'essai en raison de limitations liées aux vibrations de la sonde lorsque le bras support pénètre d'une longueur trop importante dans la veine. Ces mesures de vitesses ont été réalisées au moyen de fil chauds simples et, dans un second temps, avec une sonde à 2 fils chauds croisés. Dans le cadre des travaux présentés dans ce chapitre, seuls les résultats des mesures au fil chaud simple sont présentés. De même des mesures au fil chaud de la couche limite se développant à la paroi inférieure, juste en aval du convergent ont été réalisées mais ne sont pas présentées dans ce chapitre.

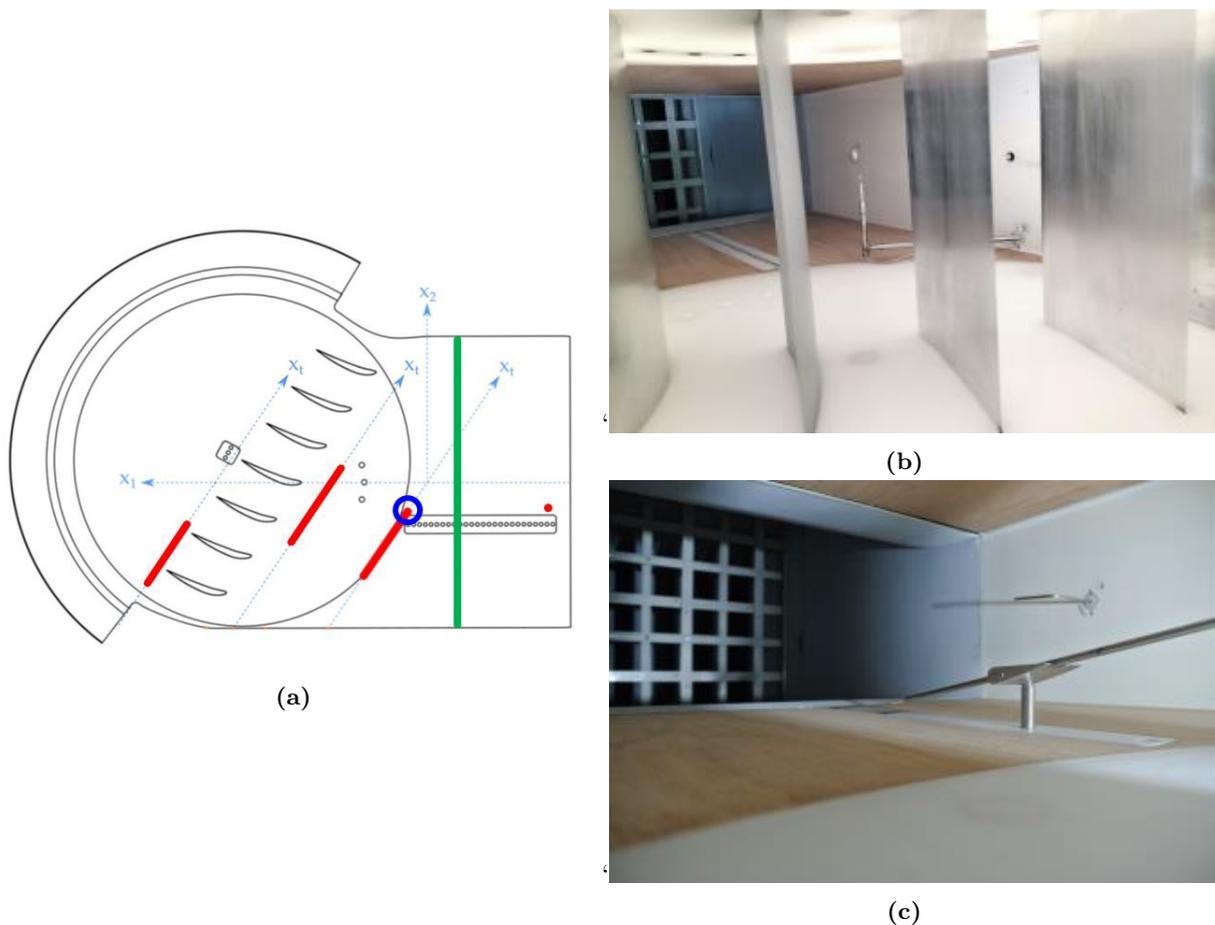


Figure 3.33. Schéma de la veine d'essai et photo des sondes fil chaud installées à l'amont.

A l'aval de la grille des profils de vitesse ont été réalisés dans le sillage des aubes à l'aide d'une sonde à fil chaud simple. Ces mesures sont effectués en se focalisant sur une ligne parallèle aux bords de fuite de la grille d'aubes et positionnée à 15 mm en aval à mi-envergure. Il est important de souligner que ces profils étaient limités uniquement aux deux premières aubes et à des vitesses avoisinant les 100 m/s, au-delà desquelles les complications liées aux vibrations des sondes devenaient prédominantes. Ces données permettent de comparer les performances aérodynamiques entre les aubes de référence et celles équipées de matériaux poreux.

Pour le cas de référence, l'aube centrale a été équipée de 24 prises de pression (Figure 3.34a), réparties sur l'intrados et l'extrados, permettant de mesurer la pression statique, et donc d'évaluer le coefficient de pression, ainsi que d'analyser les fluctuations de pression. Ces fluctuations sont particulièrement intéressantes pour identifier les sources de bruit générées par l'interaction de la turbulence avec le profil ou de la couche limite avec le bord de fuite notamment à travers les 6 points de mesure (Figure 3.34b) disposés transversalement près du bord de fuite, du côté extrados.

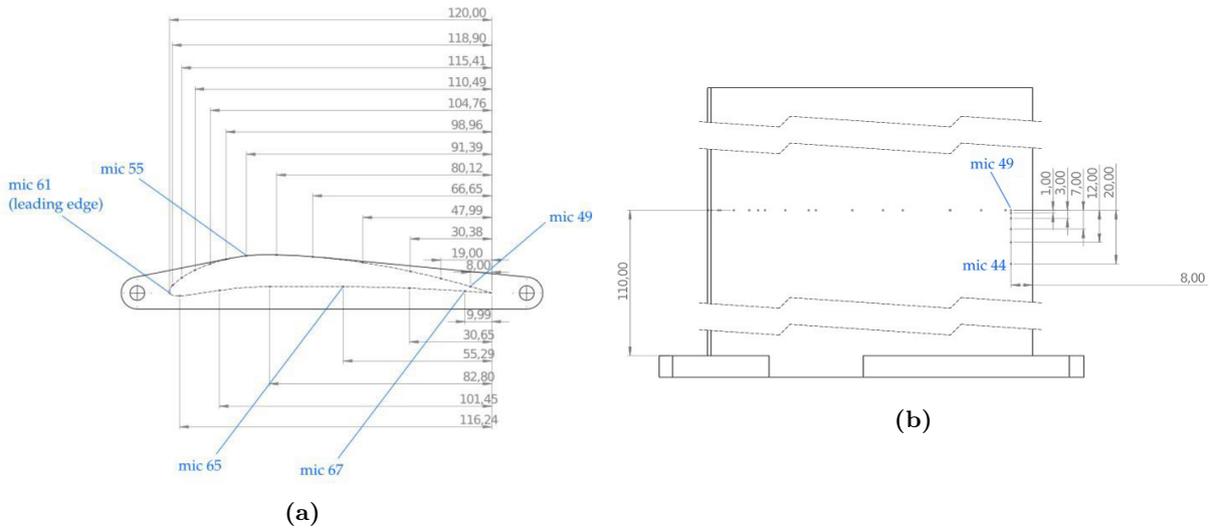


Figure 3.34. Distribution des points de mesure sur la surface du profil central de référence.

3.5.2.2 Instrumentation acoustique

Pour l'instrumentation acoustique à l'aval de la grille d'aubes, une antenne microphonique circulaire est utilisée. Située dans la chambre sourde, cette antenne, composée de 14 microphones et d'un rayon $R = 1.95$ m, est centrée sur le bord de fuite de l'aube centrale, comme le montre la Figure 3.35. Les microphones sont disposés de manière équidistante entre -90° et $+90^\circ$, avec un intervalle de $\Delta\theta = 10^\circ$. Une zone sans microphones est prévue entre -20° et 40° afin d'éviter de placer des microphones dans l'écoulement sortant de la grille d'aubes.

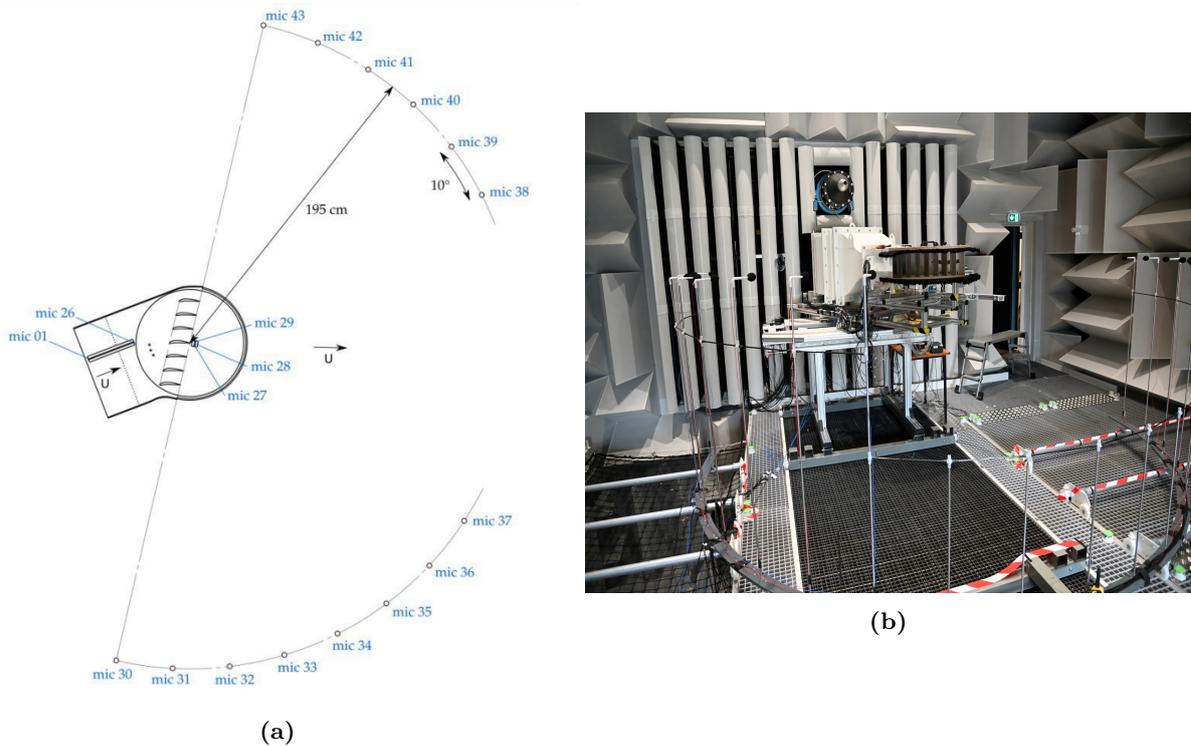


Figure 3.35. Emplacement des microphones de mesure.

En complément, trois microphones (#27, #28 et #29), illustrés sur la Figure 3.35a, ont été positionnés sur la paroi inférieure, à proximité du bord de fuite de l'aube centrale. Cependant, en pratique, ces microphones ne sont pas utilisés dans ces travaux.

A l'amont de la grille une antenne linéaire, détaillée sur la Figure 3.33a et composée de 26 microphones, a été installée sur la paroi inférieure, alignée avec l'axe du conduit. Elle se situe en amont de la grille d'aubes et en aval du convergent, avec un espacement de 10 mm entre chaque microphone. Cette antenne a servi à étudier le rayonnement acoustique en direction de l'amont, en séparant les ondes acoustiques se propageant vers l'amont des ondes acoustiques et des fluctuations de pression turbulentes se dirigeant vers l'aval.

3.5.3 Analyse aérodynamique

3.5.3.1 Écoulement amont

L'analyse de l'écoulement commence par une évaluation en amont de la grille pour en vérifier l'homogénéité à travers la section d'essai. La Figure 3.36 illustre les profils de pression statique relative obtenus transversalement le long de la plaque horizontale inférieure, positionnée en amont de la grille d'aubes mais après la buse. Les données révèlent une distribution de pression statique uniforme sur toute la section, suggérant l'absence de zones de décollement de l'écoulement, malgré la présence du coude en amont de la buse.

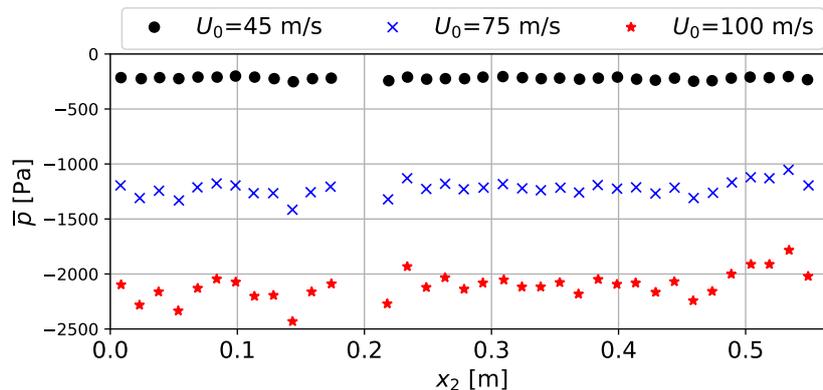


Figure 3.36. Profils transversaux de la pression statique relative en amont de la grille pour les vitesses d'écoulement en amont : 45 m/s (noir), 75 m/s (bleu) et 100 m/s (rouge).

La Figure 3.37 détaille les profils de vitesse moyenne obtenus via une sonde à fil chaud unidirectionnelle, positionnée le long d'une ligne parallèle à la ligne de bord d'attaque de la grille, à 0,2 m en amont des bords d'attaque des aubes. La localisation de ce profil est indiquée en rouge sur la Figure 3.33a. Ces profils de vitesse moyenne sont normalisés par rapport à la vitesse moyennée sur l'ensemble du profil, montrant une variation maximale de ± 1 % autour de cette moyenne pour les deux vitesses d'écoulement examinées. Ces mesures ont été réalisées en absence de la grille de turbulence, révélant que l'espacement des zones de déficit de vitesse correspond à la distance entre les déflecteurs dans le coude en amont de la buse.

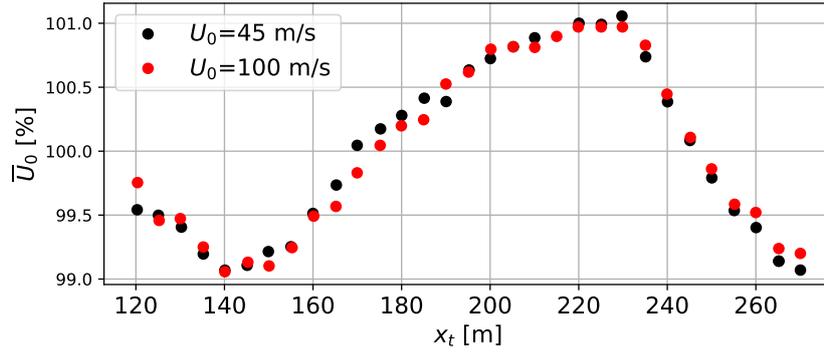


Figure 3.37. Profils de vitesse moyenne normalisés mesurés à 0,2 m en amont de la cascade, sans la grille de turbulence, pour les vitesses d'écoulement amont : 45 m/s (noir) et 100 m/s (rouge).

Il est essentiel de caractériser le spectre de vitesse de la turbulence induite par le dispositif de turbulence placé en amont de la buse, car il constitue un facteur clé dans le mécanisme de génération de bruit par interaction de la turbulence, qui est au cœur de cette étude.

Les spectres de vitesse turbulente, dérivés des mesures effectuées avec une sonde à fil chaud unidirectionnelle au point marqué en bleu sur la Figure 3.33a, sont illustrés sur la Figure 3.38 en traits noirs pour deux vitesses d'écoulement. Ces données expérimentales permettent l'estimation d'une échelle de longueur intégrale Λ et de l'intensité de la turbulence TI , caractérisant la turbulence incidente sur la grille.

L'intensité de la turbulence est exprimée par $TI = \sqrt{\frac{\overline{u'^2}}{U_0^2}}$, où U_0 désigne la vitesse moyenne d'écoulement et $\overline{u'^2}$ représente la moyenne du carré des fluctuations de vitesse enregistrées par la sonde à fil chaud. Cette dernière est calculable à partir des spectres en fréquence unilatéraux obtenus expérimentalement par :

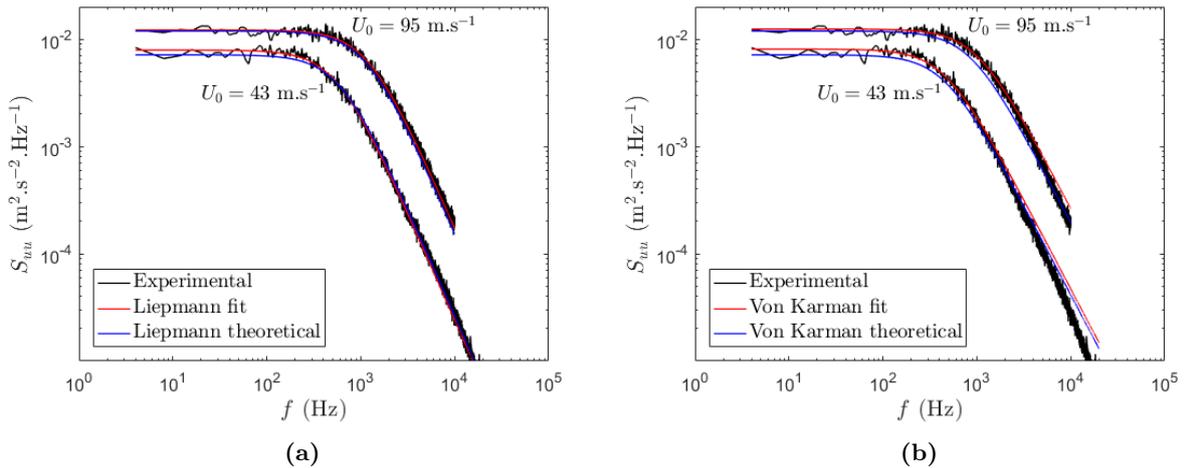


Figure 3.38. Densité spectrale de puissance de la composante de vitesse axiale mesurée à 0,2 m en amont de la grille. (a) : modèle de Liepmann et (b) : modèle de Von Karman.

$$\overline{u'^2} = \int_0^{+\infty} S_{uu}(f) df \quad (3.15)$$

où S_{uu} est la densité spectrale de la fluctuation de vitesse.

L'échelle de longueur intégrale peut être calculée comme suit :

$$\Lambda = \frac{U_0 S_{uu}(f=0)}{4\bar{u}'^2} \quad (3.16)$$

Dans l'analyse des données, une approche pratique consiste à prendre la moyenne des spectres expérimentaux sur les 10 premiers points plutôt que d'utiliser directement $S_{uu}(f=0)$. En raison de l'oscillation des spectres à basse fréquence, les valeurs de T_i et Λ obtenues pour les deux vitesses d'écoulement considérées sont présentées dans la Table 3.2.

Il est intéressant de comparer les spectres de vitesse obtenus expérimentalement aux modèles classiques de turbulence homogène isotrope.

En effet, certaines méthodes analytiques ou numériques nécessitent une description spectrale des fluctuations de vitesse turbulente, notamment de la composante de vitesse normale aux aubes. Si les fluctuations de vitesse axiale mesurées ici sont en bon accord avec un modèle de turbulence homogène isotrope, il devient alors envisageable d'utiliser ce modèle pour en déduire un spectre des fluctuations de vitesse transverses.

Les modèles de turbulence considérés ici sont ceux de Liepmann et de Von Kármán (section 2.3.4). Les expressions des densités spectrales de puissance de la fluctuation de vitesse axiale pour les modèles de Liepmann et de Von Kármán sont données respectivement par les expressions (3.17) et (3.18).

Il est ainsi possible d'analyser la concordance entre les résultats de mesure et ces modèles, en utilisant les valeurs de \bar{u}'^2 et Λ calculées tel que décrit précédemment.

Alternativement, il est possible d'ajuster un modèle de spectre aux données expérimentales par la méthode des moindres carrés pour en déduire des valeurs de \bar{u}'^2 et Λ qui minimisent les écarts aux modèles.

$$S_{uu}(f) = \frac{4\bar{u}'^2\Lambda}{U_0} \frac{1}{1 + (k_1\Lambda)^2} \quad (3.17)$$

$$S_{uu}(f) = \frac{4\bar{u}'^2\Lambda}{U_0(1 + \tilde{k}_1^2)^{5/6}} \quad (3.18)$$

Où $k_1 = \frac{2\pi f}{U_0}$ représente le nombre d'onde et $\tilde{k}_1 = \frac{k_1}{k_e}$ (k_e décrit dans la section 2.3.4).

Dans la Figure 3.38, les spectres calculés selon les modèles de Liepmann et Von Kármán, avec les valeurs théoriques de \bar{u}'^2 et Λ telles que déterminées par les équations (3.15) et (3.16), sont tracés en lignes bleues. Parallèlement, les spectres obtenus par ajustement des moindres carrés du modèle de turbulence aux données expérimentales sont illustrés en lignes rouges. Les résultats montrent une excellente correspondance entre les spectres théoriques, les ajustements des moindres carrés et les données expérimentales pour le modèle de Liepmann, à l'exception d'un faible écart vertical sur le plateau horizontal observé entre les deux modélisations de Liepmann à une vitesse $U_0 = 43$ m/s. Pour le modèle de Von Kármán, l'accord avec les données expérimentales est moins satisfaisant, notamment au niveau de la pente de décroissance des spectres à haute fréquence. Les valeurs de T_I et Λ extraites à la fois des équations (3.15) et (3.16), ainsi que de l'ajustement des moindres carrés, sont récapitulées dans le tableau 3.2. Ces valeurs, bien que très proches les unes des autres, montrent une légère variation en fonction des deux vitesses d'écoulement étudiées.

| | $U_0 = 43 \text{ m s}^{-1}$ | | $U_0 = 95 \text{ m s}^{-1}$ | |
|---|-----------------------------|----------------------|-----------------------------|----------------------|
| | $T_I(\%)$ | $\Lambda(\text{mm})$ | $T_I(\%)$ | $\Lambda(\text{mm})$ |
| Théorique | 6.1 | 11.2 | 4.9 | 13.3 |
| Régression de Lipmann au moindre carré | 6.5 | 11.2 | 5.0 | 12.6 |
| Régression de Von Karman au moindre carré | 6.5 | 11.2 | 5.4 | 11.4 |

Table 3.2. Propriétés de l'écoulement turbulent déduites à partir des mesures au fil chaud à l'amont.

3.5.3.2 Pression statique sur les aubes de référence

Pour la configuration de référence uniquement, l'aube centrale est équipée de prises de pression permettant d'analyser le coefficient de pression. Ce travail de thèse ne s'intéresse pas particulièrement aux performances aérodynamiques du profil de référence, mais l'analyse du coefficient de pression peut permettre de vérifier que l'écoulement autour des aubes ne présente pas de zones de décollement. La présence d'une telle zone indiquerait que les conditions aérodynamiques ne sont pas très représentatives d'un OGV, et pourrait entraîner l'apparition de sources de bruit additionnelles, qui ne sont pas l'objet de cette étude.

Le coefficient de pression est représenté en Figure 3.39 pour la grille d'aubes à l'angle d'attaque nominal ($\alpha_c = 21^\circ$, $\beta_c = 34^\circ$) pour 2 vitesses : $U_0 = 117 \text{ m/s}$ correspondant à $M=0.34$ et $U_0 = 182 \text{ m/s}$ correspondant à $M=0.54$. Du côté intrados, le coefficient varie assez peu. Du côté extrados, on observe des valeurs de C_p plus faibles sont observées, avec un minimum autour de $x/c = 0.15$, qui correspond à une région dans laquelle le fluide est accéléré.

Pour les deux vitesses considérées, on peut remarquer un petit décrochage de la courbe à l'extrados assez proche du bord d'attaque. Cela pourrait indiquer la présence d'une petite zone de recirculation. Néanmoins, l'allure de ces distributions de C_p indiquent qu'il n'y a pas de décollement de l'écoulement.

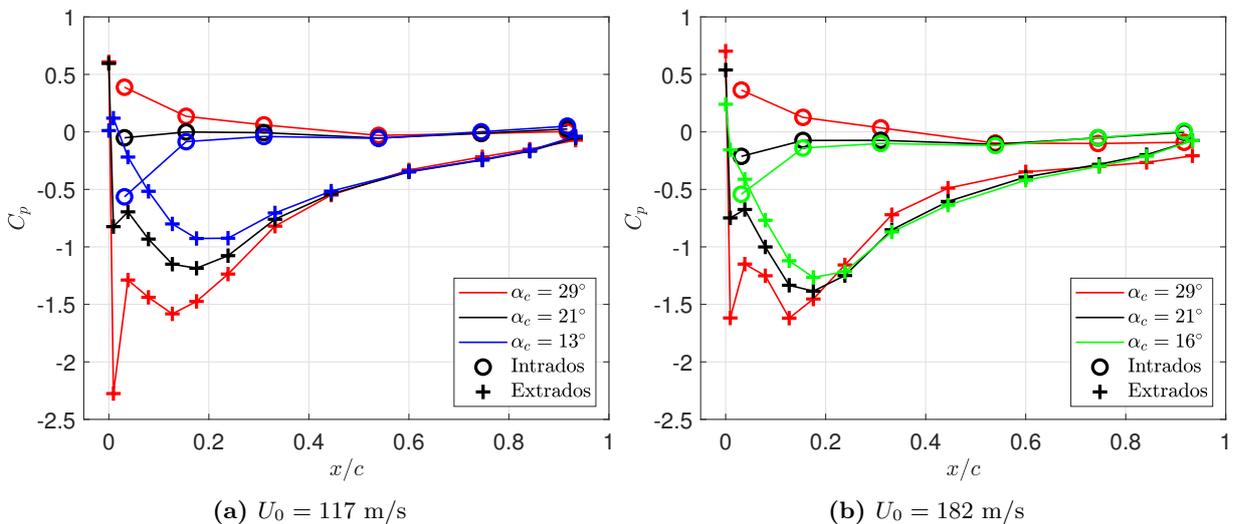


Figure 3.39. Pression statique mesurée sur la surface du profil central de référence (Baseline) pour $\alpha_c = 13^\circ$, 16° , 21° et 29° .

3.5.3.3 Profils de sillage

Des mesures de vitesse ont été réalisées dans le sillage de la cascade à l'aide d'une sonde à fil chaud unidirectionnelle, positionnée à 15 mm derrière les bords de fuite et suivant une trajectoire illustrée en rouge sur la Figure 3.33a. Ces mesures de sillage ne peuvent être réalisées que pour la valeur nominale de l'angle d'attaque des aubes ($\alpha_c = 21^\circ$, $\beta_c = 34^\circ$). Les profils de vitesse, incluant les valeurs moyennes et les valeurs RMS, ont été normalisés par rapport à la vitesse moyenne observée au centre d'un espace inter-aubes, c'est-à-dire l'espace situé entre deux aubes.

Les profils de sillage de la vitesse moyenne, obtenus pour deux vitesses d'écoulement distinctes, sont illustrés sur la Figure 3.40. Dans le cas de la configuration poreuse, on observe un déficit de vitesse maximal nettement supérieur à celui de la configuration de référence, accompagné d'un élargissement significatif du sillage. Cette tendance à l'élargissement s'accroît encore plus à la vitesse d'écoulement la plus élevée. De plus, le sillage de la configuration poreuse tend à se décaler vers le côté extrados de l'aube. Globalement, ces caractéristiques de sillage pourraient indiquer une séparation de l'écoulement ou, à tout le moins, un épaissement considérable des couches limites du côté extrados, ce qui pourrait entraîner une baisse des performances aérodynamiques pour la configuration poreuse.

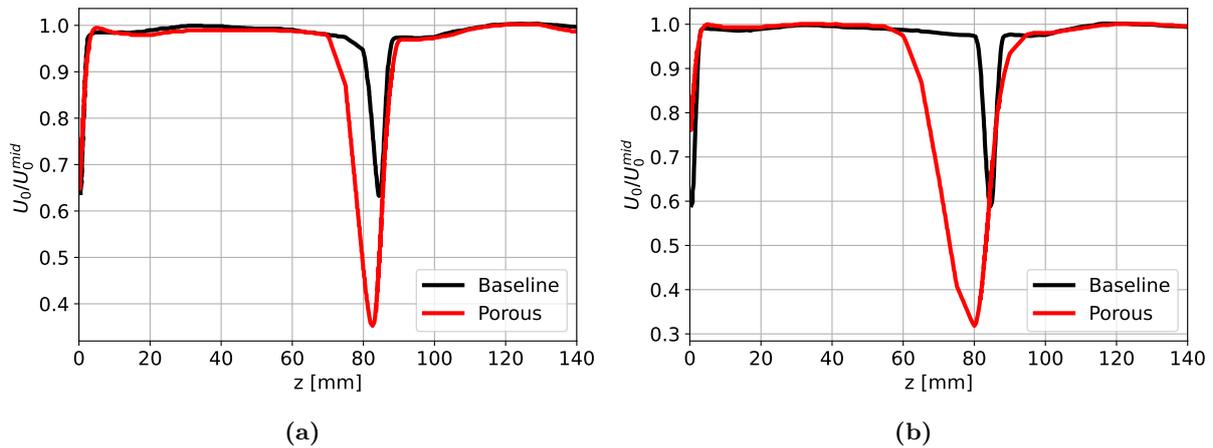


Figure 3.40. Profils de vitesse moyenne mesurés en aval des aubes, normalisés par la vitesse moyenne au milieu d'un canal inter-aubes. L'angle de la ligne de front de la cascade est $\alpha_c = 21^\circ$ et l'écoulement amont a une vitesse $U_0 = 46$ m/s (a) et $U_0 = 100$ m/s (b).

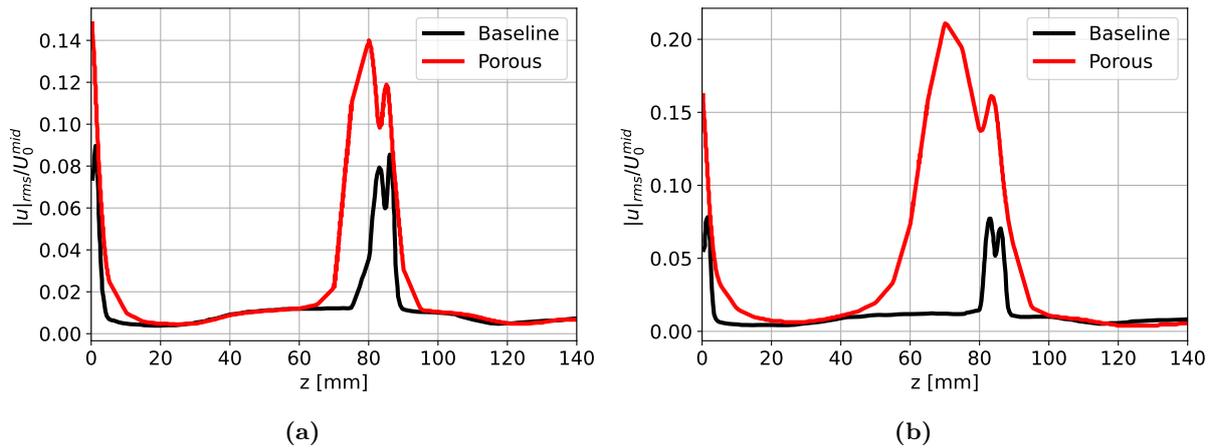


Figure 3.41. Profils de vitesse RMS mesurés en aval des aubes, normalisés par la vitesse moyenne au milieu d'un canal inter-aubes. L'angle de la ligne de front de la cascade est $\alpha_c = 21^\circ$ et l'écoulement amont a une vitesse $U_0 = 46$ m/s (à gauche) et $U_0 = 100$ m/s (à droite).

Les profils de la valeur RMS des fluctuations de vitesse relevées dans le sillage sont représentés sur la Figure 3.41. Des fluctuations de vitesse sont observables principalement dans la région correspondant au déficit de vitesse moyenne. Les fluctuations sont la trace des couches limites turbulentes qui se sont développées le long des aubes. On observe aussi deux pics à chaque fois, correspondant aux couches limites de l'intrados et de l'extrados. Pour la configuration poreuse, tant l'amplitude que la largeur des fluctuations de vitesse sont accrues, particulièrement à la vitesse d'écoulement la plus élevée. L'état de surface des aubes poreuses, recouvertes de tissu métallique, peut être associé à un épaissement et une augmentation de l'intensité turbulente des couches limites. Il apparaît aussi que l'épaisseur de la couche limite du côté extrados est nettement plus importante pour le profil poreux, ce qui corrobore l'idée d'une potentielle séparation de l'écoulement.

La cause précise de cette séparation potentielle reste incertaine. Elle pourrait être liée à la dynamique de l'écoulement autour du profil aérodynamique, où le fluide est susceptible de traverser la surface poreuse et d'interagir avec les raidisseurs internes, ou bien être due à des variations dans la géométrie du profil poreux par rapport à la référence, engendrées par son assemblage complexe.

3.5.4 Analyse acoustique

3.5.4.1 Rayonnement vers l'aval

L'antenne microphonique illustrée par la Figure 3.35 nous a permis d'examiner le bruit émis par la grille d'aubes vers l'aval, à une distance de 1.95 m du bord de fuite. Dans un premier temps, les spectres de SPL peuvent être analysés pour quelques positions angulaires de l'antenne. Les résultats présentés ici se focalisent sur deux vitesses d'écoulement correspondant à des nombres de Mach $M=0.34$ et $M=0.53$, ainsi que sur les angles d'attaque $\alpha_c = 16^\circ$, 21° et 29° .

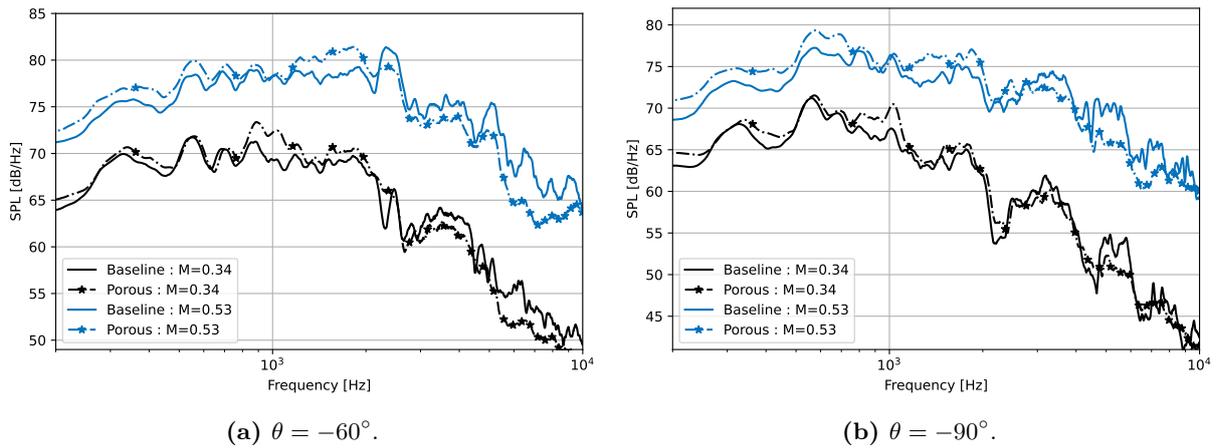


Figure 3.42. Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 21^\circ$, $\theta = -60^\circ$ et $\theta = -90^\circ$.

Pour l'angle d'attaque nominal $\alpha_c = 21^\circ$ une absorption plus importante pour des fréquences entre 2,5 kHz et 10 kHz est observée pour une mesure à $\theta = -60^\circ$ (Figure 3.42) par rapport à une mesure à $\theta = -90^\circ$

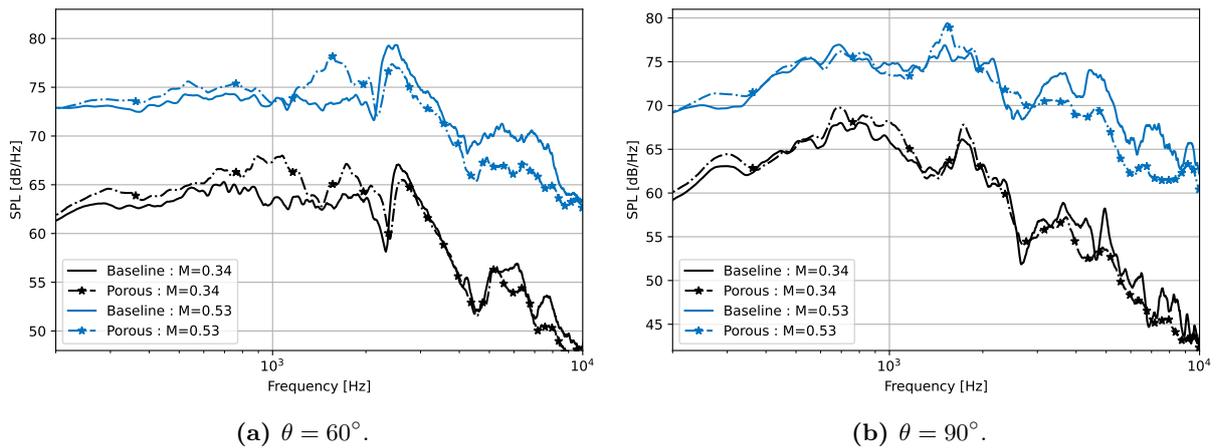


Figure 3.43. Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 21^\circ$ $\theta = 60^\circ$ et $\theta = 90^\circ$.

Pour le même angle d'attaque, une absorption couvrant une plage fréquentielle plus large (entre 2.5 kHz et 10 kHz) est observée pour une mesure à $\theta = 90^\circ$ (Figure 3.43), par rapport à une mesure à $\theta = 60^\circ$. Par ailleurs, pour une mesure à $\theta = 60^\circ$, l'absorption peut atteindre **5 dB** entre 4 kHz et 10 kHz. De plus, à basses fréquences ($f < 1200$ Hz), les aubes poreuses émettent davantage de bruit pour une mesure à $\theta = 60^\circ$, surtout pour $M = 0.53$.

L'angle d'attaque influence les performances acoustiques du profil : une augmentation de l'angle d'attaque entraîne une diminution de la réduction acoustique (Figure 3.45). Par ailleurs, la diminution de l'angle d'attaque α_c (Figure 3.44) résulte en une absorption acoustique pour les mêmes angles de mesure $\theta = -60^\circ$ et $\theta = 60^\circ$ légèrement inférieure à celle trouvée pour l'angle d'attaque nominal.

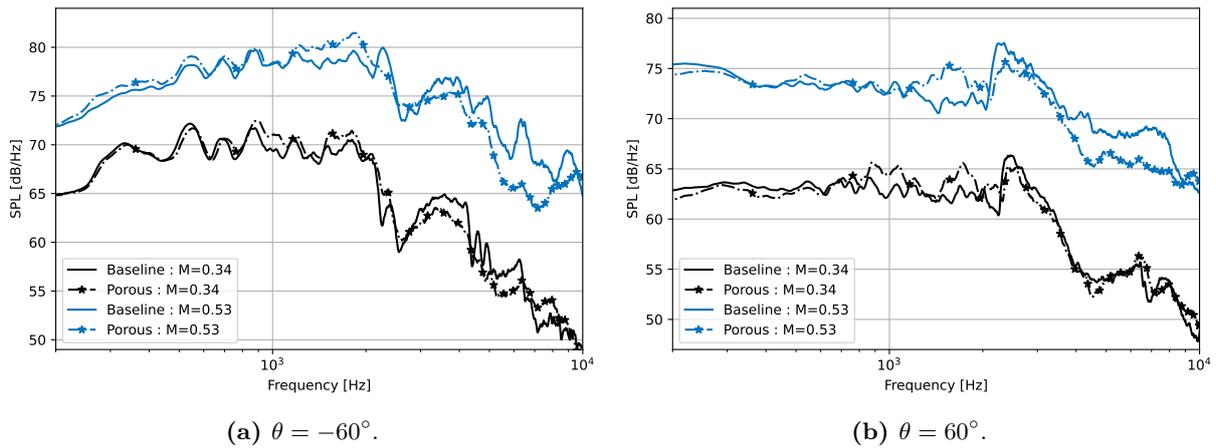


Figure 3.44. Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 16^\circ$.

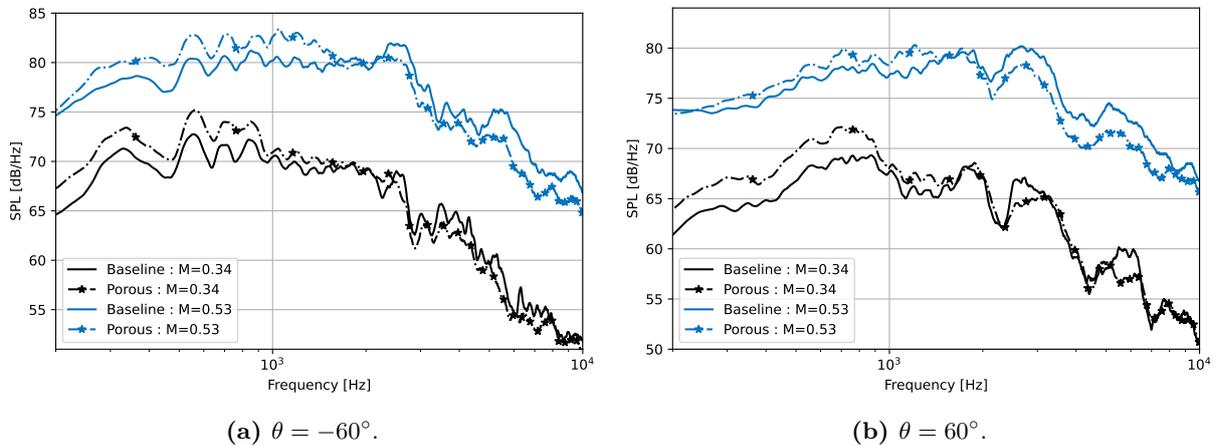


Figure 3.45. Densité de pression acoustique pour l'angle d'attaque $\alpha_c = 29^\circ$.

Les mesures pour un angle d'attaque $\alpha_c = 13^\circ$ à $M = 0.53$ n'ont pas été effectuées afin d'éviter la destruction des aubes.

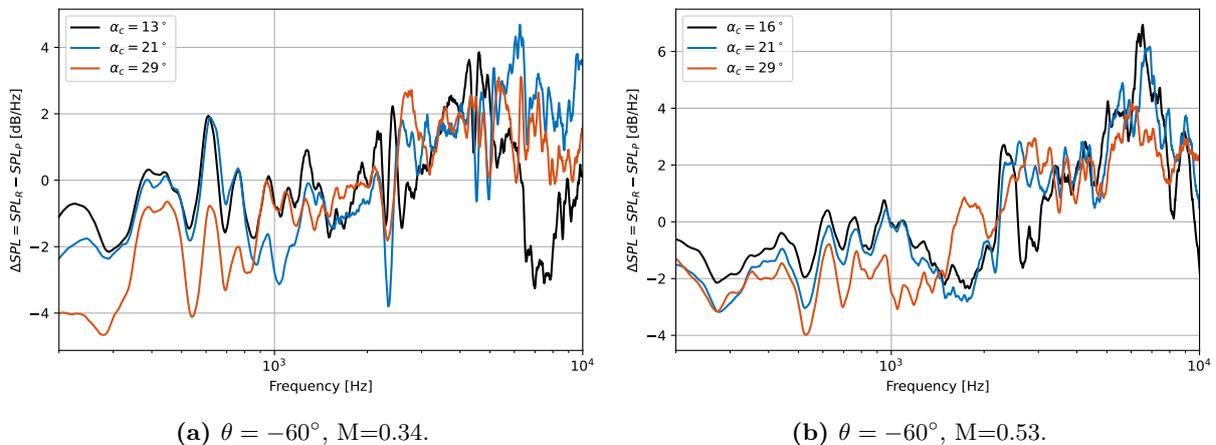


Figure 3.46. Différence de densité de puissance acoustique $SPL_R - SPL_P$ pour une mesure à $\theta = -60^\circ$.

Pour le même angle de mesure $\theta = -60^\circ$ côté intrados et $M=0.53$ (Figure 3.46b), les angles d'attaque $\alpha_c = 16^\circ, 21^\circ$ et 29° sont presque similaires en haute fréquence ($f > 1.2$ kHz) avec une absorption dépassant **6 dB** autour de $f = 6.5$ kHz. Par ailleurs, pour $M = 0.34$ et un angle d'attaque $\alpha_c = 13^\circ$ (Figure 3.46a), les aubes poreuses émettent plus de bruit pour $f > 6$ kHz et présentent une performance similaire à celle d'autres angles d'attaque pour les autres fréquences.

Pour les mesures à $\theta = 60^\circ$ côté extrados (Figure 3.47), l'effet de l'angle d'attaque est presque similaire à celui remarqué précédemment pour $\theta = 60^\circ$ côté extrados. Par ailleurs, l'absorption du côté extrados est légèrement inférieure à celle du côté intrados. De plus, pour $M = 0.53$, l'absorption est presque stable pour $f > 2.5$ KHz.

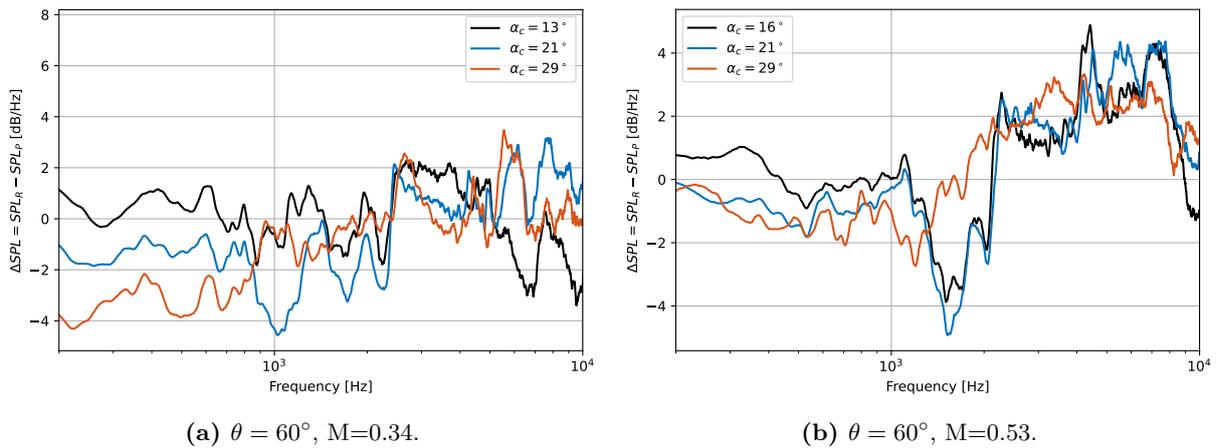


Figure 3.47. Différence de densité de puissance acoustique $SPL_R - SPL_P$ pour une mesure à $\theta = 60^\circ$.

L'analyse du niveau de pression sonore (SPL) permet également d'évaluer les niveaux de pression sonore globaux (OASPL), offrant une perspective sur la répartition acoustique dans l'espace. Les OASPL tracés pour les mêmes vitesses d'écoulement que les SPL, et présentés sur la Figure 3.48, révèlent que le bruit émis par les deux profils est plus prononcé du côté intrados. Pour la vitesse de 117 m/s les OASPL indiquent que le bruit généré par le profil traité est supérieur à celui du profil de référence. En effet, le profil traité est plus performant à haute fréquence, tandis qu'il génère plus de bruit à basses fréquences, là où les niveaux sont les plus élevés. Étant donné que les OASPL résultent d'une intégration sur le spectre, les basses fréquences prédominent et influencent significativement le résultat de l'intégration.

Pour la vitesse de 182 m/s, les niveaux OASPL pour les deux configuration sont très similaires côté intrados. Du côté extrados, on peut remarquer une réduction du bruit grâce au concept poreux, particulièrement pour l'angle d'attaque le plus élevé ($\alpha_c = 29^\circ$).

Concernant la distribution angulaire du bruit, il est clair que du côté intrados, les microphones placés à -90° détectent un niveau de bruit plus élevé pour le profil traité comparé aux autres angles de mesure, et ce niveau de bruit s'accroît avec l'angle d'attaque α_c . Par contre, près du bord de fuite, à -20° , c'est l'angle d'attaque le plus faible, $\alpha_c = 13^\circ$, qui est associé au niveau de bruit le plus élevé. Du côté extrados, le niveau de bruit émis par la grille d'aubes augmente avec l'angle d'attaque. Cette tendance est similaire pour les deux vitesses d'écoulement examinées.

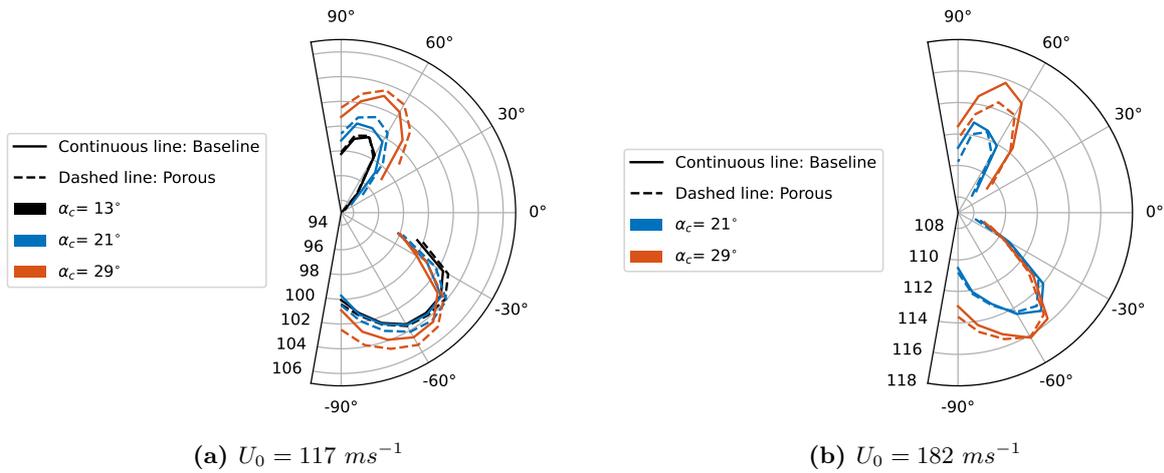


Figure 3.48. Directivité de la densité spectrale de puissance acoustique (OASPL) intégrée sur la bande de fréquence [200 Hz; 10 KHz].

L'évaluation de la puissance acoustique est intéressante dans notre analyse, car elle fournit une représentation intégrée dans l'espace du bruit émis par la grille d'aubes. Cela nous permet d'appréhender, pour chaque fréquence, l'impact acoustique global. En focalisant sur les vitesses d'écoulement correspondant à $M=0.34$ et $M=0.54$, il est observé que le traitement passif appliqué au profil entraîne une atténuation notable du bruit par rapport au profil rigide pour les fréquences $> 2 \text{ KHz}$. À titre d'exemple, pour un angle d'attaque de $\alpha_c = 21^\circ$, une réduction acoustique atteignant 4 dB est constatée à la fréquence de 6 kHz. Cette atténuation diminue avec l'augmentation de l'angle d'attaque, se limitant à 2.5 dB pour un angle de $\alpha_c = 29^\circ$. Il est également notable que l'ampleur de cette réduction acoustique s'accroît avec la vitesse d'écoulement. Néanmoins, comme précédemment observé sur les SPL, le concept poreux entraîne une augmentation du bruit aux fréquences $< 2 \text{ KHz}$.

La puissance acoustique rayonnée par la grille d'aubes est calculée selon les expressions 3.13 et 3.14, où $dS \approx Rd\theta h$, $R=1.95 \text{ m}$, $d\theta \approx \Delta\theta = 10^\circ$ et $h=1 \text{ m}$.

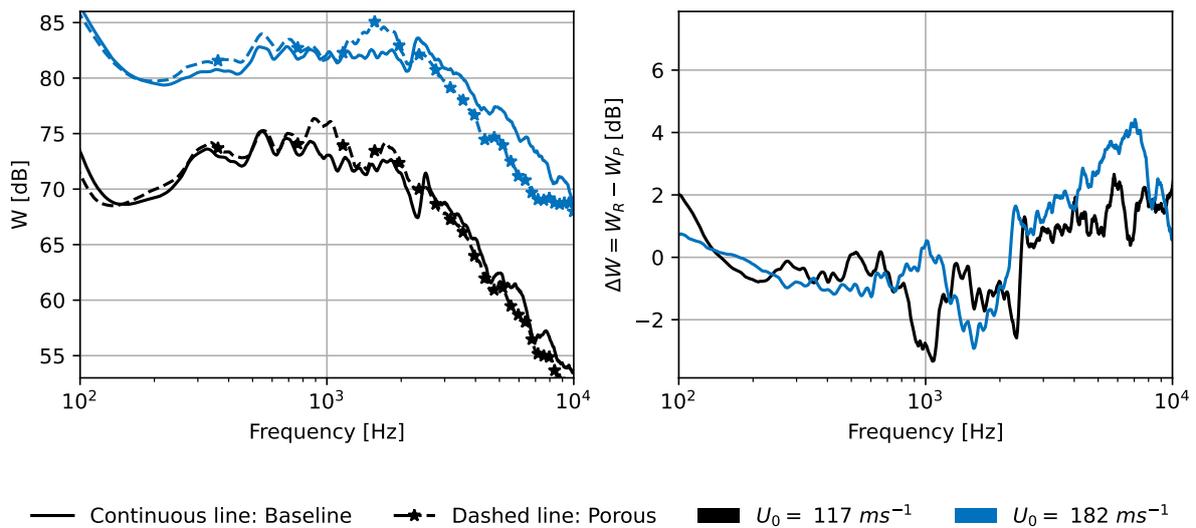


Figure 3.49. Puissance acoustique rayonnée par la grille d'aubes pour $\alpha_c = 21^\circ$.

Pour l'angle d'attaque nominal $\alpha_c = 21^\circ$ (Figure 3.49), une absorption est observée pour $f > 1200$

Hz, pouvant atteindre 4 dB autour de 6.5 kHz dont l'absorption augmente avec la vitesse d'écoulement. Un résultat similaire a été remarqué pour les SPL.

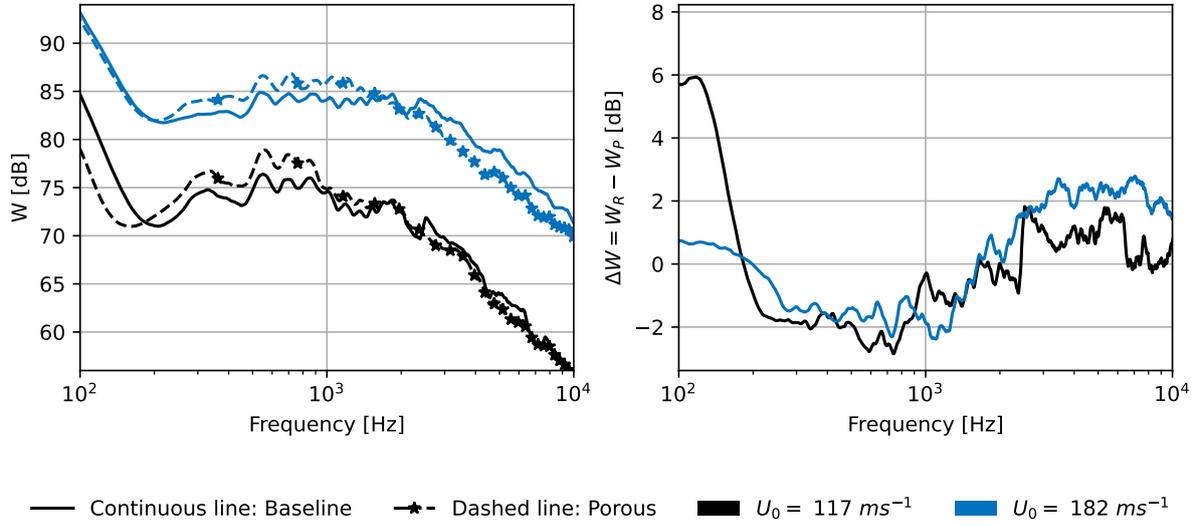


Figure 3.50. Puissance acoustique rayonnée par la grille d'aubes pour $\alpha_c = 29^\circ$.

L'augmentation de l'angle d'attaque réduit l'absorption (2 dB au lieu de 4 dB) de la grille d'aubes (Figure 3.50), le pic d'absorption à 6.5 kHz n'étant plus visible sur le spectre de puissance acoustique rayonné pour $\alpha_c = 29^\circ$.

En approfondissant notre analyse, l'OAPWL (Overall Acoustic Power Level) peut être tracé, étant calculé à partir de l'intégrale de la puissance acoustique entre 200 Hz et 10 kHz, et défini par l'expression (3.19).

$$OAPWL_{dB} = 10 \log_{10} \left(\frac{\int_{f_{min}}^{f_{max}} W(f)}{W_{ref}} \right) \quad (3.19)$$

En représentant l'OAPWL en fonction du logarithme décimal de la vitesse d'écoulement moyenne U_0 sur la Figure 3.51, nous observons une relation quasi-linéaire entre ces deux quantités.

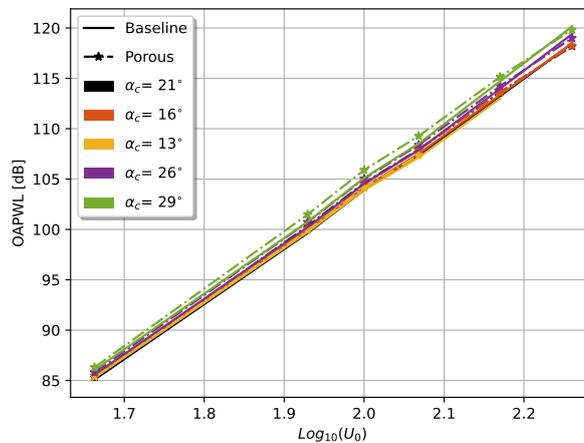


Figure 3.51. Évolution de la puissance acoustique rayonné par la grille d'aube en fonction du logarithme décimal de la vitesse U_0 .

Une interpolation linéaire fournit un coefficient directeur de 50.5, soit une relation puissance acoustique-vitesse de l'ordre de $W_{tot} = \int_{f_{min}}^{f_{max}} W(f)df \approx a_w U_0^5$.

3.5.4.2 Rayonnement vers l'amont

Les 26 microphones, disposés en ligne en amont de la grille d'aubes et illustrés sur la Figure 3.35, ont pour objectif de séparer et analyser le bruit émis par les profils en direction de l'amont. Le niveau de pression sonore (SPL) enregistré par le microphone #1, présenté sur la Figure 3.52 pour un angle d'attaque de $\alpha_c = 21^\circ$ et une vitesse d'écoulement correspondant à $M = 0.53$, englobe à la fois les ondes acoustiques d'intérêt (bruit émis vers l'amont) et les fluctuations de pression liées à la couche limite turbulente se propageant vers l'aval (Figure 3.52). Il est aussi possible que des ondes acoustiques se propagent également vers l'aval. Par ailleurs, les fluctuations turbulentes ont tendance à prédominer dans les spectres, rendant ainsi difficile la distinction des signaux acoustiques.

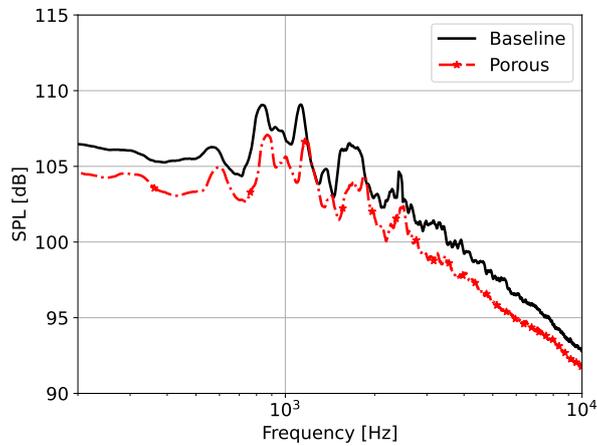


Figure 3.52. SPL mesuré au microphone en amont (#1) pour une angle d'attaque $\alpha_c = 21^\circ$ et une vitesse d'écoulement équivalent à $M=0.53$.

Afin d'extraire les ondes acoustiques qui se propagent vers l'amont, une décomposition en fréquence et en nombre d'onde de la pression acoustique mesurée par l'antenne axiale est réalisée [177, 178].

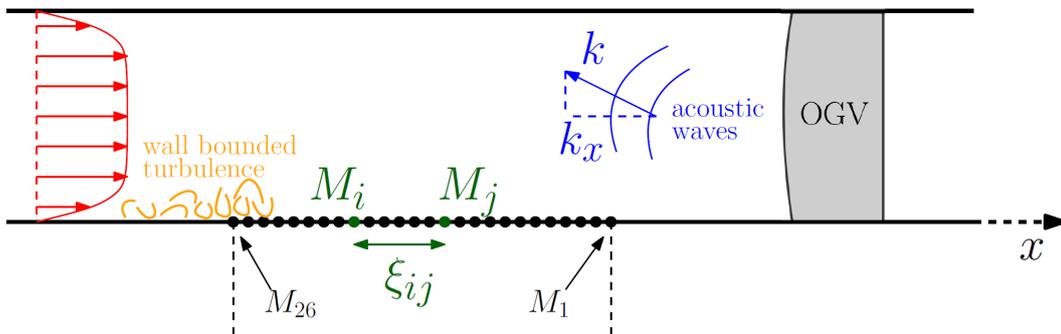


Figure 3.53. Schéma du réseau linéaire de microphones en amont, et des perturbations de pression se propageant en amont et en aval.

Pour ce faire, la matrice interspectrale S_{ij} est formée à partir des transformées de Fourier des signaux de pression \hat{p} , pour chaque paire de microphones i, j , en utilisant une méthode de périodogramme avec N segments de durée T

$$\begin{aligned}
 S_{ij}(\xi_{ij}, \omega) &= \frac{2\pi}{T} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \hat{p}_n(\chi, \omega) \hat{p}_n^*(\chi_j, \omega) \\
 &= \frac{2\pi}{T} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \hat{p}_n(\chi, \omega) \hat{p}_n^*(\chi_i + \xi_{ij}, \omega)
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Où $\xi_{ij} = x_j - x_i$ représente la séparation entre les microphones i et j . Les éléments de S_{ij} sont ensuite classés par valeur croissante de ξ_{ij} et, lorsque plusieurs paires de microphones ont la même valeur de ξ_{ij} , une seule paire est conservée. Ceci résulte en un tableau $S(\xi, \omega)$ contenant un interspectre pour chaque valeur de la séparation ξ qui peut être obtenue avec le réseau de microphones.

Le spectre nombre d'onde-fréquence est alors défini par :

$$\Phi_{pp}(k_x, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\xi, \omega) e^{ik_x \xi} d\xi \tag{3.21}$$

Un schéma des différentes régions du spectre nombre d'onde-fréquence Φ_{pp} correspondant aux perturbations se propageant en amont ou en aval de nature acoustique ou turbulente est présenté dans la Figure 3.54.

Enfin, la densité spectrale de puissance des fluctuations de pression se propageant dans la direction amont S_{pp}^a peut être récupérée en intégrant Φ_{pp} sur $k_x < 0$:

$$S_{pp}^a(\omega) = \int_{-\infty}^0 \Phi_{pp}(k_x, \omega) dk_x \tag{3.22}$$

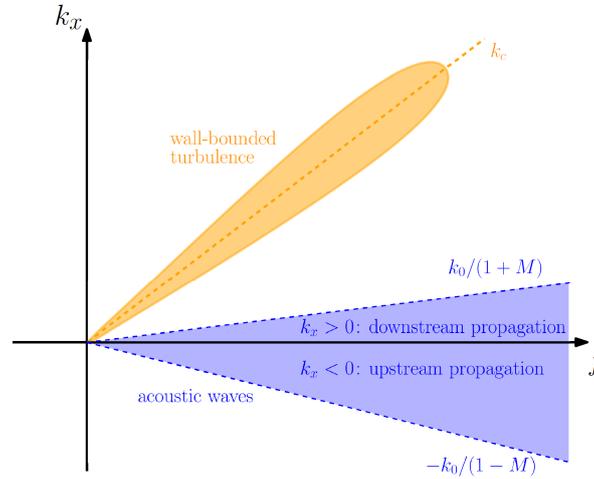


Figure 3.54. Régions du spectre nombre d'onde-fréquence $\phi_{pp}(k_x, \omega)$ correspondant aux perturbations de pression en amont ou en aval associées aux ondes acoustiques ou à la couche limite turbulente.

Suite à l'estimation du spectre nombre d'onde-fréquence, basée sur les mesures des fluctuations de pression réalisées sur les profils de référence pour un écoulement moyen à $M = 0.34$, le résultat obtenu est présenté sur la Figure 3.55. Cette représentation met en évidence les différentes régions qui correspondent à celles illustrées sur la Figure 3.54, démontrant ainsi une cohérence entre les données mesurées et le modèle théorique de décomposition.

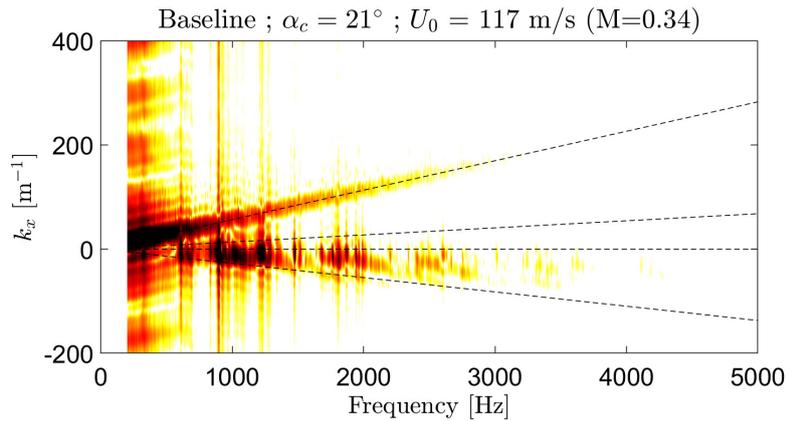


Figure 3.55. Spectre nombre d'onde-fréquence Φ_{pp} pour le cas de référence ($M = 0,34$ ($U_0 = 117$ m/s) et $\alpha_c = 21^\circ$).

Cette analyse a ensuite permis l'estimation du bruit émis par les profils en direction de l'amont, illustrée pour les deux vitesses d'écoulement $U_0 = 117$ m/s et 182 m/s évoquées précédemment dans le spectre nombre d'onde-fréquence, et pour un angle d'attaque $\alpha_c = 21^\circ$ sur la Figure 3.56. Le niveau de pression sonore (SPL) associé à ce bruit, tant pour le profil de référence (Baseline-upstream) que pour le profil traité (Porous-upstream), révèle une différence significative par rapport au SPL du signal non traité. Cette différence souligne l'influence de l'écoulement sur le signal et justifie l'emploi de notre méthode de décomposition pour isoler le signal acoustique pertinent.

Sur le spectre correspondant à l'émission acoustique vers l'amont, une réduction notable est observée en comparaison avec le profil de référence, atteignant environ 4 dB à 182 m/s ($M=0.53$) mais à 117 m/s ($M=0.34$). A l'exception de certaines fréquences proches de 1 kHz où l'on note soit une similitude entre les bruits émis par les deux types de profils, soit une prédominance du bruit émis par le profil de référence. Cette tendance à la réduction s'amplifie avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement, un résultat en accord avec les observations faites lors de l'étude du bruit émis vers l'aval.

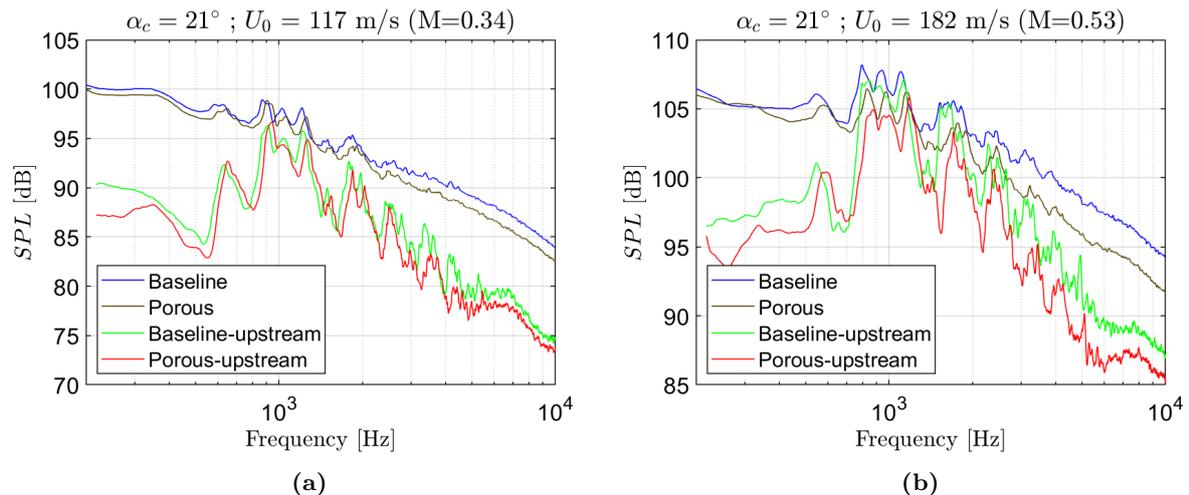


Figure 3.56. Spectre de fluctuation de pression en amont du profil estimé à l'aide de l'antenne microphonique linéaire en amont de la grille d'aubes.

3.5.4.3 Conclusion

Dans cette section, le rayonnement vers l'aval d'une grille d'aubes poreuse a été étudié. La grille d'aubes a démontré une efficacité de réduction du bruit pour les hautes fréquences, de l'ordre de 6 dB pour les SPL et de 4 dB sur la puissance rayonnée. Cette capacité d'absorption de la grille d'aubes poreuse augmente avec la vitesse d'écoulement et diminue légèrement avec l'augmentation de l'angle d'attaque. En revanche, à basse fréquence, la grille d'aubes émet soit le même niveau de bruit que la grille de référence, soit un niveau de bruit plus élevé.

Une étude supplémentaire sur le bruit rayonné par la grille d'aubes vers l'aval est effectuée. La méthode de décomposition fréquence-nombre d'onde est adoptée pour extraire le bruit rayonné par la grille d'aubes du signal mesuré par l'antenne microphone axiale. Dans cette étude, une réduction est remarquée pour les hautes fréquences atteignant 4 dB pour $M = 0.53$. Cette absorption augmente avec la vitesse d'écoulement. Pour les basses fréquences, une absorption modeste est obtenue, s'améliorant avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement.

3.5.5 Bruit tonal

La configuration barreau-profil, étudiée par Casalino *et al.* [179] et Jacob *et al.* [180], représente à travers une géométrie très simplifiée, par comparaison à une soufflante, l'interaction entre un profil d'aube et un écoulement turbulent caractérisé par des structures périodiques. Cette configuration est comparable aux écoulements internes dans les turbomachines, où les structures périodiques évoquent les sillages [181], responsables d'une composante tonale dans le bruit généré, tandis que le bruit à large bande provient de la turbulence de fond.

Dans notre étude, illustrée par la Figure 3.57, le barreau est positionné à une distance équivalente à la longueur de la corde (12 cm) en amont du bord d'attaque du profil central, avec un décalage latéral de 43 mm dans la direction normale à l'écoulement moyen. Le pivot central de la grille d'aubes est placé au bord de fuite du profil central, désigné par le numéro 5. Ainsi, le sillage du barreau interagit avec le bord d'attaque de l'aube centrale pour l'angle nominal $\alpha_c = 21^\circ$, qui est le seul angle considéré ici.

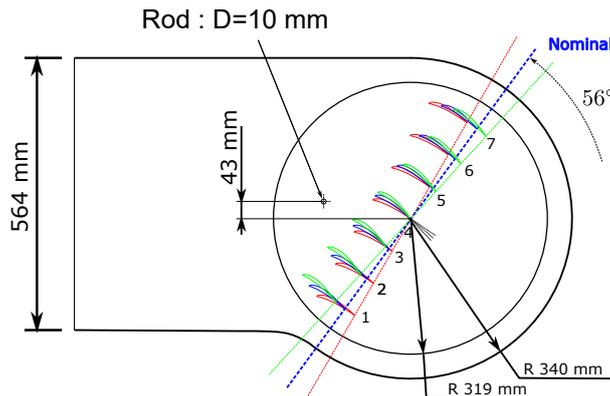


Figure 3.57. Schéma représentant la position du barreau dans le montage.

Le sillage en aval du barreau est caractérisé par l'apparition de composantes périodiques des fluctuations de vitesse à des fréquences correspondant aux harmoniques d'un fondamental défini par un nombre de Strouhal St (Equation (3.23)) [182].

$$St = \frac{f * D}{U_0} \approx 0.2 \quad (3.23)$$

La fréquence des harmoniques est détaillée dans le Table 3.3

| Vitesse U_0 [ms^{-1}] | 46 | 85 | 100 | 117 | 148 | 182 |
|-----------------------------|-----|------|------|------|------|------|
| Fréquence f [Hz] | 920 | 1700 | 2000 | 2340 | 2960 | 3640 |

Table 3.3. Fréquence des harmoniques en fonction de la vitesse d'écoulement moyenne.

ur les SPL obtenus pour $\theta = -90^\circ$ et $\alpha_c = 21^\circ$ (voir Figure 3.58), l'absorption atteint 10 dB pour $M=0.53$ ($U_0 = 182$ m/s). Alors que pour $M=0.34$ ($U_0 = 117$ m/s), l'absorption de la grille poreuse est d'environ 2.5 dB.

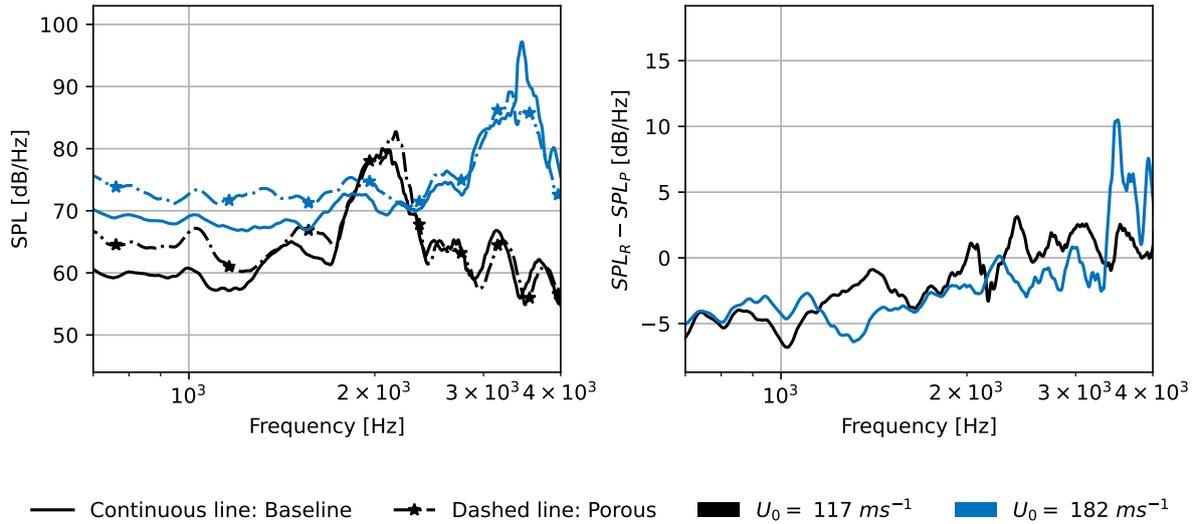


Figure 3.58. Densité spectrale de puissance pour une excitation turbulente tonale ($\theta = -90^\circ$ et $\alpha_c = 21^\circ$).

L'OASPL est estimé sur un intervalle de 1600 Hz centré sur la fréquence tonale. Cet intervalle est considéré comme la zone d'influence de l'harmonique sur le spectre. Les deux vitesses d'écoulement, $U_0 = 117$ m/s et $U_0 = 182$ m/s, à l'angle d'attaque moyen $\alpha_c = 21^\circ$, sont tracées sur la Figure 3.59. Pour la vitesse $U_0 = 182$ m/s, une réduction notable de l'OASPL allant jusqu'à 10 dB est observée au point de mesure à -60° . Cette diminution est constatée sur l'ensemble des microphones, à l'exception de ceux situés entre -30° et -20° , où les courbes coïncident. Par ailleurs, pour $U_0 = 117$ m/s, aucune différence remarquable n'est observée sur l'OASPL du bruit tonal entre le dispositif passif et la grille de référence.

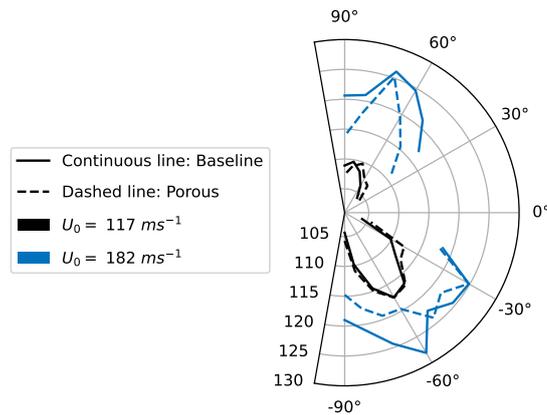


Figure 3.59. Directivité de la densité spectrale de puissance intégrée sur la bande de fréquence [200 Hz ; 10 kHz] pour une excitation turbulente tonale à $U_0 = 117$ m/s et 182 m/s.

L'effet d'absorption de la grille d'aubes poreuse sous une excitation tonale à $M = 0.53$ ($U_0 = 182$ m/s) est cohérent avec les résultats obtenus sous l'excitation de la grille de turbulence, dans lesquels la grille d'aubes passive est plus efficace en haute fréquence, ce qui est le cas ici.

3.6 Conclusion générale du chapitre

Dans ce chapitre, une optimisation passive du bruit d'interaction entre la soufflante et le redresseur est étudiée. L'étude s'inspire d'une recherche antérieure basée sur l'utilisation de mousse poreuse et de tissu métallique (Wiremesh). Un nouveau concept a été proposé et étudié, incluant une plaque perforée pour obtenir un profil résistant aux déformations dues aux efforts aérodynamiques.

Initialement, un liner composé d'un cœur en mousse poreuse, avec une plaque perforée installée pour former la surface extérieure, a été testé. La plaque perforée est recouverte par un tissu métallique. Ce liner a été testé dans un conduit rectangulaire sans écoulement. L'étude a comparé l'utilisation de mousses poreuses en mélamine, en polyphone, et un liner sans mousse poreuse, démontrant une bonne absorption allant jusqu'à **5 dB** pour la mousse de mélamine, avec une absorption augmentant avec la fréquence. Cependant, l'effet de la taille de la cavité a été examiné, montrant une influence légère en faveur des cavités de grande taille.

Une seconde étude avec écoulement a été réalisée dans le conduit, obtenant des résultats similaires à ceux sans écoulement. La vitesse d'écoulement limite les résultats exploitables en raison du développement d'une couche limite turbulente sur les parois du conduit. De plus, l'absorption diminue avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement. Une résonance est observée autour de 750 Hz, avec ou sans écoulement.

La mousse de mélamine, choisie avec une grande taille de cavité, a été utilisée pour construire un profil aérodynamique obtenu par frittage. Une étude préliminaire a testé ce profil dans une soufflerie équipée d'une antenne microphonique, placée du côté intrados du profil, avec un angle d'attaque nul pour l'essai. Le profil n'a pas pu résister aux efforts aérodynamiques à des vitesses d'écoulement très élevées, nécessitant la fabrication d'un autre profil par usinage d'aluminium pour les essais.

Les résultats sur les niveaux de pression sonore (SPL) indiquent que, côté bord de fuite, le profil poreux émet presque le même niveau de bruit pour les hautes fréquences, tandis que pour les basses fréquences, il émet plus de bruit par rapport au profil de référence (rigide). Côté bord d'attaque, une

absorption jusqu'à **4 dB** est observée pour les hautes fréquences, tandis que pour les basses fréquences, le profil poreux émet légèrement plus de bruit que le profil de référence. Les résultats de directivité montrent une légère absorption, presque négligeable, côté bord d'attaque, tandis qu'à l'approche du bord de fuite, le profil poreux émet plus de bruit.

Les observations de la puissance acoustique rayonnée par le profil sont similaires à celles notées pour les SPL et la directivité.

L'étude finale du concept passif a été effectuée sur une configuration en grille d'aubes, similaire à celle d'un OGV de moteur d'avion civil. La grille d'aubes, installée dans une soufflerie permettant de modifier l'angle d'attaque des aubes, a permis des mesures de pression acoustique amont et aval, ainsi que des mesures de profils de fluctuation de vitesse. L'étude aérodynamique a révélé l'absence de détachement de la couche limite côté bord de fuite, et les mesures de fluctuation de vitesse ont montré que le spectre de turbulence généré se confond avec les modèles de turbulence homogène isotrope. De plus, les mesures de pression statique relative sur la surface des profils indiquent l'absence de zones de recirculation de l'écoulement.

L'étude de l'acoustique a ensuite été réalisée. Le rayonnement vers l'aval d'une grille d'aubes poreuse a été examiné. Il a été démontré que la grille d'aubes offre une efficacité de réduction du bruit pour les hautes fréquences, atteignant une réduction de **6 dB** pour les niveaux de pression sonore (SPL) et de **4 dB** pour la puissance rayonnée. Cette capacité d'absorption de la grille d'aubes poreuse s'accroît avec la vitesse d'écoulement et diminue légèrement avec l'augmentation de l'angle d'attaque. En revanche, à basses fréquences, la grille d'aubes émet soit le même niveau de bruit que la grille de référence, soit un niveau de bruit plus élevé. Une étude approfondie sur le bruit rayonné par la grille d'aubes vers l'aval a été menée. La méthode de décomposition fréquence-nombre d'onde a été adoptée pour séparer le bruit rayonné par la grille d'aubes du signal capté par l'antenne microphonique axiale. Dans cette étude, une réduction du bruit a été observée pour les hautes fréquences, atteignant **4 dB** pour $M=0.53$. Cette absorption s'accroît avec la vitesse d'écoulement. Pour les basses fréquences, une absorption modeste a été constatée, qui s'améliore avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement.

Enfin, une configuration incluant un barreau a été testée pour évaluer les performances acoustiques du traitement passif sur le bruit tonal, révélant une réduction d'environ **10 dB** à une vitesse d'écoulement de $M=0.53$. Les résultats sous excitation tonale sont cohérents avec ceux obtenus pour la grille de turbulence. Ainsi, la grille d'aubes permet une absorption en haute fréquence, quel que soit le type d'excitation (tonale ou grille de turbulence), tandis qu'à basses fréquences, la grille passive émet plus de bruit dans le cas de la grille de turbulence, tout en maintenant le même niveau de bruit pour l'excitation tonale.

Chapitre 4

Études expérimentales d'un profil actif

Table des matières

| | | |
|---------|---|-----|
| 4.1 | Design et optimisation | 89 |
| 4.2 | Caractérisation expérimentale du couplage électromécanique | 95 |
| 4.2.1 | Montage expérimental | 95 |
| 4.2.2 | Résultats expérimentaux | 96 |
| 4.2.3 | Conclusion | 98 |
| 4.3 | Analyse des modes | 98 |
| 4.3.1 | Montage expérimental | 98 |
| 4.3.2 | Résultats expérimentaux | 99 |
| 4.4 | Caractérisation du contrôle d'impédance dans les cellules actives | 101 |
| 4.4.1 | Description de la configuration expérimentale | 101 |
| 4.4.2 | Stratégie de contrôle | 102 |
| 4.4.3 | Résultats expérimentaux | 108 |
| 4.4.4 | Conclusion | 110 |
| 4.5 | Etude de la réduction actif du bruit dans un conduit rectangulaire | 110 |
| 4.5.1 | Design de la cellule avec masse pour nous rentrer dans le spectre ondes plane | 110 |
| 4.5.2 | Description de la configuration expérimentale | 111 |
| 4.5.3 | Stratégie de contrôle | 112 |
| 4.5.4 | Résultats expérimentaux | 118 |
| 4.5.5 | Conclusion | 122 |
| 4.6 | Montage aéroacoustique | 122 |
| 4.6.1 | Description de la configuration expérimentale | 123 |
| 4.6.2 | Stratégie de contrôle | 125 |
| 4.6.3 | Résultats expérimentaux | 125 |
| 4.6.3.1 | Étude du bruit de jet | 125 |
| 4.6.3.2 | Étude de l'impact du contrôle actif sur le bruit aéroacoustique | 126 |
| 4.6.4 | Conclusion | 130 |
| 4.7 | Conclusion générale du chapitre | 131 |

Dans ce chapitre, une méthode de réduction active du bruit utilisant le matériau piézoélectrique est introduite. L'idée générale du profil actif et l'optimisation du couplage électromécanique lors de la conception des cellules actives sont expliquées dans la première partie. Ensuite, une série d'études et de validations du couplage et des modes opérationnels des cellules actives composant le profil est discutée. Puis, une série d'études sur le contrôle actif à l'aide de shunts et sur un contrôle optimal est réalisée. Dans la phase finale de l'étude, le profil activé est établi et une étude expérimentale de l'acoustique est menée.

4.1 Design et optimisation

Le bruit d'interaction (section 2.1) généré par l'interaction du sillage turbulent avec le profil aérodynamique des aubes de l'OGV se forme principalement au niveau du bord d'attaque. Pour pallier ce problème, une solution active de réduction du bruit d'interaction repose sur l'intégration de transducteurs piézoélectriques au bord de fuite du profil aérodynamique (Figure 4.1). Le positionnement des transducteurs piézoélectriques à cet endroit permet d'influer sur la surface et, par conséquent, de modifier la façon dont le bord d'attaque dissipe l'énergie cinétique de la turbulence.

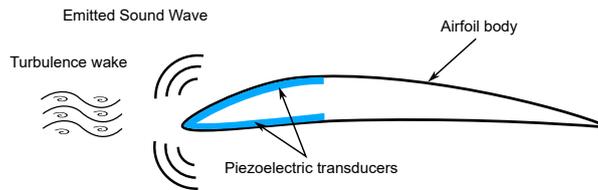


Figure 4.1. Schéma représentatif du profil actif.

En pratique, l'application d'un traitement de manière continue (Figure 4.1) n'est pas possible. Pour cette raison, le bord d'attaque du profil va être divisé en plusieurs cellules actives (voir Figure 4.2). Les cellules actives sont contrôlées de l'intérieur du profil par des actionneurs piézoélectriques. Ce système équipe le profil tout en préservant une surface extérieure continue et lisse, afin d'éviter toute modification des performances aérodynamiques du profil et, surtout, le décollement de la couche limite, qui peut provoquer du bruit.

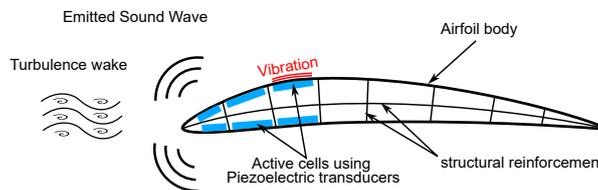


Figure 4.2. Schéma représentatif du profil actif.

Dans le but d'agir sur l'acoustique du système, les cellules actives doivent se déformer en mode piston. De plus, la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique de déformation, effectuée par les transducteurs piézoélectriques, doit être optimale afin d'obtenir les meilleurs résultats. Pour cette raison, la conception et l'optimisation exigent une déformée en mode piston accompagnée par le meilleur coefficient de couplage effectif k_{eff}^2 .

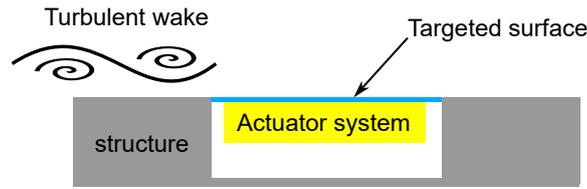


Figure 4.3. Schéma de la structure des cellules actives.

L'optimisation de la conception est effectuée numériquement par élément fini. La première partie de l'étude, portant sur trois architectures d'actionneurs piézoélectriques, a été réalisée et publiée en collaboration avec Mathias PEREZ [183]. Dans ce contexte spécifique, l'objectif est de concevoir des cellules **efficaces** capables de fonctionner dans la gamme de fréquences ciblée. Les premiers calculs et mesures ont permis d'identifier que le spectre des fluctuations de pression responsables du bruit aéroacoustique généré autour du stator est très énergétique entre 1000 et 2000Hz. À ce stade, il est nécessaire d'introduire f_{OC_i} la i -ème fréquence de résonance de la cellule lorsque l'élément piézoélectrique est en circuit ouvert et f_{CC_i} la i -ème fréquence de résonance en court-circuit. Ainsi, la fréquence de résonance moyenne du i -ème mode peut être définie par l'expression 4.1

$$f_{moy}^i = \frac{f_{OC_i} + f_{CC_i}}{2} \quad (4.1)$$

L'expression du CCEM, correspondant à la i -ème fréquence de résonance, est déduite à partir de 2.16 et est présentée dans 4.2.

$$k_{eff_i}^2 = \frac{f_{OC_i}^2 - f_{CC_i}^2}{f_{CC_i}^2} \quad (4.2)$$

Ainsi, l'optimisation proposée ici consiste à maximiser le coefficient de couplage électromécanique effectif modal de ce mode $k_{eff_i}^2$ [161, 184] tout en maintenant la fréquence de résonance moyenne du premier mode à $f_{mean1} = 1500\text{Hz}$ avec une déformée modale de type piston plan pour assurer le couplage acoustique. Dans cette étude, des peaux en acier structurel, des structures piézoélectriques PZT-5A et des masses de tungstène seront considérées, avec les propriétés détaillées dans le Tableau B.1.

Deux modèles ont été choisis pour une optimisation 3D. Le premier modèle (système 1), représentant une cellule active (Figure 4.4), est équipé au centre d'un transducteur piézoélectrique sous la forme d'un disque. Ce dernier fonctionne en mode d_{31} avec une polarisation axiale.

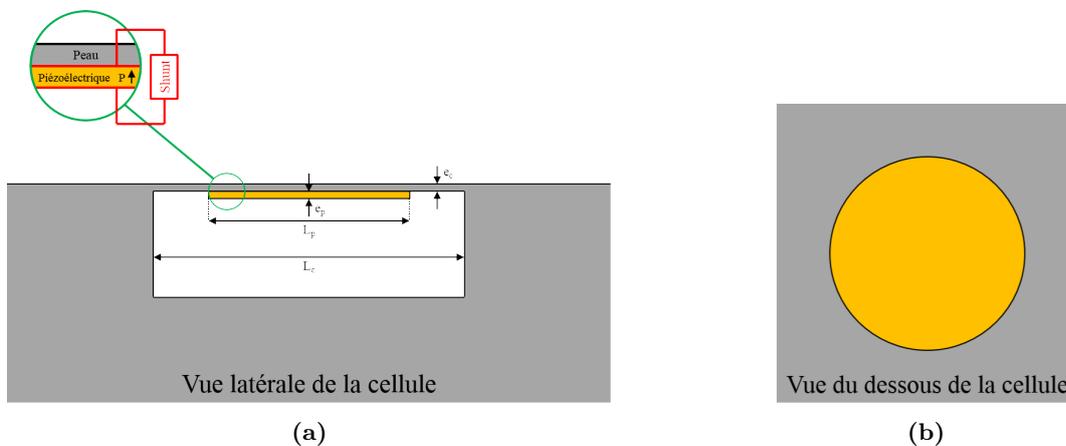


Figure 4.4. Schéma de du concept de polarisation radiale des transducteurs (système 1).

Le deuxième modèle fonctionne en d_{33} avec une polarisation radiale est constitué de plusieurs transducteurs piézoélectriques agencés en segments d'un disque, disposés de manière à former un triangle. Quatre de ces triangles sont assemblés, leurs sommets pointant vers le centre de la cellule, et les transducteurs sont polarisés horizontalement, comme le montre la Figure 4.5.

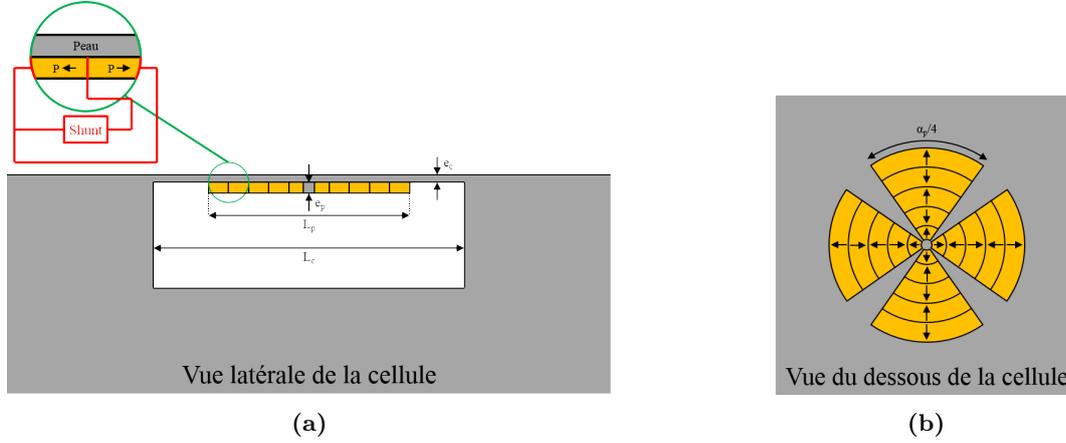


Figure 4.5. Schéma de du concept de polarisation radiale des transducteurs (système 2).

Les deux modèles ont été simulés et les résultats pour le premier mode, en fonction des différents paramètres, ont été tracés sur les courbes 4.6a et 4.6b.

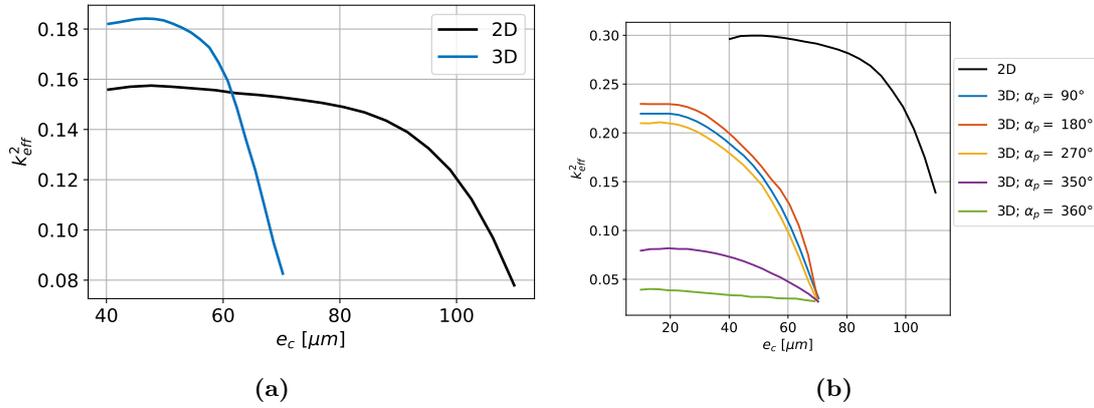


Figure 4.6. (a) : k_{eff}^2 du premier mode en fonction (où k_{eff1}) de l'épaisseur de la peau pour un patch centré en mode d_{31} du système 1. (b) k_{eff}^2 du premier mode en fonction de l'épaisseur de la peau pour un stack centré en mode d_{33} système 2. Dans les deux cas, peau en acier, $L_e=20\text{mm}$, $f_{moy1}=1500\text{Hz}$, L_p et e_p choisis de manière optimale.

La Figure 4.6 montre que, pour les simulations en 2D, le stack centré (système 2) produit un coefficient de couplage k_{eff}^2 de l'ordre de 0.3 (Figure 4.6b), tandis que pour le patch centré (système 1), ce coefficient est de 0.11 (Figure 4.6a). De plus, une peau plus fine génère de meilleurs résultats dans les deux cas.

Les simulations en 3D révèlent un coefficient de couplage k_{eff}^2 maximal de 0.24 pour le stack centré ($\alpha_c = 180^\circ$) (système 2) (Figure 4.6b). L'augmentation de l'angle α_c a un effet négatif sur le coefficient de couplage. Par ailleurs, le couplage est presque identique pour les angles $\alpha_c = 90^\circ, 180^\circ$ et 270° . En outre, la réduction de l'épaisseur de peau e_c améliore le coefficient de couplage k_{eff}^2 . Cette amélioration est constante pour $e_c < 30 \mu\text{m}$.

Pour le patch centré (système 1), les simulations en 3D (Figure 4.6a) révèlent un coefficient de couplage k_{eff}^2 réduit à 0.15, inférieur à celui obtenu avec les simulations en 2D. De plus, le coefficient de couplage k_{eff}^2 demeure constant pour $e_c < 60 \mu\text{m}$ et diminue avec l'augmentation de e_c .

Par la configuration des éléments piézoélectriques, illustrée dans la Figure 4.5, un mouvement modal du premier mode reste proche de celui d'un piston comme le montre la Figure 4.7a. Cependant, en contexte tridimensionnel, une zone de déplacement réduit apparaît au centre de la cellule, visible également dans la Figure 4.7a (et sous différents angles dans la Figure B.1). L'amplitude de cette réduction de déplacement augmente avec l'angle des éléments piézoélectriques. Ceci explique la baisse de performance observée aux angles $\alpha_p = 350^\circ$ et 360° , ce qui tend à diminuer le couplage acoustique du système.



Figure 4.7. Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (sans "pastille" centrale).

Une atténuation de ce phénomène peut être obtenue par le placement d'une pastille circulaire sous les éléments piézoélectriques centraux, comme illustré dans la Figure 4.8a (voir également autres angles B.2). Malgré la persistance de la zone de faible déplacement, il est observé que son amplitude se trouve réduite.



Figure 4.8. Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (avec "pastille" centrale).

Les résultats numériques pour les deux concepts, 1 et 2, ont montré que le système 2 en mode d_{33} donne les meilleurs résultats. Pour cette raison, une structure symétrique dans les deux directions a été choisie. À cette structure, on a ajouté un raidisseur central rectangulaire pour améliorer le déplacement au centre.

Le concept final de la cellule est représenté sur la Figure 4.9. La cellule est une plaque métallique carrée d'une épaisseur égale à 1 mm. Les dimensions de la cellule sont de 48 mm x 48 mm, dont la surface effective est de 40 mm x 40 mm, le reste étant une surface conçue pour le montage.

Douze (12) transducteurs piézoélectriques de dimensions 10 mm x 2.5 mm x 2 mm et d'épaisseur $e_p = 2 \text{ mm}$ sont montés sur la cellule pour former six paires, dont quatre paires sur l'axe horizontal et deux paires sur l'axe vertical (Figure 4.9). Chaque paire piézoélectrique est montée de telle manière que la polarisation en mode d_{33} est dirigée vers la ligne de contact.

Au milieu de la cellule (voir Figure 4.9), un raidisseur de dimensions 10 mm x 10 mm est utilisé pour éliminer les problèmes de déplacements réduits identifiés numériquement.

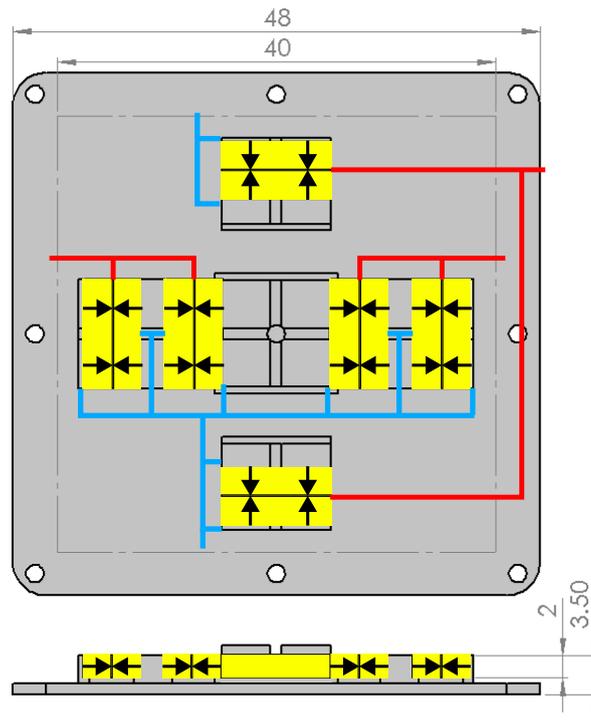


Figure 4.9. Architecture de la cellule. ■ : PZT-5A, ■ : Corps de la cellule. (fils noirs) : Connexions à la masse. (fils rouges) : Alimentation électrique. → : décrit la polarisation.

La connexion électrique est réalisée de manière à s'adapter à la disponibilité du matériel. Pour ce faire, chaque paire de transducteurs (soit 4 transducteurs au total) est connectée au même fil d'alimentation (fil rouge, voir Figure 4.9). En outre, tous les transducteurs sont reliés à la même masse.

Une structure métallique plane (Figure 4.10) a été construite pour accueillir 5 cellules actives. De plus, les cellules sont disposées linéairement, séparées par une distance constante de 4 mm. Cette configuration permet d'obtenir une surface géométriquement plane et continue, visant à réduire les perturbations aéroacoustiques.

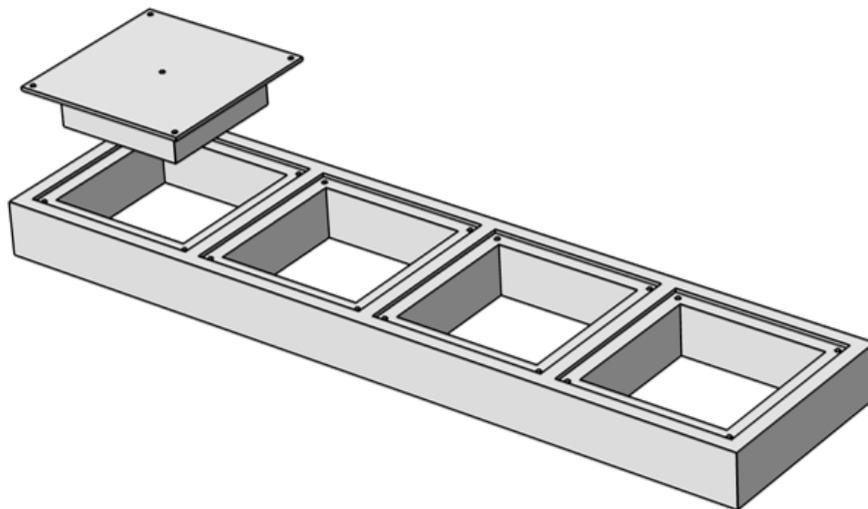


Figure 4.10. Plaque (support) de montage des cellules.

La connexion des cinq cellules, nommées C1, C2, C3, C4 et C5, est représentée sur la Figure 4.11. Tous les transducteurs piézoélectriques sont reliés au même fil de masse.

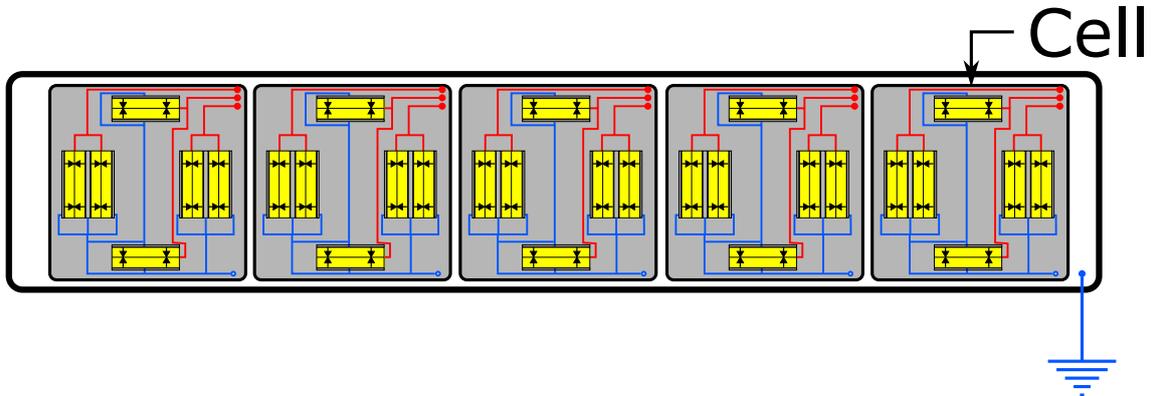


Figure 4.11. Schéma représentatif de la plaque. (-) : connexion à la masse et (-) : connexion avec la circuit du contrôle.

L'ajout d'une masse métallique dans la cellule a été planifié, visant à abaisser les fréquences des modes opérationnels. L'insertion de cette masse au sein de la cellule, réalisée au moyen d'une vis à tête fraisée, est détaillée dans la Figure 4.33.

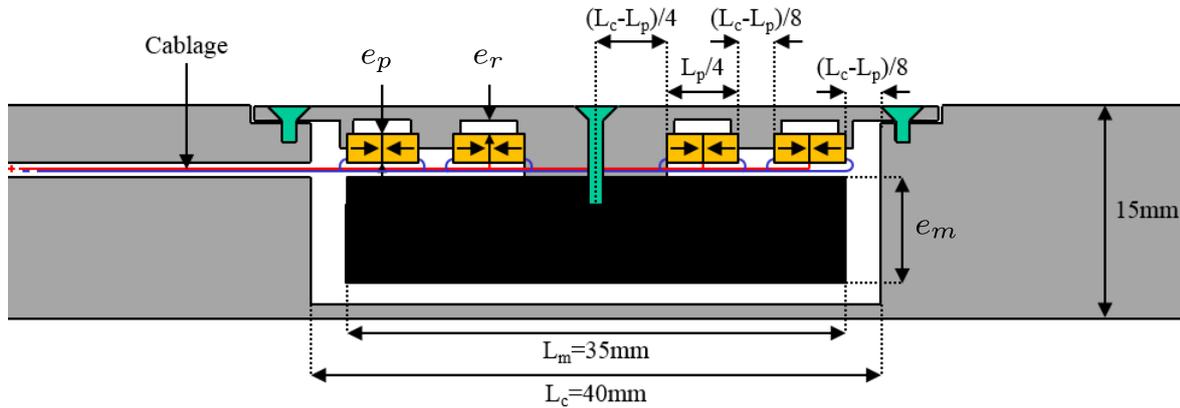


Figure 4.12

Figure 4.13. Conception de la cellule pour une résonance à $f=1500$ Hz (système 2 en mode d_{33}). e_r est la distance entre la peau et le transducteur. e_m hauteur de la masse.

Une simulation prenant en compte la masse a été effectuée, avec une épaisseur de transducteur $e_p = 2$ mm, une distance e_r entre la peau et le transducteur, une hauteur de masse e_m et une épaisseur de peau variable. Les résultats sont présentés dans la Figure 4.14.

La Figure 4.14 montre que, pour les cinq configurations testées, la courbe de chacune atteint un maximum pour une épaisseur de peau e_c spécifique. En outre, pour une épaisseur de peau de $e_c = 1$ mm, le meilleur coefficient de couplage $k_{\text{eff}}^2 = 0.12$ est obtenu pour $e_r = 0.5$ mm et $e_m = 5$ mm. Cependant, ces dimensions ne sont pas réalisables en raison des contraintes techniques liées à la densité des matériaux disponibles dans l'industrie. Pour cette raison, il est nécessaire d'utiliser la hauteur de masse maximale e_m , ce qui conduit à choisir la configuration $e_r = 0.5$ mm et $e_m = 7.5$ mm, qui donne un coefficient de couplage $k_{\text{eff}}^2 = 0.11$.

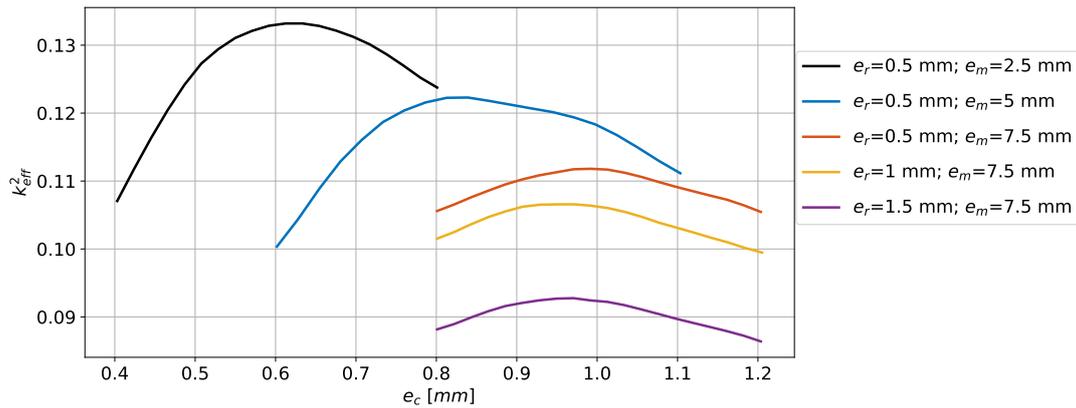


Figure 4.14. Évolution du couplage effectif électromécanique modal (premier mode de flexion) de la membrane en fonction de l'épaisseur de la peau pour trois épaisseurs de rainure et différents poids ajoutés (prototype d_{33} , $e_p=2$ mm). La peau est en aluminium, $L_e=40$ mm, $L_m=35$ mm, $f_{moy1}=1500$ Hz et L_p sélectionné de manière optimale.

Le tungstène est choisi pour répondre à ces dimensions optimale à cause de sa densité élevée ($\rho = 19450, Kg/m^3$). Cependant, en raison de difficultés liées à l'usinage du tungstène et pour limiter les coûts de fabrication, cette masse est uniquement employée lors des essais aéroacoustiques dans un conduit rectangulaire, pour ajuster les fréquences de contrôle aux spécificités du banc d'essai. Pour ces applications, l'acier, avec une densité de $\rho = 7860, kg/m^3$, est préféré comme matériau alternatif.

4.2 Caractérisation expérimentale du couplage électromécanique

Dans cette section, une étude expérimentale sur les cellules actives a été menée. L'objectif de cette étude est de déterminer le coefficient de couplage effectif k_{eff}^2 (CCEM) expérimental des cellules décrites précédemment et valider l'étude numérique menée précédemment. Ensuite, il s'agit d'identifier les modes opérationnels les plus fortement couplés et de comparer le coefficient de couplage expérimental avec celui obtenu par les simulations numériques lors de la conception et de l'optimisation du design, où $k_{eff}^2 \approx 0.11$ (Figure 4.14).

4.2.1 Montage expérimental

L'expérience, présentée sur la Figure 4.15, implique le raccordement en parallèle des six transducteurs piézoélectriques de chaque cellule à un analyseur d'admittance électrique (la Figure 4.16a).

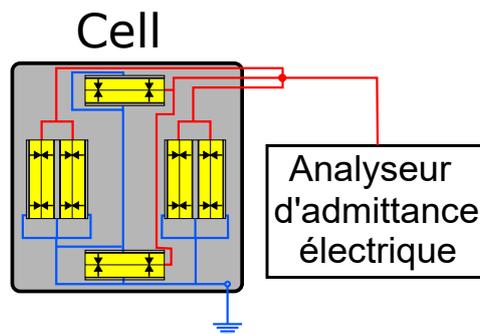


Figure 4.15. Schéma du montage de la cellule pour sa caractérisation électromécanique

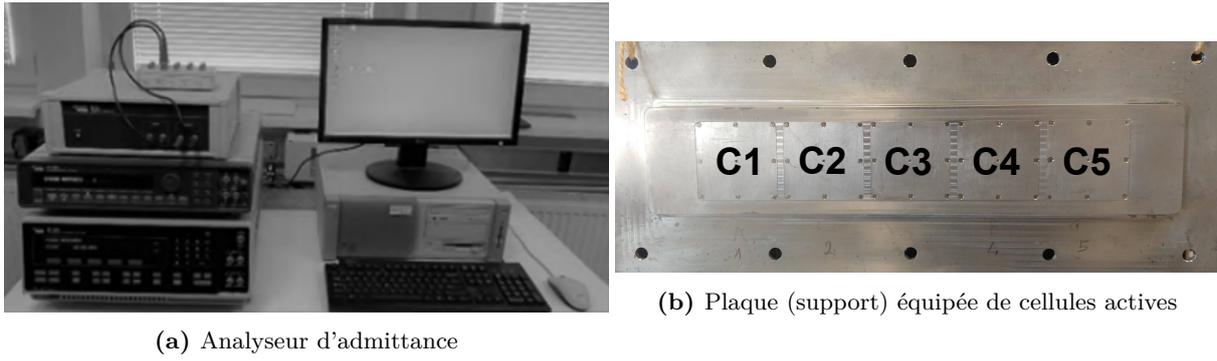


Figure 4.16. Photos de la plaque active (support des 5 cellules) et de l'analyseur d'admittance.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Les mesures d'admittance Y , exprimées en Siemens [S], pour les cellules C1, C2, C3, C4 et C5, ont été réalisées. Les courbes d'admittance Y en décibels [dB], dérivées à partir de la relation (4.3), sont présentées sur la figure 4.17.

$$|Y|_{dB} = 20 \text{Log}_{10} \left(\frac{|Y|}{Y_{ref}} \right) \quad (4.3)$$

Tel-que $Y_{ref}=1$ S, est l'admittance de référence.

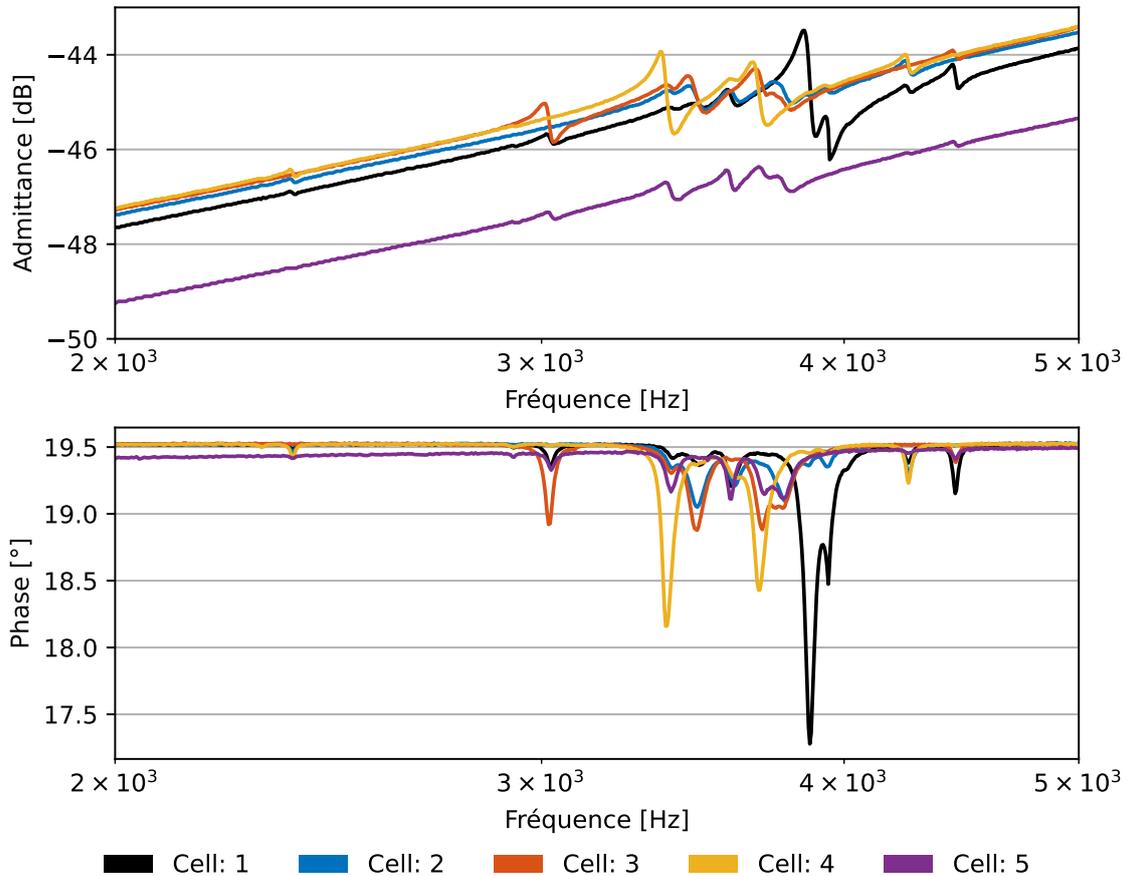


Figure 4.17. Diagramme de Bode des mesures d'admittance effectuées.

Plusieurs modes de résonance sont observés sur les courbes d'admittance (Figure 4.17). Par ailleurs, une valeur d'admittance particulièrement faible est observée pour la cellule C5 (Figure 4.16b). Cet écart pourrait s'expliquer par une réduction de la capacité de l'ensemble des transducteurs, potentiellement causée par un mauvais collage de l'un des transducteurs ou un problème de conformité de l'un d'entre eux.

Les fréquences de résonance et d'anti-résonance, illustrées sur la Figure 4.17, ont été identifiées. Le coefficient de couplage k_{eff}^2 a été calculé en utilisant l'expression (2.15). Les coefficients de couplage k_{eff}^2 correspondant uniquement aux trois fréquences ciblées dans ce chapitre, 2360 Hz, 3570 Hz et 3920 Hz, sont présentés dans le Tableau 4.1. Les autres fréquences et leurs coefficients de couplage sont détaillés dans l'annexe B.2.

| | f_r [Hz] | f_a [Hz] | k_{eff}^2 | k_{eff}^2 [%] |
|----|------------|------------|-------------|-----------------|
| C1 | 2361 | 2373 | 0.010 | 1.030 |
| | 3381 | 3411 | 0.017 | 1.718 |
| | 3580 | 3614 | 0.019 | 1.891 |
| | 3931 | 3945 | 0.007 | 0.744 |
| C2 | 2361 | 2373 | 0.010 | 1.030 |
| | 3381 | 3403 | 0.013 | 1.293 |
| | 3587 | 3624 | 0.020 | 2.019 |
| | 3921 | 3955 | 0.017 | 1.729 |
| C3 | 3378 | 3403 | 0.014 | 1.433 |
| | 3447 | 3509 | 0.035 | 3.518 |
| C4 | 2362 | 2375 | 0.011 | 1.117 |
| | 3360 | 3403 | 0.025 | 2.469 |
| | 3590 | 3612 | 0.012 | 1.228 |
| | 3928 | 3948 | 0.010 | 1.012 |
| C5 | 2352 | 2377 | 0.021 | 2.095 |
| | 3375 | 3416 | 0.023 | 2.332 |
| | 3576 | 3606 | 0.017 | 1.677 |

Table 4.1. Coefficients de couplage électromécanique effectifs pour les différentes cellules.

Les modes opérationnels observés sur les courbes d'admittance (Figure 4.17), et dont les fréquences de résonance sont répertoriées dans le Tableau 4.1 (voir l'annexe B.2 pour l'ensemble des fréquences), ne présentent pas nécessairement la même fréquence de résonance. Chaque mode est localisé à proximité d'une fréquence moyenne, avec un écart maximal de ± 20 Hz. Par exemple, un mode à 2361 Hz est identifié pour la cellule C1, tandis que pour la cellule C5, ce mode est à 2352 Hz. Cela est dû aux différentes conditions limites vues par les cellules lorsqu'elles sont montées sur le rack (plaque principale). Ainsi, pour toute observation à une fréquence f , celle-ci englobe toutes les fréquences situées dans l'intervalle $f \pm 20$ Hz.

Le mode opérationnel aux alentours de 3580 Hz présente les meilleurs coefficients de couplage pour les cellules C1, C2 et C4, avec des valeurs respectives de 0.019, 0.020 et 0.012. Cependant, pour la cellule C3, à une fréquence de résonance $f_r = 3447$ Hz, le coefficient de couplage le plus élevé est de 0.035. À une fréquence de résonance $f_r = 2352$ Hz, un coefficient de couplage élevé de 0.017 est observé pour la cellule C5, tandis que pour les autres cellules, à une fréquence décalée de ± 20 Hz, ce mode opérationnel

présente un coefficient de couplage autour de 0.010.

4.2.3 Conclusion

Les résultats des mesures du coefficient de couplage effectif (CCEM) ont révélé un bon couplage, atteignant jusqu'à 0.035 pour les modes situés aux alentours de 3500 Hz. Cette aptitude des cellules à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique de déformation constitue l'essence des études ultérieures.

4.3 Analyse des modes

Cette section approfondit l'examen des modes opérationnels identifiés précédemment lors de l'analyse du coefficient de couplage effectif. L'étude repose sur l'utilisation d'un vibromètre pour estimer les déformées des modes.

4.3.1 Montage expérimental

L'expérimentation, représentée par la Figure 4.18, consiste à solliciter six transducteurs de la cellule 1, ces derniers étant branchés en parallèle comme le montre la Figure 4.18. Simultanément, la vitesse est mesurée en un point spécifique de la cellule, désigné par le point 288.

Cette procédure nous aidera à déterminer les modes de vibration propres à chaque cellule dans leur état assemblé sur la plaque. Les données recueillies seront indispensables pour analyser la réponse des cellules dans leur contexte d'utilisation et pour élaborer, le cas échéant, des dispositifs de contrôle adaptés.

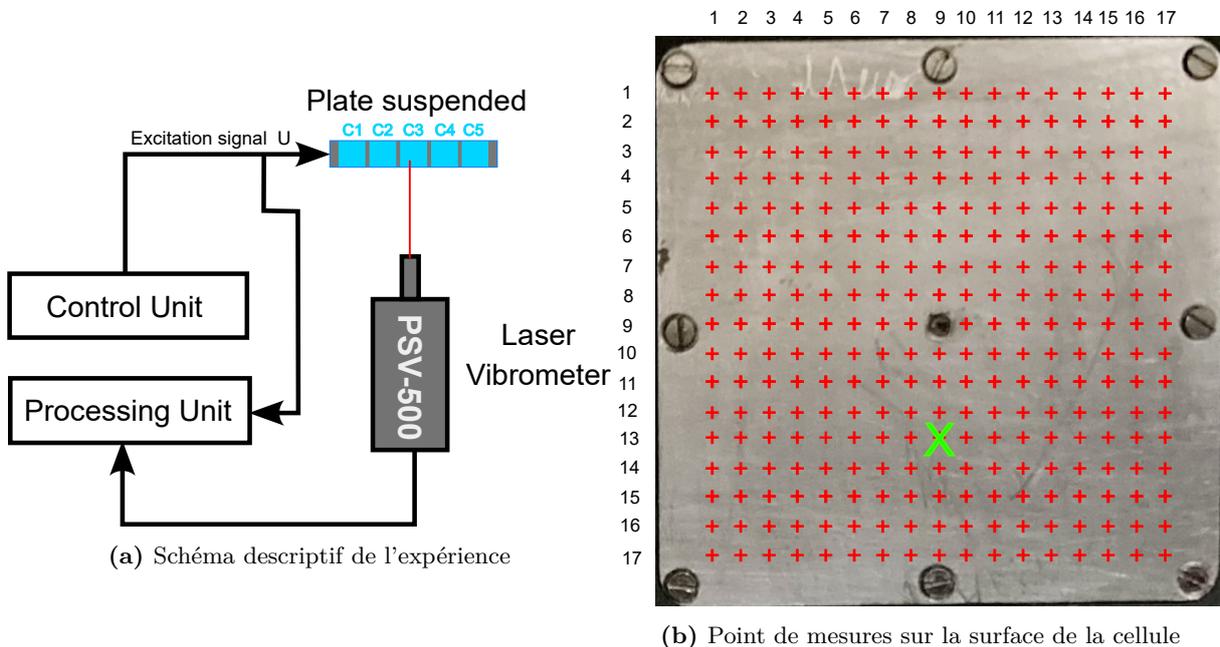


Figure 4.18. Schéma représentatif de l'expérience effectuée et les point de mesure choisie pour l'ensemble des cellule.

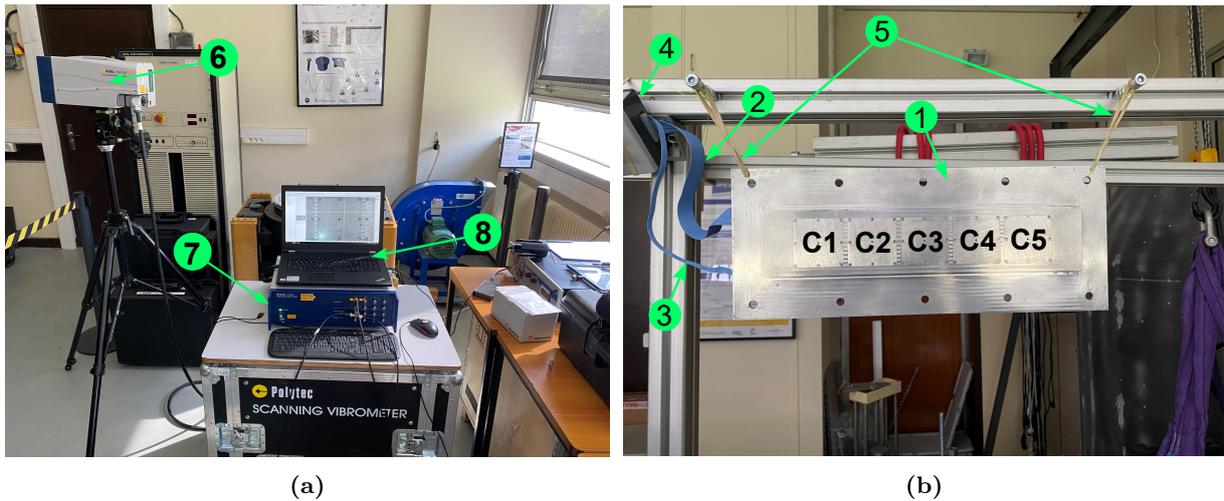


Figure 4.19. Photos de l'installation expérimentale.(1) : plaque suspendue, C1 à C5 les cellules actives.(2) alimentation des cellules.(3) : masses. (4) : carte d'activation.(5) : fils de suspension. (6) : vibromètre laser PSV-500 (7) :système d'acquisition Polytec. (8) :unité de contrôle.

4.3.2 Résultats expérimentaux

Les fonctions de réponse en fréquence (FRF) entre la tension U d'excitation appliquée à chaque cellule et le vibromètre laser, comme présenté sur la Figure 4.18a, ont été estimées. Le point de mesure de la vitesse situé à l'intersection de la ligne 13 et de la colonne 9 des points de mesure, représentés sur la Figure 4.18b, a été sélectionné pour montrer les FRF (Figure 4.20) et analyser les formes propres.

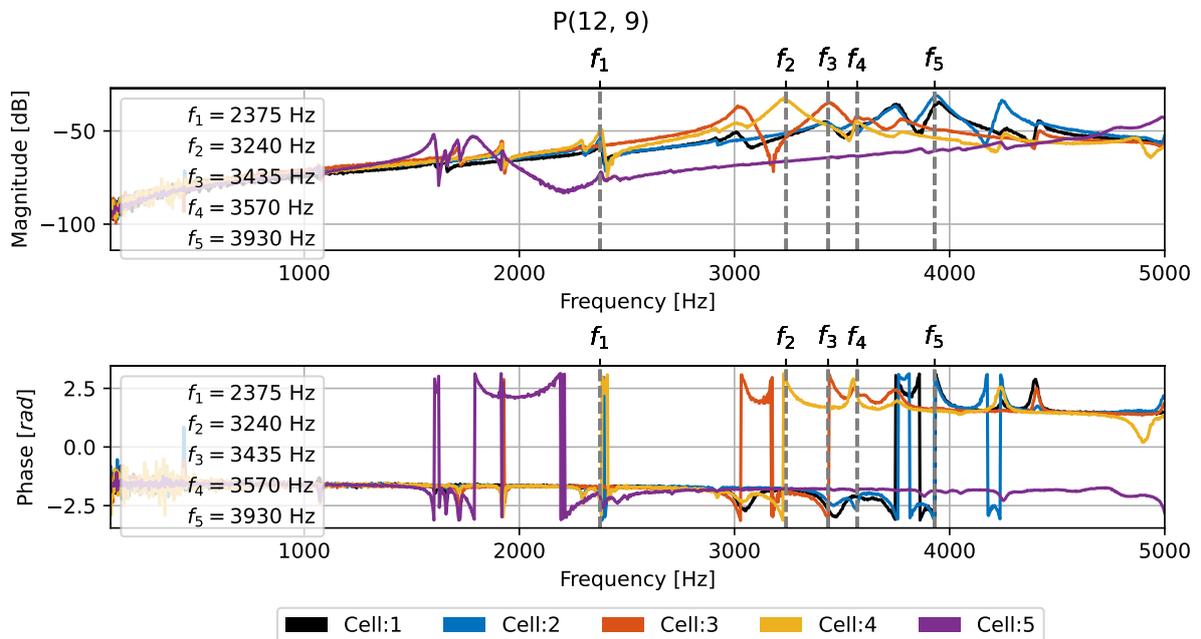


Figure 4.20. Diagramme de Bode des mesures de vitesse faites sur les cellules au niveau du point (13,9) .

Plusieurs modes couplés sur l'ensemble du système support inclus (plaque principale) sont observées sur la Figure 4.20. Parmi elles, le mode à 3550 Hz, déjà identifié lors des mesures de CCEM sur la Figure

4.17, affiche un k_{eff}^2 de 0.025 (Tableau 4.1). En outre, le mode à 2375 Hz est présent sur presque toutes les cellules, offrant le meilleur coefficient de couplage pour la cellule C5 (0.021). Cependant, ce mode est difficile à détecter sur les FRF.

Le mode à 3435 Hz, ayant le meilleur coefficient de couplage $k_{eff}^2 = 0.035$ (Tableau 4.1), est détecté sur toutes les cellules actives à l'exception de la cellule C5, où la localisation de ce mode sur les FRF s'est avérée difficile.

Les déformées opérationnelles correspondant aux modes observés aux fréquences de 2375 Hz et 3572 Hz sont représentées respectivement sur les figures 4.21a et 4.21.

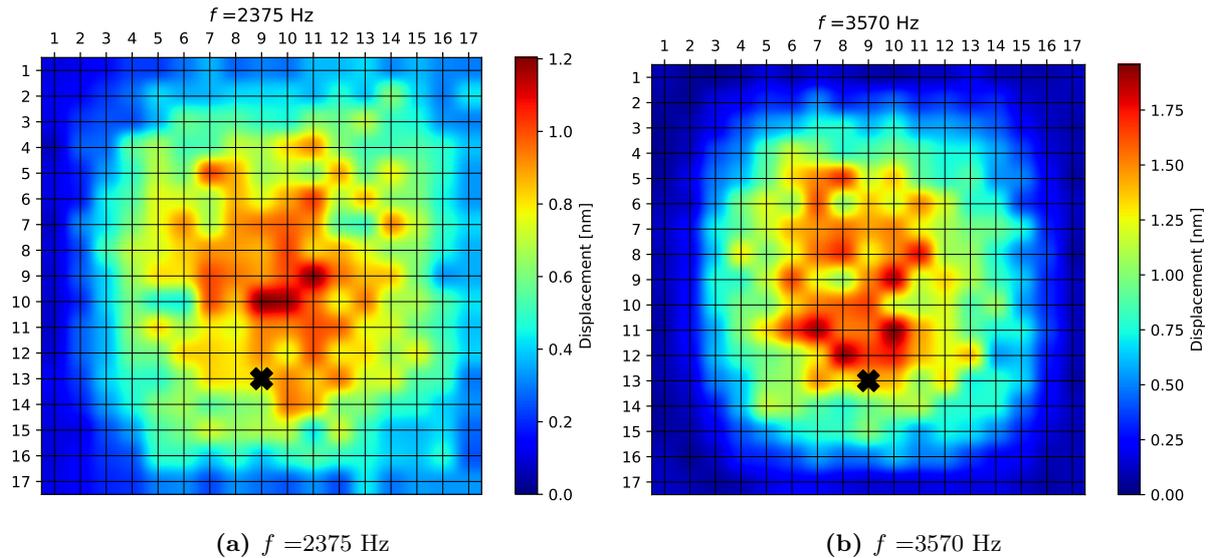


Figure 4.21. Déformées opérationnelle de la cellule C1 aux fréquence $f=2375$ et 3570 .

Des modes opérationnels de type piston sont observés aux fréquences de 2375 Hz et 2570 Hz, comme illustré sur les figures 4.21a et 4.21. Pour le mode à 2375 Hz, de légères déformations sont perceptibles dans le coin supérieur droit (Figure 4.21a), ce qui pourrait être dû à une contrainte d'encastrement insuffisante en ce point.

Une analyse du volume déplacé par chaque mode opérationnel a été réalisée, s'appuyant sur les déformations opérationnelles des modes identifiés sur la Figure 4.20. Cette démarche vise à synthétiser les déformations opérationnelles présentées sur les figures 4.21a et 4.21 pour toutes les cellules et tous les modes opérationnels détectés.

En supposant que d^c est la fonction définissant le déplacement de chaque point P de la surface de la cellule, de coordonnées (x, y) , le volume déplacé peut être calculé selon l'équation (4.4).

$$V = \int_0^{x_0} \int_0^y d^c(x, y) dx dy \quad (4.4)$$

Une intégration numérique a été réalisée en utilisant la méthode des trapèzes. Le volume déplacé a été calculé et est présenté dans le Tableau 4.2.

| Fréquence [Hz] | Cellule | | | | |
|----------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| | C1 | C2 | C3 | C4 | C5 |
| 2375.0 | 9.068901e-13 | 1.470594e-12 | 8.093424e-13 | 2.318992e-12 | 2.768253e-13 |
| 3240.0 | 8.264335e-13 | 1.088731e-12 | 7.578260e-13 | 7.695914e-12 | 3.257557e-13 |
| 3435.0 | 1.871769e-12 | 1.993890e-12 | 6.479413e-12 | 1.472172e-12 | 3.771953e-13 |
| 3570.0 | 1.156174e-12 | 9.862992e-13 | 2.669052e-12 | 1.668651e-12 | 3.597307e-13 |
| 3930.0 | 3.716794e-12 | 7.368853e-12 | 9.497007e-13 | 4.932244e-13 | 4.290713e-13 |

Table 4.2. Volume déplacé en m^3 par chaque cellule par rapport aux fréquences des modes repérés.

Une meilleure performance en termes de déformée opérationnelle en mode piston a été observée pour les cellules C2, C3, C4 (Figure 4.19a), comme illustré dans le Tableau 4.2. En revanche, la performance la plus faible a été enregistrée pour la cellule C5.

4.4 Caractérisation du contrôle d'impédance dans les cellules actives

Dans les travaux antérieurs, un potentiel significatif de déformation en mode piston a été identifié. Dans ce segment de l'étude, la mesure de l'impédance et l'application d'un contrôle actif ont été réalisées afin de diminuer l'émission acoustique provoquée par les vibrations de la plaque, résultant d'une source d'excitation externe.

4.4.1 Description de la configuration expérimentale

La configuration expérimentale, illustrée par la Figure 4.22, utilise un vibromètre laser POLYTEC® PSV-500 placé en face de la plaque active. Ceci permet de mesurer la vitesse au point M de la surface de la cellule. De plus, un microphone de type B&K est installé à une distance de 1 à 2 mm de cette surface et à 1 mm du point M, comme indiqué sur les figures 4.23a et 4.23b. Ce microphone, alimenté par un conditionneur de signal Nexus, mesure les fluctuations de pression sans influencer le mouvement de la surface ni les mesures de vitesse. Ce conditionneur de signal est conçu pour amplifier le signal tout en préservant la qualité.

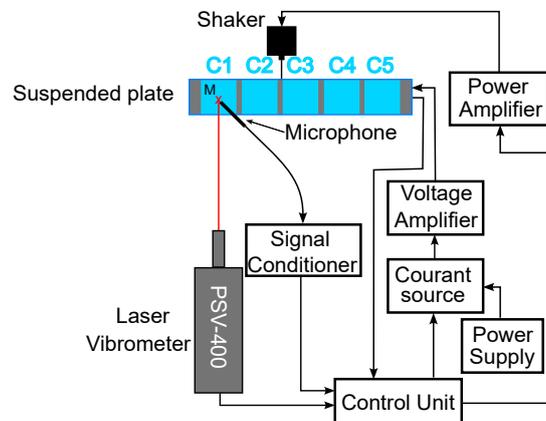


Figure 4.22. Schéma de la configuration expérimentale.

Un pot vibrant (shaker) (3), montré sur la Figure 4.23b et fixé au dos de la plaque, est activé par une tension d'excitation sous forme de bruit blanc. Cette excitation est ensuite amplifiée par un amplificateur de puissance, fournissant l'énergie nécessaire pour générer un mouvement de vibration de l'ensemble de la plaque.

Cinq sources de courant Howland (DAC) sont connectées aux cinq cellules actives par l'intermédiaire d'un amplificateur de tension. Ces sources de courant Howland sont alimentées par une alimentation à courant continu de laboratoire de 30 V. De plus, le signal de ces sources est contrôlé à l'aide de circuits à capacité négative synthétisés à l'aide du micro-laboratoire Dspace-Lab.

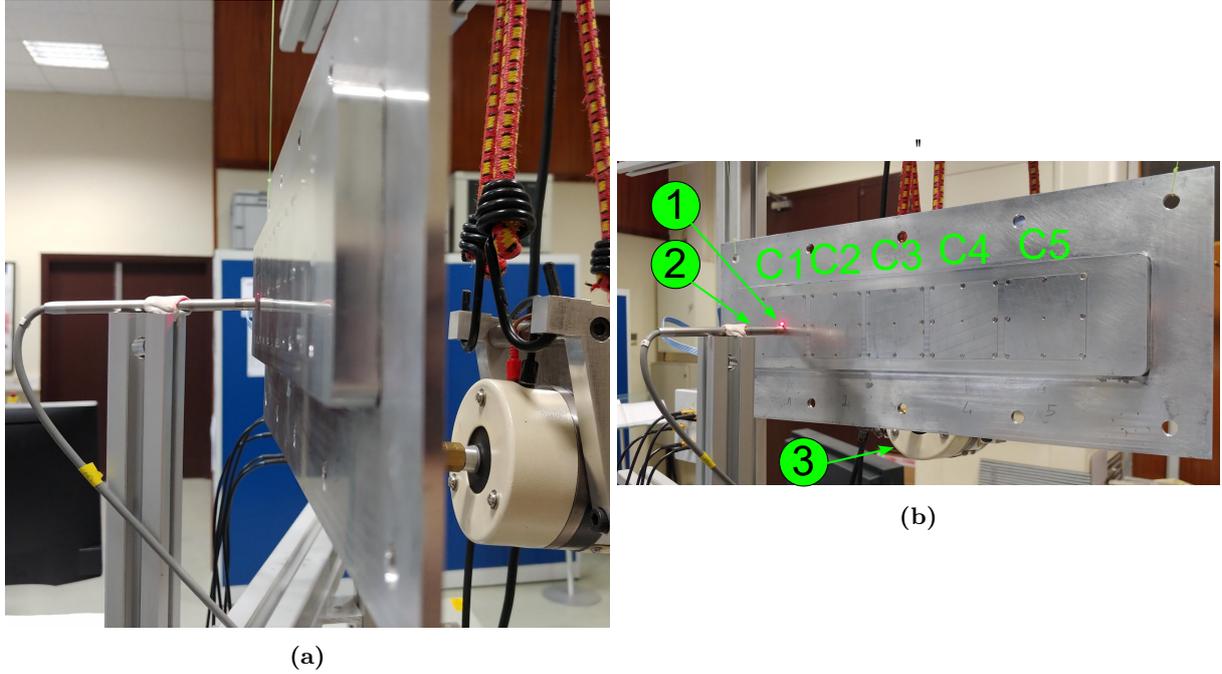


Figure 4.23. Figure de mesure d'impédance. (1) : faisceau laser du vibromètre, (2) : microphone, (3) : pot vibrant et de C1 à C5 correspond au cinq cellules.

4.4.2 Stratégie de contrôle

La méthode de contrôle mise en place par Rodriguez *et al.* [185]. Le shunt utilisé ici est un shunt à capacité dont l'impédance $Z = C_{neg}$, Tel que C_{neg} est la capacité du shunt. Le courant i est lié avec la dérivé partielle de la tension au borne du transducteur piézo-électrique V_p par l'expression (4.5).

$$i = C_{neg} \frac{dV_p}{dt} \quad (4.5)$$

On appliquant la transformation de La place a l'équation (2.30) pour obtenir son expression (4.6) dans le domaine de Laplace.

$$-s\theta X(s) + C_p V_p(s)s = -C_{neg} V_p(s)s \quad (4.6)$$

Tel que $s = j\omega$ est la variable de Laplace et ω est la pulsation en rad/s .

On déduit l'expression du déplacement $X(s)$ (4.7).

$$X(s) = \frac{1}{\theta} (C_p + C_{neg}) V_p(s) \quad (4.7)$$

Atténuer la vibration de la surface des cellules impose que le contrôle appliqué tende le déplacement

$X(s)$ vers 0. D'où, la capacité du shunt doit être négative, telle que $C_{neg} \approx -C_p$.

La carte de contrôle d'impédance (Board) (Figure 4.24) permet d'obtenir une image de la tension aux bornes du transducteur piézoélectrique de chaque cellule, V_p , que l'on appelle par la suite y_1 . Cette tension est obtenue à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique (ADC). Le courant i du circuit est entraîné par la tension u (expression (4.8)) à l'aide d'une source de courant de Howland (DAC), intégrée dans la carte de contrôle d'impédance (Board) (Figure 4.24).

$$u(s) = -KC_p V_p(s)s \quad (4.8)$$

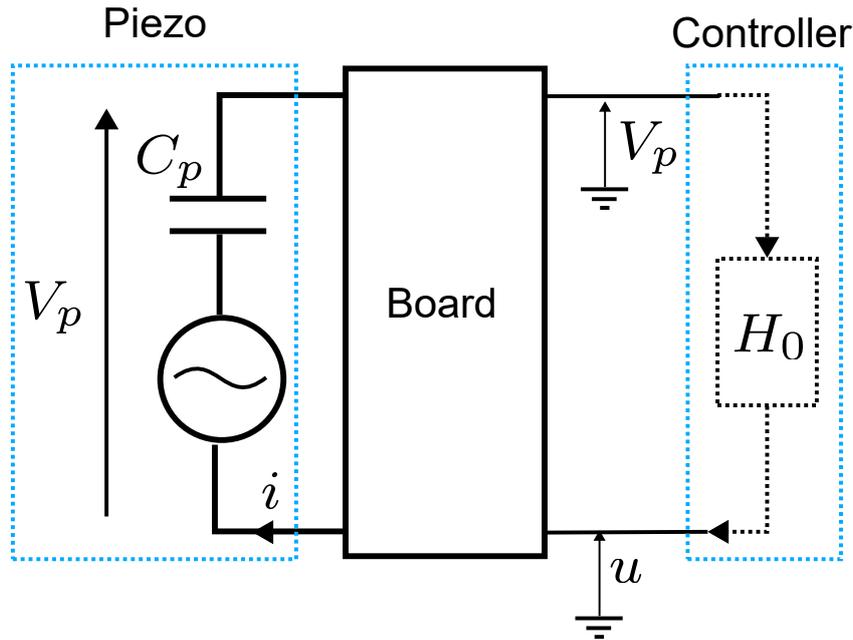
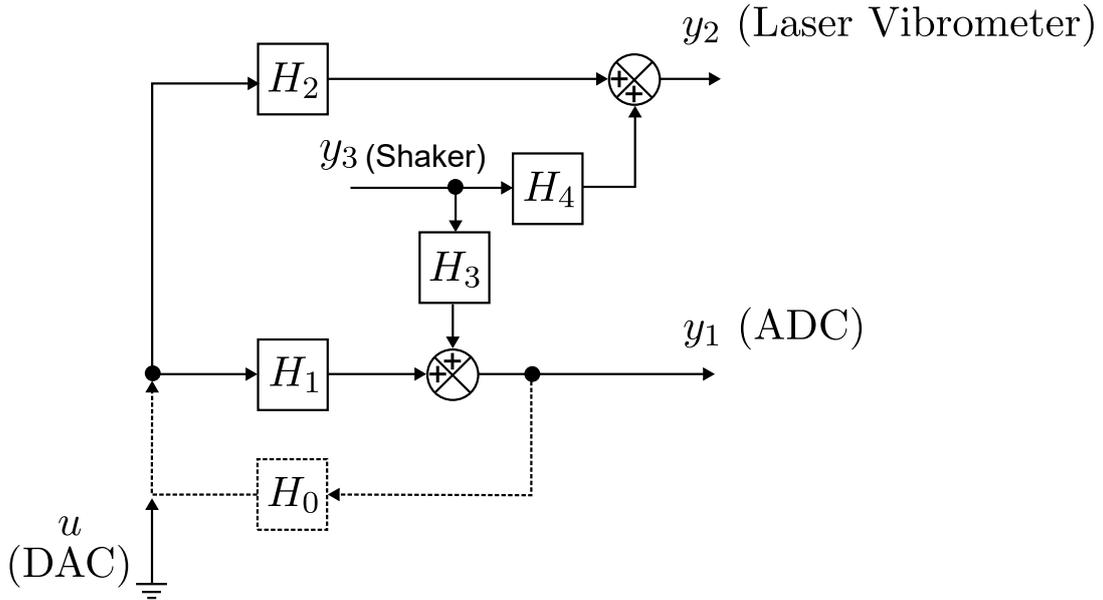


Figure 4.24. Schéma de la connexion entre l'unité de contrôle et les cellules actives.

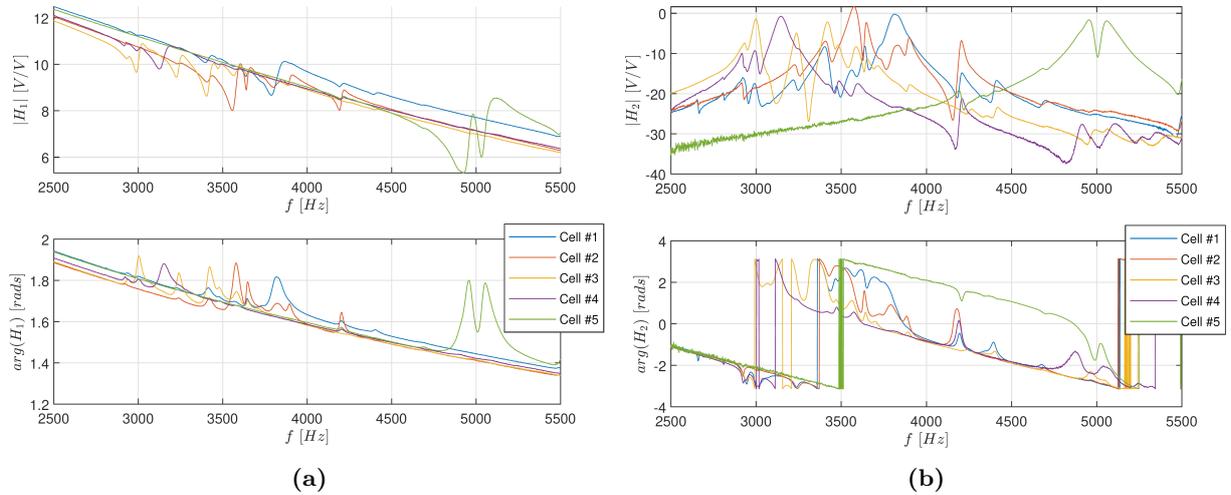
Sachant que K appartenant à \mathbb{R}^+ et exprimé en $[V/A]$, représentant le gain du circuit de contrôle d'impédance. Toutefois, l'utilisation d'un contrôleur dérivatif pur n'est pas recommandé ; pour cela l'expression (4.8) est remplacée dans la suite par un contrôleur stable.

Considérant que les procédés de fabrication et d'assemblage peuvent introduire une grande variabilité dans le comportement électromécanique des cellules, il s'avère judicieux, pour ce genre de structure intelligente, de déduire le contrôleur de capacité négative optimal à partir des réponses fréquentielles observées du système. Initialement, une illustration schématique du défi de contrôle est exposée dans la Figure 4.25, où il est nécessaire d'identifier 4 fonctions principales de réponse en fréquence $H_i(f)$ pour chaque cellule. Dans ce cadre, $H_1(f)$ illustre le transfert de l'entrée de contrôle de tension u , acheminée vers la source de courant Howland (DAC), jusqu'à la sortie de tension réelle du circuit de contrôle d'impédance (ADC), traduisant ainsi l'image de la tension des transducteurs. De façon analogue, $H_2(f)$ rend compte du transfert de cette même entrée de contrôle u vers la sortie de tension du vibromètre, ce qui représente l'image de la vitesse de surface de la cellule. Par ailleurs, $H_3(f)$ s'attarde sur le transfert à partir de la perturbation, à savoir le signal d'entrée de tension du pot vibrant (shaker) y_3 , en direction de la sortie de tension réelle du circuit de contrôle d'impédance, tandis que $H_4(f)$ s'intéresse au transfert du signal d'entrée de tension du pot vibrant y_3 vers la sortie de tension du vibromètre.


Figure 4.25. Schéma de contrôle d'impédance négative.

Le contrôle des vibrations des cellules s'effectue à travers $H_0(f)$.

Une mesure expérimentale des signaux pour les cellule C1, C2, C3, C4 et C5 a été effectuée et les FRF $H_i(f)$ ont été estimés et tracés sur les Figures 4.26 et 4.27.


Figure 4.26. Mesures expérimentales des FRF $H_i(f)$: (a) $H_1(f)$ du circuit de contrôle d'impédance de l'entrée (DAC) à la sortie (ADC), (b) $H_2(f)$ de l'entrée du circuit de contrôle d'impédance (DAC) au signal du vibromètre y_2 .

Les FRF $H_1(f)$ (Figure 4.26a) suit une équation de forme (2.30) une contribution majeure de la capacité C_p sur toute la bande passante. Cependant, les effets des coefficients de couplage électromécanique θ sont toujours visibles sur l'amplitude et la phase de la FRF près des modes mécaniques de la cellule identifiés sur la Figure 4.26b. Cette observation est absolument essentielle car elle signifie que la déformation de la structure est observable par les transducteurs, permettant une stratégie de contrôle des vibrations basée sur le contrôle de l'impédance électrique.

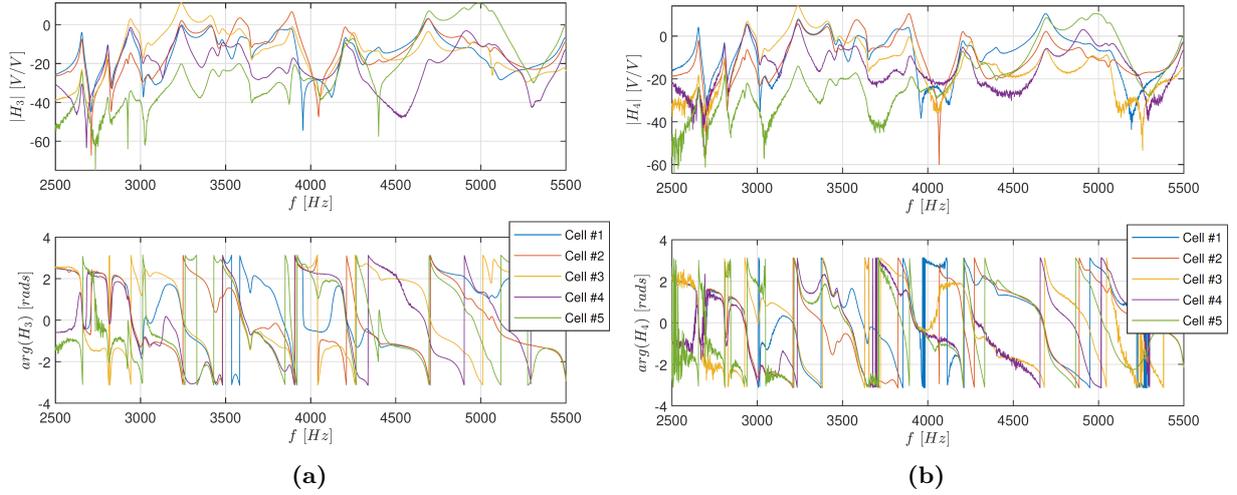


Figure 4.27. Mesures expérimentales des FRF $H_i(f)$: (a) $H_3(f)$ de l'excitation externe (pot vibrant) à la sortie du circuit de contrôle d'impédance (ADC), (b) de l'excitation externe (pot vibrant) au signal du vibromètre.

Les similitudes évidentes entre les Figures 4.27a et 4.27b soutiennent la conclusion précédente en confirmant que les transducteurs observent effectivement le déplacement de la structure, tout comme le vibromètre laser. Ainsi, il est possible de confirmer, à partir des fonctions de réponse en fréquence présentées, la capacité des cellules piézoélectriques conçues à agir en tant que capteurs et actionneurs pour un système de contrôle d'impédance.

Pour construire le contrôle, la définition des différentes relations entre les signaux est nécessaire. D'abord, la tension de sortie Y_1 peut être exprimée en fonction de la perturbation Y_3 par la relation (4.9).

$$\begin{aligned}
 Y_1(s) &= H_3(s)Y_3(s) + H_1(s)U(s) \\
 &= H_3(s)Y_3(s) + H_1(s)H_0(s)Y_1(s) \\
 &= \frac{H_3(s)Y_3(s)}{[1 - H_1(s)H_0(s)]}
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

D'autre part, le signal du vibromètre Y_2 est relié au signal d'excitation Y_3 par la relation (4.10).

$$\begin{aligned}
 Y_2(s) &= H_4(s)Y_3(s) + H_2(s)U(s) \\
 &= H_4(s)Y_3(s) + H_2(s)H_0(s)Y_1(s) \\
 &= \left[H_4(s) + \frac{H_2(s)H_0(s)H_3(s)}{(1 - H_1(s)H_0(s))} \right] Y_3(s)
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

L'effet de $H_0(s)$ sur la transmissibilité de référence $\frac{Y_2(s)}{Y_3(s)}$ est défini par la fonction $H_c(s)$ (expression (4.11)), qui doit être minimisée par le contrôleur.

$$\begin{aligned}
 H_c(s) &= \frac{Y_2(s)}{Y_3(s)H_4(s)} \\
 &= I + \frac{H_2(s)H_0(s)}{[1 - H_1(s)H_0(s)]} \frac{H_3(s)}{H_4(s)}
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Finalement, les fonctions $H_{c,j}(f)$ sont calculées entre 2,5 kHz et 5,5 kHz pour chaque cellule j , avec un contrôleur $H_{0,j}(s)$ de la forme 4.8 sachant que $H_{0,j}$ suit l'équation (4.12)

$$H_{0,j}(s) = -k_j s \tag{4.12}$$

Sachant que $k_j \in \mathbb{R}^+$. Différentes valeurs du gain k_j sont explorées pour déterminer le contrôleur de capacité négative équivalente optimal. De plus, une fonction critère discrète $\alpha_j(k_j)$ (équation (4.13)) est définie pour quantifier l'effet du contrôle sur $H_{c,j}(f)$.

$$\alpha_j = \sum_{f=2.5\text{KHz}}^{f=5.5\text{KHz}} 20 \log_{10}(|H_{c,j}(f)|) \tag{4.13}$$

Ainsi, la valeur de référence pour les critères proposés est $\alpha_j(0) = 0$ (aucun contrôle appliqué). Les résultats de cette étude paramétrique sur les gains de contrôle k_j sont présentés dans la Figure 4.28 (plus de détails dans la Figure B.5).

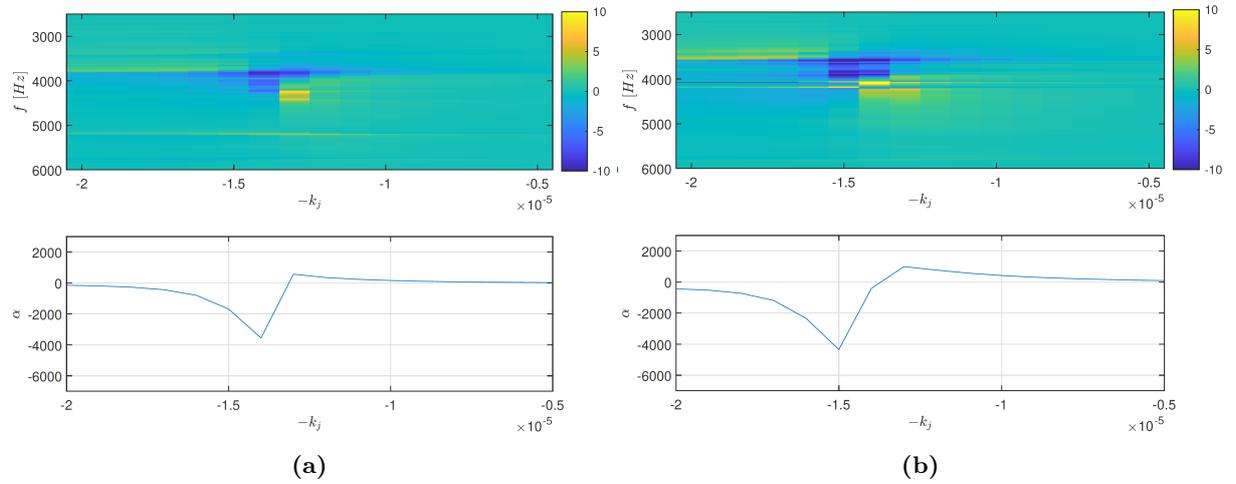


Figure 4.28. Fonctions calculées $H_{c,j}(f)$ et $\alpha_j(k_j)$ pour chaque cellule j avec $k_j \in [0.5 \times 10^{-5} : 2 \times 10^{-5}]$: (a) cellule C1 et (b) cellule C2.

Des mesure de signale y_1 , y_2 et y_3 permet de définir la fonction de contrôle optimale $H_{0,j}$ définie par l'expression (4.14) pour chaque cellule j ;

$$H_{0,j} = -k_{j,opt} e^{i\phi_j s} \tag{4.14}$$

Tel-que ϕ_j est le déphasage de phase, $k_{j,opt}$ est le gain optimale et $s = j\omega$ est la variable de Laplace.

La fonction de contrôle optimale $H_{0,j}$ (4.14) chaque cellule piézoélectrique est approximée par une expression plus adaptée $\hat{H}_{0,j}(s)$ du contrôleur pour les expériences en temps réel. Cette nouvelle fonction de contrôle $\hat{H}_{0,j}$ est illustré par l'expression (4.15) et le schéma équivalent et représenté sur la Figure

4.29.

$$\hat{H}_{0,j} = \frac{-R_0 k_{j,opt} s + 1}{(-R_0 R k_{j,opt} s + R_0 + R)} \frac{s}{(a + bs)} \quad (4.15)$$

Tel-que R_0 est la résistance électrique négative ($R_0 < 0$ et $R_0 \rightarrow \infty$) installé en parallèle avec la capacité négative $-k_{i,opt}$, R est une résistance négative virtuelle très petit ($R < 0$ et $|R| \rightarrow 0$) placé en série avec la capacité négative et la résistance négative R_0 . De plus, a (eq 4.16) et b (eq 4.17) sont des corrections calculé a la fréquence $f_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$ dans lequel le déphasage optimale $\phi_{j,opt}$ est achevé. La fréquence f_c correspond au début de la bande fréquentielle de contrôle.

$$a = \Re \left[\frac{-R_0 k_{j,opt} i\omega_c + 1}{-R_0 R k_{j,opt} i\omega_c + R_0 + R} \times \frac{1}{H_{0,j}(i\omega_c)} \right] \quad (4.16)$$

$$b = \Im \left[\frac{-R_0 k_{j,opt} i\omega_c + 1}{-R_0 R k_{j,opt} i\omega_c + R_0 + R} \times \frac{1}{H_{0,j}(i\omega_c)} \right] \quad (4.17)$$

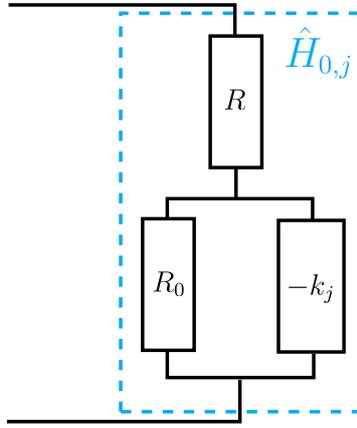


Figure 4.29. Schéma équivalent de transfert optimal $\hat{H}_{0,j}$.

L'étude paramétrique d'optimisation du gain $k_{j,opt}$ et de la phase $\phi_{j,opt}$ est résumée dans le Tableau 4.3.

| Cell | $k_{j,opt}$ | $\phi_{j,opt}$ [°] |
|------|--------------------|--------------------|
| C1 | $14 \cdot 10^{-6}$ | -4 |
| C2 | $15 \cdot 10^{-6}$ | 0 |
| C3 | $15 \cdot 10^{-6}$ | -4 |
| C4 | $15 \cdot 10^{-6}$ | -10 |
| C5 | $13 \cdot 10^{-6}$ | 0 |

Table 4.3. Valeurs de gain $k_{j,opt}$ et phase $\phi_{j,opt}$ optimales utilisées.

Une résistance de $R_0 = -10^{10}$ a été sélectionnée afin de respecter la condition $MAX|\lambda(\hat{H}_{0,j})| < 1.25 \cdot 10^5$, imposée par la limite de fréquence d'échantillonnage du système Dspace-Lab (52 kHz). De plus, un choix de $R = -0.5$ a été effectué pour assurer la stabilité du système de contrôle, avec $MAX \left[\Re \left(\lambda(\hat{H}_{0,j}) \right) \right] < 0$.

La capacité négative idéale $H_{0,j}$, définie dans l'équation (4.14), et sa version adaptée pour les mesures en temps réel, notée $\hat{H}_{0,j}$, pour la cellule C1 sont représentées sur la Figure 4.30.

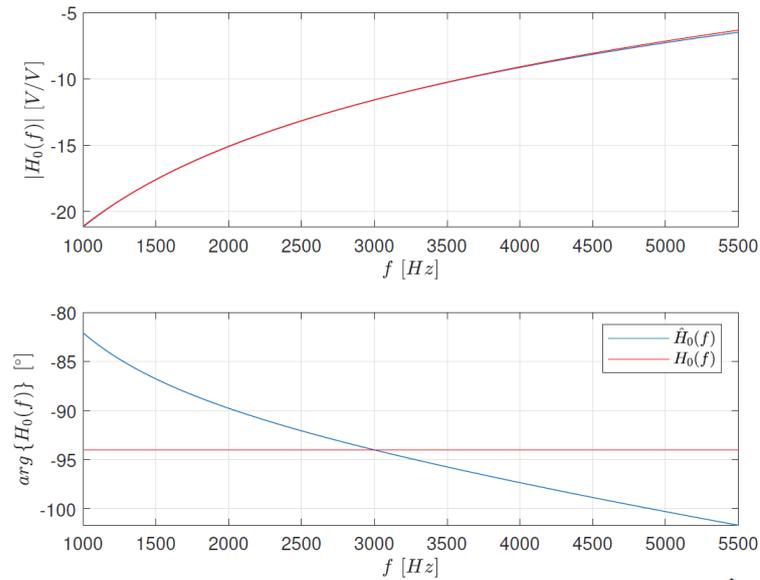


Figure 4.30. Capacité négative idéale $H_{0,j}$ et sa forme adapté au mesure en temps réel $H_{0,j}$.

La phase désirée est obtenue à 3 kHz par le contrôleur réel $\hat{H}_{0,j}(s)$, comme montré sur la Figure 4.30. Une erreur de phase inférieure à 10° est conservée jusqu'à 5 kHz, garantissant une précision adéquate pour le contrôle efficace des cellules piézoélectriques dans cette gamme de fréquences.

4.4.3 Résultats expérimentaux

Suite à la mise en place du contrôle, des mesures ont été réalisées avec et sans ce dernier sur l'ensemble des cellules, comme illustré sur la Figure 4.23b. Les densités spectrales de puissance (PSD) correspondant aux mesures de vitesse de surface sont présentées sur la Figure 4.31.

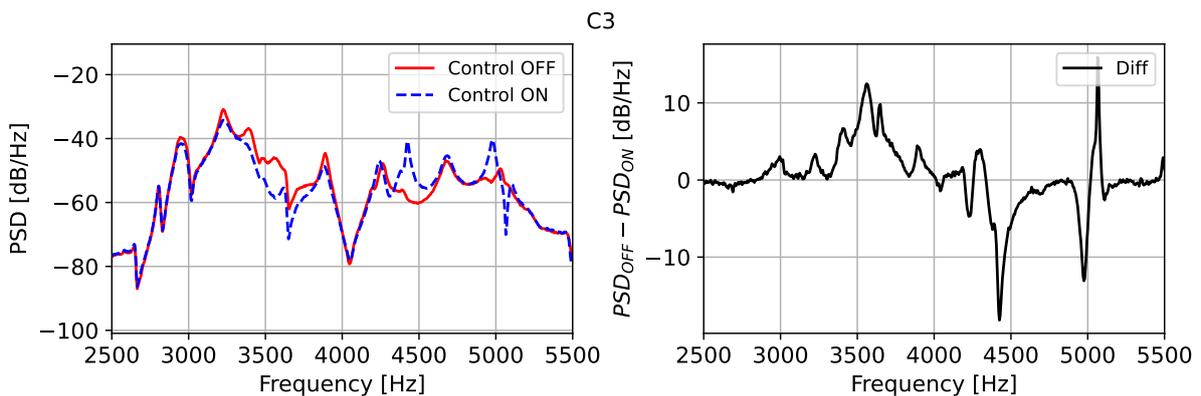


Figure 4.31. Densité spectrale de puissance du signal capté par le vibromètre en fonction de la fréquence, lors d'une excitation de la cellule C3 à l'aide d'un pot vibrant.

Une réduction des vibrations d'environ **10 dB** autour de 3500 Hz a été observée pour la cellule C3, comme le montre la Figure 4.31. Ce résultat est en accord avec le bon coefficient de couplage électromécanique effectif k_{eff}^2 de 0.035 trouvé l'étude expérimentale (section 4.2).

La densité spectrale de puissance (PSD), obtenue à partir de la mesure de la pression acoustique par le microphone situé à la surface de la cellule C3 lors d'une excitation électrodynamique par un vibreur électromagnétique, est illustrée dans la Figure 4.32.

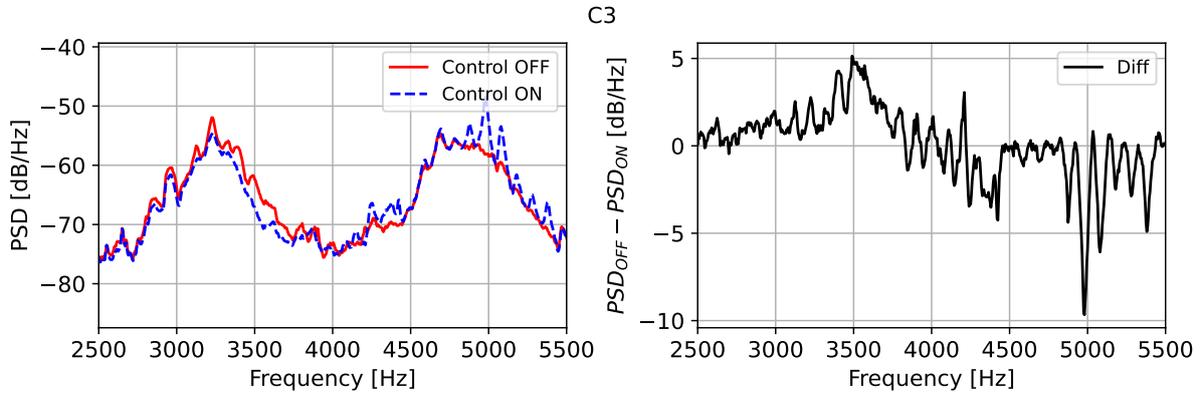


Figure 4.32. Densité spectrale de puissance du signal mesuré par le microphone de proximité en fonction de la fréquence, lors d'une excitation de la cellule C3 à l'aide d'un pot vibrant.

Une réduction du bruit acoustique émis pouvant atteindre **5 dB** autour de 3500 Hz a été observée, comme le montre la Figure 4.32. Cette observation est en accord avec les observations antérieures réalisées à l'aide d'un vibromètre (Figure 4.31).

Les valeurs moyennes de réduction sur la bande passante sont détaillées dans le Tableau 4.4 . Les meilleures réductions de niveau de vibration sont atteintes par les cellules C1 (Figure B.6a), C2 (Figure B.6b) et C3 (Figure 4.31), avec des valeurs respectives de **4 dB**, **3 dB** et **5 dB**. Une observation similaire concerne la réduction de bruit mesurée par le microphone pour les cellules C1 (Figure B.8a), C2 (Figure B.9a) et C3 (Figure 4.32), avec des réductions respectives de **6 dB**, **3 dB** et **3 dB**. Les performances des autres cellules en termes de réduction moyenne sur la bande passante sont moins élevées, en particulier pour la cellule C5 Figure B.7b et B.9d, dont la réduction est de l'ordre de **1 dB**. De plus, la cellule C5 présente un décalage en fréquence, ce qui pourrait s'expliquer par des conditions aux limites différentes dues au montage. Ainsi, une amplification du bruit et des vibrations a été remarquée, soit à certaines fréquences dans la bande passante, soit en dehors. Ceci pourrait être expliqué par une injection d'énergie dans la structure par les cellules actives.

| Cell | Bandwidth [Hz] | Vibrometre [dB] | Microphone [dB] |
|------|----------------|-----------------|-----------------|
| C1 | [3200 :3800] | 4.0 | 6.0 |
| C2 | [3200 :3800] | 3.0 | 3.0 |
| C3 | [3200 :3800] | 5.0 | 3.0 |
| C4 | [3200 :3800] | 2.0 | 2.0 |
| C5 | [4500 :5000] | 3.0 | 1.0 |

Table 4.4. Valeur moyenne de l'atténuation sur une bande passante de 600 Hz pour les mesures de pression acoustique et de vibrations.

Malgré la simplicité du contrôleur, l'effet de Spill-over en dehors de la bande passante de contrôle est limité grâce au caractère modal du contrôle. En effet, les transducteurs n'ont pas de contrôlabilité sur la structure en dehors de la bande passante de contrôle et affectent donc seulement de manière marginale

le niveau de vibration.

4.4.4 Conclusion

Le couplage vibro-acoustique des cellules actives a été étudié dans cette section grâce à un contrôle d'impédance par capacité négative. Une réduction maximale de l'ordre de **5 dB** pour les mesures de pression acoustique et de **10 dB** pour les vibrations des cellules a été atteinte. De plus, sur une bande passante minimale de 600 Hz, la réduction moyenne atteint **6 dB** autour des modes électromécaniques identifiés, tant pour les niveaux de vibration que pour le bruit émis par la structure mécanique, confirmant ainsi l'efficacité du contrôle par capacité négative. Ces résultats relatifs à la caractérisation du couplage vibro-acoustique des cellules sont en cohérence avec l'analyse des déformées opérationnelles des modes et les mesures des coefficients de couplage.

4.5 Etude de la réduction actif du bruit dans un conduit rectangulaire

La suite de ce document détaillera les résultats obtenus dans notre étude expérimentale, qui a porté sur l'identification de l'impédance et l'évaluation de l'effet du contrôle sur les vibrations d'une plaque. Les résultats obtenus indiquent une diminution notable des amplitudes vibratoires de la plaque et du bruit associé en réponse à une excitation vibratoire, ce qui renforce notre intérêt pour la poursuite de cette recherche. L'étape suivante impliquera la réalisation d'essais de la plaque active en présence d'une source aéroacoustique, en utilisant un guide d'onde rectangulaire comme décrit dans la section suivante.

4.5.1 Design de la cellule avec masse pour nous rentrer dans le spectre ondes plane

Contrairement aux méthodes employées dans les recherches subséquentes, une masse en acier de 168 g, sous forme de parallélépipède, a été fixée aux cellules actives, comme le montre la Figure 4.33. L'ajout de cette masse vise à abaisser les fréquences des modes opérationnels identifiés auparavant, afin de synchroniser les fréquences de résonance avec la plage fréquentielle du banc d'essai. Cette masse est attachée à l'arrière des cellules (côté transducteur) à l'aide d'une vis à tête fraisée.

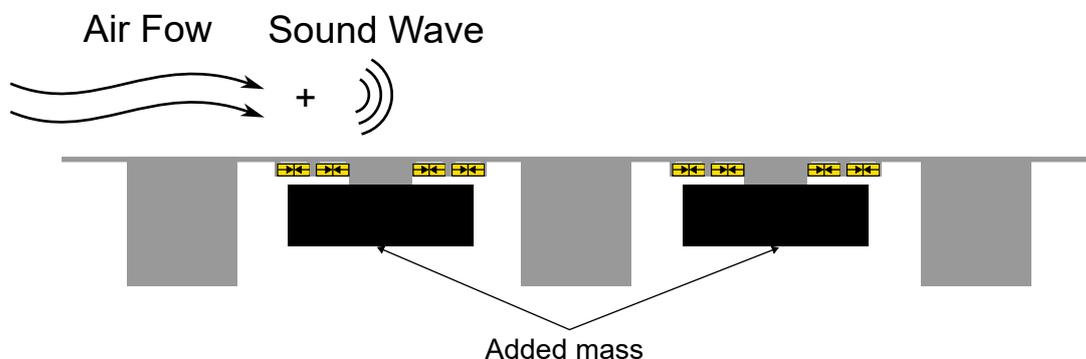


Figure 4.33. Conception de cellule pour un premier mode à $f=1500$ Hz.

4.5.2 Description de la configuration expérimentale

L'expérimentation décrite s'est déroulée sur une veine d'essai rectangulaire (CAIMAN) du laboratoire LMFA (Figure 4.35), avec une section de 68 mm x 110 mm, distincte de celle employée dans les sections antérieures consacrées aux études passives, notamment en termes de dimensions et d'agencement des microphones. Une caractéristique notable de ce banc est la présence d'une porte munie d'une vitre transparente, facilitant la mesure simultanée des fluctuations de pression et de vitesse à la surface des cellules actives. Cependant, un désavantage par rapport au dispositif traditionnel pour les études passives réside dans la limitation de la fréquence de propagation des ondes planes à environ 1,7 kHz dans le tube, ce qui constitue une contrainte pour les modes de fréquences supérieures. L'ajout de masses est ainsi requis pour réduire les fréquences des modes à des valeurs adaptées à cette contrainte.

Les mesures ont été prises dans un conduit rectangulaire de 453 mm de longueur pour caractériser l'échantillon, comme indiqué sur la Figure 4.23b. L'échantillon était positionné sur la surface latérale du conduit. Quatre microphones dédiés à la mesure des fluctuations de pression ont été disposés autour de l'échantillon : en amont, les microphones #1 et #2 ont été placés respectivement aux points $x_1 = -135$ mm et $x_2 = -100$ mm par rapport à l'origine $x_0 = 0$, qui marque le début de l'échantillon. En aval, les microphones #3 et #4 ont été installés respectivement aux points $x_3 = 550$ mm et $x_4 = 585$ mm, comme illustré sur la Figure 4.34.

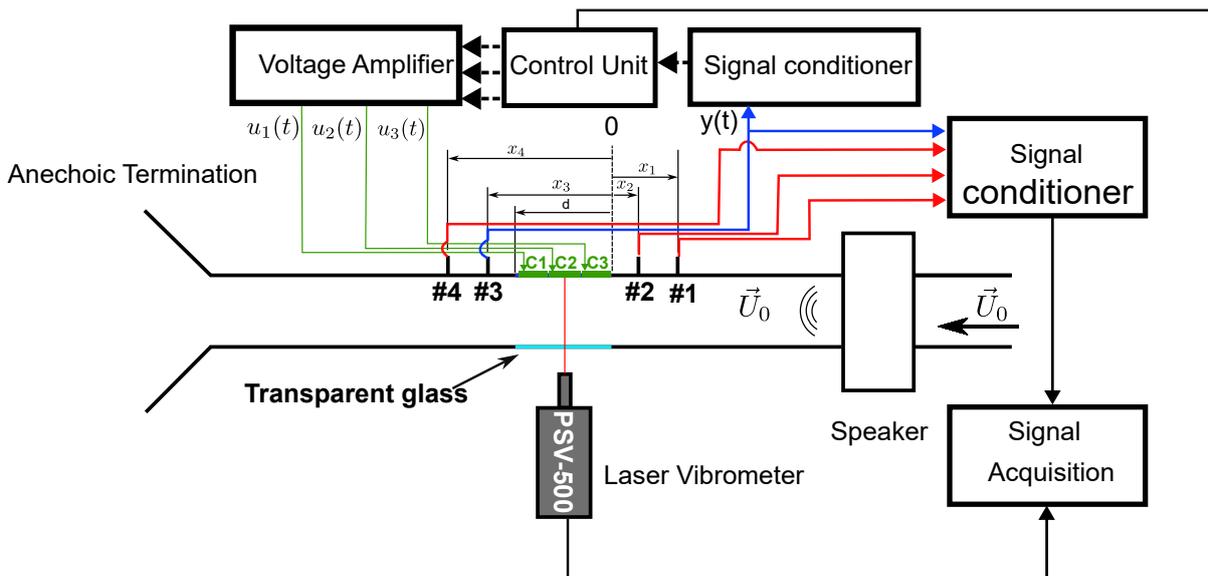


Figure 4.34. Schéma représentatif de la manipulation expérimentale.

En amont de l'échantillon, et à bonne distance de celui-ci ainsi que des microphones #1 et #2, un haut-parleur a été installé dans le but de générer des ondes acoustiques.

Une soufflerie, raccordée au conduit, permet d'introduire un flux d'air à une vitesse U_0 dans celle-ci, comme illustré sur la Figure 4.34.

À l'extrémité du conduit, une terminaison anéchoïque a été mise en place pour dissiper à la fois le flux d'air (à une pression de 1 atm) et les ondes acoustiques émises par le haut-parleur.

Un nouveau type de montage a été conçu et utilisé pour cette expérimentation. L'objectif était d'intégrer des mesures de vitesse à la surface des cellules actives simultanément avec les mesures acoustiques effectuées par les microphones. Cela a été réalisé grâce à une conception innovante du porte-échantillon, sous la forme d'un conduit rectangulaire dont la section est identique à celle du conduit de la veine

d'essai. Dans le porte-échantillon, le support des cellules est installé sur la même surface, aligné avec les microphones. En face de l'échantillon, un verre spécialement conçu pour les essais expérimentaux au laser a été utilisé comme paroi latérale du porte-échantillon, garantissant une transmission optimale du signal laser émis par le vibromètre laser Polytec® PSV-500.



(a)

Figure 4.35. Photos de la manipulation expérimentale : (a) vue en aval (b) vue en amont, (1) source acoustique, (2) échantillon actif, (3) terminaison anéchoïque, (4) vibromètre laser.

La configuration du conduit impose une limitation sur la méthode d'estimation décrite dans le chapitre 3.3.1 due au premier mode du conduit rectangulaire, qui est lié aux dimensions de celle-ci par la relation $f_c = \frac{c_0}{2a}$, où $a = 10$ cm dans cette configuration. Cette relation restreint la fréquence de validité des résultats à $f_c = 1.7$ kHz.

Dans l'étude précédente, les cellules C4 et C5 ont montré des performances inférieures par rapport aux autres en raison des conditions limites du montage. En conséquence, ces cellules ont été exclues afin d'éviter toute interférence avec le fonctionnement des autres cellules actives, C1 à C3.

Le microphone numéro 3 est simultanément connecté au système d'acquisition et à l'unité de contrôle, dSPACE® MicroLabBox. Le rôle de cette unité est détaillé dans la section 4.5.3, qui décrit la stratégie de contrôle adaptée.

L'unité de contrôle produit un signal de commande de tension entre ± 10 V pour chaque cellule active, amplifié par un facteur de $10\times$ via un amplificateur de tension, portant la tension d'alimentation des éléments piézoélectriques à ± 100 V. L'expérimentation de contrôle acoustique a été menée avec une vitesse d'écoulement d'air variant de 0 à 20 m/s par incréments de 5 m/s dans le conduit.

4.5.3 Stratégie de contrôle

Les premiers essais avec une commande d'impédance équivalente à celle étudiée précédemment dans la section 4.4 ont donné de mauvais résultats pour le contrôle acoustique dans le conduit rectangulaire car la contrôlabilité acoustique n'est pas assurée par le contrôle de l'impédance. La méthode de contrôle est mise en œuvre par J.Rodriguez *et al.* [186] s'appuie sur un système de régulation LQG (section 2.5.4). Elle est fondée sur l'identification des interactions piézoacoustiques entre les signaux de commande de tension des cellules et la réponse acoustique mesurée par le microphone d'erreur #3.

Tout d'abord, le système de contrôle multi mono entrée/mono sortie (MSISO) considéré est défini et une représentation schématique est affichée sur la Figure 4.36. Ainsi, $y(t)$ est le signal de sortie du

microphone (signal d'erreur). Les fonctions de transfert $H_{ij}(s)$ définissent l'effet de l'actionneur i sur le capteur j avec $i \in \{1, 2, 3\}$ et $j \in \{1, 2\}$ (1 pour le microphone # et 2 pour le vibromètre laser). Les fonctions de transfert du contrôleur sont ensuite définies par $K_i(s)$ et leur signal de commande de sortie $u_i(t)$.

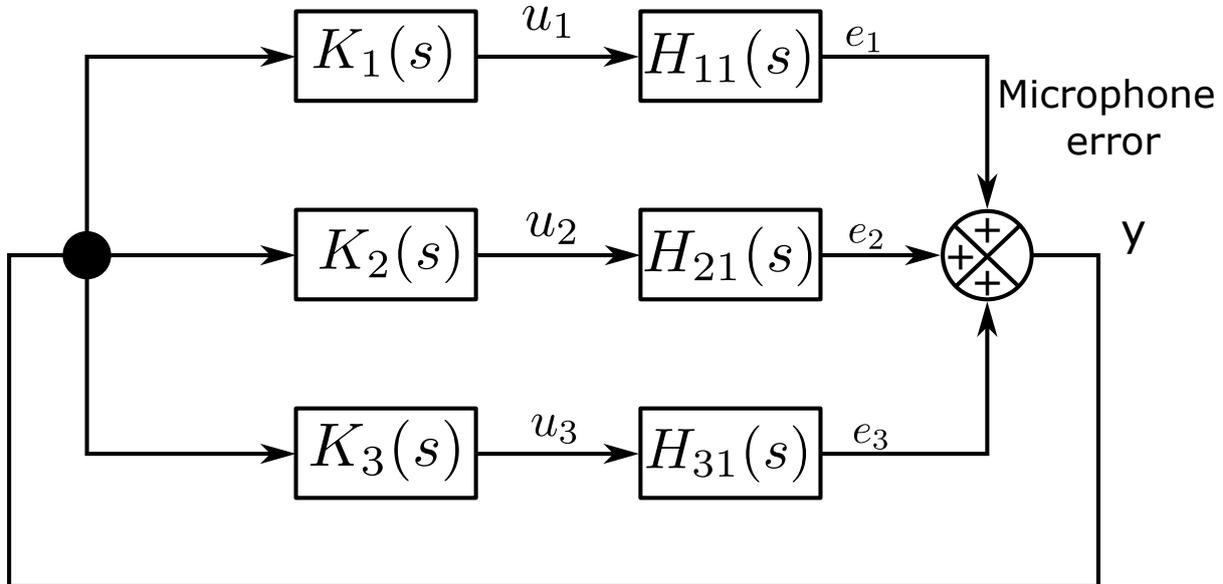


Figure 4.36. Schéma représentatif du système dynamique.

La mesure des fonctions de réponse en fréquence (FRF) du microphone d'erreur à l'excitation du système de contrôle est réalisée en envoyant à chacune des cellules actives un bruit blanc limité en bande avec une fréquence d'échantillonnage de 50 kHz et une amplitude maximale de 10 V . De plus, un vibromètre laser Polytec® PSV500 mesure depuis l'arrière des cellules la vibration mécanique des surfaces actives en aluminium pour observer le couplage électromécanique du système et le comparer au couplage piézoacoustique caractérisant sa performance.

Les FRF mesurées $H_{i1}(f)$, $H_{i2}(f)$ et leurs cohérences spectrales sont affichées respectivement sur les Figures 4.37, 4.38 et 4.39. On peut clairement remarquer que chaque cellule a un impact acoustique différent sur l'environnement dans le domaine fréquentiel. La cellule C1 présente un mode électro-acoustique principal à $f_1 = 450\text{ Hz}$, la cellule C2 a le couplage le plus faible et agit à 470 Hz et 610 Hz . Enfin, la cellule C3 montre le meilleur couplage piézoacoustique à 670 Hz . De plus, les FRF mesurées $H_{i2}(f)$, comparées à leur contrepartie acoustique $H_{i1}(f)$ présentent des amplitudes plus élevées et une meilleure cohérence spectrale pour une bande passante plus large. Cette observation majeure démontre que bien que le système soit bien conçu avec un bon couplage électromécanique avec cette configuration de transducteurs piézoélectriques, il doit encore être optimisé davantage pour générer plus de pression acoustique sur la surface de la peau en aluminium pour améliorer le couplage piézoacoustique. Les écarts observés entre toutes les cellules piézoélectriques proviennent de petites différences survenant lors de la fabrication des cales et du collage de la couche piézoélectrique. On peut également souligner l'importance principale du serrage de la membrane qui modifie la fréquence du mode électromécanique principal. Cette sensibilité doit être considérée dans les futures optimisations et conceptions.

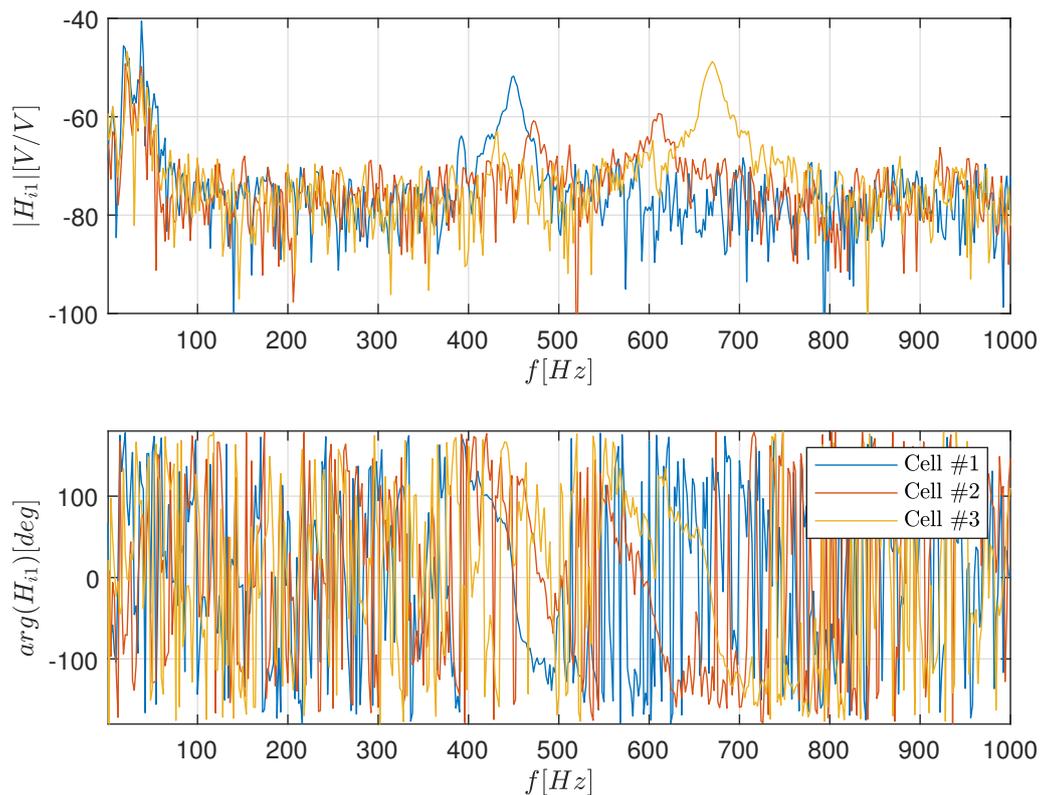


Figure 4.37. FRF mesurées $H_{i1}(f)$ de chaque cellule au vibromètre laser.

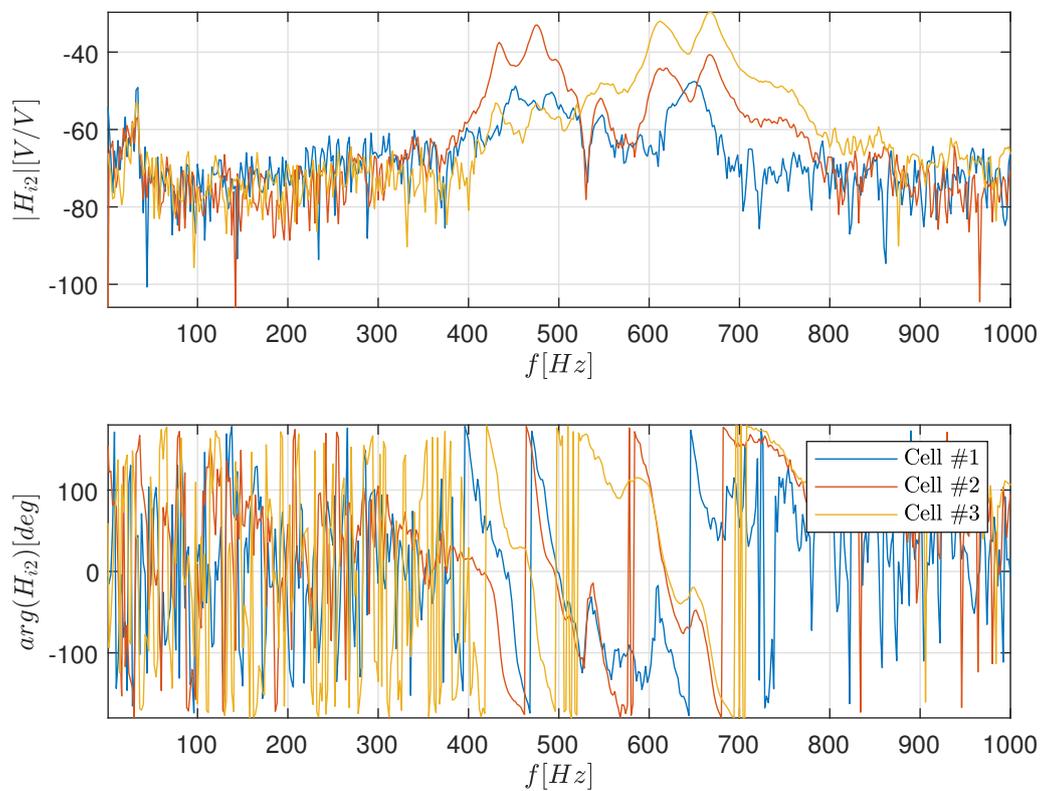


Figure 4.38. FRF mesurées $H_{i2}(f)$ de chaque cellule au vibromètre laser.

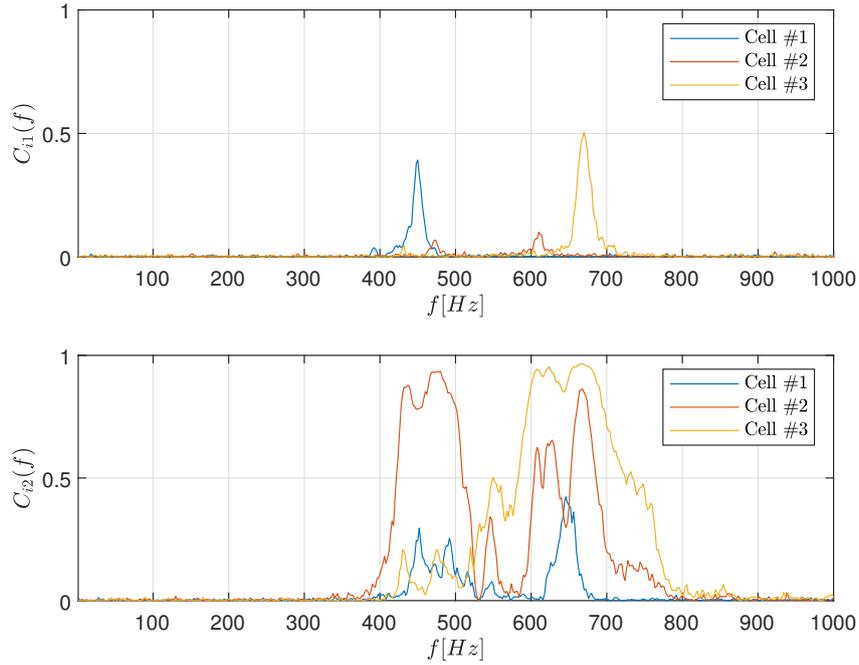


Figure 4.39. Cohérences spectrales mesurées $C_{i1}(f)$ et $C_{i2}(f)$.

Néanmoins, un modèle modal des fonctions $H_{i1}(s)$ est défini en utilisant la même méthodologie et le même formalisme que dans [187] en supposant que les modes cibles sont suffisamment séparés en fréquence. Ainsi, l'approximation $\hat{H}_{i1}(s)$ s'écrit par (4.18)

$$\hat{H}_{i1}(s) = \sum_{k=1}^n \frac{a_k^{i1} + b_k^{i1}s}{s^2 + \omega_k^2 + 2\xi_k \omega_k s} \quad (4.18)$$

Où $k \in [1; n]$ est le numéro du mode cible, ω_k est la fréquence angulaire du mode en $[rad.s^{-1}]$, ξ_k est l'amortissement du mode et $(a_k^{i1}, b_k^{i1}) \in \mathbb{R}^2$ sont les coefficients de correction pour obtenir l'amplitude et la phase modales correctes à ω_k défini par (4.19) et (4.20).

$$a_k^{i1} = Re\{H_{i1}(j\omega_k) \times 2\xi_k j\omega_k^2\} \quad (4.19)$$

$$b_k^{i1} = Im\{H_{i1}(j\omega_k) \times 2\xi_k j\omega_k^2\} \frac{1}{\omega_k} \quad (4.20)$$

Les résultats de ce processus d'identification sont résumés dans le Tableau 4.5 et les fonctions estimées correspondantes $\hat{H}_{i1}(f)$ sont affichées dans les figures 4.40a, 4.40b et 4.40c. Cette approximation du modèle modal est particulièrement valide dans ce contexte puisque la contrôlabilité de chaque cellule sur le capteur d'erreur est très étroite dans le domaine fréquentiel.

| Cell | $f[Hz]$ | ξ | a^{i1} | b^{i1} |
|------|---------|-------|----------|----------|
| C1 | 450 | 0.01 | 71.45 | 0.16 |
| C2 | 472 | 0.015 | -186.23 | 0.04 |
| | 612 | 0.015 | 440.18 | 0.01 |
| C3 | 670 | 0.01 | 724.14 | 0.26 |

Table 4.5. Paramètre d'identification.

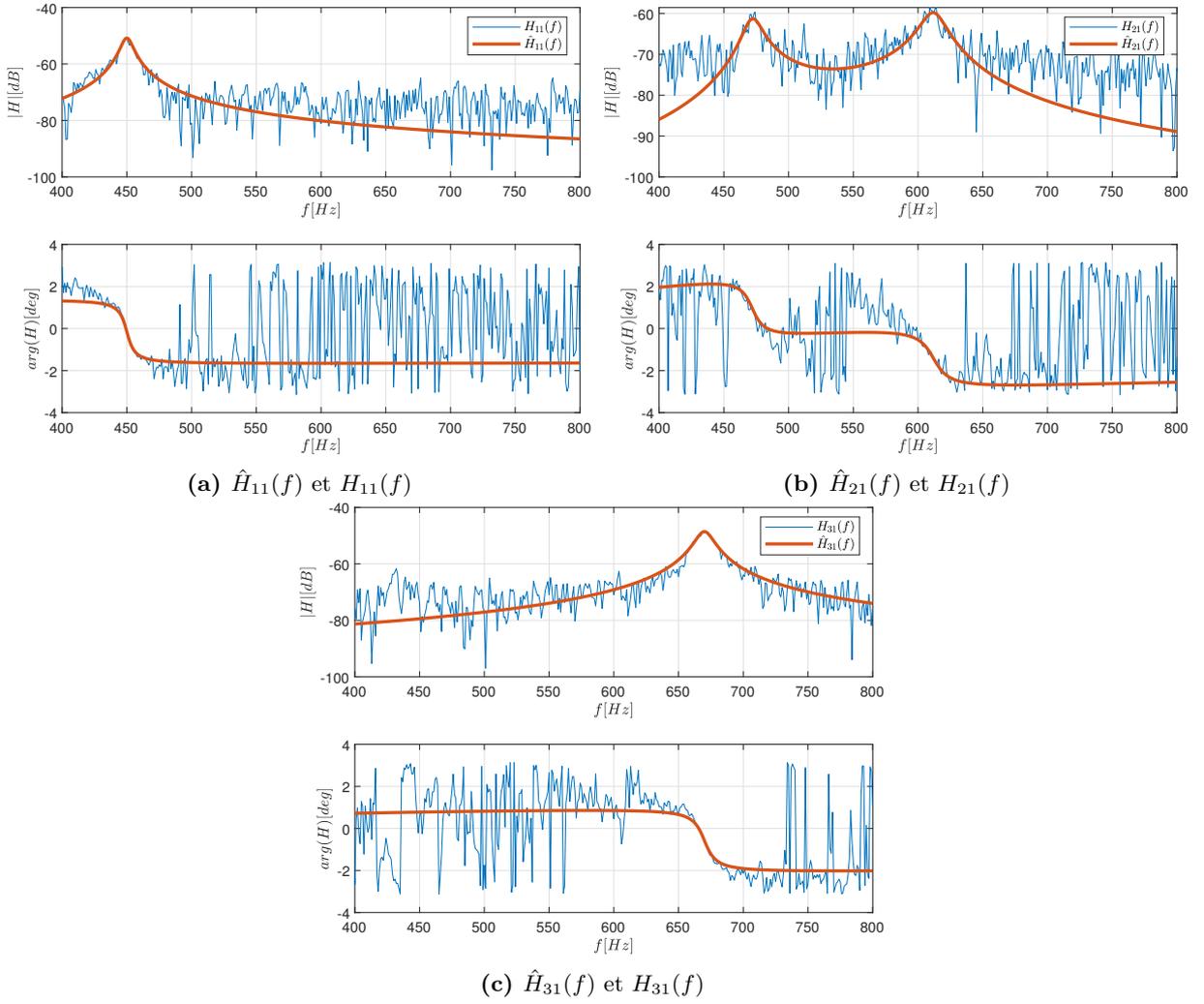


Figure 4.40. Estimation modale $\hat{H}_{11}(f)$, $\hat{H}_{21}(f)$ et $\hat{H}_{31}(f)$ respectivement par rapport aux fonctions de transferts mesurées $H_{31}(f)$, $H_{31}(f)$ et $H_{31}(f)$.

Pour des fins de contrôle, une réalisation dans l'espace d'état est alors définie pour \hat{H}_{i1} par (4.21).

$$\frac{dx_i}{dt} = A_i x_i + B_i u_i \quad (4.21a)$$

$$e_i = C_i x_i \quad (4.21b)$$

avec $A_i \in \mathbb{R}^{2n \times 2n}$, $B_i \in \mathbb{R}^{2n \times 1}$, $C_i \in \mathbb{R}^{1 \times 2n}$ et $x_i \in \mathbb{R}^{2n}$ ($D_i = 0$ puisque \hat{H}_{i1} est strictement propre). Les matrices du système d'espace d'état mentionné ci-dessus sont définies par :

$$A_i = \begin{bmatrix} 0_n & I_n \\ -\text{diag}(\omega_k^2) & -2\text{diag}(\xi_k \omega_k) \end{bmatrix}_{2n, 2n} \quad (4.22)$$

$$B_i = [0_{1,n} \quad 1_{1,n}]^T \quad (4.23)$$

$$C_i = [a_1^{i1} \dots a_n^{i1} \quad b_1^{i1} \dots b_n^{i1}] \quad (4.24)$$

Maintenant que le système est modélisé avec une représentation dans l'espace d'état, le vecteur d'état est augmenté avec un filtre passe-bande étroit F_i (équation (4.25)) permettant le contrôle de la cellule

Ci de se concentrer sur les modes cibles avec une bande passante réglable.

$$F(s) = \frac{1}{1 + \left(\frac{s}{\omega_{LP}}\right)^2 + Q_f \frac{s}{\omega_{LP}}} \times \frac{\left(\frac{s}{\omega_{HP}}\right)^2}{1 + \left(\frac{s}{\omega_{HP}}\right)^2 + Q_f \frac{s}{\omega_{HP}}} \quad (4.25)$$

Sachant que Q_f est le facteur de qualité et les paramètres de fréquence $(\omega_{HP}, \omega_{LP})$ définissent la bande passante de contrôle. Le système F_i filtre directement la mesure la tension de retour du microphone #3 $y(t)$ dont sa représentation dans l'espace d'état F_i est décrit par les équations (4.26).

$$\frac{dx_F}{dt} = A_F x_F + B_F y \quad (4.26a)$$

$$y_F = C_F x_F \quad (4.26b)$$

avec $A_F \in \mathbb{R}^{m \times m}$, $B_F \in \mathbb{R}^{m \times 1}$, $C_F = I_m$ pour simplifier et $x_F \in \mathbb{R}^m$, m dépendant de l'ordre de F_i . Ainsi, le système augmenté G_{i1} formé par F_i et \hat{H}_{i1} est décrit par les expressions (4.27) et (4.28).

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_i \\ x_F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_i & 0 \\ B_F C_i & A_F \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ x_F \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} B_i \\ 0 \end{bmatrix} u_i \quad (4.27)$$

$$y_F = \begin{bmatrix} 0 & C_F \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_i \\ x_F \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

L'équivalent du système d'équation (4.27) et (4.28) est G_{i1} et d'écrit par (4.29)

$$\frac{dx_G}{dt} = A_G x_G + B_G u_i \quad (4.29a)$$

$$y_F = C_G x_G \quad (4.29b)$$

Avec $x_G = \begin{bmatrix} x_i \\ x_F \end{bmatrix}$. La matrice de gain de contrôle $M_i \in \mathbb{R}^{1 \times (2n+m)}$ telle que $u_i = -M_i x_G$ est finalement calculée pour chaque cellule comme solution au problème LQR (A_G, B_G) minimisant la fonction de coût (4.30).

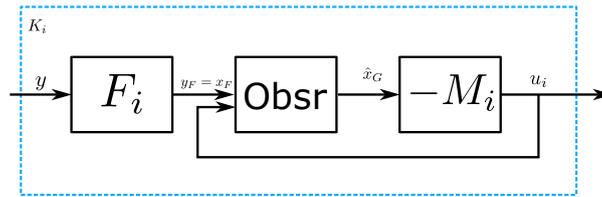
$$J = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} x_G^T Q x_G + u_i^T R u_i \quad (4.30)$$

avec $Q = \text{diag}([0_{1,2n} \ 1_m]) \times 10^2$ pour contrôler essentiellement dans la bande passante pilotée par F_i et $R = 10^{-4}$. Comme seul un retour partiel est disponible à partir de la sortie du filtre y_F , un filtre de Kalman (section 2.5.4) est conçu pour estimer \hat{x}_G de l'état complet x_G solution du système (4.31)

$$\frac{d\hat{x}_G}{dt} = A_G \hat{x}_G + B_G u_i + L (y_G - C_G \hat{x}_G) \quad (4.31a)$$

$$u_i = -M_i \hat{x}_G \quad (4.31b)$$

La matrice de gain de l'observateur $L \in \mathbb{R}^{(2n+m) \times m}$ est calculée en considérant un niveau élevé de covariance dans la perturbation de l'état, permettant une convergence plus rapide vers l'état réel. Un schéma de l'architecture finale du contrôleur K_i est affiché sur la Figure 4.41.


 Figure 4.41. Schéma du contrôleur K_i .

Le schéma final du système est déduit de là, comme présenté dans la Figure 4.42.

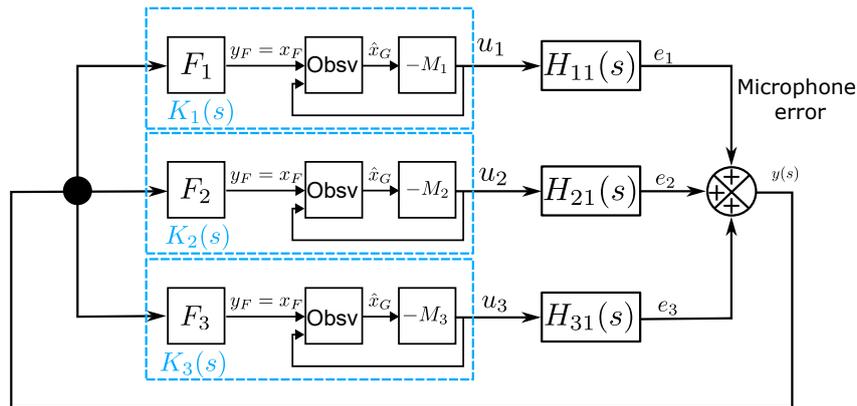


Figure 4.42. Schéma final système dynamique.

4.5.4 Résultats expérimentaux

Les essais expérimentaux ont été réalisés en faisant varier la vitesse d'écoulement de 0 m/s à 20 m/s, avec des intervalles de 5 m/s. Au cours de la première phase de l'essai, des mesures de pression acoustique ont été prises à l'aide des microphones #1, #2, #3 et #4, permettant d'estimer les pertes par insertion (IL), comme montré sur les figures 4.34 et 4.35a. Parallèlement, la vitesse de vibration des cellules a été mesurée avec un vibromètre laser, également illustré sur les figures 4.34 et 4.35a. Dans la seconde phase de l'essai, les données recueillies par le microphone #3 ont été utilisées pour calibrer le contrôle des cellules, décrit dans la section 4.5.3. Ensuite, le contrôle des cellules a été mis en œuvre, et des mesures de pression acoustique et de vibration des cellules ont été effectuées en utilisant les mêmes instruments que lors de la première phase.

Les figures 4.43 et 4.44 montrent d'abord la densité spectrale de puissance (PSD) des signaux de tension provenant respectivement du microphone aval #3 et du microphone amont #2, pour tous les cas expérimentaux de contrôle et d'écoulement. On peut immédiatement remarquer l'impact des basses fréquences (voir la section de zoom sous 100 Hz) du flux d'air dans le conduit. Cette observation est très positive puisque le contrôle doit opérer à des fréquences plus élevées. Ainsi, le flux d'air ne devrait pas interférer avec les trois boucles de contrôle fermées. La section de zoom autour de la bande passante étroite impactée par le contrôle (620-712 Hz) confirme la conclusion précédente puisque l'effet du contrôle sur la PSD des microphones aval et amont n'est effectivement pas affecté par la vitesse du flux. En termes de performance, une atténuation maximale de **4 dB** est atteinte sur le microphone #3, et seulement autour de 670 Hz démontrant que les cellules #1 et #2 sont presque inefficaces par rapport à la cellule C3. Comme mentionné précédemment, il existe encore beaucoup de dispersion dans le processus de fabrication des prototypes proposés, créant des écarts dans le comportement électromécanique. De plus, le niveau acoustique dans la bande passante contrôlée est augmenté en amont par le même

facteur d'atténuation qu'aux positions en aval. Néanmoins, ce niveau d'atténuation reste intéressant car il démontre principalement la capacité physique et technologique du système à interagir avec les ondes acoustiques d'incidence rasante et à impacter le champ acoustique global en aval.

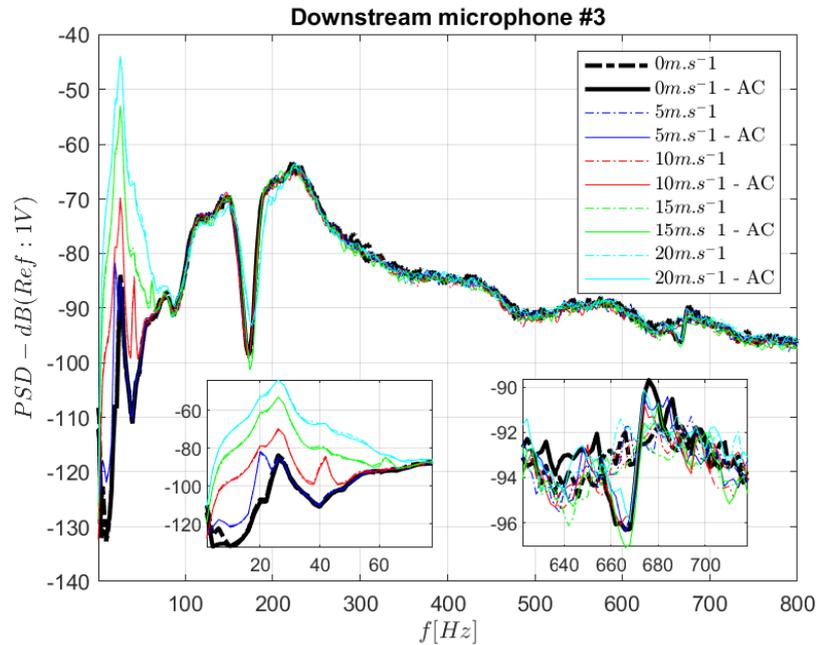


Figure 4.43. Densité spectrale de puissance (PSD) du signal du microphone aval #3 pour toutes les valeurs de vitesse d'écoulement, AC : Contrôle Actif.

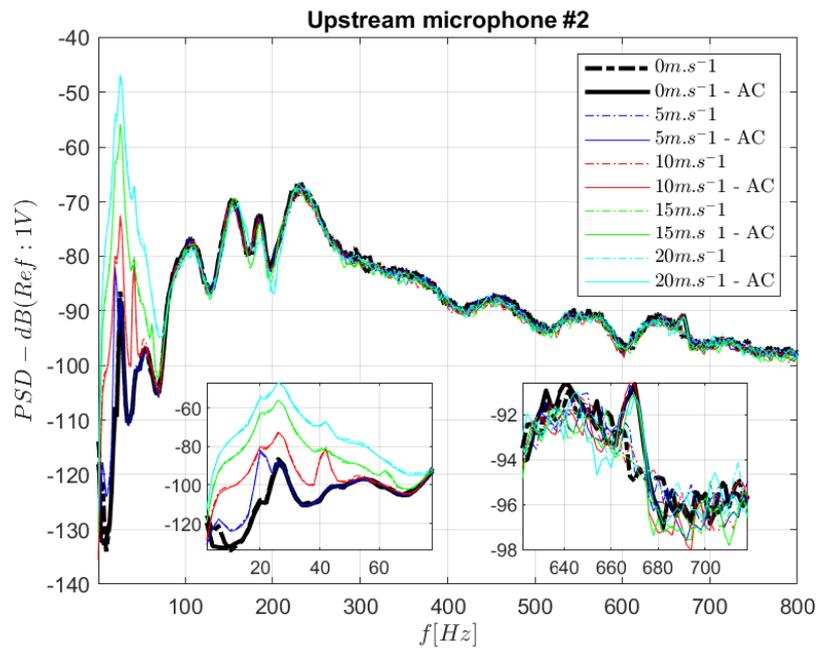


Figure 4.44. Densité spectrale de puissance (PSD) du signal du microphone amont #2 pour toutes les valeurs de vitesse d'écoulement, AC : Contrôle Actif.

La Figure 4.45 résume ces résultats en calculant un rapport entre la PSD du signal du microphone

en aval avec et sans contrôle avec la réduction mentionnée de **4 dB** à 670 Hz.

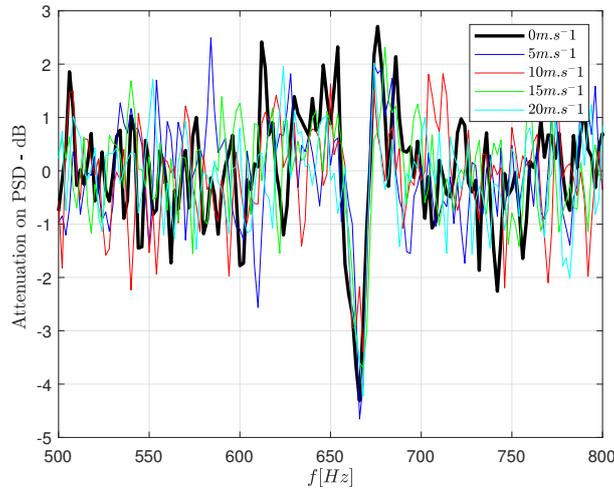
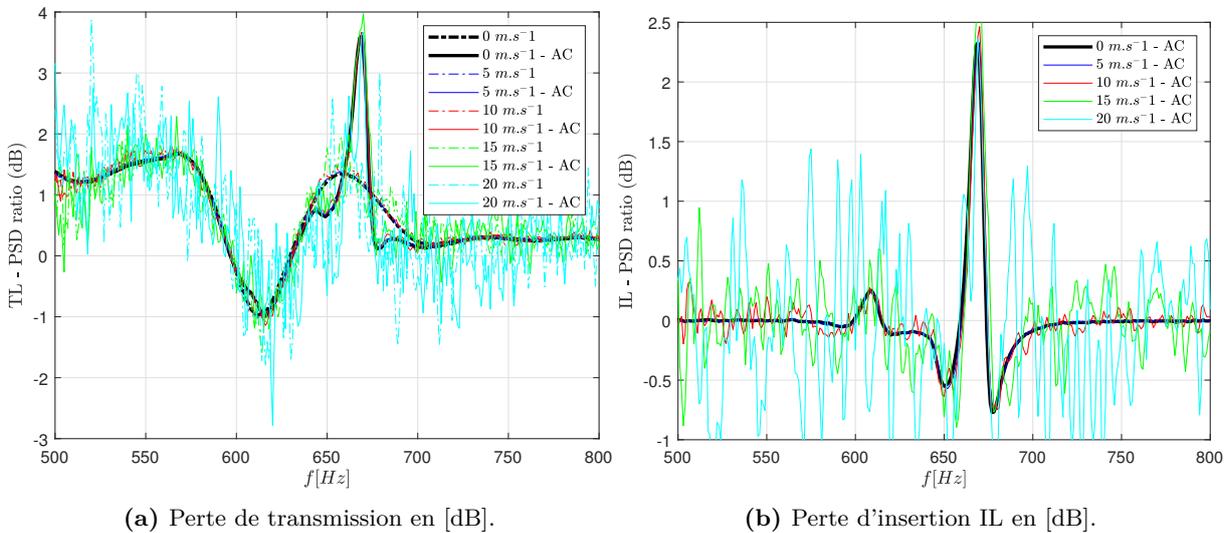


Figure 4.45. Effet du contrôle actif en [dB] sur la PSD du signal du microphone aval n°3 pour toutes les valeurs de vitesse d'écoulement.

Les pertes de transmission (TL) et les pertes par insertion (IL), définies respectivement par les expressions (3.8) et (3.9) de la section 3.3.1, ont été estimées pour toutes les vitesses d'écoulement, avec et sans contrôle, en appliquant la méthode présentée dans la section 3.3.1. Les résultats sont illustrés sur la Figure 4.46.



(a) Perte de transmission en [dB].

(b) Perte d'insertion IL en [dB].

Figure 4.46. Perte de transmission et perte d'insertion estimé pour les tous les mesures

Sur la Figure 4.46, une réduction du bruit de **2.5 dB** à 670 Hz est constatée pour toutes les vitesses d'écoulement examinées. Par ailleurs, la présence de bruit additionnel observée dans les courbes, hors de la fréquence où la réduction est notée, peut être expliquée par le développement d'une couche limite turbulente sur les parois du conduit, contribuant ainsi au bruit mesuré.

Une comparaison a été réalisée à une vitesse d'écoulement $U_0 = 0$ m/s entre les résultats de perte d'insertion obtenus par le contrôle actif pour la réduction du bruit, comme présenté sur la Figure 4.46, et ceux obtenus par un traitement passif utilisant de la mousse de mélamine (chapitre 3, Figure 3.11b). Les résultats comparatifs sont affichés sur la Figure 4.47.

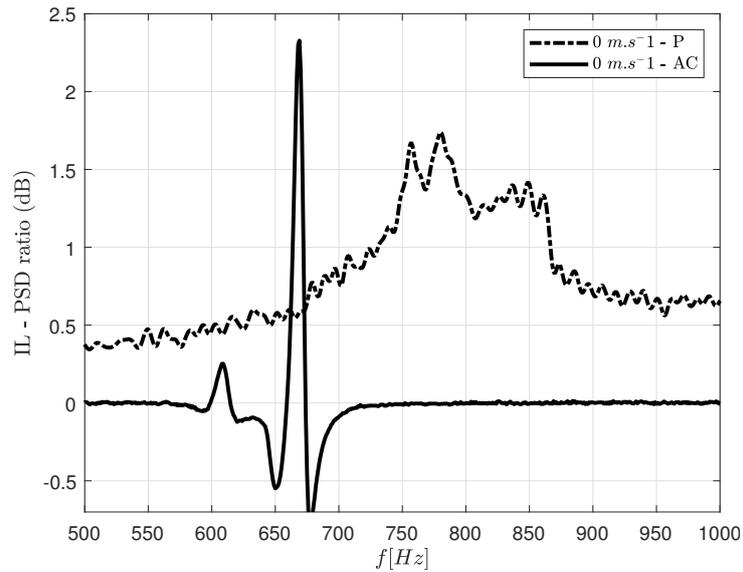


Figure 4.47. Comparaison entre la perte d'insertion de la plaque active et celle de la plaque passive (Wide-SC Figure 3.6) testée dans le chapitre sur le concept passif (Section 3.3) sans écoulement.

D'après la comparaison présentée sur la Figure 4.47, il est constaté que, à la fréquence $f=670$ Hz, la réduction du bruit via le contrôle actif (illustrée par une courbe pleine) surpasse d'environ **2 dB** celle atteinte par l'approche passive utilisant un matériau absorbant (indiquée par une courbe pointillée).

Les valeurs RMS du signal de contrôle de tension de chaque cellule, pour chaque vitesse d'écoulement sont affichées dans la Figure 4.48. Comme observé précédemment, le flux d'air actuel n'a eu aucun impact sur la bande passante de contrôle et l'énergie de contrôle nécessaire n'est pas affectée. Un extrait en domaine temporel du signal de contrôle $u_1(t)$ avec les cas extrêmes de vitesse d'écoulement est également tracé pour illustrer ce phénomène.

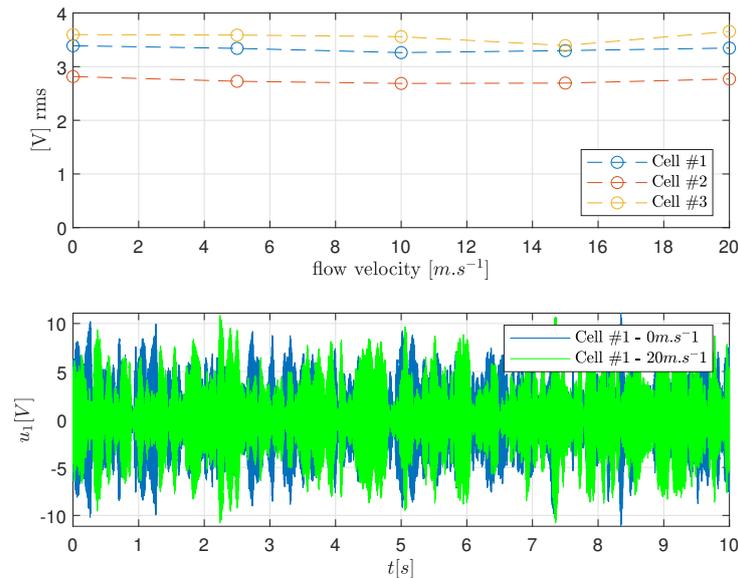


Figure 4.48. Valeur RMS du signal de contrôle pour chaque cellule et pour toutes les valeurs de vitesse du flux d'air, $u_1(t)$ sans écoulement d'air et avec un flux d'air à vitesse maximale.

4.5.5 Conclusion

Les travaux réalisés ont démontré l'efficacité des cellules développées et de la stratégie de contrôle actif employée. À la fréquence de contrôle, la réduction de bruit obtenue grâce au contrôle actif a nettement excédé celle issue des méthodes passives (**2.5 dB** autour de 670 Hz), illustrant l'avantage du contrôle actif à cibler spécifiquement certaines fréquences. une réduction de **4 dB** a été obtenue autour du mode principalement contrôlé à 670 Hz sur la densité spectrale de puissance du microphone ciblé en aval, ce qui a parallèlement entraîné une augmentation du niveau acoustique au niveau du microphone en amont, constituant ainsi un effet induit de réflexion collatéral. Enfin, le contrôleur linéaire de type MSISO a montré son efficacité en matière de contrôle en temps réel.

4.6 Montage aéroacoustique

Les validations expérimentales antérieures, ainsi que les bons résultats obtenus en matière de contrôle du bruit et de couplage électroacoustique, constituent une base solide pour la conception du profil actif (4.2).

Face aux défis géométriques posés par l'intégration de cellules actives planes sur un profil aérodynamique de type NACA 4-digit 7310 imposé par Safran Aircraft Engines, un profil spécifique d'une longueur de corde $c=120$ mm et d'épaisseur égale à 10 mm a été conçu. Ce design intègre une surface plane adaptée à l'installation des cellules, tout en préservant les caractéristiques essentielles d'un profil aérodynamique, telles qu'un bord d'attaque arrondi et un bord de fuite affiné. Cette conception est détaillée sur la Figure 4.49a.

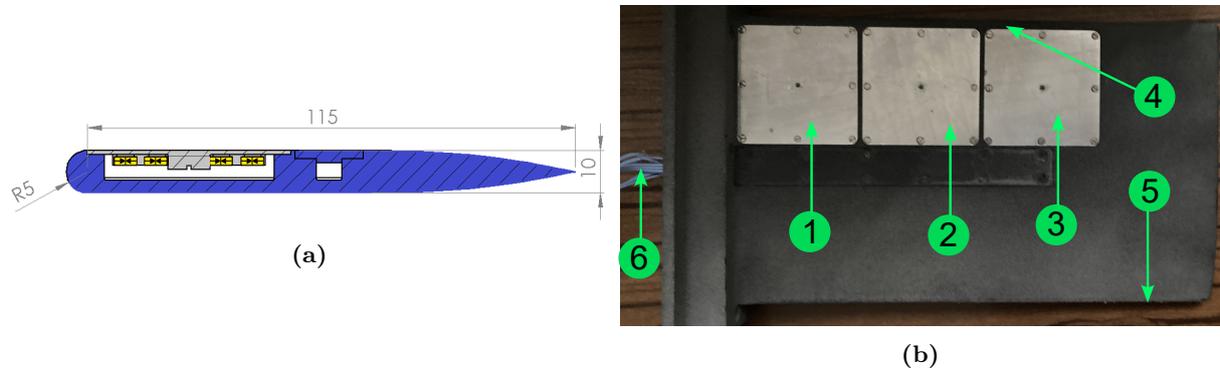


Figure 4.49. Profil actif utilisé. (a) : vue de coupe sur le profil (■ :PZT-5A,■ : corps en aluminium, ■ : corps en polymère). (b) : profil fabriqué((1),(2) et (3) respectivement les cellule C1,C2 et C3. (4) : bord d'attaque, (5) : bord de fuite.(6) fils électriques).

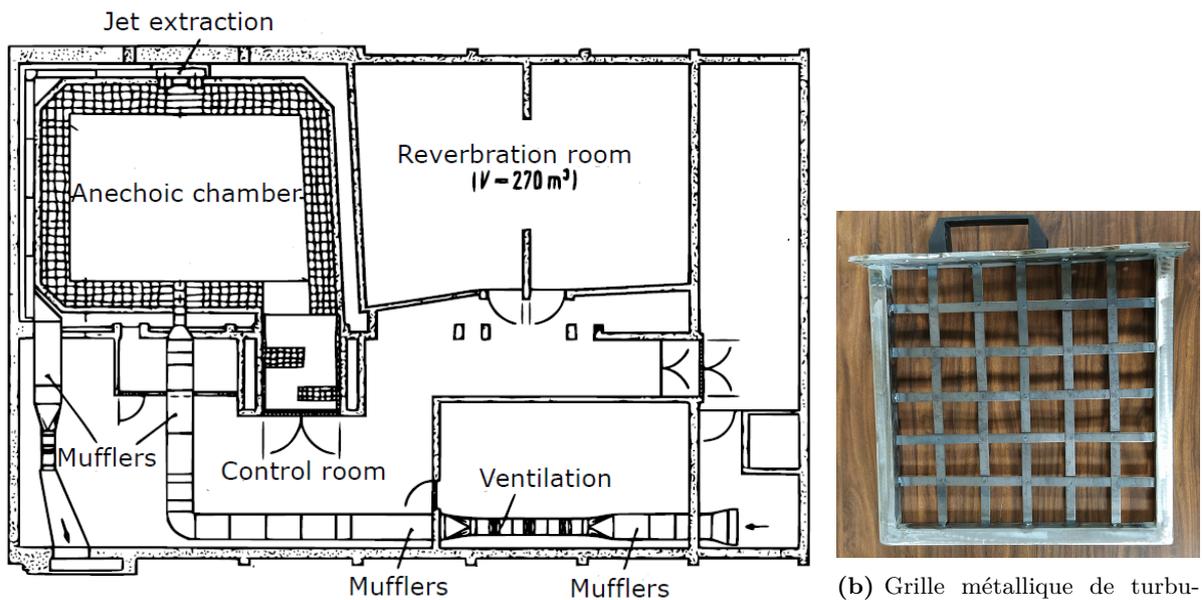
Les contraintes liées à la dimension de la sortie de la soufflerie ont restreint à trois le nombre de cellules pouvant être montées sur le profil. De ce fait, les cellules C1, C2, et C3, comme indiqué sur la Figure 4.23b, ont été sélectionnées pour l'installation.

Lors de la conception du profil dans SolidWorks®, les positions des cellules C1, C2 et C3 ont été déterminées à proximité du bord d'attaque (Figure 4.49), de sorte que la surface des cellules soit tangente au cercle définissant ce bord.

4.6.1 Description de la configuration expérimentale

Les mesures ont été prises dans la soufflerie du laboratoire LMFA de l'École Centrale de Lyon, dont le schéma est présenté sur la Figure 4.50a. La soufflerie se compose de trois ventilateurs montés en série, chacun actionné par un moteur électrique. L'air circule à travers un conduit rectangulaire de 300 mm x 300 mm, qui est connectée à une chambre anéchoïque destinée aux essais. À l'entrée de cette chambre, un convergent est installé, réduisant la section de sortie à 150 mm x 300 mm.

Une grille métallique créant de la turbulence, de 300 mm par 300 mm, a été installée en amont du convergent, comme le montrent les figures 4.50b et 4.52a.



(a) Schéma de la soufflerie.

(b) Grille métallique de turbulence de dimension 300 mm x 300 mm

Figure 4.50. Schéma de la soufflerie (a) et de la grille de turbulence (b).

La vitesse d'écoulement U_0 a été calibrée dans la soufflerie en utilisant un tube de Pitot connecté à un manomètre de type Furness® FCO510.

Une grille d'aube composée de trois profils dont leur forme est illustrée sur la Figure 4.49. Le profil central est le profil équipé par les cellules actives (Figure 4.52a). Les deux autres profils sont des profils rigides. Le but de cette installation en grille d'aubes est de stimuler les phénomènes de réflexion acoustique qui se trouvent dans l'OGV.

À la sortie de la soufflerie, on installe des poils en fibre synthétique (14) (Figure 4.52a). Ces poils permettent de dissiper les turbulences générées par la couche limite de la soufflerie, ce qui réduit le bruit parasite dû à cet écoulement de la couche limite.

En face de la sortie de l'écoulement de la soufflerie, on installe les microphones de mesure en champ lointain #7 et #8 illustrés sur les figures 4.51a et 4.51b. Ces microphones ont été prévus pour se déplacer d'un angle $\theta = 10^\circ$ et de façon symétrique par rapport à l'écoulement sous la forme d'un arc de cercle de rayon $R=2$ m par rapport au bord de fuite du profil actif central, comme c'est illustré sur la Figure 4.51a. En raison de contraintes de temps, les mesures ont été réalisées avec les deux microphones de mesures en champ lointain #7 et #8 placés respectivement à un angle $\theta = -60^\circ$ et $\theta = -60^\circ$.

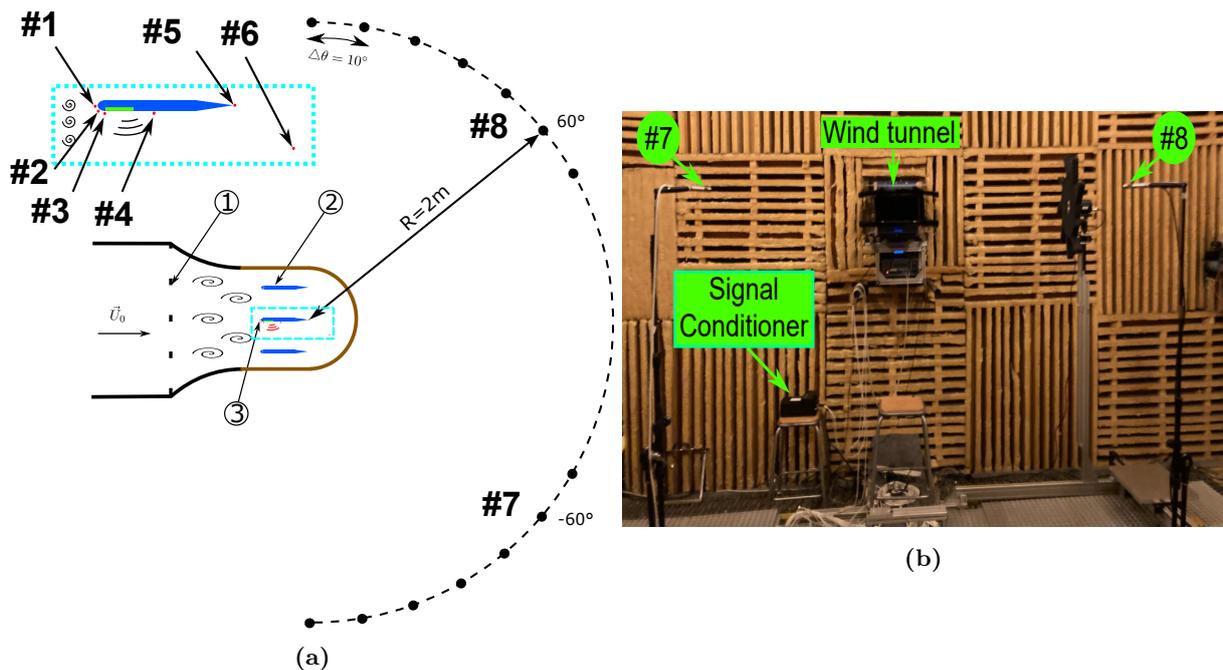


Figure 4.51. Schéma et photo représentatif de la manipulation : (1) : grille de turbulence.(2) : profil rigide. (3) : profil actif.

Les grilles d'aube ont été installées dans la soufflerie comme illustré sur la Figure 4.52a. Six microphones, labellisés de (1) à (6), dont les microphones de #1 à #5 sont collés sur la surface du profil.

La Figure 4.52b montre la position des microphones de contrôle qui mesurent les fluctuations de pression sur la surface du profil actif. Les microphones #1, #2 et #3 mesurent les fluctuations de pression au niveau du bord d'attaque du profil. Le microphone #4 mesure les fluctuations de pression au milieu du profil. Le microphone #5 mesure les fluctuations de pression au niveau du bord de fuite.

Le microphone #6, labellisé (6) sur la Figure 4.52b, est installé en aval de la grille d'aube à une distance de 10 cm du bord de fuite, au milieu entre le profil actif et le profil rigide (12).

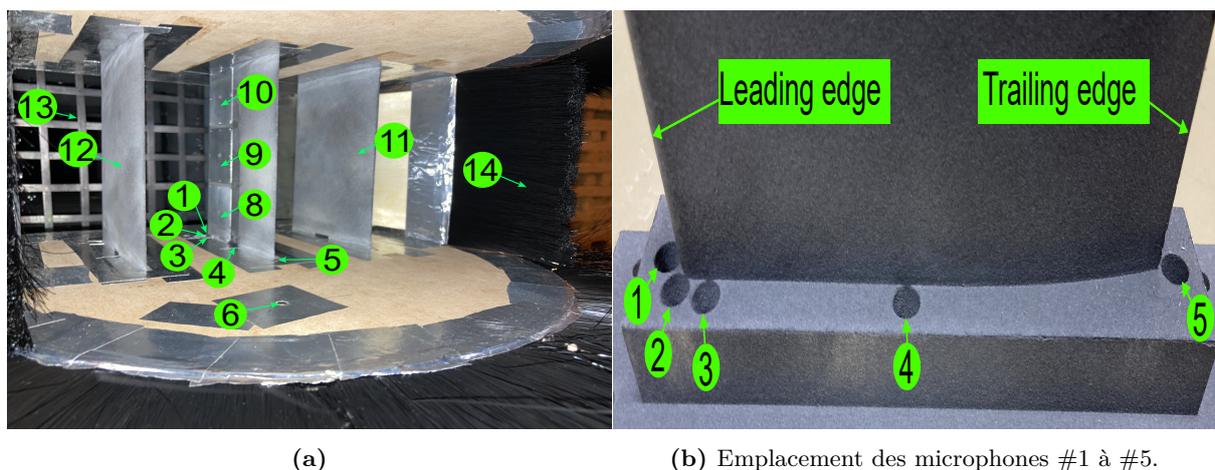


Figure 4.52. Positions des microphones et des cellules actives.(1) à (6) respectivement les microphones de #1 à #6. (8),(9) et (10) respectivement les cellules C1, C2 C3. (11) et (12) : profils rigides. (13) : grille métallique de turbulence. (14) : Poils en fibre synthétique.

L'acquisition des données a été réalisée à l'aide d'un système d'acquisition de type National Instruments. La fréquence d'acquisition de ce système est de 51200 Hz, et chaque mesure est moyennée sur une durée de 60 secondes.

4.6.2 Stratégie de contrôle

Le système de contrôle examiné dans la section 4.5, destiné aux tests en écoulement tangentiel, a aussi été appliqué dans cette étude. Le schéma de contrôle et de connexion entre les différents instruments est détaillé sur la Figure 4.53. Les microphones de contrôle ont servi à mesurer l'erreur.

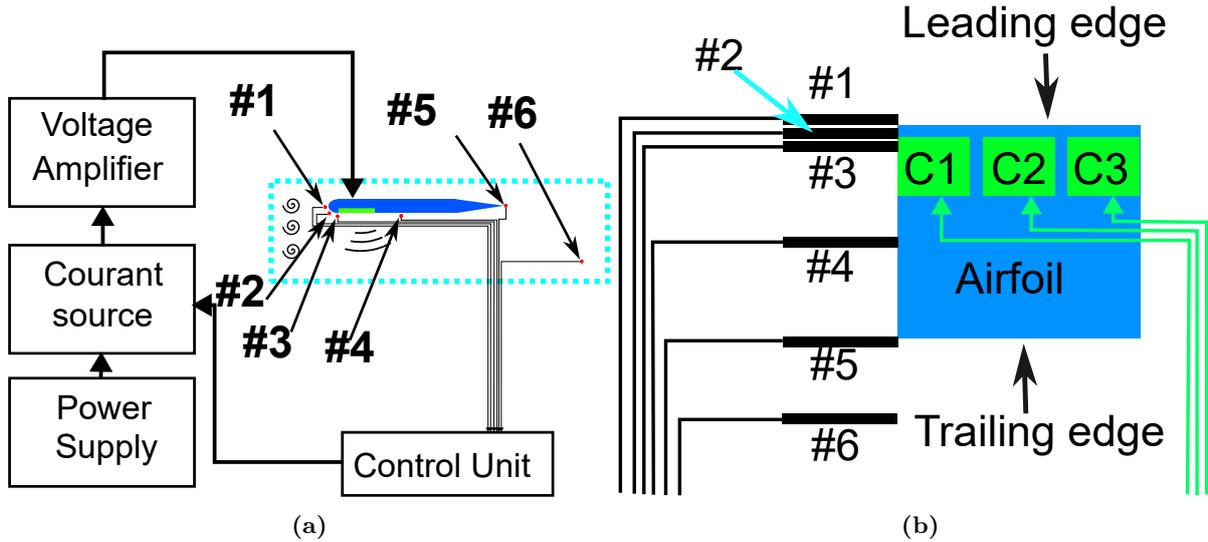


Figure 4.53. Description du contrôle. (a) : Schéma de contrôle. (b) : zoom sur l'installation sur le profil.

4.6.3 Résultats expérimentaux

4.6.3.1 Étude du bruit de jet

Dans le cadre de la détermination des vitesses d'écoulement adéquates pour effectuer les mesures acoustiques, deux configurations de mesure ont été étudiées. La première configuration consistait en une mesure des fluctuations acoustiques en champ lointain sans la grille d'aubes, avec des vitesses U_0 variant entre 10 m/s et 40 m/s, par pas de 5 m/s. La deuxième configuration impliquait une mesure des fluctuations de pression en champ lointain, en faisant varier la vitesse de la même manière que pour la première configuration. Les densités spectrales de puissance (PSD) pour ces mesures ont été estimées et tracées pour des vitesses d'écoulement de 20 m/s et 40 m/s, respectivement illustrées sur les figures 4.54a et 4.54b.

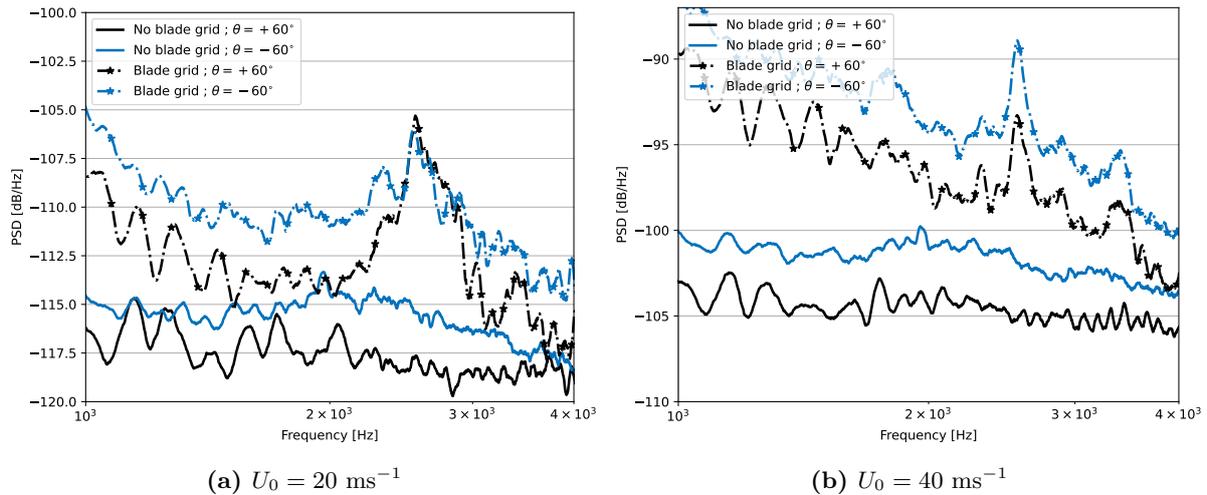


Figure 4.54. Évolution de la PSD de pression avec et sans la grille d'aubes. (—) soufflerie sans la grille d'aubes. (-*-) grille d'aubes montée dans la soufflerie mais le contrôle est désactivé.

À partir des densités spectrales de puissance (PSD) estimées pour une vitesse d'écoulement $U_0 = 20$ m/s (Figure 4.54a), on observe que, pour les deux angles de mesure de fluctuation de pression $\theta = -60^\circ$ et $\theta = 60^\circ$, le bruit émis par la grille d'aubes (composée de trois profils) est supérieur au bruit de jet. Ceci indique que le bruit de jet ne masque pas le bruit émis par la grille, justifiant ainsi la validité des études ultérieures.

Un pic notable dans le niveau de bruit est observé sur la courbe du bruit de la grille à une fréquence de $f = 2650$ Hz (Figure 4.54a), ce qui pourrait être dû à la présence d'un résonateur involontaire lors du montage des profils. Ce montage pourrait être amélioré pour éliminer les fuites par exemple.

Pour une vitesse d'écoulement $U_0 = 40$ m/s (Figure 4.54b), les PSD montrent également une prédominance du bruit émis par la grille d'aubes par rapport au bruit de jet, confirmant la cohérence des études réalisées. Une résonance similaire est observée à $f = 2650$ Hz, phénomène déjà noté dans les PSD pour une vitesse d'écoulement de $U_0 = 20$ m/s (Figure 4.54a).

On peut conclure à la prédominance du bruit de la grille d'aubes dans les PSD pour les deux vitesses d'écoulement, $U_0 = 20$ m/s et $U_0 = 40$ m/s. Cette prédominance du bruit de grille est constatée pour toutes les vitesses situées entre ces deux valeurs, comme illustré dans la Figure B.10.

4.6.3.2 Étude de l'impact du contrôle actif sur le bruit aéroacoustique

L'étude de l'impact du contrôle actif sur le bruit aéroacoustique a été effectuée à deux vitesses d'écoulement, $U_0 = 10$ m/s et $U_0 = 20$ m/s. Deux configurations ont été testées : une configuration avec grille d'aubes et une configuration avec un profil actif isolé. De plus, les microphones de proximité du profil #1, #4, #5 et #6, présentés dans les figures 4.52a et 4.52b, ont été utilisés comme microphones de référence.

La stratégie de contrôle utilisée est la même que celle employée précédemment dans la section 4.5 pour les études dans un conduit rectangulaire sous un écoulement rasant. Le contrôle nécessite une mesure du bruit à l'aide des microphones de contrôle afin d'estimer les fonctions de transfert entre ces microphones et les cellules actives. On met ensuite en place un contrôle obtenu par une synthèse LQG.

Des mesures du bruit en champ lointain ont été effectuées simultanément avec les mesures de bruit sur les microphones de proximité (figures 4.52a et 4.52b). Ces mesures ont servi de référence, correspondant

au bruit émis par le profil rigide.

Le facteur temps, dû à la réalisation de ces expériences, a limité les paramètres utilisés dans cette étude.

Le signal mesuré par le microphone de contrôle #1 a été utilisé pour tracer les densités spectrales de puissance (PSD). Les résultats sont illustrés sur les figures 4.55a et 4.55b.

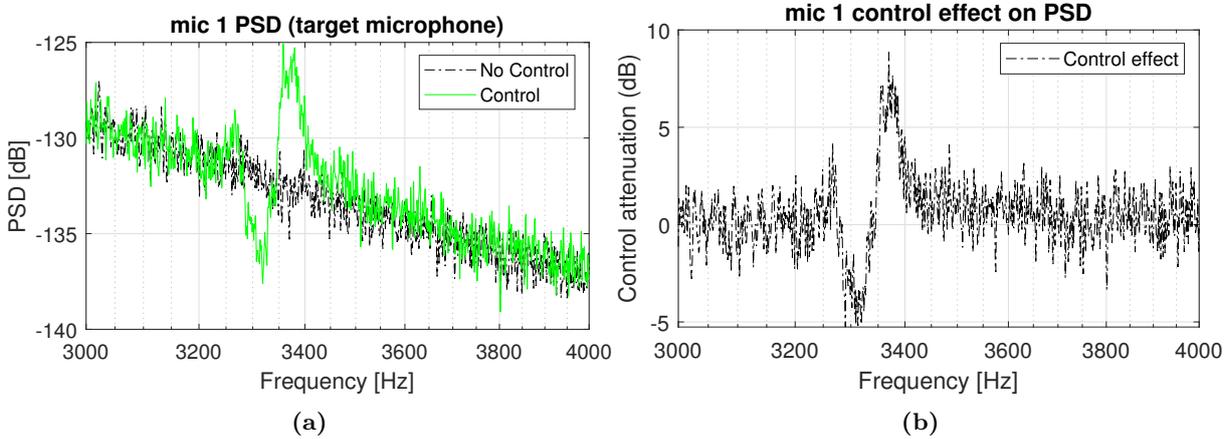


Figure 4.55. Densités spectrales de puissance (PSD) pour le microphone de contrôle #1 à proximité du bord de fuite du profil.

À partir des figures 4.55a et 4.55b, on peut remarquer une réduction du bruit au niveau du microphone de contrôle de l'ordre de **5 dB** autour de la fréquence $f = 3320$ Hz. Cette réduction est suivie, après un écart de 50 Hz, par une amplification du signal de l'ordre de **10 dB** à la fréquence $f = 3370$ Hz.

Des mesures du bruit en champ lointain ont été effectuées sur les microphones placés à des angles de mesure $\theta = -60^\circ$ et $\theta = 60^\circ$. Les densités spectrales de puissance (PSD) de ces mesures ont été tracées sur la Figure 4.56.

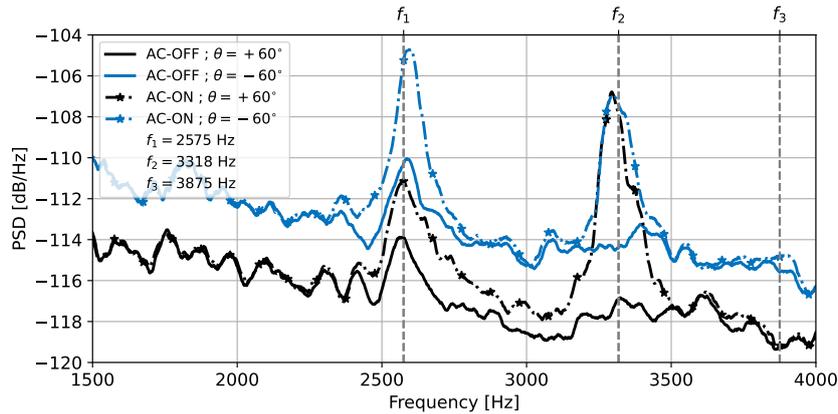


Figure 4.56. Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Microphone de contrôle #1.

Une amplification du bruit de l'ordre de **7 dB** autour des fréquences de contrôle $f = 2650$ Hz et $f = 3320$ Hz a été observée sur les densités spectrales de puissance (PSD) illustrées sur la Figure 4.56. De plus, l'angle de mesure correspondant est situé du même côté que l'emplacement des cellules actives sur le profil, comme illustré sur les figures 4.51 et 4.52. Ceci confirme l'existence d'un couplage électroacoustique

fort influençant le bruit en champ lointain.

Le microphone de proximité du profil #5 a également été utilisé comme microphone de contrôle. Les densités spectrales de puissance (PSD) des mesures de fluctuations de pression ont été estimées et tracées sur la Figure 4.57a.

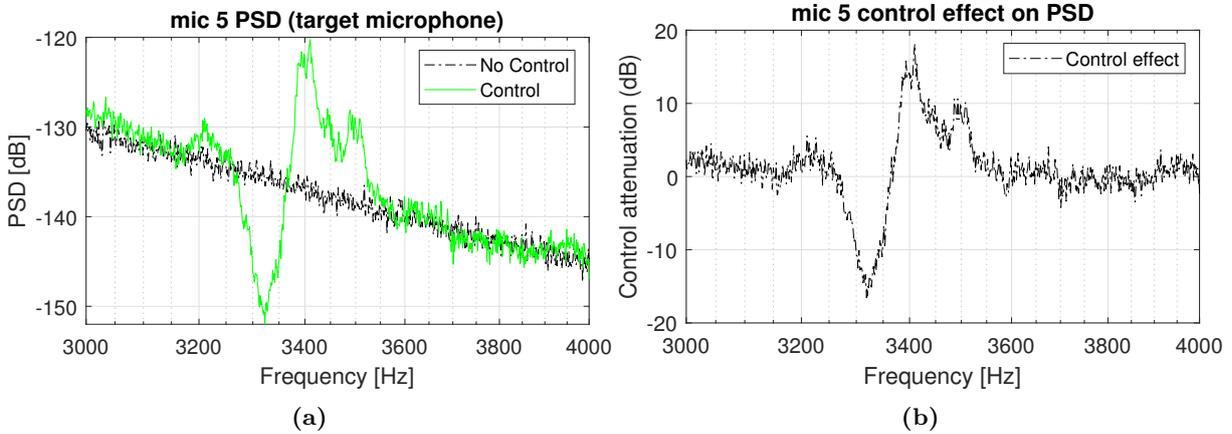


Figure 4.57. Densités spectrales de puissance (PSD) pour le microphone de contrôle #5 à proximité du bord de fuite du profil.

Sur la Figure 4.57a, on observe une réduction notable de l'ordre de **15 dB** à la fréquence $f = 3320$ Hz. Cette réduction est trois fois supérieure à celle observée sur la même figure pour un contrôle établi à partir du microphone #1, ce qui indique que le couplage électroacoustique est plus significatif lorsque le contrôle est calibré sur le microphone situé au bord de fuite.

Par ailleurs, une amplification de l'ordre de **15 dB** est constatée à une fréquence de $f = 3400$ Hz, ce qui est du même ordre que la réduction observée, contrairement aux résultats obtenus avec les PSD du microphone de contrôle #1, également illustrés sur la Figure 4.57a.

Les PSD des mesures de fluctuations de pression en champ lointain, correspondant au contrôle établi par rapport au microphone #5, ont été estimées et tracées sur la Figure 4.58.

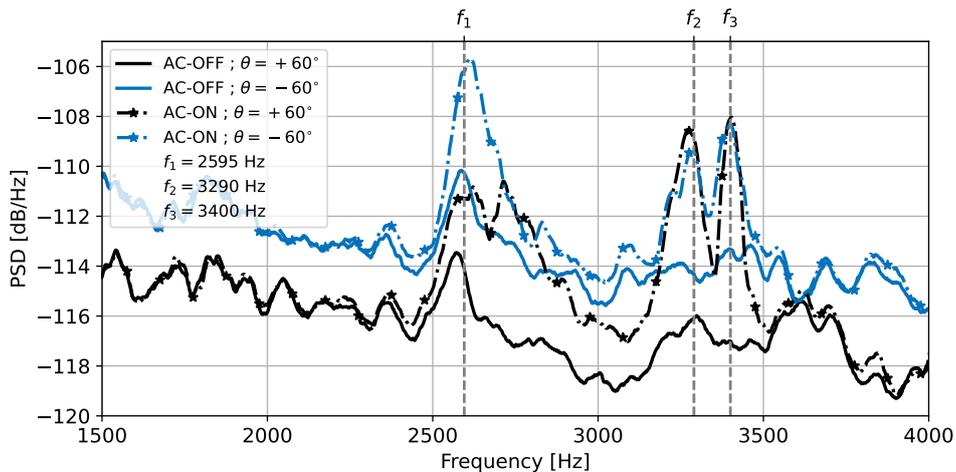


Figure 4.58. Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Microphone de contrôle #5.

Une amplification du bruit en champ lointain a été observée sur le PSD tracé sur la Figure 4.58.

Cette amplification est localisée aux fréquences $f = 2650$ Hz et $f = 3320$ Hz. De plus, une amplification a été remarquée à la fréquence $f = 3450$ Hz. Ceci reconferme le couplage électroacoustique fort qui a été créé par les cellules de contrôle actif.

Dans une deuxième configuration, plutôt que de tester tous les profils, les deux profils rigides ont été retirés de la soufflerie, ne laissant que le profil actif central. Cette configuration est illustrée sur les figures 4.59a et 4.59b.

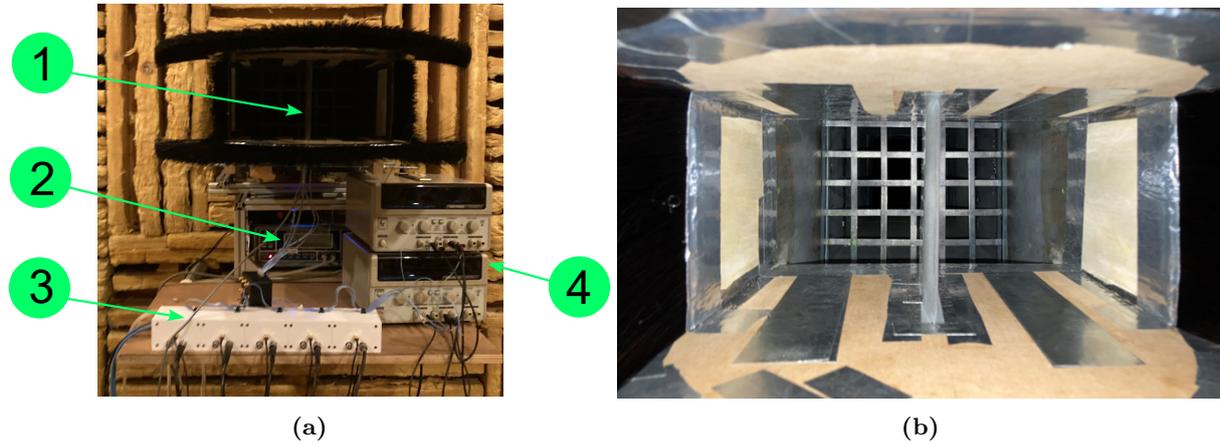


Figure 4.59. Photos de la configuration expérimentale avec le profil actif seul. (1) : Profil actif, (2) : Anémomètre, (3) : Pont de courant de Howland, (4) : Alimentation des cellules.

Le microphone #1 a été utilisé en tant que microphone de référence pour ajuster le contrôle à une vitesse de 20 m/s. Les fluctuations de pression mesurées par ce microphone de contrôle ont été utilisées pour une estimation des PSD, qui ont été tracées sur la Figure 4.60a.

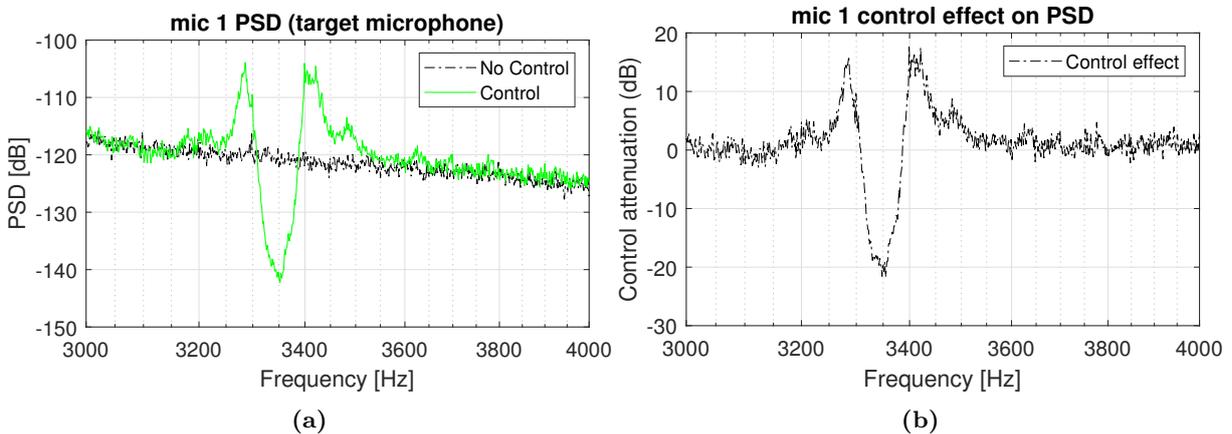


Figure 4.60. Densités spectrales de puissance (PSD) pour le microphone de contrôle #1 à proximité du bord d'attaque du profil.

Sur la courbe de différence entre le PSD avec et sans contrôle (Figure 4.60b), une réduction de bruit de l'ordre de **20 dB** est observée autour de la fréquence $f = 3350$ Hz. Cette réduction est accompagnée par deux augmentations de bruit, observées aux fréquences $f = 3280$ Hz et $f = 3410$ Hz.

Les PSD du bruit en champ lointain pour les deux microphones de mesure, identifiés précédemment, ont été tracés sur la Figure 4.61.

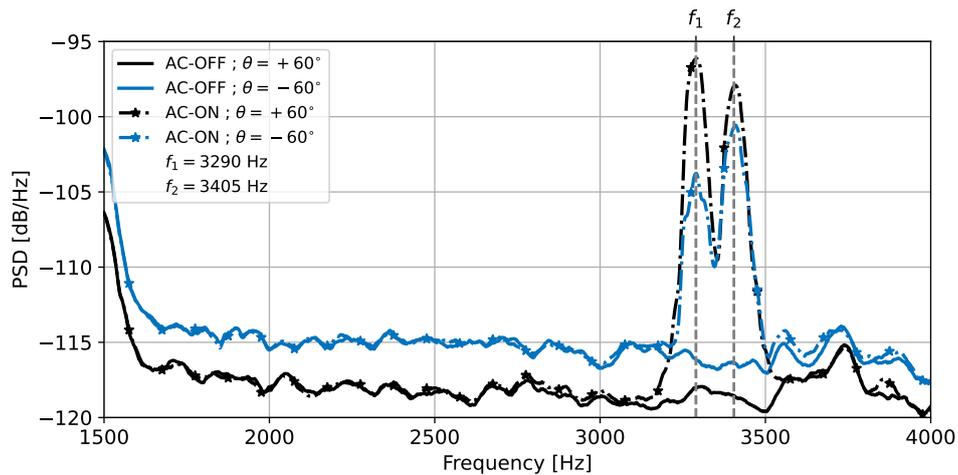


Figure 4.61. Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Microphone de contrôle #1; profil isolé.

Autour de la fréquence de contrôle $f_1 = 3290 \text{ Hz}$ et pour les angles de mesure $\theta = -60^\circ$ et 60° , une amplification du bruit émis en champ lointain égale respectivement à **12 dB** et **21 dB** est remarquée. De plus, autour de la fréquence $f_2 = 3405 \text{ Hz}$ et pour les angles de mesure $\theta = -60^\circ$ et 60° , une amplification du bruit émis en champ lointain égale respectivement à **16 dB** et **22 dB** est observée. Ces observations confirment l'efficacité du contrôle sur le champ acoustique lointain et indiquent un couplage électro-acoustique significatif, soulignant ainsi le potentiel de cette technologie.

4.6.4 Conclusion

Les mesures réalisées dans le cadre de cette étude ont révélé une réduction du bruit au niveau du microphone de contrôle. Toutefois, en ce qui concerne le champ lointain, où l'objectif principal réside dans la réduction du bruit, une amplification a été constatée. Cette amplification pourrait être attribuée à plusieurs facteurs, tels que la position du microphone de contrôle et l'alignement légèrement décalé des cellules de contrôle par rapport au bord d'attaque du profil. En fait le contrôle modifie le champ acoustique émis en minimisant la pression sur les microphones utilisés pour le contrôle, ce qui induit une modification de la directivité du champs lointain. L'augmentation observée est sans doute un effet induit local que l'on devra étudier pour comprendre la directivité contrôlée. Le manque de temps n'a malheureusement pas permis cette étude.

Il est envisageable que des améliorations significatives soient possibles par le biais d'un ajustement de la stratégie de contrôle, une modification de la géométrie du profil, ou une réorganisation de l'agencement des cellules de contrôle en intégrant à la synthèse du contrôleur une modélisation de l'acoustique en champs lointain. Ces éléments offrent des pistes de recherche intéressantes pour affiner la technologie de réduction active du bruit, notamment dans le cadre de l'étude de l'interaction entre un sillage turbulent et un profil aérodynamique.

4.7 Conclusion générale du chapitre

Dans ce chapitre, le contrôle actif à travers des actionneurs piézoélectriques a été étudié pour des applications aéronautiques. L'objectif était d'implémenter cette technologie dans les redresseurs d'OGV, en se concentrant sur un profil aérodynamique.

Une étude de conception et d'optimisation numérique a d'abord été réalisée dans le but de concevoir des cellules actives permettant de privilégier les déformées opérationnelles des modes de type piston, localisées vers le centre de la cellule, avec un couplage électromécanique maximal. Cette déformation modale, imitant les déplacements de la membrane d'un haut-parleur, vise à contrôler la pression acoustique.

Le concept de base repose sur une structure en métal sur laquelle des actionneurs piézoélectriques sont collés. Plusieurs modèles préliminaires ont été étudiés, comme présenté dans l'article publié avec Perez [161]. Deux systèmes ont été mis en avant : le premier utilise un patch piézoélectrique polarisé perpendiculairement à la surface en mode d_{31} , et le second des transducteurs polarisés radialement en mode d_{33} , sous la forme de disques divisés en quatre triangles avec un angle ajustable.

Des simulations en 2D et 3D ont été effectuées, variant l'épaisseur de la structure et l'angle pour le système en mode d_{33} . Les résultats ont montré une augmentation du coefficient de couplage en réduisant l'épaisseur de la structure pour les deux systèmes, les simulations 2D présentant toujours le meilleur couplage. Pour le système en mode d_{33} , de petits angles ont donné de meilleurs résultats, et ce système a affiché le meilleur coefficient de couplage.

L'application pratique des résultats numériques a conduit à la création d'une structure métallique rectangulaire d'une épaisseur de 1 mm pour des contraintes de fabrication. Dans cette structure, douze actionneurs piézoélectriques polarisés en mode d_{33} sont placés, huit le long de l'axe longitudinal et quatre le long de l'axe transversal, avec une symétrie par rapport au centre. Les actionneurs sont disposés par paires, la polarisation de chaque transducteur étant dirigée vers la ligne de contact. Un raidisseur rectangulaire est installé au centre pour améliorer le déplacement observé lors des simulations.

Une simulation a été réalisée sur la structure dans le but d'optimiser la masse pour réduire la fréquence du premier mode. Une structure métallique a été conçue pour accueillir cinq cellules actives pour les essais aéroacoustiques, disposées de manière à créer une surface continue afin d'éviter les perturbations de l'écoulement ou de l'acoustique.

Suite à la conception des cellules, une étude expérimentale sur le coefficient de couplage par analyse d'admittance a été réalisée. Malgré des écarts entre les résultats expérimentaux et théoriques, un bon couplage pour les modes détectés a été validé, confirmant ainsi l'étude de conception par éléments finis.

La validation du couplage a été suivie par une analyse des déformations des cellules via des mesures optiques par vibrométrie laser. Cette analyse a confirmé les modes détectés précédemment et les déformations de type piston. Des effets dus aux conditions aux limites de montage ont également été observés.

Ensuite, le support incluant les cellules a été suspendu et excité mécaniquement avec un pot vibrant. Un contrôle actif à l'aide d'un shunt à capacité négative, synthétisé numériquement, a été appliqué, menant à une bonne réduction des vibrations et des fluctuations de vitesse dans un intervalle de 600 Hz, avec une réduction allant jusqu'à **5 dB** pour les vibrations et **6 dB** pour les fluctuations de vitesse. Cela indique un couplage électroacoustique significatif et un potentiel important des cellules, malgré des résultats moins satisfaisants pour deux cellules en raison des conditions aux limites de montage.

Trois des cinq cellules, ayant montré de bons résultats, ont ensuite été installées dans une veine rectangulaire pour des études acoustiques. Un contrôleur optimal de type LQG a été développé et utilisé, permettant d'atteindre une réduction de bruit jusqu'à **2.5 dB**, surpassant les méthodes passives.

Enfin, un profil aérodynamique a été conçu pour tester le système de contrôle actif dans une soufflerie. Les trois cellules sélectionnées ont été utilisées et la méthode de contrôle LQG a été adaptée à cette configuration. L'essai a permis d'évaluer la technologie dans des conditions similaires à celles des OGV de réacteurs d'avion, avec d'excellents résultats de contrôle, y compris une réduction de bruit de **15 dB** aux microphones de proximité utilisés pour le contrôle. En fait le contrôle modifie le champs acoustique émis en minimisant la pression sur les microphones utilisés pour le contrôle ce qui induit une modification de la directivité du champs lointain. L'augmentation observée est sans doute un effet induit local que l'on devra étudier pour comprendre la directivité contrôlée. Le manque de temps n'a malheureusement pas permis cette étude.

Chapitre 5

Modélisation, simulation et optimisation numérique aéroacoustique d'un profil aérodynamique actif

Table des matières

| | | |
|-------|--|-----|
| 5.1 | Démarches de modélisation de l'injection de turbulence | 134 |
| 5.1.1 | Les équations d'Euler linéarisées | 135 |
| 5.1.2 | Calcul du spectre de la source | 137 |
| 5.1.3 | Modèle de turbulence et spectre de fluctuation de vitesse | 138 |
| 5.1.4 | Fonction de forme | 139 |
| 5.1.5 | Vitesse dans le domaine fréquentiel | 142 |
| 5.2 | Simulation numérique à une source et validation | 143 |
| 5.2.1 | Modèle Géométrique et maillage | 143 |
| 5.2.2 | Résultats | 144 |
| 5.3 | Simulation numérique avec plusieurs sources et validation | 146 |
| 5.3.1 | Modélisation et mise en données | 146 |
| 5.3.2 | Résultats | 148 |
| 5.4 | Étude de l'interaction d'un sillage turbulent avec un profil aérodynamique | 151 |
| 5.4.1 | Ajout de l'écoulement potentiel | 153 |
| 5.4.2 | Résultats et validation | 154 |
| 5.5 | Étude de l'effet de l'ajout de l'impédance sur le profil | 157 |
| 5.5.1 | Condition aux limites d'impédance et validation | 157 |
| 5.5.2 | Optimisation de l'impédance | 160 |
| 5.5.3 | Simulation des valeurs optimales sur un profil NACA 4-digit 0012 | 166 |
| 5.6 | Conclusion générale de chapitre | 169 |

Dans les précédents chapitres, nous avons examiné des solutions pour réduire passivement et activement le bruit généré par un profil aérodynamique. Dans ce chapitre, nous nous intéressons au développement d'une méthode prédictive de la réduction du bruit d'interaction. Nous utiliserons une approche numérique pour introduire une condition d'impédance à la surface d'un profil aérodynamique et étudier son effet sur l'émission acoustique. Les valeurs d'impédance qui apparaissent comme optimales pouvant servir de cible pour une stratégie de contrôle actif reposant sur les travaux présentés au chapitre précédent.

L'émission acoustique du profil est obtenue en introduisant des fluctuations de vitesse turbulentes qui interagissent avec le profil. Notre étude s'intéresse tout d'abord à une source tourbillonnaire unique afin de vérifier que le continu fréquentiel des fluctuations de vitesse est celui désiré, et que ces fluctuations sont bien transportées par l'écoulement moyen sans altération, conformément à l'hypothèse de Taylor.

Ensuite, un arrangement de sources tourbillonnaires, alignées dans la direction transverse à l'écoulement sont introduites. Les caractéristiques de ces sources (amplitudes, longueurs) doivent être calibrées afin que le champ de fluctuation de vitesse normale respecte bien le spectre de turbulence prescrit. Dans le travail présenté ici, les sources introduites sont toutes en phase, afin de générer des fluctuations turbulentes à un nombre d'onde. Néanmoins, la méthode peut être étendue en introduisant un déphasage entre les sources pour générer de la turbulence à deux nombres d'ondes.

Un premier calcul de validation de la méthode numérique est réalisé sur l'interaction de fluctuations de vitesse turbulentes avec un profil qui consiste en une plaque plane mince. Cette géométrie simple permet la comparaison avec une solution analytique issue du modèle d'Amiet pour une plaque sans épaisseur. L'influence de certains paramètres tels que la forme du bord de fuite ou encore la prise en compte d'un écoulement potentiel autour de la plaque sont discutés.

L'utilisation d'une condition d'impédance en présence d'un écoulement rasant est ensuite validée dans une configuration de liner en paroi d'un conduit pour laquelle des résultats de référence sont disponibles. Suite à ces étapes de validation, des simulations du bruit généré par un écoulement turbulent impactant une plaque plane avec une impédance à la paroi sont menés. Une exploration de valeurs d'impédance est réalisée sur toute une gamme de fréquence, afin d'essayer de trouver des valeurs optimales qui permettent de réduire l'émission acoustique par rapport au cas rigide.

La dernière étape de notre recherche évalue la transférabilité des valeurs d'impédance optimales précédemment identifiées. Nous examinerons si ces valeurs, initialement définies pour un profil de type plaque plane, sont également applicables à un profil aérodynamique de type NACA 4-digit. Cela est essentiel pour évaluer la généralité et la portée des résultats et nous permettra de mieux comprendre l'applicabilité pratique des stratégies d'atténuation du bruit acoustique dans divers scénarios aérodynamiques.

5.1 Démarches de modélisation de l'injection de turbulence

Le cœur de notre étude se focalise sur l'émission de bruit engendrée par l'interaction entre un écoulement turbulent et un profil aérodynamique. Il est donc nécessaire de modéliser précisément cet écoulement turbulent et de l'introduire dans le domaine. La méthode, illustrée à la Figure 5.1, exploite les propriétés d'un tourbillon, qui est simplement un champ de fluctuation de vitesse rotationnelle \vec{u}' . Pour injecter ce tourbillon, nous introduisons une source de quantité de mouvement à travers le terme source \vec{S}_m dans l'équation d'Euler linéarisée correspondant à la conservation de la quantité de mouvement. Ceci permet d'obtenir une fluctuation de vitesse \vec{u}' rotationnelle avec une divergence nulle $\nabla \cdot \vec{u}' = 0$. Afin de modéliser ce terme source \vec{S}_m , nous le décomposons en un produit de deux fonctions : g , qui représente la fonction de forme décrivant le champ dans l'espace, et s la fonction qui représente l'évolution du terme source

dans le temps.

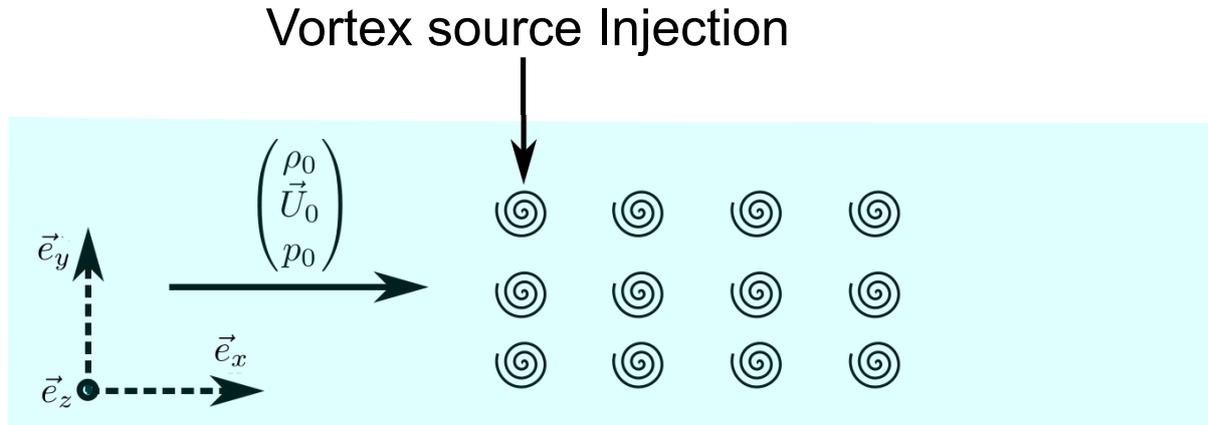


Figure 5.1. Représentation de l'injection des tourbillons dans le domaine.

L'étude est menée en fréquentiel, où nous nous intéressons au spectre ciblé en nombre d'onde pour les fluctuations de vitesse Φ . L'objectif est de définir un terme source \vec{S}_m adéquat qui permettra de générer des fluctuations de vitesse conformes à ce spectre spécifique. Dans ce contexte, nous adoptons une modélisation du champ de turbulence basée sur le concept de turbulence gelée, en accord avec l'hypothèse de Taylor. Cette approche suppose que la turbulence est simplement convectée par l'écoulement moyen, sans décorrélation.

Dans la suite, définissons la transformée de Fourier selon la convention suivante :

$$\hat{f}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad f(t) = \int_{\mathbb{R}} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (5.1)$$

$$\hat{f}(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} f(x) e^{ikx} dx \quad f(x) = \int_{\mathbb{R}} \hat{f}(k) e^{-ikx} dk \quad (5.2)$$

La notation ($\hat{\cdot}$), dans ce contexte, symbolise une opération de transformée de Fourier, soit dans l'espace des fréquences, soit dans l'espace des nombres d'onde. Cette opération sera détaillée ultérieurement, selon chaque cas considéré.

Les opérateurs ∇ , $\nabla \cdot$ et $\nabla \times$ représentent respectivement les opérateurs gradient, divergence et rotationnel.

5.1.1 Les équations d'Euler linéarisées

Nous nous plaçons dans le cadre classique de l'acoustique linéaire. Le fluide est considéré comme parfait et non-visqueux. Les amplitudes des fluctuations acoustiques sont supposées petites devant les grandeurs moyennes. Par conséquent, les équations de Navier-Stokes, qui décrivent le mouvement fluide, peuvent se réduire aux équations d'Euler linéarisées, pour lesquelles le champ moyen sera imposé.

Les équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel, sont représentées par les équations (5.3), (5.4) et (5.5) :

— **Équation de continuité :**

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho' \vec{U}_0 + \rho_0 \vec{u}') = S_c \quad (5.3)$$

— **Équation de conservation de quantité de mouvement :**

$$\frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} + \left(\left[\vec{u}' + \frac{\rho'}{\rho_0} \vec{U}_0 \right] \cdot \nabla \right) \vec{U}_0 + (\vec{U}_0 \cdot \nabla) \vec{u}' + \frac{1}{\rho_0} \nabla p' = \vec{S}_m \quad (5.4)$$

— **Équation de la conservation d'énergie en fonction de la pression :**

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \vec{u}' \cdot \nabla p_0 + p' \gamma (\nabla \cdot \vec{U}_0) + \vec{U}_0 \cdot \nabla p' + \gamma p_0 (\nabla \cdot \vec{u}') = S_e \quad (5.5)$$

Les variables \vec{u}' , ρ' et p' désignent les perturbations de vitesse, masse volumique et pression dans le domaine d'étude, tandis que \vec{U}_0 , ρ_0 et p_0 représentent respectivement la vitesse de l'écoulement, la masse volumique et la pression moyennes du fluide. Les termes S_c , \vec{S}_m et S_e font référence aux sources respectives de matière, de quantité de mouvement et d'énergie.

En supposant des réponses harmoniques, les perturbations fréquentielles \vec{u}' , $\hat{\rho}'$ et \hat{p}' peuvent respectivement être exprimées par les équations (5.6), (5.7) et (5.8).

$$\vec{u}' = \Re \left[\vec{u}(\omega) e^{-ik_x x} \right] \quad (5.6)$$

$$\hat{\rho}' = \Re \left[\hat{\rho}(\omega) e^{-ik_x x} \right] \quad (5.7)$$

$$\hat{p}' = \Re \left[\hat{p}(\omega) e^{-ik_x x} \right] \quad (5.8)$$

Dans le modèle, l'écoulement considéré est stationnaire dans la région où l'on souhaite introduire des sources. Par conséquent, les quantités ρ_0 , \vec{U}_0 et p_0 relatives à l'écoulement sont constantes. L'écoulement moyen \vec{U}_0 est orienté le long de \vec{e}_x et est donné par $\vec{U}_0 = M c_0 \vec{e}_x$, où M est le nombre de Mach [188] et c_0 est la vitesse du son.

L'analyse qui suit est réalisée dans le domaine fréquentiel. Par conséquent, les équations d'Euler linéarisées sont réécrites pour une perturbation harmonique telle que définie en équation (5.3), (5.4) et (5.5). Les équations d'Euler linéarisées dans le domaine fréquentiel s'écrivent alors :

— **Équation de continuité :**

$$i\omega \hat{\rho}' + \vec{U}_0 \cdot \nabla \hat{\rho} + \nabla \cdot \rho_0 \vec{u}' = \hat{S}_c \quad (5.9)$$

— **Équation de conservation de la quantité de mouvement :**

$$i\omega \vec{u}' + (\vec{U}_0 \cdot \nabla) \vec{u}' + \frac{1}{\rho_0} \nabla \hat{p}' = \vec{S}_m \quad (5.10)$$

— **Équation de la conservation d'énergie en fonction de la pression :**

$$i\omega \hat{p}' + \vec{u}' \cdot \nabla p_0 + \vec{U}_0 \cdot \vec{\nabla} \hat{p}' + \gamma p_0 (\nabla \cdot \vec{u}') = \hat{S}_e \quad (5.11)$$

Examinons maintenant l'équation de conservation de la quantité de mouvement (5.4), en substituant le terme source \vec{S}_m par sa décomposition en un produit de deux fonctions : g et \hat{s} , cette dernière décrivant la source temporelle dans le domaine fréquentiel :

$$i\omega \vec{u}' + (\vec{U}_0 \cdot \nabla) \vec{u}' + \frac{1}{\rho_0} \nabla \hat{p}' = \vec{g}(x, y) \hat{s}(\omega) \quad (5.12)$$

En absence d'autres sources, les perturbations de la masse volumique et de la pression sont nulles ($\rho' = 0$ et $p' = 0$) car nous cherchons à construire une source de vorticité qui ne génère pas d'ondes acoustiques. Ainsi, le champ de fluctuation de vitesse est rotationnel et respecte la condition de divergence nulle $\nabla \cdot \vec{u}' =$

0. Ces conditions permettent de simplifier le terme $\frac{1}{\rho_0} \nabla \hat{p}'$ de l'équation (5.12). Ensuite, en appliquant la transformée de Fourier par rapport à la variable d'espace x , nous transformons notre équation dans l'espace du nombre d'onde k_x , conduisant à l'équation de transport (5.13) pour la composante de vitesse selon \vec{e}_x .

$$i(\omega - k_x U_0) \hat{u}'(k_x, y, \omega) = \vec{g}(k_x, y) \hat{s}(\omega) \quad (5.13)$$

L'objectif de la suite est d'exprimer la composante fréquentielle de la source $\hat{s}(\omega)$ en fonction du spectre de fluctuation de vitesse turbulente Φ . Nous commencerons par exprimer la fluctuation de vitesse \hat{u}' en fonction du nombre d'onde k_x et de la fréquence ω . Ensuite, en appliquant la double transformée de Fourier inverse, nous retrouvons l'expression de \vec{u}' en espace-temps. Pour éliminer l'intégrale par rapport à ω résultant de la transformée de Fourier inverse, nous utiliserons le théorème des résidus de Cauchy [189] pour résoudre cette intégrale complexe, en exploitant le fait que nous avons un pôle réel $\omega = k_x U_0$ provenant de l'hypothèse de Taylor [190, 191]. Cette démarche nous permet d'obtenir l'expression suivante de la fluctuation de vitesse en fonction de x , y , et t . Le calcul détaillé est disponible dans l'annexe C.2.

$$\vec{u}'(x, y, t) = 2\pi \int_{\mathbb{R}} \vec{g}(k_x U_0, y) \hat{s}(k_x U_0) e^{-ik_x(x - U_0 t)} dk_x \quad (5.14)$$

5.1.2 Calcul du spectre de la source

L'objectif de l'isolement de la fluctuation de vitesse \vec{u}' , telle que représentée par l'équation (5.14), est de reformuler la source temporelle s en termes du spectre de fluctuation de vitesse adapté au modèle turbulent choisi. Ainsi, nous calculons l'inter-corrélation de la composante fréquentielle de la source \hat{s} pour deux fréquences distinctes ω_1 et ω_2 .

La procédure commence par le calcul de l'inter-corrélation de la source temporelle entre deux instants distincts, spécifiquement $t_1 = t$ et $t_2 = t + \tau$. Par la suite, en appliquant la transformée de Fourier deux fois à l'inter-corrélation, nous parvenons à établir une relation entre l'inter-corrélation de la source temporelle en fréquentiel $\langle \hat{s}(\omega_1) \overline{\hat{s}(\omega_2)} \rangle$ et le spectre S de la composante fréquentielle de la source \hat{s} , comme exposé dans l'équation (5.15).

$$\langle \hat{s}(\omega_1) \overline{\hat{s}(\omega_2)} \rangle = \delta(\omega_1 - \omega_2) S(\omega_1) \quad (5.15)$$

Revenons maintenant au spectre de fluctuation de vitesse, qui est représenté par la transformée de Fourier de la corrélation entre deux points, P_1 et P_2 , dans l'espace, comme le montre la Figure 5.2. Ce spectre illustre la distribution de l'énergie des fluctuations à travers différentes échelles spatiales dans le champ turbulent [192, 193].

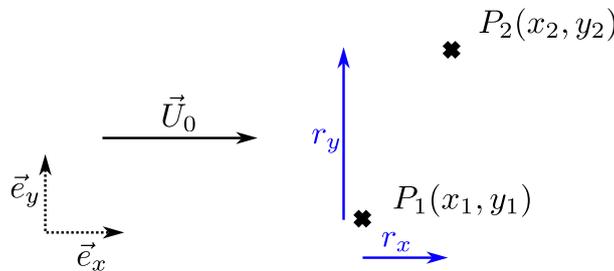


Figure 5.2. Exemple de corrélation entre deux point P_1 et P_2 séparé par le vecteur r_x dans la direction \vec{e}_x et par le vecteur r_y dans la direction \vec{e}_y .

Ainsi, l'expression du spectre de fluctuation de la vitesse entre deux points, séparés par un vecteur r_x dans la direction \vec{e}_x , r_y dans la direction \vec{e}_y , et deux fluctuations de vitesse u'_i et u'_j , avec $i, j \in \{x, y\}$,

est donnée ci-dessous :

$$\Phi_{ij}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \langle u'_i(\mathbf{X}, t) u'_j(\mathbf{X} + r, t) \rangle e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r} \quad (5.16)$$

Sachant que X le couple (x, y) et r le couple (r_x, r_y) .

Nous sommes dans le cas 2D, donc nous allons nous intéresser au nombre d'onde k_x . Nous intégrerons l'expression (5.16) par rapport au nombre d'onde k_z . Ainsi, nous obtenons le spectre de fluctuation de la vitesse Φ_{ij} en fonction du nombre d'onde k_x uniquement, comme présenté ci-dessous :

$$\Phi_{ij}(k_x) = \int_{\mathbb{R}} \Phi_{ij}(k_x, k_z) dk_z \quad (5.17)$$

En exploitant les relations (5.14), (5.15), (5.16) et (5.17), on obtient le spectre de la composante fréquentielle de la source \hat{s} , que l'on appellera par la suite S , défini par l'expression (5.18).

$$S(k_x U_0) = \frac{\Phi_{ij}(k_x) |U_0|}{(2\pi)^2 \hat{g}_i(k_x, y = y_c) \hat{g}_j(k_x, y = y_c)} \quad (5.18)$$

Sachant que y_c est la position de la source dans la direction \vec{e}_y .

5.1.3 Modèle de turbulence et spectre de fluctuation de vitesse

Antérieurement, le spectre S a été défini en termes du spectre de fluctuation de vitesse Φ_{ij} , où $i, j \in \{x, y\}$. À présent, il est nécessaire de définir ce spectre en fonction du modèle de turbulence sélectionné pour cette étude.

Bien que divers modèles de turbulence aient été développés, nous adopterons ici le modèle de turbulence de Von Kármán, largement reconnu [194, 195], qui fournit une modélisation statistique de l'énergie de turbulence. Une description détaillée de ce modèle est présentée dans le chapitre 2.3.4.

En adaptant le spectre de turbulence de Von Kármán, défini par (2.11), à notre domaine physique pour une source de turbulence en 2D et se propageant le long de la direction de l'écoulement \vec{e}_x (comme illustré à la Figure 5.1), nous définissons le spectre de fluctuation de turbulence Φ_{yy} comme l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse dans la direction \vec{e}_y , perpendiculaire à l'écoulement moyen. L'expression adaptée est représentée par (5.19).

$$\Phi_{yy}(k_x) = \frac{\overline{v^2} \Lambda}{2\pi} \frac{1 + 8/3 \tilde{k}_x^2}{(1 + \tilde{k}_x^2)^{11/6}} \quad (5.19)$$

Tel que $\overline{v^2} = (T_I U_0)^2$ représente le carré de l'amplitude moyenne de la fluctuation de vitesse \hat{u}'_y , T_I est l'intensité turbulente, $\tilde{k}_x = \frac{k_x}{k_e}$, et $k_e = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(6/5)}{\Gamma(1/3) \Lambda}$. Ici, Λ symbolise l'échelle intégrale de la turbulence et $\Gamma[\cdot]$ désigne la fonction gamma.

L'énergie cinétique de la fluctuation de vitesse se révèle être prépondérante pour les faibles nombres d'onde, comme illustré dans la Figure 5.3 avec une échelle intégrale $\Lambda = 0.1$ m, une intensité de turbulence $T_I = 0.025$, une vitesse du son $c_0 = 343$ m/s, et un nombre de Mach $M = 0.5$.

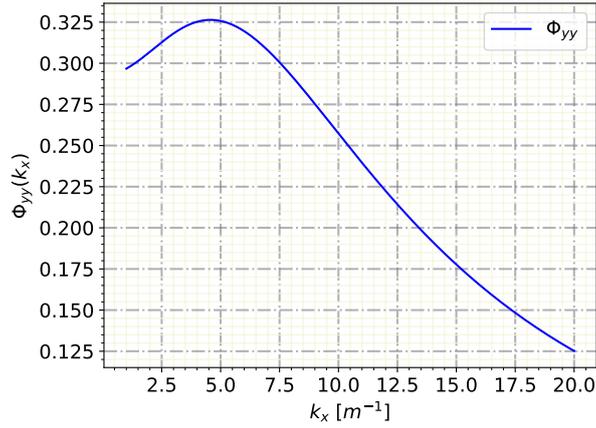


Figure 5.3. Spectre de Von Kármán des fluctuations de vitesse normale Φ_{yy} pour $M = 0.5$, $T_I = 0.025$ et $\Lambda = 0.1$ m.

5.1.4 Fonction de forme

Dans le cadre de ces travaux, la turbulence est modélisée à l'aide d'une source vorticelle positionnée aux coordonnées (x_c, y_c) . Cette source de vorticité est définie comme le rotationnel du potentiel de vitesse $\vec{\Psi}$, exprimé de la manière suivante :

$$\vec{S}_m = \nabla \times \vec{\Psi}(x, y, t) = \vec{g}(x, y)s(t) \quad (5.20)$$

Le vecteur vitesse potentiel $\vec{\Psi}$ suit une distribution gaussienne dans l'espace, formul e par l'expression (5.21) ci-dessous :

$$\vec{\Psi}(x, y, t) = Ab \sqrt{\frac{e^1}{\ln(4)}} e^{-\ln(2) \frac{((x-x_c)^2 + (y-y_c)^2)}{b^2}} s(t) \vec{e}_z \quad (5.21)$$

Tel que A est l'amplitude, b est demi largeur de Gaussienne et (x_c, y_c) est le centre de la gaussienne. L'amplitude A est d termin e en normalisant la d riv e de la Gaussienne selon la relation (5.22)

$$\int_{\mathbb{R}^2} \left| Ab \sqrt{\frac{e^1}{\ln(4)}} e^{-\ln(2) \frac{(x-x_c)^2 + (y-y_c)^2}{b^2}} \right|^2 dx dy = 1 \quad (5.22)$$

L'objectif est de produire une fonction à support compact. L'amplitude A n'a pas d'effet sur l'expression (5.27) de la source de vorticité \vec{S}_m puisqu'elle est simplifi e lors des calculs.

En observant le potentiel de vitesse tracé sur la Figure 5.4, nous pouvons constater une concentration d'énergie au centre de la source du vortex et une décroissance rapide.

En se basant sur les expressions (5.21) et (5.20), nous obtenons l'expression (5.23) qui exprime la fonction de forme \vec{g} .

$$\vec{g}(x, y) = \begin{pmatrix} g_x(x, y) \\ g_y(x, y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -y + y_c \\ x - x_c \end{pmatrix} A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2 \ln(2)}}{b} e^{-\frac{\ln(2)}{b^2} ((x-x_c)^2 + (y-y_c)^2)} \quad (5.23)$$

L'examen détaillé des fonctions de forme est illustré dans les Figures 5.5 et 5.6, qui tracent ces fonctions dans l'espace ainsi que les courbes correspondantes pour $x = x_c$ et $y = y_c$. La fonction g_1 , décrivant la composante de la source de vorticité dans la direction \vec{e}_x , présente deux lobes opposés symétriquement par rapport à l'axe $x = x_c$. En revanche, la fonction g_2 , représentant la répartition spatiale de la source

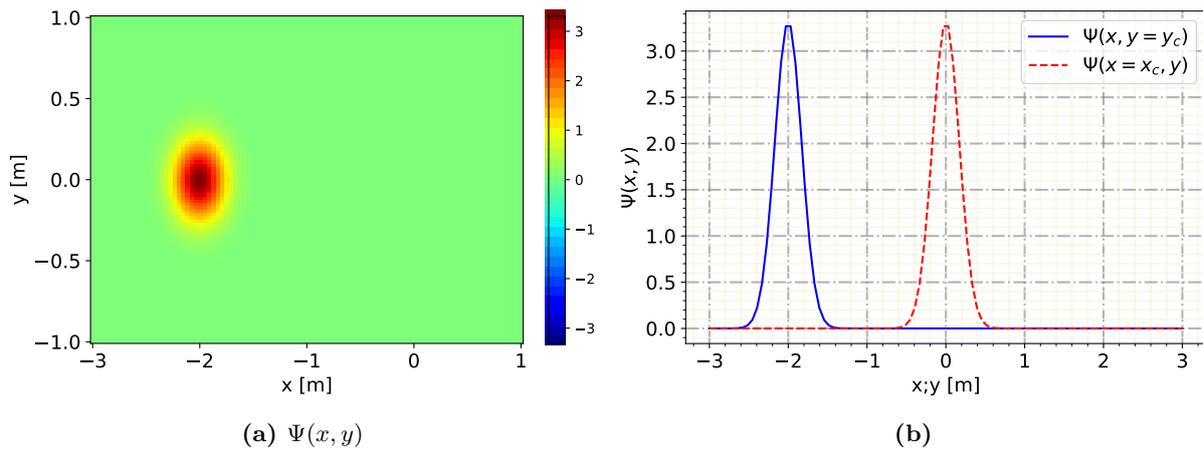


Figure 5.4. Fonction de forme du vecteur potentiel $\vec{\Psi}$ pour $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$

dans la direction \vec{e}_y , affiche une symétrie par rapport à l'axe $y = y_c$.

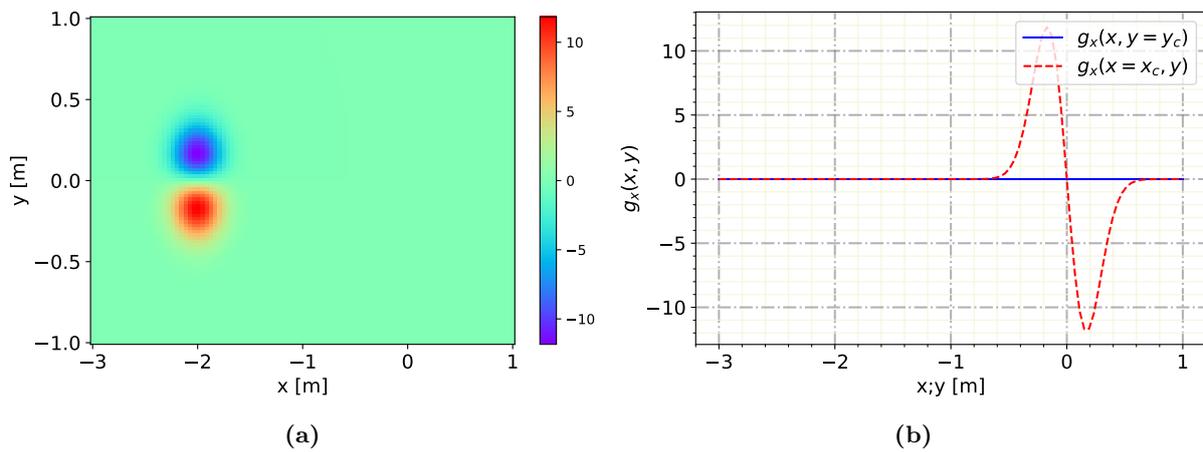


Figure 5.5. Fonction de forme g_x pour $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$.

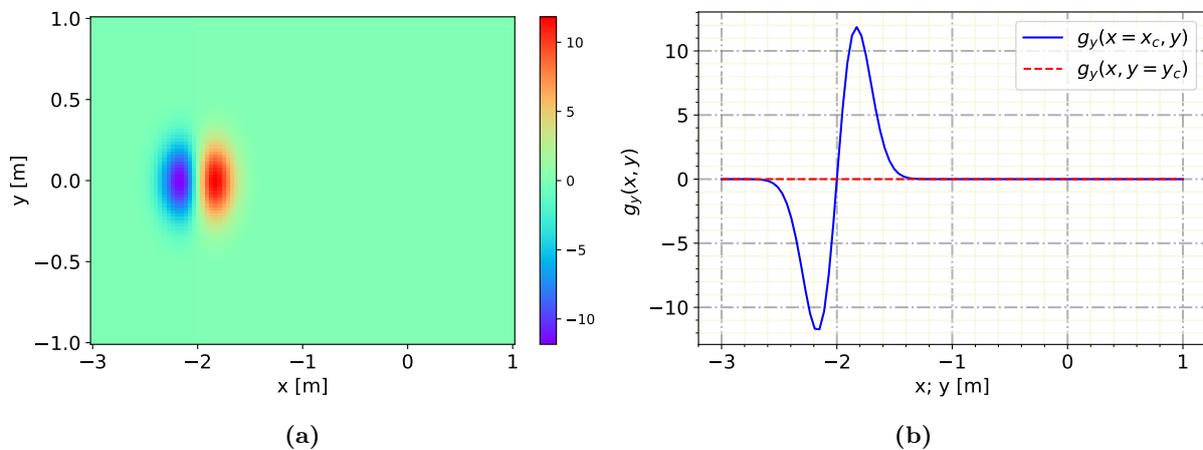


Figure 5.6. Fonction de forme g_y pour $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$.

L'application de la transformée de Fourier sur la fonction de forme \vec{g} , telle que définie dans l'expression

(5.23), par rapport à la variable spatiale x , permet de calculer le spectre de la source temporelle S , défini par la relation (5.18). Le résultat du calcul est exprimé par (5.24).

$$\vec{g}(k_x, y) = \begin{pmatrix} \hat{g}_x(k_x, y) \\ \hat{g}_y(k_x, y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (-y + y_c) A \sqrt{\frac{e}{2\pi}} e^{-\frac{\ln(2)}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4\ln(2)} k_x^2} \\ i A \sqrt{\frac{e}{2\pi}} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2\ln(2)}} \right)^2 e^{-\frac{\ln(2)}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4\ln(2)} k_x^2} \end{pmatrix} \quad (5.24)$$

Dans cette étude nous nous intéressons particulièrement aux fluctuations de la vitesse normale à l'écoulement moyen qui se propage selon la direction \vec{e}_x . Pour cette raison, le spectre turbulent que nous considérons est la composante $\Phi_{yy}(k_x)$.

La définition de la source dans le domaine fréquentiel, c'est-à-dire la transformée de Fourier de la source temporelle, s'exprime par (5.25)

$$\hat{s}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} e^{i\varphi(\omega)} \quad (5.25)$$

Sachant que $\omega = k_x U_0$. Comme indiqué, $\varphi(\omega)$ représente une phase aléatoire tirée entre 0 et 2π avec une distribution uniforme.

Un exemple de tirage de phase aléatoire est présenté en Figure 5.7 pour un ensemble de valeur de ω dans l'intervalle $[0; 1000]$ rad/s. La densité de probabilité associée de φ (Figure 5.7a) est aussi représentée et montre bien une distribution quasi-uniforme. L'expression de la composante fréquentielle de la source

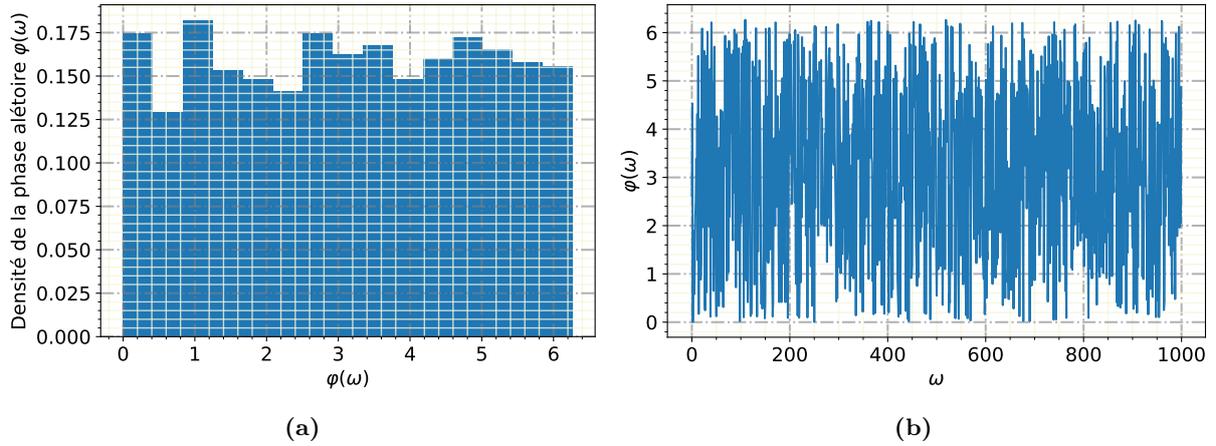


Figure 5.7. (a) Densité de probabilité et (b) variation de la phase aléatoire φ de la source en fonction de la fréquence angulaire ω .

est donnée par (5.26).

$$\hat{s}(\omega) = \frac{\sqrt{|U_0| \Phi_{yy}(k_x)}}{A \sqrt{e} \sqrt{2\pi} k_x} \left(\frac{\sqrt{2\ln(2)}}{b} \right)^2 e^{\frac{b^2}{4\ln(2)} k_x^2} e^{i\varphi(\omega)} \quad (5.26)$$

D'où l'on déduit, à partir des expressions (5.20), (5.26) et (5.24), l'expression (5.27) du terme source \vec{S}_m .

$$\vec{S}_m(x, y, \omega) = \begin{pmatrix} -y + y_c \\ x - x_c \end{pmatrix} \frac{\sqrt{\Phi_{yy}(k_x) |U_0|}}{\sqrt{2\pi} k_x} \left(\frac{\sqrt{2\ln(2)}}{b} \right)^3 e^{-\frac{\ln(2)}{b^2}((x-x_c)^2 + (y-y_c)^2)} e^{\frac{b^2}{4\ln(2)} k_x^2} e^{i\varphi(\omega)} \quad (5.27)$$

Les composantes du terme source, S_{mx} et S_{my} , sont tracées sur la Figure 5.8.

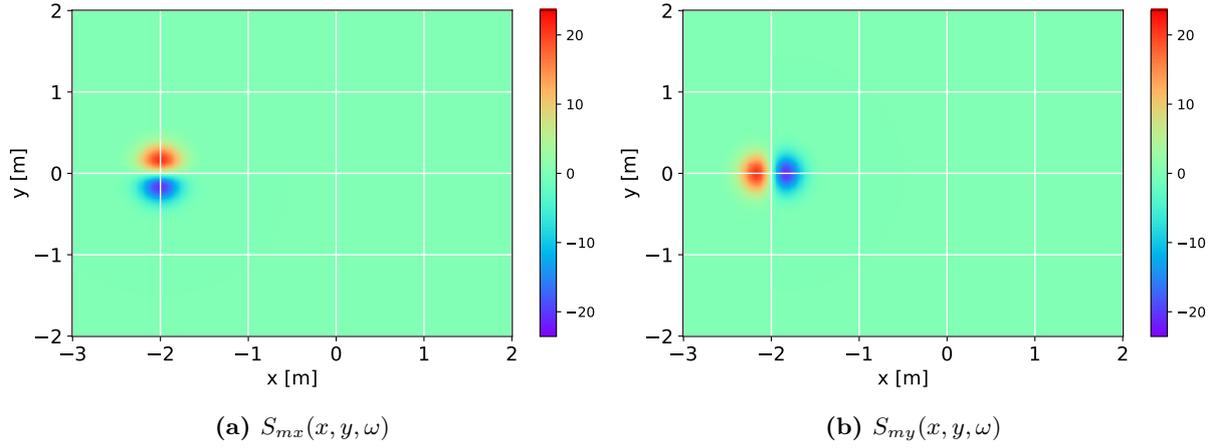


Figure 5.8. Composante de la source de vorticité S_{mx} et S_{my} pour $M=0.5$, $b=0.2$, $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ et $(x_c = -2, y_c = 0)$.

La composante S_{mx} du terme source donne deux lobes antisymétriques par rapport à l'axe horizontal $y = 0$ (Figure 5.8a). Par ailleurs, la composante S_{my} du terme source donne deux lobes antisymétriques par rapport à l'axe vertical $x = 0$ (Figure 5.8b).

5.1.5 Vitesse dans le domaine fréquentiel

Pour déterminer l'expression théorique la vitesse en fréquence, nous utiliserons l'équation de transport (5.13). L'application de la transformée de Fourier inverse, suivie du calcul de l'intégrale via la méthode des résidus de Cauchy, est illustr e dans le calcul suivant.

$$i(\omega - k_x U_0) \vec{\hat{u}}'(k_x, y, \omega) = \vec{\hat{g}}(k_x, y) \hat{s}(\omega) \quad (5.28)$$

$$\vec{\hat{u}}'(x, y, \omega) = \int_{\mathbb{R}} \frac{\vec{\hat{g}}(k_x, y) \hat{s}(\omega)}{i(\omega - k_x U_0)} e^{-ik_x x} dk_x \quad (5.29)$$

$$\vec{\hat{u}}'(x, y, \omega) = \left\{ \begin{array}{c} -\frac{(y-y_c)}{k_x} \left(\frac{\sqrt{2\ln(2)}}{b} \right)^2 \\ i \end{array} \right\} \frac{\sqrt{\Phi_{yy}(k_x)}}{\sqrt{U_0}} e^{-ik_x(x-x_c)} e^{-\frac{\ln(2)}{b^2}(y-y_c)^2} e^{i\varphi(\omega)} \quad (5.30)$$

En visualisant les fluctuations de vitesse, \hat{u}'_x et \hat{u}'_y décrit par l'expression (5.30), respectivement sur les Figures 5.9 et 5.10, il est apparent que notre fluctuation de vitesse, correspondant à une source de vorticité, est bien structur e dans l'espace sans amortissement, et se convecte de manière adéquate.

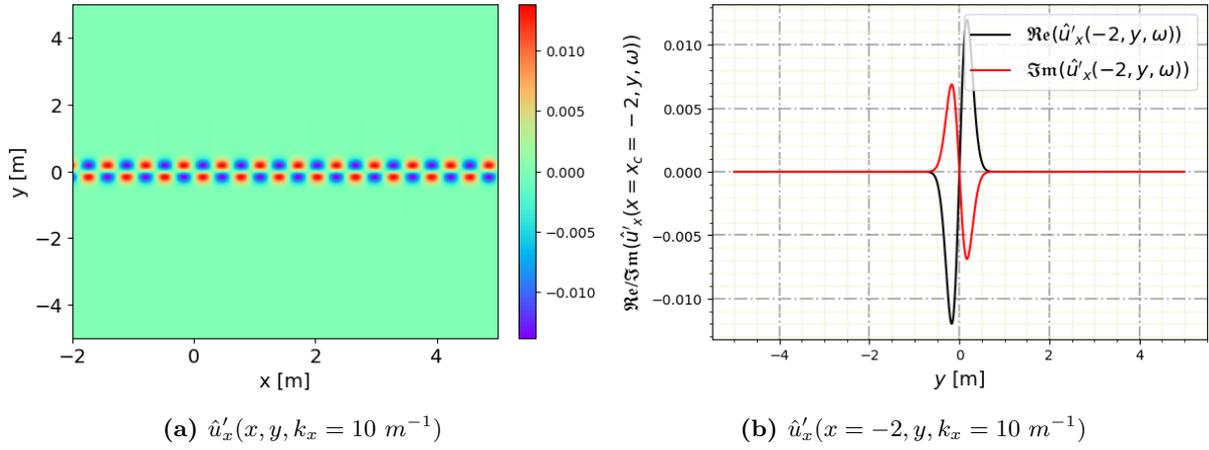


Figure 5.9. Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_x (parallèle à l'écoulement) .

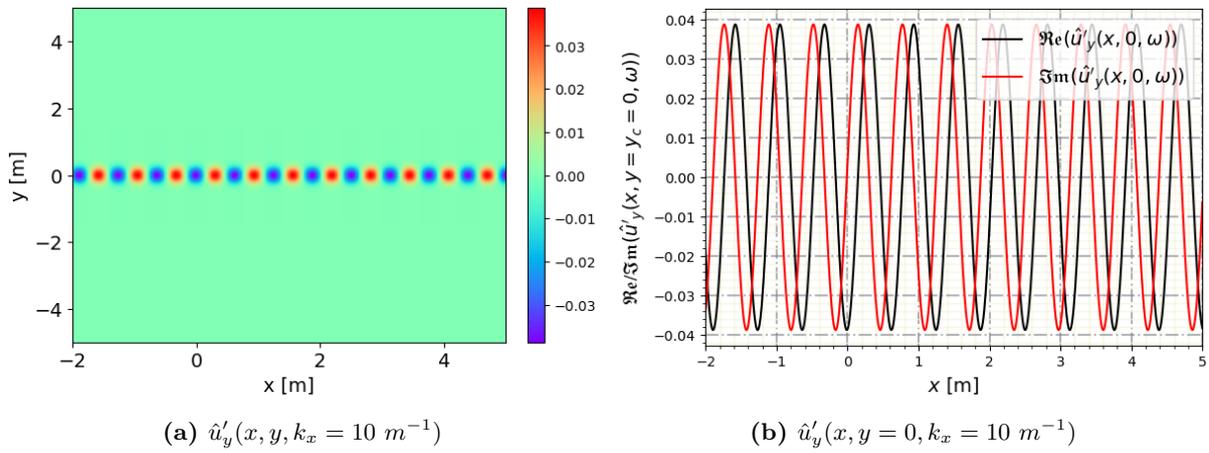


Figure 5.10. Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_y (normale à l'écoulement) .

5.2 Simulation numérique à une source et validation

5.2.1 Modèle Géométrique et maillage

Un modèle a été élaboré dans COMSOL Multiphysics. La géométrie est un domaine carré 2D de dimensions $10 \text{ m} \times 10 \text{ m}$ représentant le fluide (air dont $\rho_0 = 1.2 \text{ kg/m}^3$). Une couche d'absorption PML (Perfectly Matched Layer) a été appliquée sur les frontières, avec une épaisseur de $\lambda_a^{min}/8$, où $\lambda_a^{min} = \frac{c_0}{f_{max}}$ est la plus petite longueur d'onde acoustique dans le milieu. La géométrie et le maillage sont illustrés dans les Figures 5.11, et les détails de la géométrie sont présentés dans le tableau 5.1.

| Paramètres | Valeur | Description |
|------------|-------------------------|---|
| L_x | 10 [m] | Largeur dans la direction x |
| L_y | 10 [m] | Longueur dans la direction y |
| e_{PML} | $\lambda_a^{min}/8$ [m] | Épaisseur de la couche d'absorption PML |
| n_{PML} | 16 | Nombre d'élément dans la couche PML |

Table 5.1. Paramètres de maillage.

Pour chaque simulation, la taille des éléments maximum est fixée en référence à la plus petite longueur

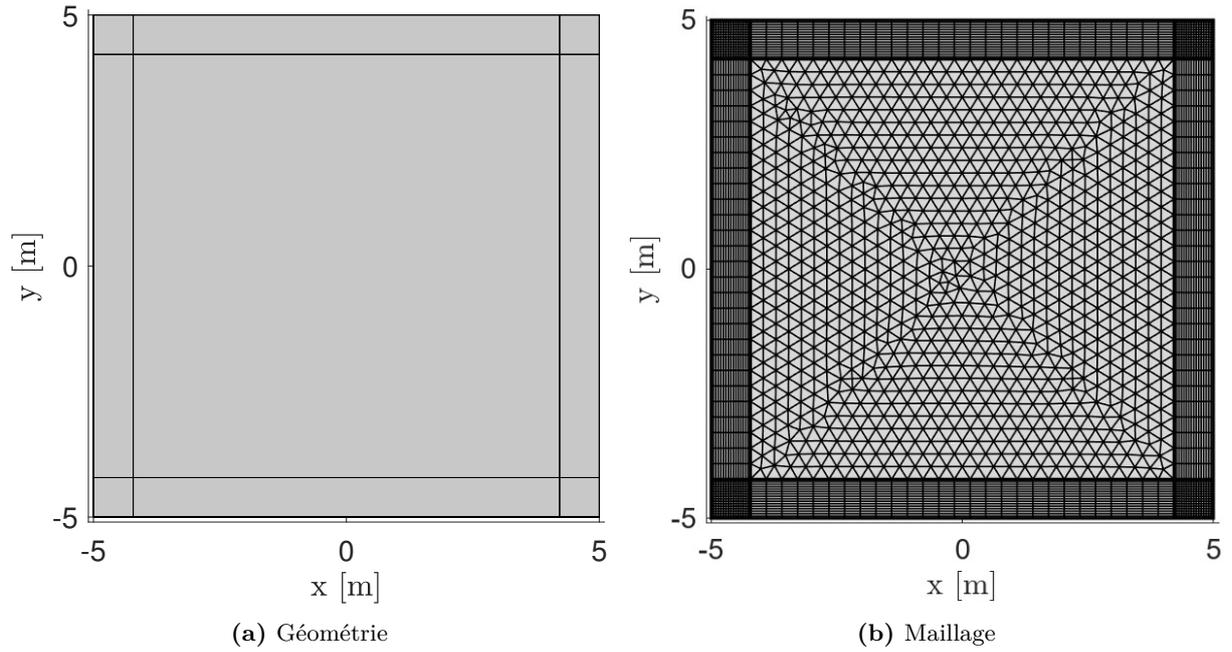
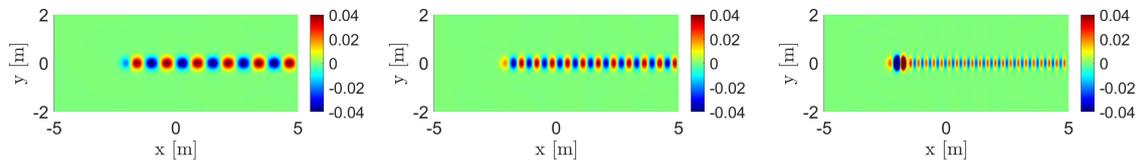


Figure 5.11. Géométrie et maillage pour la Simulation de la convection du champ de fluctuation de vitesse imposé. La taille des éléments est adaptée pour représenter un nombre d'onde maximal de $k_x = 3 \text{ m}^{-1}$.

d'onde acoustique en tenant compte de la vitesse d'écoulement, soit $\Delta_{max} = \lambda_{acous}^{\min}/7$, telle que $\lambda_{acous} = \frac{c_0 - U_0}{f_{max}}$, dans le but d'éviter tout amortissement numérique et d'assurer que la condition de divergence nulle ($\nabla \cdot \vec{u}' = 0$) soit respectée.

5.2.2 Résultats

Pour valider et vérifier les résultats de la simulation, nous examinerons les champs \hat{u}'_x , \hat{u}'_y , $\hat{\rho}'$ et \hat{p}' pour différentes valeurs du nombre d'onde k_x et donc de la fréquence f . Ces champs correspondent respectivement aux composantes de la fluctuation de vitesse suivant x et y , à la perturbation de la masse volumique, et à la perturbation de la pression.



(a) $k_x = 5 \text{ m}^{-1}$, $f = 136.475 \text{ Hz}$ (b) $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$, $f = 272.950 \text{ Hz}$ (c) $k_x = 20 \text{ m}^{-1}$, $f = 545.900 \text{ Hz}$

Figure 5.12. fluctuation de vitesse \hat{u}'_y en ms^{-1} .

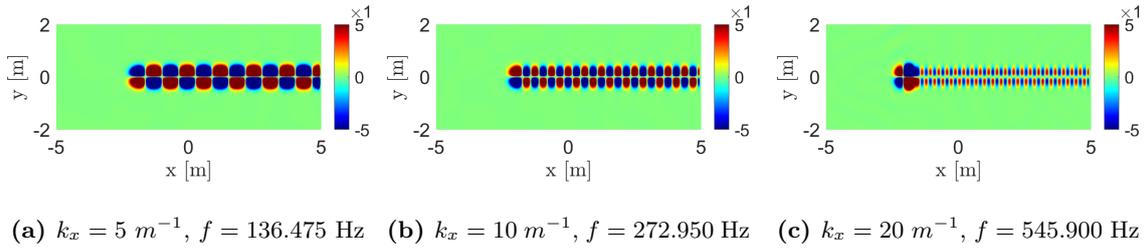


Figure 5.13. fluctuation de vitesse \hat{u}'_x en ms^{-1} .

Les champs de fluctuation de vitesse \hat{u}'_x et \hat{u}'_y , représentés respectivement sur les Figures 5.12 et 5.13, confirment la correcte convection de la source de vorticité à travers le domaine physique, sans perturbations notables. Au point d'injection de la source, on note une amplitude   lev  e de la fluctuation de vitesse. Cette amplitude   lev  e est principalement due à la concentration de l'énergie à ce point précis. Cependant, les fluctuations convect  es s'éloignant légèrement de la source restent stables et sont du même ordre de grandeur que celles prédites par le calcul analytique.

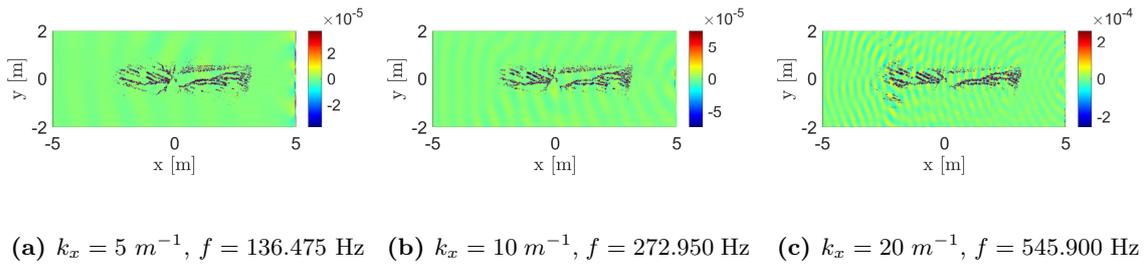


Figure 5.14. Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa].

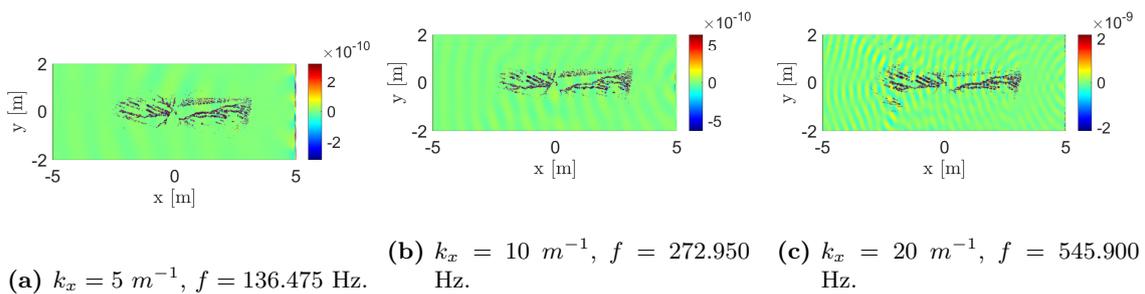


Figure 5.15. Fluctuation de masse volumique $\hat{\rho}'$ en $[\text{kg}/\text{m}^3]$.

La visualisation des champs de masse volumique $\hat{\rho}'$ et de pression \hat{p}' , représentés respectivement sur les Figures 5.15 et 5.14, révèle l'apparition de résidus de pression et de masse volumique dans le domaine. Ces résidus ont des amplitudes respectives de l'ordre de 10^{-4} Pa pour la pression et de $10^{-9} \text{ kg}/\text{m}^3$ pour la masse volumique. Une telle erreur de calcul est attendue étant donné que la résolution numérique peut induire des amortissements numériques, entraînant ainsi un non-respect de la condition de divergence nulle dans certaines régions.

On observe aussi un léger rayonnement acoustique en provenance de la frontière avale, là où les fluctuations de vitesse sortent du domaine.

L'examen du spectre de fluctuation de la vitesse normale Φ_{yy} en fonction de la fréquence, présenté dans la Figure 5.16, confirme l'efficacité de notre modèle de synthèse de la turbulence dans le domaine de simulation.

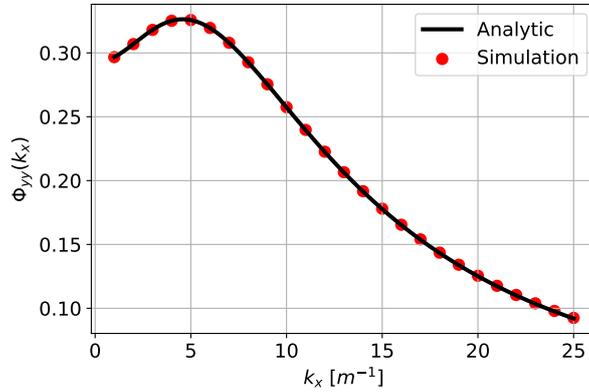


Figure 5.16. Spectre de fluctuation de vitesse normale Φ_{yy} mesuré au point de coordonnées ($x=-1$ m, $y=0$ m).

L'examen du spectre de fluctuation de la vitesse normale Φ_{yy} en fonction de la fréquence, présenté à la Figure 5.16, confirme la pertinence de notre modèle d'injection de turbulence dans le domaine de simulation. De plus, l'erreur quadratique entre le spectre simulé et le spectre analytique, mesurée au point de coordonnées ($x = -1, y = 0$), est de l'ordre de 10^{-7} .

5.3 Simulation numérique avec plusieurs sources et validation

5.3.1 Modélisation et mise en données

Le profil aérodynamique examiné dans ce modèle possède une épaisseur non négligeable. En conséquence, l'utilisation d'une seule source de turbulence ne suffit pas pour garantir une répartition uniforme de l'énergie turbulente dans une région suffisamment grande dans la direction \vec{e}_y pour couvrir l'épaisseur du profil. Pour remédier à cette limitation, nous abordons dans cette section l'introduction de plusieurs sources le long d'une ligne perpendiculaire à l'écoulement moyen, au lieu de n'en utiliser qu'une seule.

L'équation (5.31) montre la manière dont $N_s + 1$ sources sont incorporées dans le terme source de l'équation d'Euler linéarisée.

$$\vec{\tilde{S}}_m(x, y, \omega) = \beta \sum_{i=-N_s/2}^{N_s/2} \vec{g}_i(x, y) \hat{s}(\omega) \quad (5.31)$$

Le coefficient $\beta = \frac{\sqrt{\ln(2)d_s}}{b\sqrt{\pi}}$ est introduit dans l'expression de la source de vorticité. Ce coefficient assure que la même quantité d'énergie totale que celle introduite avec une seule source de vorticité est pr serv e, permettant ainsi une reproduction fidèle du spectre de fluctuation de vitesse $\Phi_{yy}(k_x)$.

Tel que d_s est la distance inter-source.

En développant l'équation (5.31)   l'aide de l'expression de la fonction de forme g et de la composante fréquentielle de la source \hat{s} , nous obtenons l'équation (5.32) qui décrit plusieurs sources de vorticité à

injecter dans le domaine de calcul.

$$\vec{\hat{S}}_m(x, y, \omega) = \sum_{i=-N_s/2}^{N_s/2} \left(\frac{(-y+id_s)d_s}{2\pi k_x} \right) \left(\frac{\sqrt{2\ln(2)}}{b} \right)^4 \sqrt{|U_0| \Phi_{yy}(k_x)} e^{-\frac{\ln(2)}{b^2}((x-x_c)^2+(y-id_s)^2)} e^{\frac{b^2}{4\ln(2)}k_x^2} e^{i\varphi(\omega)} \quad (5.32)$$

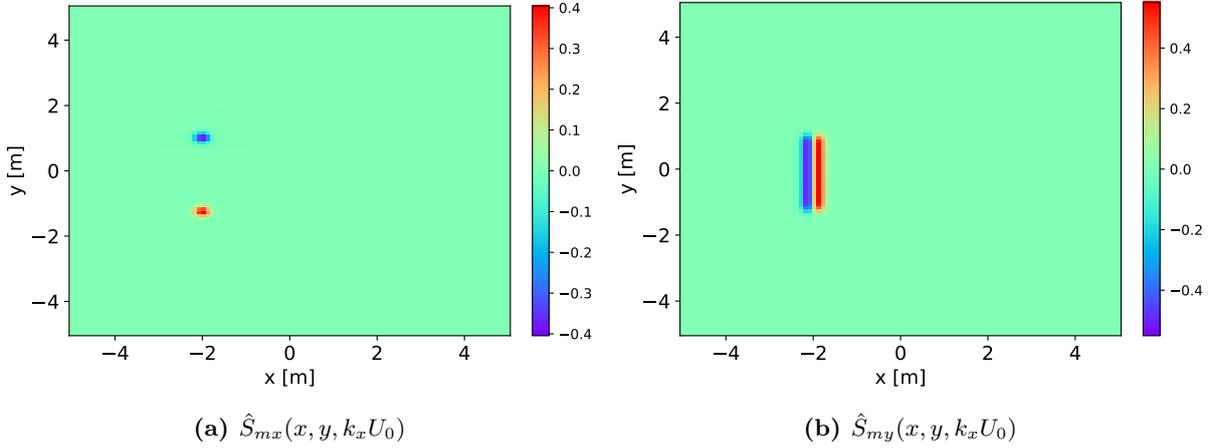


Figure 5.17. Représentation des composantes de la source de vorticité injecté sur la ligne $x_c = -2$.

En se basant sur l'expression (5.30) qui décrit la vitesse résultant d'une seule source, il est possible de déduire l'expression (5.33) de la fluctuation de vitesse $\vec{\hat{u}}'$ pour plusieurs sources de tourbillons synthétiques.

$$\vec{\hat{u}}'(x, y, \omega) = \sum_{i=-N_s/2}^{N_s/2} \vec{\hat{u}}'_i(x, y, \omega)$$

$$\vec{\hat{u}}'(x, y, \omega) = \frac{\sqrt{\ln(2)}d_s}{b\sqrt{\pi}} \sum_{i=-N_s/2}^{N_s/2} \left\{ \begin{array}{c} -\frac{(y-id_s)}{k_x} \left(\frac{\sqrt{2\ln(2)}}{b} \right)^2 \\ j \end{array} \right\} \frac{\sqrt{\Phi_{yy}(k_x)}}{\sqrt{U_0}} e^{-jk_x(x-x_c)} e^{-\frac{\ln(2)}{b^2}(y-id_s)^2} e^{j\varphi(\omega)} \quad (5.33)$$

En visualisant les composantes des fluctuations de vitesse, \hat{u}'_x et \hat{u}'_y , données par l'expression (5.33), et pr sent es respectivement sur les Figures 5.18 et 5.19, on constate que, d'un point de vue analytique, les deux composantes des fluctuations de vitesse se convectent correctement à travers le domaine physique.

De surcroît, la composante \hat{u}'_x des fluctuations de vitesse s'annule dans l'intervalle $]-N_s/2 d_s; N_s/2 d_s[$, qui symbolise la zone utile. Dans cette région, on observe une convection efficace de la composante des fluctuations de vitesse \hat{u}'_y , ainsi qu'une restitution fidèle du spectre de fluctuations de la vitesse normale à l'écoulement, Φ_{yy} . Les paramètres utilisés pour ces calculs sont détaillés dans le tableau 5.2.

| Paramètre | Valeur |
|---|--------------|
| Ligne d'injection de la source de vorticité | $x_c = -2$ m |
| Nombre de sources N_s | 11 |
| b | 0.2 |
| d_s | $0.6*b$ |

Table 5.2. Paramètres du calcul analytique.

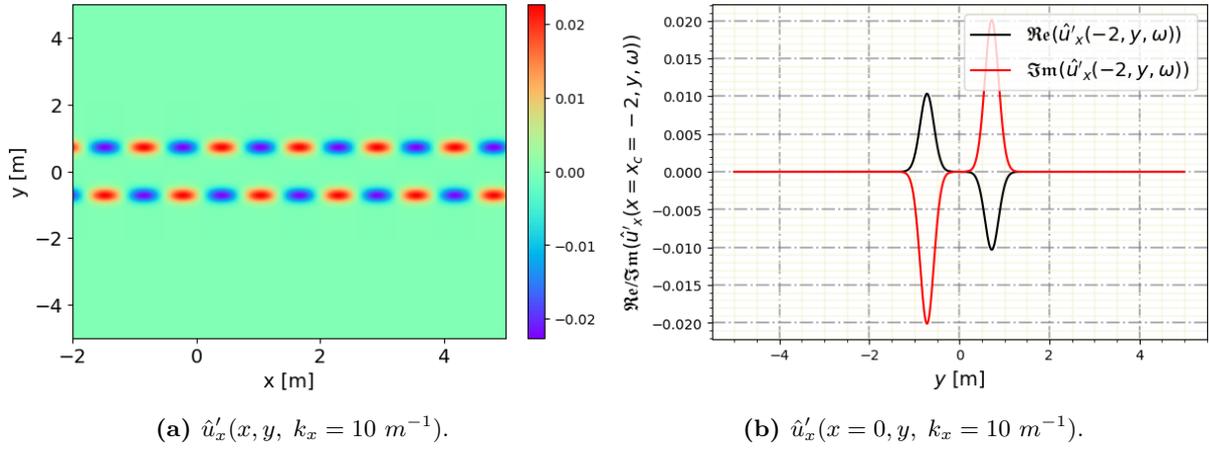


Figure 5.18. Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_x (parallèle à l'écoulement).

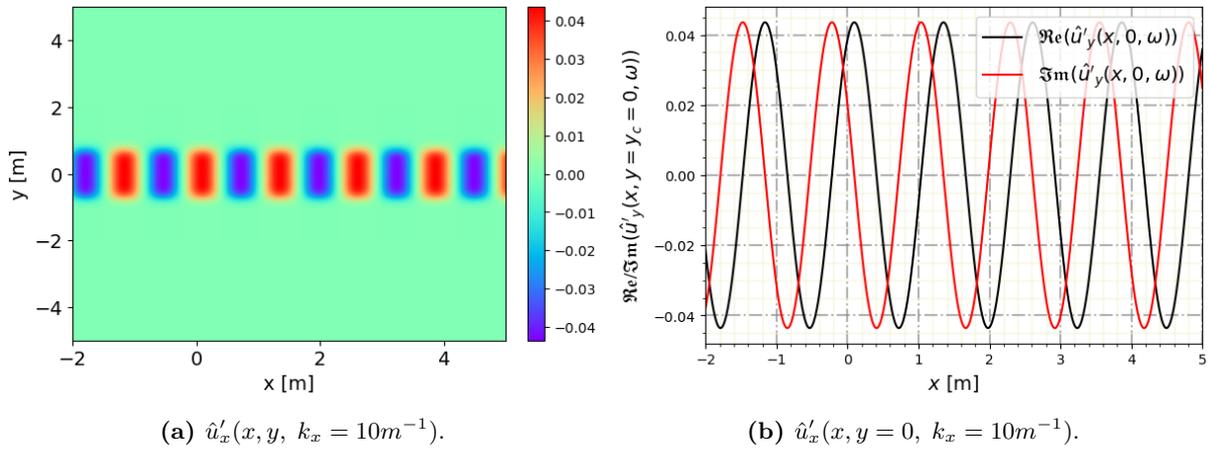


Figure 5.19. Fluctuation de la composante de vitesse \hat{u}'_y (normale à l'écoulement).

5.3.2 Résultats

En utilisant le même modèle et maillage que ceux de la simulation avec une seule source de turbulence précédemment présentée, nous avons examiné les champs de fluctuation de vitesse, ainsi que ceux de la masse volumique et de la pression, pour une simulation intégrant plusieurs sources de turbulence, telles que définies par l'expression (5.32).

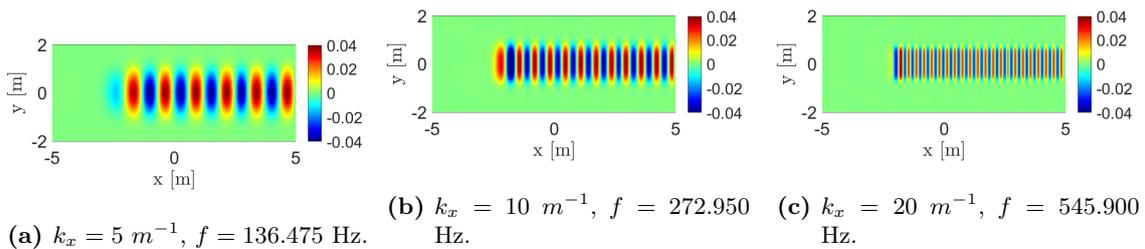


Figure 5.20. Fluctuation de vitesse normale imposée en ms^{-1} .

La Figure 5.20 illustre le champ de fluctuation de vitesse \hat{u}'_y normal à l'écoulement moyen \vec{U}_0 . Il est

clairement observé que pour les trois nombres d'onde k_x ayant des valeurs de 5 m^{-1} , 10 m^{-1} , et 20 m^{-1} , la turbulence est correctement générée et convenablement convectée par l'écoulement moyen \vec{U}_0 .

Afin d'examiner les fluctuations de vitesse \hat{u}'_y en détail, la Figure 5.21 offre une visualisation de ces fluctuations sur la ligne $y = 0$. Il est manifeste que, à l'exception de la région d'injection autour de x_c , les fluctuations de vitesse se propagent le long du domaine sans subir d'amortissement.

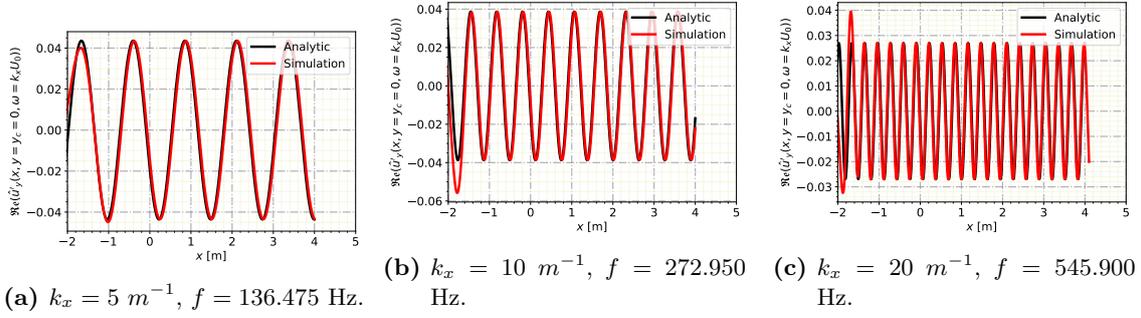


Figure 5.21. Fluctuation de vitesse normale \hat{u}'_y en m/s le long de la ligne $y = 0$.

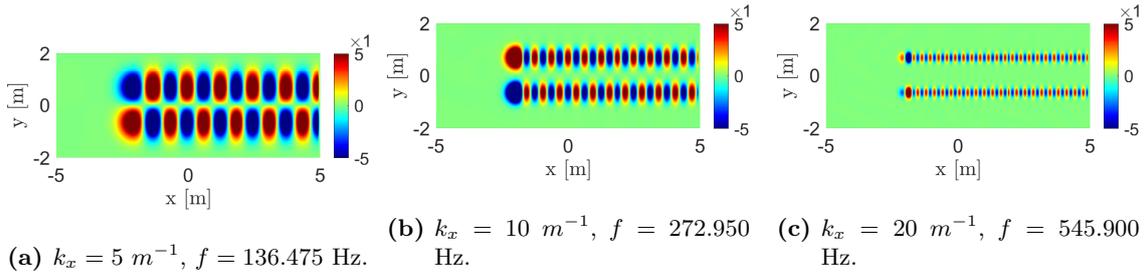


Figure 5.22. Fluctuation de vitesse longitudinale \hat{u}'_x en ms^{-1} .

Le champ des fluctuations de la vitesse \hat{u}'_x , illustré sur la Figure 5.22, présente des résultats en adéquation avec ceux théoriquement représentés sur la Figure 5.18.

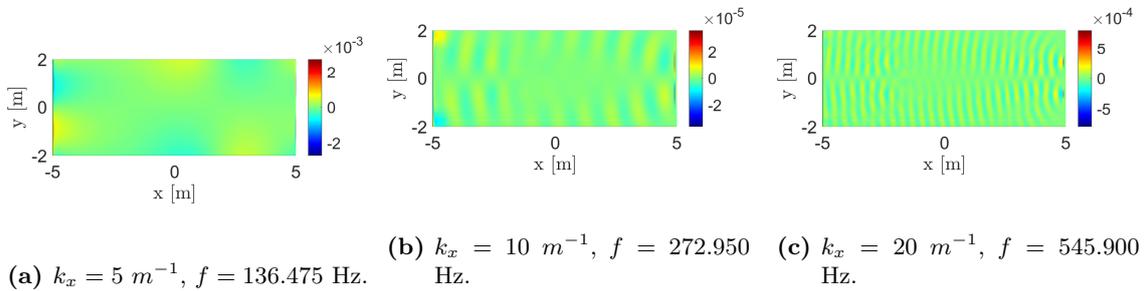


Figure 5.23. Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa].

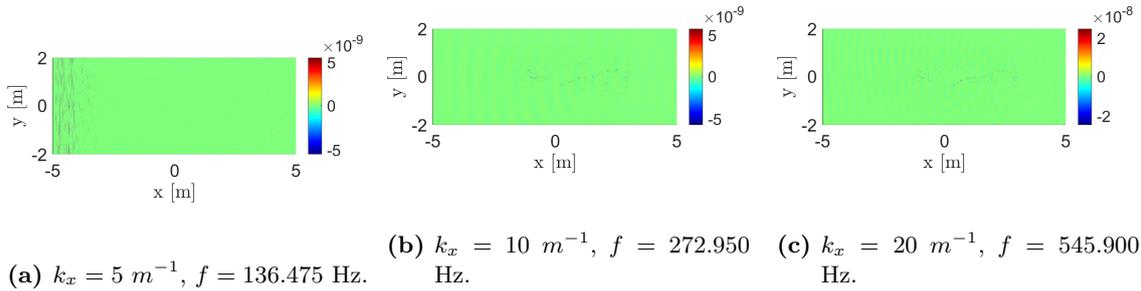


Figure 5.24. Fluctuation de masse volumique $\hat{\rho}'$ en $[kg/m^3]$.

Sur les champs de pression \hat{p}' et de masse volumique $\hat{\rho}'$, représentés respectivement sur les Figures 5.23 et 5.24, on observe la présence de légers résidus. Ces résidus dus aux imperfections numériques associées au maillage utilisé. Ces résidus se manifestent par des valeurs de l'ordre de 10^{-4} Pa pour les fluctuations de pression et $10^{-9} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ pour les fluctuations de masse volumique. Bien que présentes, ces valeurs sont suffisamment faibles pour être considérées comme négligeables, ce qui signifie qu'elles n'ont pas d'impact significatif sur les résultats numériques.

Le spectre de fluctuation de vitesse normale obtenu par simulation (Figure 5.25) montre une très bonne concordance avec le spectre imposé. Ces résultats confirment la robustesse et la validité de notre modèle pour reproduire fidèlement les caractéristiques du spectre de fluctuation de vitesse normale imposé.

Il convient de noter que ces résultats ont été obtenus en utilisant un maillage avec une taille d'élément maximale de $\Delta_{max} = \lambda_{acous}/7$, où λ_{acous} représente la longueur d'onde acoustique caractéristique. Il est essentiel de maintenir cette taille d'élément maximale pour éviter un amortissement numérique excessif des fluctuations de vitesse convectées par l'écoulement. En dépit de cette contrainte de maillage, les résultats obtenus restent en accord étroit avec les attentes théoriques, renforçant ainsi la fiabilité de notre approche de simulation.

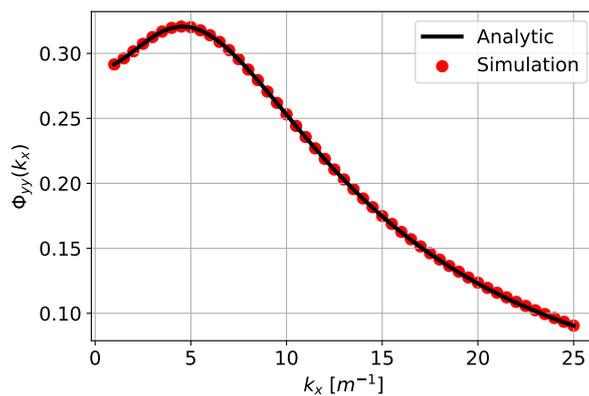


Figure 5.25. Spectre de fluctuation de vitesse normale Φ_{yy} mesuré au point de coordonnées $(x=-1 \text{ m}, y=0 \text{ m})$.

5.4 Étude de l'interaction d'un sillage turbulent avec un profil aérodynamique

Dans cette section, un profil aérodynamique de type plaque plane est introduit (Figure 5.11). La géométrie du domaine et le maillage sont similaire à ceux du modèle précédent (section 5.2) sauf à proximité du profil. Le profil est centré en $(x=0, y=0)$ avec une longueur de corde $c = 1$ m et une épaisseur e_p représentant 1% de la longueur de corde. La forme du profil est détaillée dans la Figure 5.27.

Pour pallier aux erreurs numériques dues au non-respect de la condition de Kutta-Joukowski [196] pour un bord de fuite circulaire, un bord de fuite de forme effilée (Figure 5.27) est choisi.

L'émission acoustique du profil sera estimée au travers de la puissance acoustique au travers d'un cercle de centre $(0,0)$ et de rayon $R = 1$ m (repère 3 Figure 5.26).

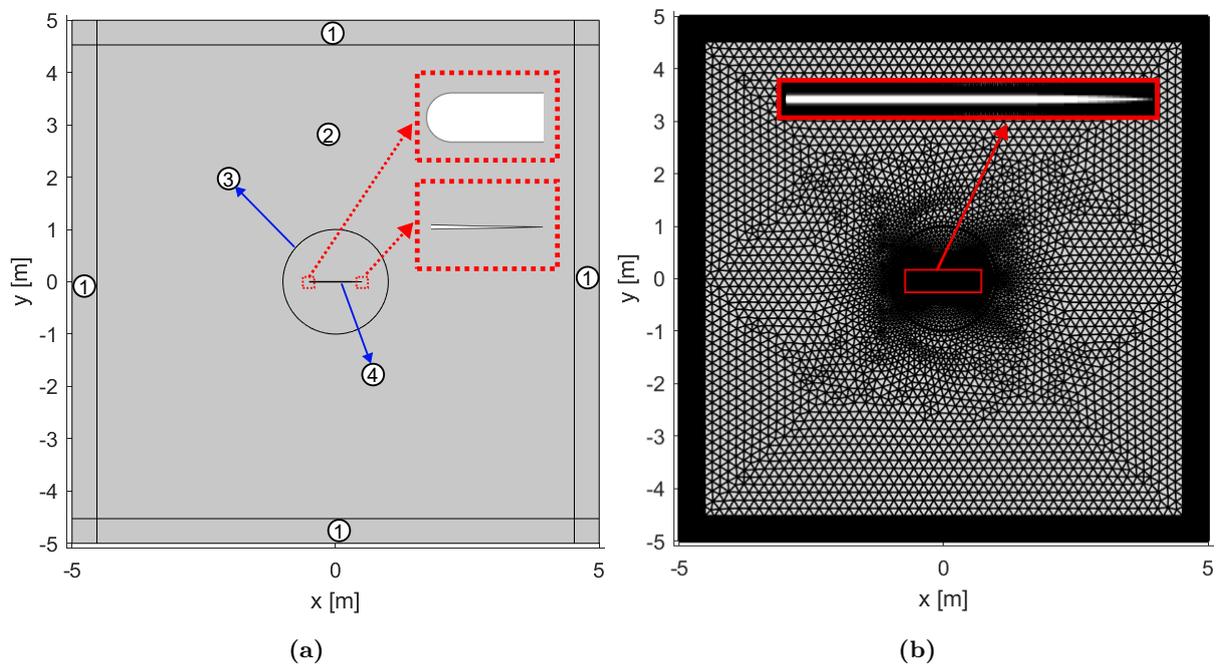


Figure 5.26. Description de la géométrie et du maillage du modèle. (a) : Géométrie et (b) : Maillage.

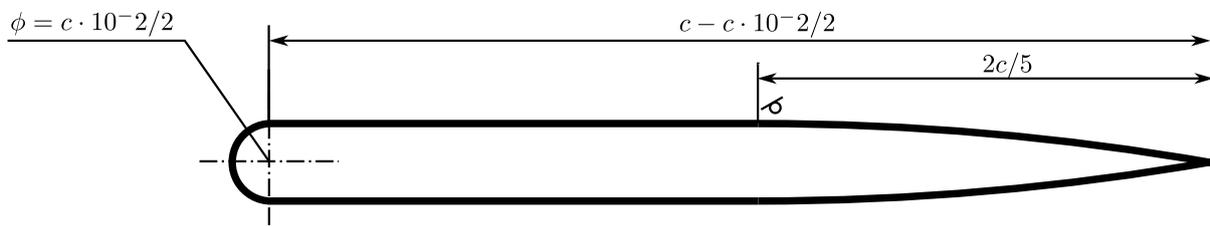


Figure 5.27. Profil finale à utiliser dans les prochains calculs.

Les données du maillage sont présentées dans les tableaux 5.3 et 5.4.

| Domaine | Description |
|---------|---|
| 1 | Couche d'absorption PML (Perfectly Matched Layer) |
| 2 | Domaine physique |
| 3 | Cercle fictif pour mesure en champ lointain |
| 4 | Profil (plaque mince d'épaisseur e_p) |

Table 5.3. Description des différentes régions de domaine de calcul.

| Paramètres | Valeur | Description |
|------------|------------------|---|
| L_x | 10 [m] | Largeur dans la direction x |
| L_y | 10 [m] | Longueur dans la direction y |
| e_{PML} | $\lambda_a/8[m]$ | Épaisseur de la couche d'absorption PML |
| n_{PML} | 16 | Nombre d'élément dans la couche PML |

Table 5.4. Paramètres de maillage.

Dans les simulations numériques, le choix méticuleux du maillage est primordial pour garantir la précision des résultats. Nous avons basé notre stratégie de maillage sur deux zones essentielles :

1. **Zone d'Absorption (PML) :** Huit couches d'un maillage structuré, alignées normalement aux parois, permettent de limiter les réflexions indésirables d'ondes et d'appliquer adéquatement les conditions aux limites.
2. **Zone 2 (Domaine Physique de Calcul) :** Face à la complexité de la géométrie du profil, un maillage triangulaire non structuré a été choisi pour mieux épouser les détails géométriques.

Les dimensions des éléments de maillage visent à avoir au moins 7 éléments par longueur d'onde, basées sur la plus petite longueur d'onde présente. Cette approche permet une résolution adéquate des phénomènes d'écoulement, qu'ils proviennent de la turbulence ou des interactions fluide-surface.

Concernant le choix des éléments, nous avons opté pour des éléments quadratiques de Lagrange pour la vitesse et des éléments linéaires pour la masse volumique et la pression, exploitant leurs propriétés mathématiques intrinsèques.

Un maillage triangulaire libre a été adopté, et une couche d'inflation a été ajoutée sur la surface du profil afin d'améliorer la solution. De plus, le maillage près de la surface (Figure 5.28) est très fin afin d'obtenir un maillage de qualité en s'adaptant à la forme du bord de fuite effilé.

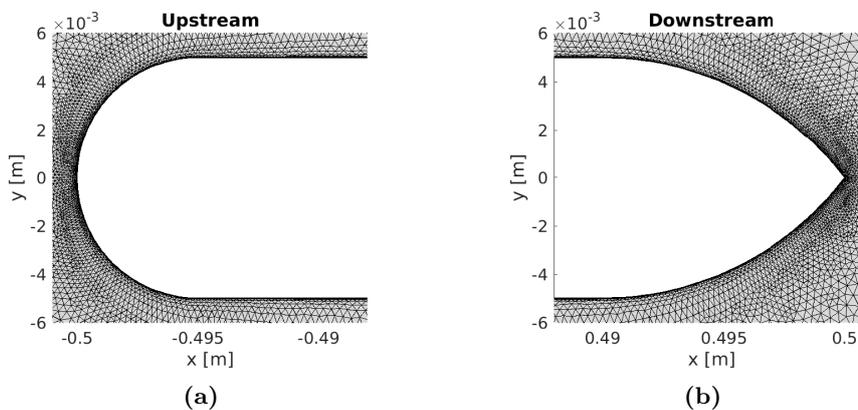


Figure 5.28. Maillage du modèle au bord de fuite et au bord d'attaque.

La taille maximale des éléments est définie par $\Delta_{\max} = \lambda_{\text{acous}}^{\min}/7$, visant une pression résiduelle d'environ 10^{-4} Pa, assurant ainsi une représentation fidèle des variations de pression.

Les paramètres de calcul sont représentés en détails sur le tableau ci-dessous :

| | Paramètre | Valeur | Description |
|----------------------|--------------|--------------------------|-----------------------------|
| Profil | e_p | 10^{-2} [m] | Épaisseur de profil |
| | (x_0, y_0) | (0,0) | Centre de profil |
| | c | 1 [m] | Longueur de corde de profil |
| Source de turbulence | (x_c, y_c) | (-2 m, 0 m) | Centre de tourbillon |
| | b | 0.2 | Demi largeur de Gaussienne |
| Écoulement | M | 0.5 | Nombre de Mach |
| | c_0 | 343 [m/s] | Vitesse du son dans l'air |
| | ρ_0 | 1.2 [Kg/m ³] | Masse volumique |

Table 5.5. Paramètres de calcul.

5.4.1 Ajout de l'écoulement potentiel

Le profil considéré ici a une corde $c=1$ m. La gamme de fréquence d'intérêt est choisie pour que les nombres d'ondes réduits $\bar{k}_x = k_x \frac{c}{2}$ soient similaires à ceux considérés lors des études expérimentales avec des profils de corde $c=0.12$ m.

Les premiers calculs considéraient un écoulement moyen uniforme $\vec{U}_0 = U_0 \vec{e}_x$ partout dans le domaine, même à proximité directe de la paroi du profil. Par la suite, un calcul d'écoulement potentiel a été réalisé afin d'obtenir un champ de vitesse moyenne qui soit plus représentatif d'un écoulement non-visqueux à proximité du profil.

Pour obtenir cet écoulement potentiel, Nous résolvons l'équation de Laplace (5.34).

$$\Delta \Theta = 0 \quad (5.34)$$

Tel que Θ désigne le potentiel de vitesse d'écoulement.

La Figure 5.29 montre un schéma représentatif simplifié de la géométrie représentée sur la Figure 5.26, permettant une représentation des conditions aux limites appliquées pour ce calcul.

Nous avons imposé une condition de flux entrant (5.35) sur les frontières gauche, supérieure et inférieure (Figure 5.29).

$$\vec{n} \cdot \nabla \Theta = \vec{U}_0 \cdot \vec{n} \quad (5.35)$$

Où \vec{n} est la normale à la frontière et \vec{U}_0 représente la vitesse d'écoulement entrant. Sur la frontière droite, une condition de Dirichlet a été appliquée, fixant le potentiel de vitesse à zéro (5.36).

$$\Theta = 0 \quad (5.36)$$

Enfin, sur le profil (Airfoil Figure 5.29), nous avons imposé un flux nul (5.37).

$$\vec{n} \cdot \nabla \Theta = 0 \quad (5.37)$$

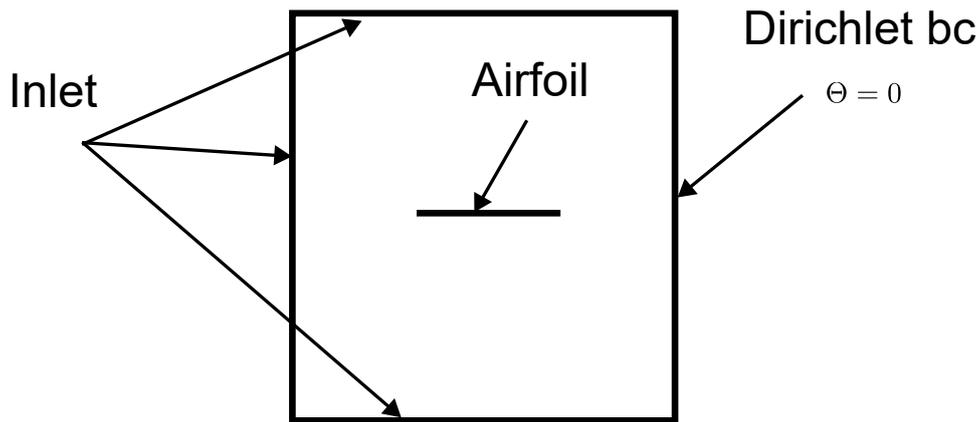


Figure 5.29. Schéma représentatif des conditions aux limites pour la résolution de l'écoulement potentiel.

Les contours de vitesse $\|\vec{U}_0\|$ et les lignes de courant pour une simulation avec un écoulement uniforme et une simulation avec un écoulement potentiel sont représentés respectivement sur les Figures 5.30a et 5.30b. Nous pouvons remarquer que la simulation avec un écoulement potentiel permet d'obtenir un champ de vitesse moyenne \vec{U}_0 réaliste qui s'adapte à la forme du profil.

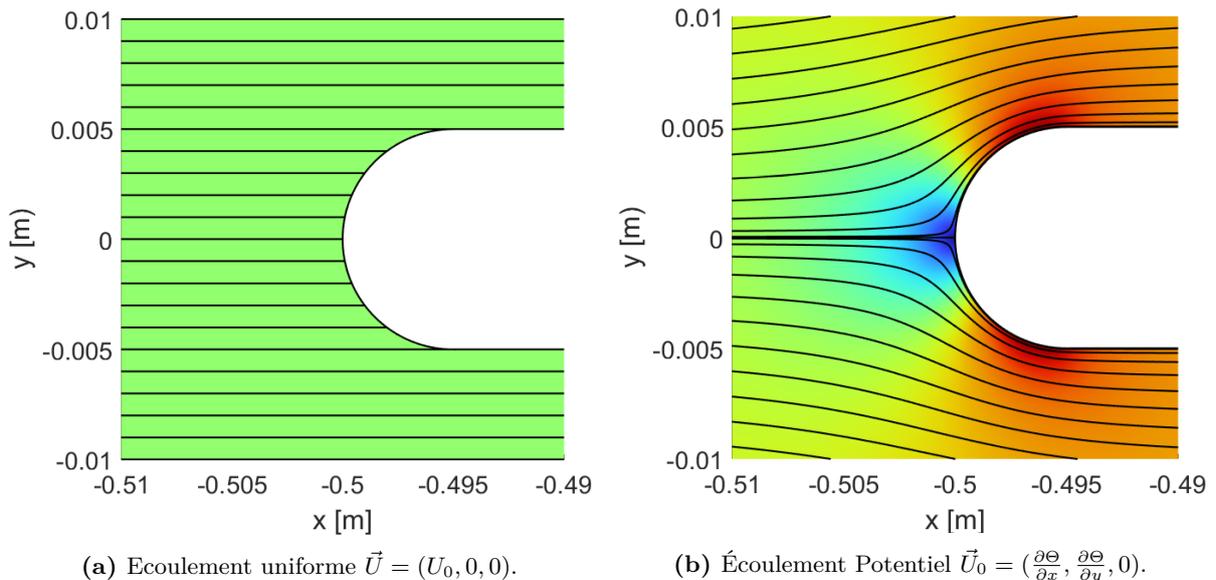


Figure 5.30. Contours de vitesse $|\vec{U}_0|$ et lignes de courant pour un écoulement uniforme (a) et potentiel (b) pour $M=0.5$.

5.4.2 Résultats et validation

Nous présentons par la suite les résultats du champ de fluctuation de pression \hat{p}' résultant de l'interaction d'une rafale avec le profil.

La Figure 5.31a montre que pour un nombre d'onde $k_x = 5 \text{ m}^{-1}$ et un écoulement uniforme, le champ de fluctuation de pression \hat{p}' n'est pas antisymétrique par rapport à l'axe horizontal $y = 0$. Par ailleurs, pour le même nombre d'onde, si on utilise un écoulement potentiel (Figure 5.31b), \hat{p}' se présente sous la forme de deux lobes antisymétriques par rapport à l'axe horizontal $y = 0$, qui s'éloignent du profil.

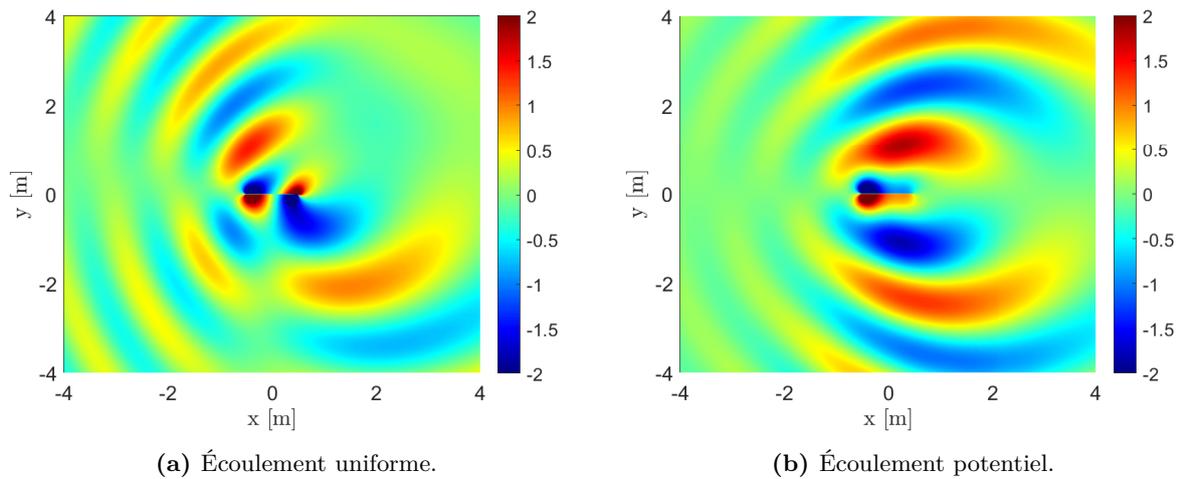


Figure 5.31. Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 5 \text{ m}^{-1}$ ($f = 136 \text{ Hz}$).

La Figure 5.32, pour un nombre d'onde plus élevé $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$, présente des observations similaires à celles trouvées pour le champ de fluctuation de pression \hat{p}' à $k_x = 5 \text{ m}^{-1}$.

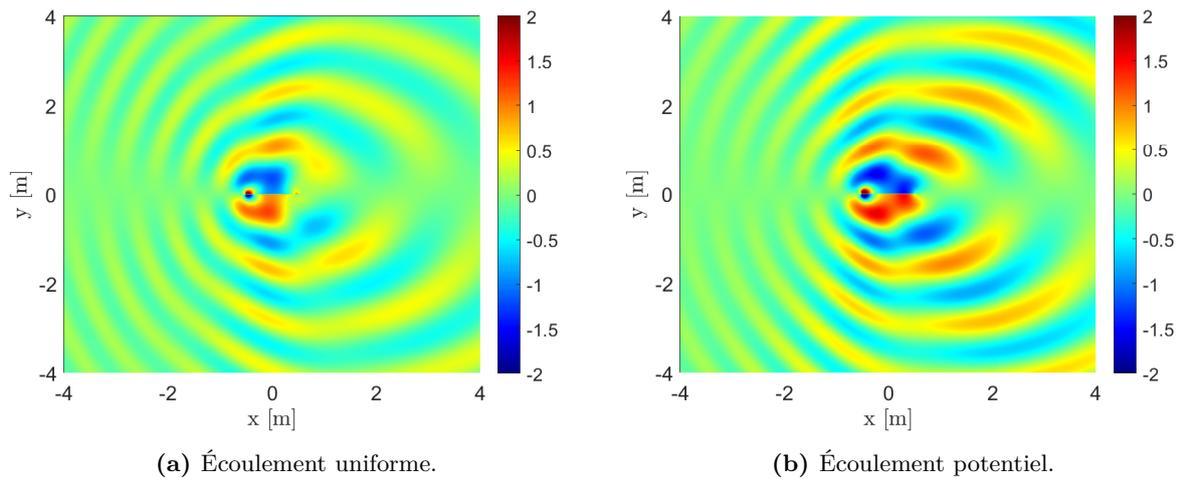


Figure 5.32. Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ ($f = 273 \text{ Hz}$).

Les résultats du champ de fluctuation de pression \hat{p}' , présentés précédemment, sont corrects et les valeurs correspondent à celles rapportées dans la littérature. Pour valider nos résultats, nous comparons les données de notre modèle avec celles obtenues via un profil aérodynamique de type plaque plane rigide, en utilisant le modèle analytique d'Amiet [197, 198, 199].

La comparaison entre la pression surfacique p_{rms} obtenue avec le modèle d'Amiet [197, 198, 199] et celle obtenue par le modèle numérique, que ce soit avec un écoulement uniforme ou potentiel, est illustrée dans la Figure 5.33.

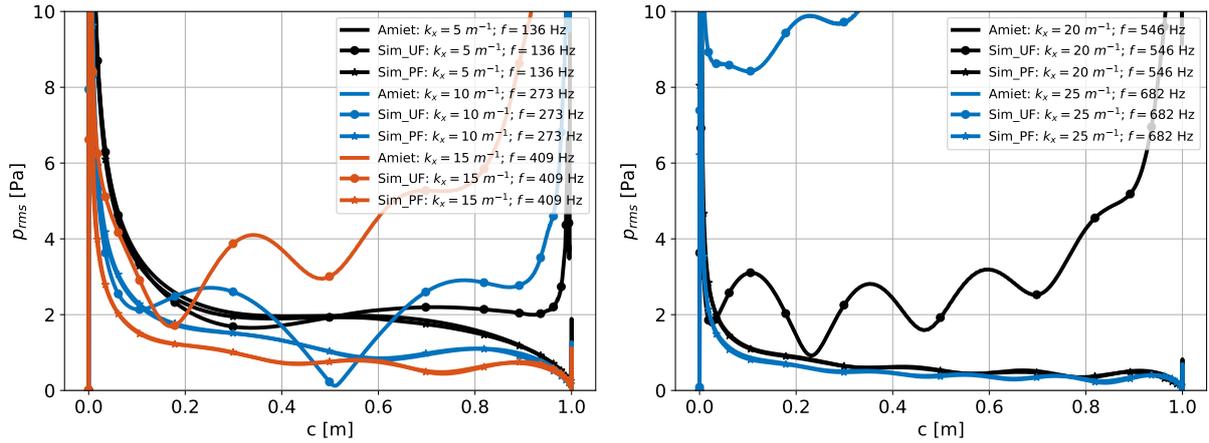


Figure 5.33. Pression surfacique pour le modèle d'Amiet, simulation avec écoulement uniforme (*Sim_UF*) et simulation avec écoulement potentiel (*Sim_PF*) pour $k_x \in \{5, 10, 15, 20, 25\} m^{-1}$ et $M = 0.5$.

La Figure 5.33 montre que les courbes de pression surfacique p_{rms} obtenues par simulation avec un écoulement potentiel (*Sim_UP*) se confondent avec celles obtenues à l'aide du modèle théorique d'Amiet. Par ailleurs, les courbes de pression surfacique obtenues par une simulation avec un écoulement uniforme (*Sim_UF*) ne se confondent pas avec celles du modèle d'Amiet, dont la pression au bord de fuite est très élevée alors qu'elle devrait être nulle. Ceci est expliqué par le non-respect de la condition de Kutta lors de l'utilisation d'un modèle avec un écoulement uniforme, malgré la forme effilée du profil au bord de fuite.

Un calcul de la puissance acoustique W , exprimée en watts (w), est réalisé à partir des résultats obtenus. Cette puissance (5.38) est calculée par intégration de la composante normale de l'intensité acoustique I sur la surface d'un cylindre, qui est modélisé dans notre étude par le cercle numéro 3 (Figure 5.26a).

$$W = \int_{\Omega} \vec{I} \cdot \vec{n} d\Omega \quad (5.38)$$

L'intensité acoustique \vec{I} est calculée en fonction de la pression \hat{p}' et de la vitesse de l'écoulement \vec{u}' en champ lointain, où ρ'_0 est la masse volumique du fluide et \vec{U}_0 est la vitesse de l'écoulement moyen. L'expression de l'intensité acoustique se présente ainsi :

$$\vec{I} = \left(\frac{\hat{p}'}{\rho_0} + \vec{u}' \cdot \vec{U}_0 \right) \left(\rho_0 \vec{u}' + \hat{p}' \vec{U}_0 \right) \quad (5.39)$$

La puissance acoustique W_{dB} en dB, du bruit émis par le profil en présence d'un écoulement potentiel et d'un écoulement uniforme, est calculée à l'aide de l'expression (3.14) et est tracée sur la Figure 5.34.

L'analyse comparative, présentée à la Figure 5.34, met en lumière l'efficacité de l'intégration de l'écoulement potentiel. Cette approche permet de résoudre le problème des deux pics acoustiques, résultant de la non-symétrie du champ de pression au bord de fuite. L'amélioration, clairement observable, souligne l'importance de l'écoulement potentiel pour une représentation fidèle des phénomènes aéroacoustiques dans cette situation.

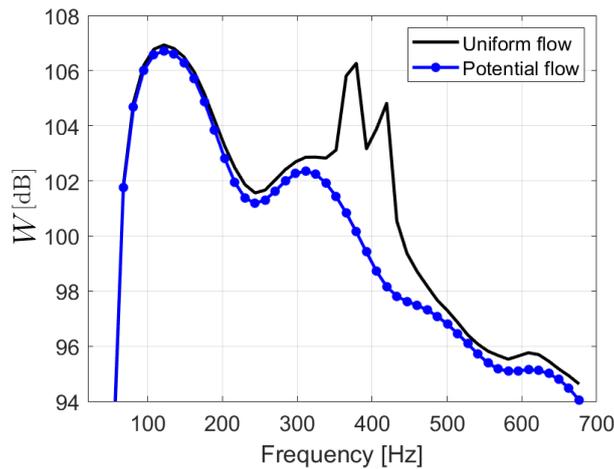


Figure 5.34. Puissance acoustique en fonction de la fréquence. (—) : courbe de la puissance acoustique pour un écoulement uniforme. (—o—) : courbe de la puissance acoustique pour un écoulement potentiel.

5.5 Étude de l'effet de l'ajout de l'impédance sur le profil

Dans cette section, une condition d'impédance est introduite à la surface du profil et une étude paramétrique sur les valeurs d'impédance est réalisée afin de déterminer un optimal du point de vue acoustique. Nous supposons que ces valeurs d'impédances pourraient, par la suite, être associées à des dispositifs actifs ou passifs équipant un profil. Dans un premier temps, la condition aux limites d'impédance présence d'un écoulement rasant, telle que définie par Myers [200] est présentée. Son utilisation dans la méthode numérique développée dans cette thèse est validée sur un cas de référence de propagation en conduite avec un échantillon de liner en paroi [201].

Cette condition est alors appliquée au profil de type plaque plane considérée précédemment, puis à un profil aérodynamique NACA 0012.

5.5.1 Condition aux limites d'impédance et validation

La condition aux limites de type impédance développée par Myers [200] et appliquée sur une surface est définie par l'expression 5.40.

$$\hat{u}'_n = \frac{\hat{p}'}{Z_n} + \frac{1}{i\omega} \vec{U}_0 \cdot \nabla \left(\frac{\hat{p}'}{Z_n} \right) - \frac{\hat{p}'}{i\omega Z_n} \vec{n} \cdot (\vec{n} \cdot \nabla \vec{U}_0) \quad (5.40)$$

Tel que \hat{u}'_n est la composante normale de la fluctuation de vitesse, \hat{p}' est la fluctuation de pression, Z_n est l'impédance acoustique, $\vec{U}_0 = U_0 \vec{e}_x$ est le vecteur vitesse de l'écoulement moyen, et ω est la fréquence angulaire. Cette condition aux limites d'impédance remplace ainsi la condition de non-pénétration conventionnelle ($\hat{u}'_n = 0$) par une formulation plus complexe qui tient compte des propriétés d'absorption acoustique d'une paroi.

La validation de la condition d'impédance (5.40) est réalisée à l'aide du benchmark de la NASA/LARC [201], qui utilise un conduit rectangulaire rigide avec une terminaison anéchoïque pour minimiser les réflexions acoustiques. Le liner central, d'une longueur de 0.387 m (15.25 in) et décrit par une impédance normalisée $Z/\rho_0 c_0 = R + iX$, est situé à 0.210 m (0.25 in) de l'entrée du conduit, dont les dimensions sont de 0.051 m \times 0.838 m (2 in \times 30 in). La Figure 5.35 illustre la géométrie du conduit, tandis que la Figure 5.36 montre l'évolution de l'impédance du liner en fréquence.

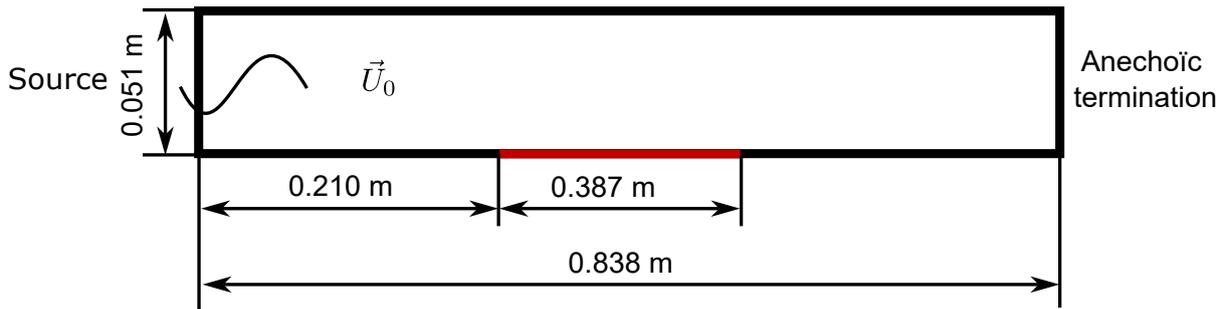


Figure 5.35. Modèle d'écoulement dans une conduite rectangulaire utilisé par NASA/LARC [201].

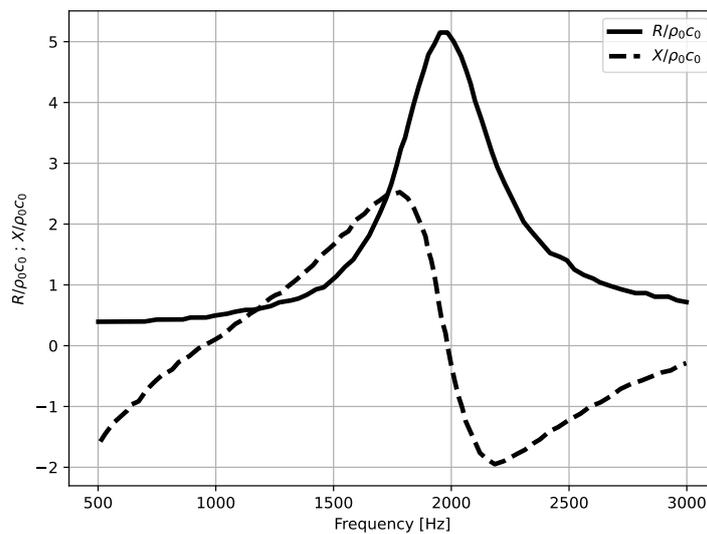


Figure 5.36. Évolution de la résistance et de la réaction de l'impédance du liner du benchmark NASA/LARC [201] (courbes numérisées).

La géométrie du modèle numérique représente une conduite rectangulaire en 2D, intégrant une condition d'impédance (5.40) appliquée à la surface centrale de la face inférieure (en rouge sur la Figure 5.37) pour modéliser les interactions acoustiques. Sur les parois rigides (voir Figure 5.37), une condition de non-pénétration, $\hat{u}'_n = 0$, est appliquée sur la composante normale de la vitesse \hat{u}'_n . Une couche absorbante PML, agissant comme terminaison anéchoïque, est intégrée pour minimiser les réflexions d'ondes indésirables. La Figure 5.37 illustre le modèle numérique de la conduite rectangulaire NASA/LARC.

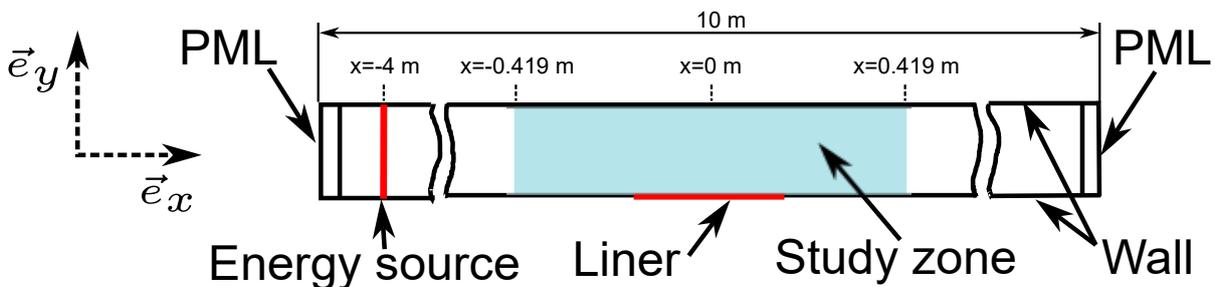


Figure 5.37. Schéma représentatif du modèle numérique.

Une source linéique d'énergie de forme gaussienne dans la direction axiale, représentée par l'expression

(5.41) est introduit dans les équations d'Euler Linéarisées (5.9) à (5.11).

$$\hat{S}_e = Ae^{-\frac{\ln(2)}{b^2}(x-x_c)^2} \quad (5.41)$$

Dans notre modèle, le terme A désigne une amplitude choisie arbitrairement. On ajuste ensuite les résultats pour établir un niveau de puissance acoustique L_w de **130 dB** sur toutes les fréquences analysées, en tirant avantage de la linéarité du système. La variable b représente la demi-largeur de la gaussienne, fixée à $b = 2 \times 10^{-3}$ m pour notre analyse. Le point x_c correspond au point d'injection de l'énergie, qui est positionné à $x_c = -4$ m. L'écoulement considéré ici correspond à un nombre de Mach $M = 0.1$.

La Figure 5.38 offre un aperçu détaillé de la géométrie et du maillage réalisé sur COMSOL Multiphysics®, où la ligne rouge indique la zone de traitement (liner).

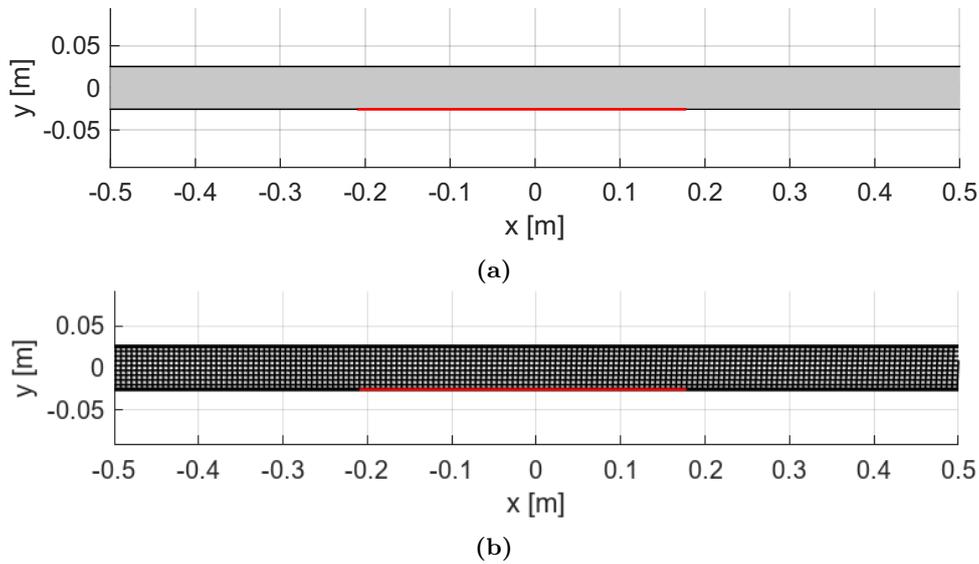


Figure 5.38. (a) Géométrie et (b) maillage utilisés dans le modèle numérique. La ligne rouge indique la région où l'impédance sera appliquée.

Un maillage structuré est choisi pour ce modèle (Figure 5.38b), nécessitant un minimum de 20 éléments pour la plus petite longueur d'onde, $\lambda_a^{\min} = c_0/f_{\max}$, où la fréquence maximale $f_{\max} = 3$ kHz. De plus, pour les PML, la région a été divisée en 16 couches.

La Figure 5.39 illustre les champs de pression : (a) pour une paroi rigide et (b) pour un liner défini par une condition d'impédance, tous deux évalués à une fréquence de 1500 Hz. L'impact de l'impédance sur le champ de pression \hat{p}' est clairement mis en évidence par la comparaison des deux cas.

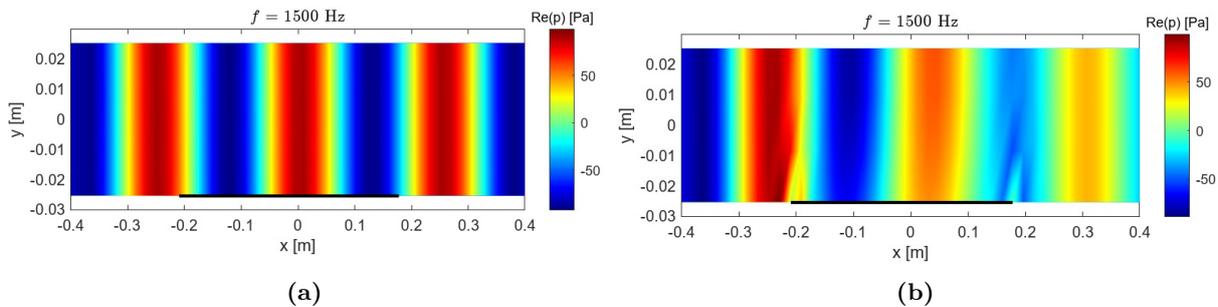


Figure 5.39. Partie réelle de la pression pour la fréquence $f = 1500$ Hz. (a) : Paroi rigide; (b) : Liner avec impédance.

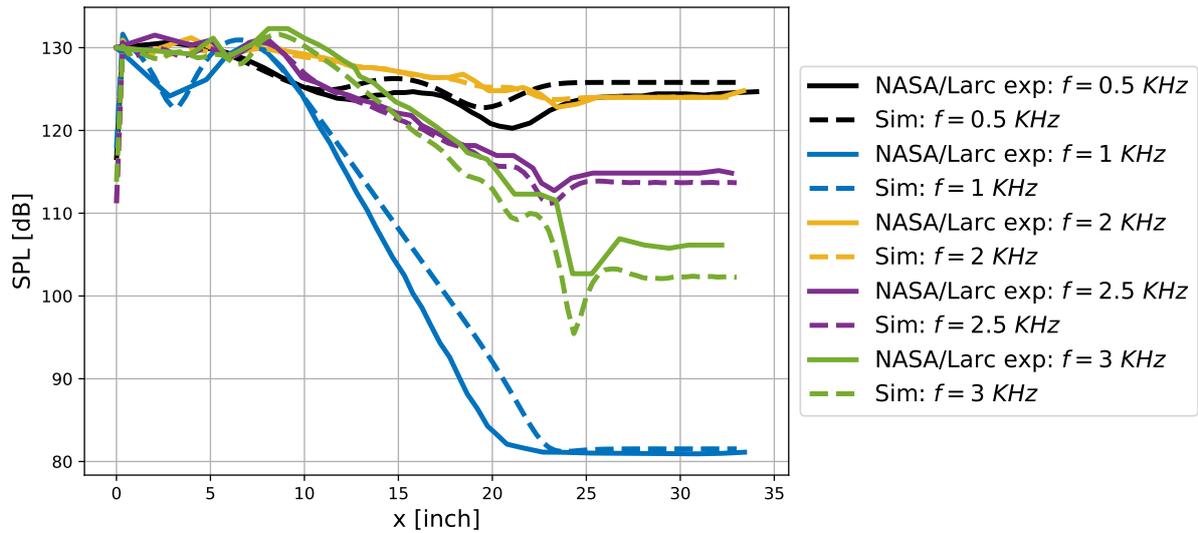


Figure 5.40. Comparaison entre la simulation et les résultats NASA/LARC.

La Figure 5.40 montre que pour les fréquences utilisées dans la simulation, les résultats numériques se rapprochent de ceux obtenus expérimentalement. Un écart est observé sur les courbes ; un tel résultat est attendu en raison de la nature des résultats que l'on essaie de reproduire expérimentalement. Finalement, ces résultats sont considérés comme bons et confirment que le modèle est valide et exploitable pour l'optimisation d'impédance.

5.5.2 Optimisation de l'impédance

Des simulations sont réalisées sur la même géométrie que précédemment pour des nombres d'ondes axiaux $1 \leq k_x \leq 25 \text{ m}^{-1}$ avec un pas $\Delta k_x = 0.5 \text{ m}^{-1}$. Ces valeurs correspondent à des fréquences calculées grâce à l'hypothèse de Taylor $\omega = k_x U_0$: $27, 30 \leq f \leq 682, 37 \text{ Hz}$.

Une condition aux limites d'impédance telle que définie en équation (5.40) est imposée sur l'intégralité de la surface du profil.

Une étude paramétrique est réalisée pour un ensemble de valeurs d'impédance exprimée sous forme exponentielle (amplitude-phase) :

$$Z_n(\omega) = R(\omega) + iX(\omega) = |Z_n|(\omega)e^{i\phi(\omega)} \quad (5.42)$$

Avec R représentant la résistance, X la réactance, $|Z_n|$ l'amplitude de l'impédance, et ϕ la phase en radians.

Dans le contexte de ce travail, la gamme de valeurs explorée pour l'amplitude de l'impédance $Z_n(\omega)$, s'étendant de $\rho_0 c_0 / 1000$ à $2\rho_0 c_0$. Parallèlement, la phase $\phi(\omega)$ est choisie entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$. Ces variations sont illustrées en représentation polaire sur la Figure 5.41, qui présente la dispersion des valeurs d'impédance considérées. Cette démarche vise à balayer un spectre étendu de conditions opérationnelles afin d'étudier l'influence des paramètres d'impédance sur les phénomènes aéroacoustiques observés.

Cependant, lors de la résolution numérique avec une impédance appliquée sur une paroi courbée, et avec un écoulement potentiel (donc tangent à la paroi en tout point de celle-ci), des problèmes de convergence de la solution sont rencontrés. Ceci est dû à des difficultés d'implémentation de la condition aux limites en éléments finis (EF) dans ce genre de cas. Ces difficultés correspondent à des données nécessaires sur la dérivée spatiale le long du mur (surface de profil) de la masse volumique moyenne, la

dérivée spatiale tangentielle de la vitesse de l'écoulement moyen tangentielle au mur, la dérivée spatiale normale de la vitesse de l'écoulement moyen normale au mur, et la dérivée spatiale le long du mur de l'admittance ($1/Z_n$) [202].

Pour pallier ce problème, [202] a introduit des simplifications basées sur l'utilisation de la dérivée tangentielle permettant d'obtenir une expression dans laquelle seules les valeurs locales de la densité, de la vitesse du flux tangentielle et de l'admittance ($1/Z_n$) sont requises. La condition d'impédance est réécrite :

$$\hat{u}'_n = \frac{\hat{p}'}{Z_n} + \frac{1}{i\omega} \vec{U}_0 \cdot \nabla_{//} \left(\frac{\hat{p}'}{Z_n} \right) - \frac{\hat{p}'}{i\omega} \vec{n} \cdot (\vec{n} \cdot \nabla \vec{U}_0) \quad (5.43)$$

Où $\nabla_{//}$ désigne le gradient dans le repère local à la paroi.

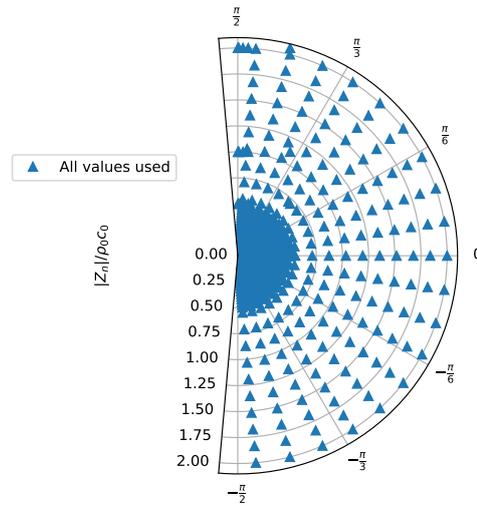


Figure 5.41. Amplitude $|Z_n|/\rho_0 c_0$ et phase ϕ des valeurs d'impédance utilisées.

Les valeurs optimales pour chaque fréquence considérée, déterminées à partir de la puissance acoustique obtenue pour toutes les valeurs d'impédance simulées, sont représentées en rouge dans la Figure 5.42.

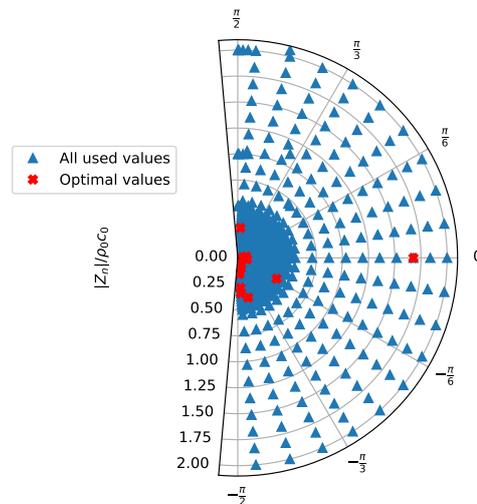


Figure 5.42. Distribution des valeurs d'impédance optimales (en rouge) dans le plan polaire d'amplitude $|Z_n|/\rho_0 c_0$ et de la phase ϕ .

Les puissances acoustiques obtenues pour tous les cas considérés, ainsi que le spectre de puissance acoustique optimal, correspondant à la réduction maximale obtenue à chaque fréquence pour toutes les valeurs d'impédance testées, est illustré dans la Figure 5.43.

Les valeurs optimales d'impédance semblent entrainer une réduction de la puissance acoustique de l'ordre de **10 dB** ou l'ensemble de la plage de fréquence considérée, avec des réductions plus importantes allant jusqu'à **35 dB** ponctuellement pour quelques fréquences.

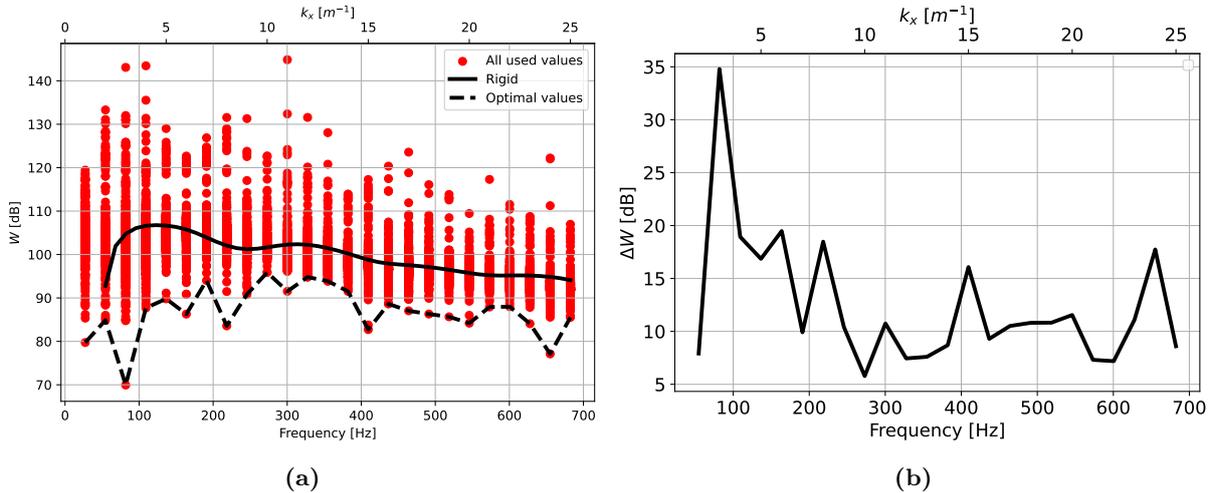


Figure 5.43. Puissance acoustique en dB par rapport aux valeurs d'impédance simulées et au spectre de puissance acoustique du profil rigide.

L'identification des valeurs d'impédance optimales révèle une concentration principalement dans la zone du plan polaire où la phase ϕ se situe entre $-\frac{\pi}{2}$ et 0, et où l'amplitude est inférieure à 0.5 comme montré sur les Figures 5.44a et 5.44b. La résistance normalisée $R/\rho_0 c_0$ et la réactance normalisée $X/\rho_0 c_0$ correspondant à ces optimums sont aussi illustrées sur les Figures 5.45a et 5.45b.

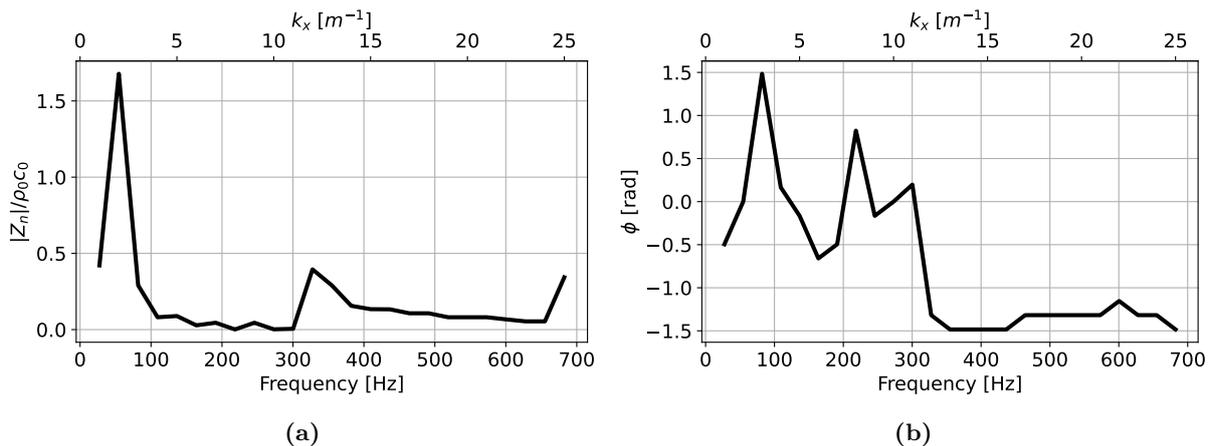


Figure 5.44. Variation de l'amplitude $Z_n/\rho_0 c_0$ et de la phase ϕ de l'impédance optimale trouvée en fonction de la fréquence (ou du nombre d'onde).

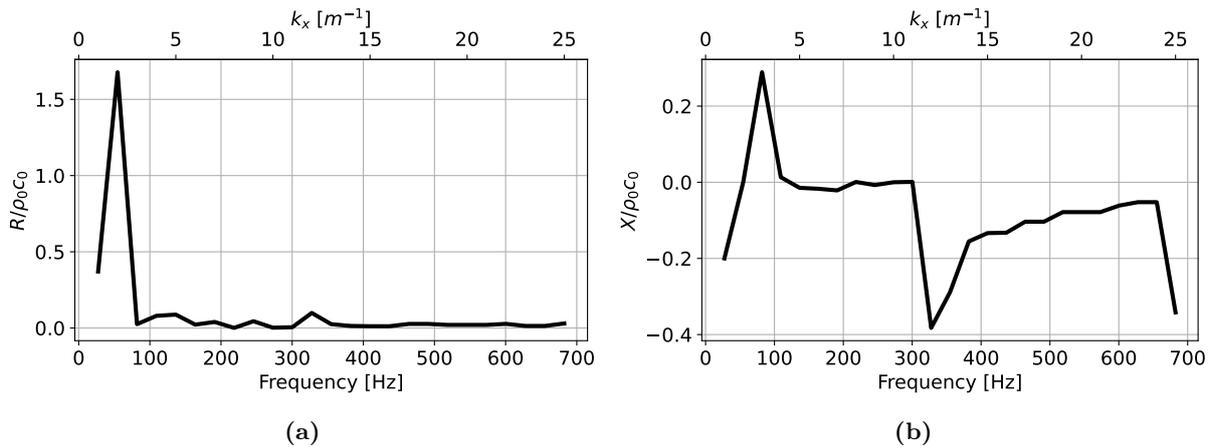


Figure 5.45. Variation de la résistance $R/\rho_0 c_0$ et de la réactance $X/\rho_0 c_0$ de l'impédance optimale trouvée en fonction de la fréquence (ou du nombre d'onde).

Pour un certain nombre de fréquences, les amplitudes d'impédance optimales sont extrêmement faibles, et on peut remarquer que la résistances optimales sont très petites pour la presque intégralité des fréquences considérées.

Ces valeurs optimales obtenues à partir des simulations se révèlent être nettement inférieures à celles rencontrées dans la littérature sur les liners acoustiques passifs ou sur les systèmes actifs utilisant des haut-parleurs par exemple [203].

Un autre problème potentiel concerne les variations rapides et brutales des valeurs de $R/\rho_0 c_0$ ou $X/\rho_0 c_0$ en fréquence, telles qu'entre 300 Hz et 400 Hz.

Dans de futures travaux, les aspects de réalisabilité non seulement des valeurs d'impédance, mais aussi de leurs évolutions en fréquence devront être intégrées.

Les champs de pression pour un profil rigide et pour un profil avec une valeur d'impédance optimale appliquée sur la surface, pour un nombre d'onde $k_x = 5 m^{-1}$, sont tracés sur la Figure 5.46.

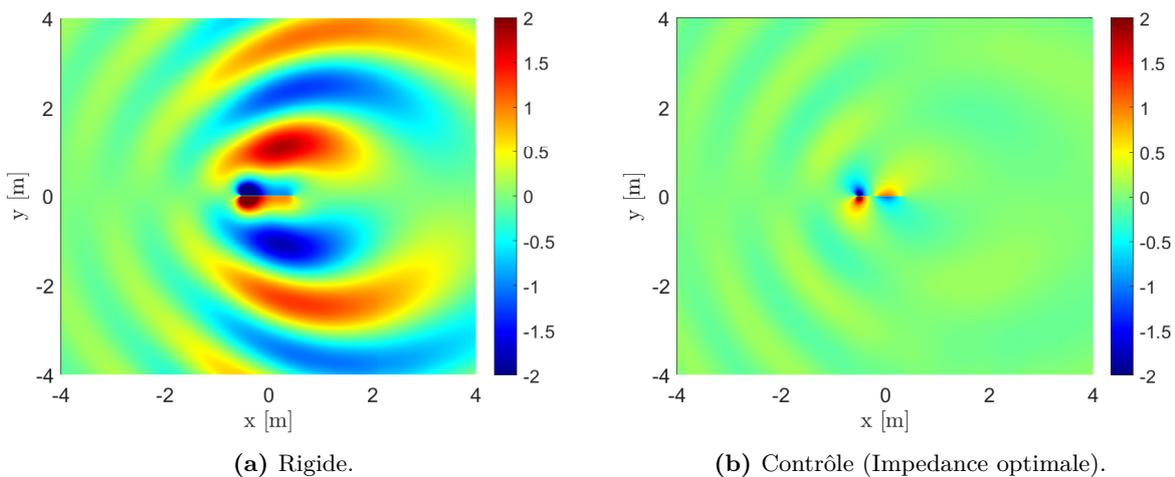


Figure 5.46. Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 5 m^{-1}$ ($f = 136$ Hz).

Une réduction remarquable de la pression acoustique autour du profil contrôlé par une impédance optimale (Figure 5.46b) est observée par rapport à la pression acoustique autour du profil rigide (Figure 5.46a).

Les champs de pression acoustique pour un profil rigide et pour un profil avec une valeur d'impédance optimale appliquée sur la surface, pour un nombre d'onde $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$, sont tracés sur la Figure 5.47.

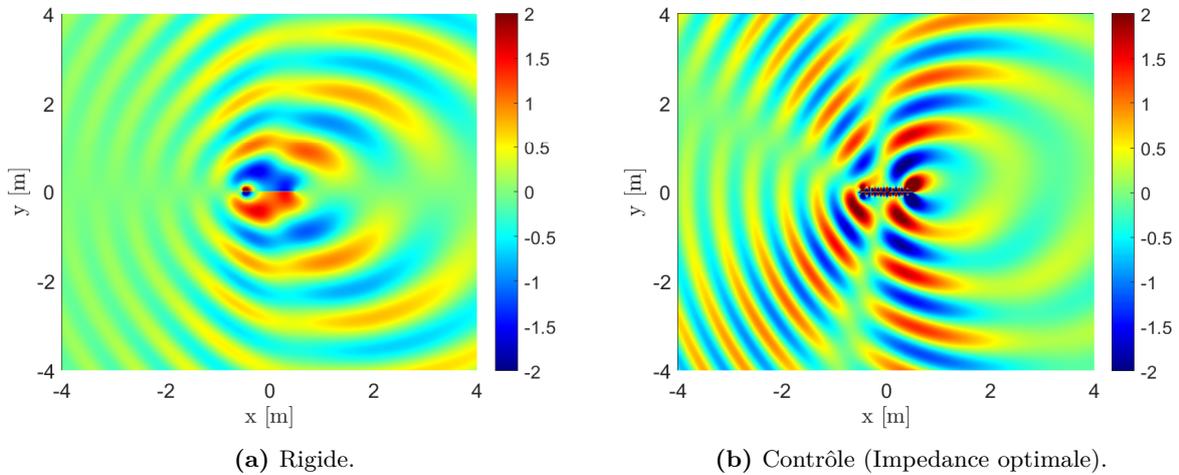


Figure 5.47. Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ ($f = 273 \text{ Hz}$).

La forme du champ de pression acoustique autour du profil, contrôlé par une impédance optimale à $k_x = 10 \text{ m}^{-1}$ (Figure 5.47b), diffère de celle du profil rigide (Figure 5.47a). Nous remarquons deux sources acoustiques situées respectivement au niveau du bord d'attaque et du bord de fuite. De plus, le bruit émis par ces deux sources se propage dans une région guidée de l'espace. Par ailleurs, des ondulations apparaissent sur la surface du profil.

Les champs de pression acoustique pour un profil rigide et pour un profil avec une valeur d'impédance optimale appliquée sur la surface, pour un nombre d'onde plus élevé $k_x = 20 \text{ m}^{-1}$, sont présentés sur la Figure 5.48.

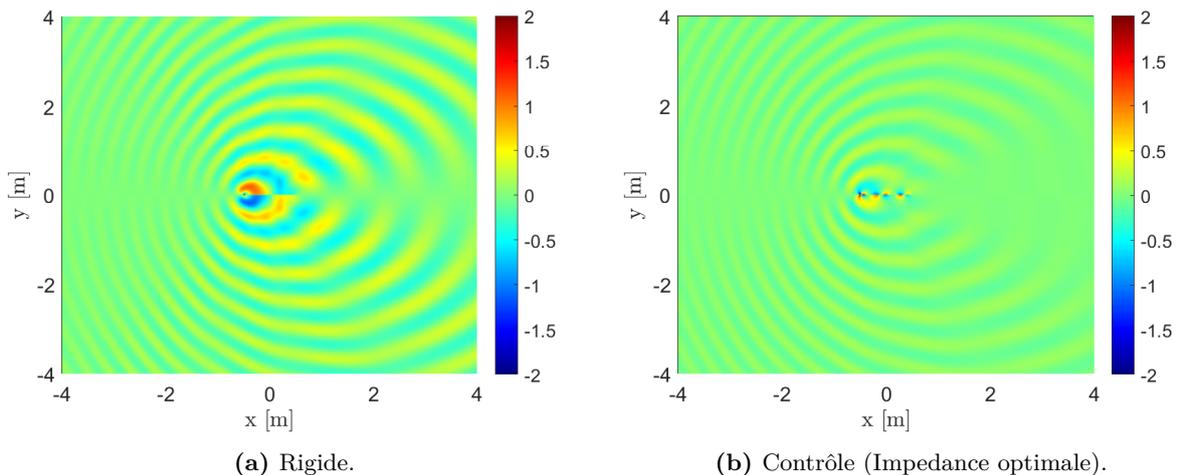


Figure 5.48. Fluctuation de pression \hat{p}' en [Pa] pour $k_x = 20 \text{ m}^{-1}$ ($f = 546 \text{ Hz}$).

Une diminution de la pression acoustique autour du profil contrôlé par une impédance optimale à $k_x = 20 \text{ m}^{-1}$ est observée (Figure 5.48b). De plus, nous observons des ondulations près de la surface du profil.

Par la suite, nous traçons la variation de la pression p_{rms} sur la surface du profil dans la Figure 5.49

afin d'étudier l'effet de l'impédance optimale sur cette quantité.

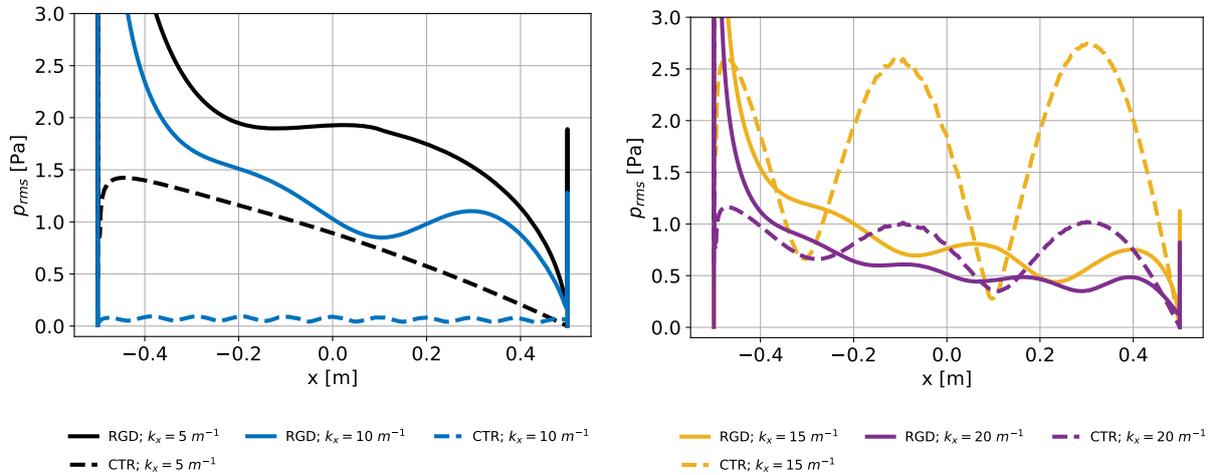


Figure 5.49. Variation de la pression surfacique p_{rms} calculée sur la surface du profil pour les valeurs d'impédance optimales.

Les résultats présentés sur la Figure 5.49 illustrent clairement l'influence de l'impédance optimale sur les fluctuations de vitesse et de pression pour les nombres d'onde sélectionnés. De plus, l'absence de bruit indésirable sur les courbes confirme la validité du calcul.

Dans la suite de cette section, nous cherchons à utiliser l'ensemble des calculs réalisés de manière différente, en cherchant les valeurs d'impédances qui permettrait de se rapprocher le plus possible d'une réduction uniforme de **10 dB** de la puissance acoustique sur l'ensemble de la gamme de fréquence considérée. Ce spectre cible, ainsi que les points de notre étude paramétrique qui s'en rapprochent le plus sont représentés sur la Figure 5.50a. La réduction effective de la puissance acoustique est montrée en Figure 5.50b.

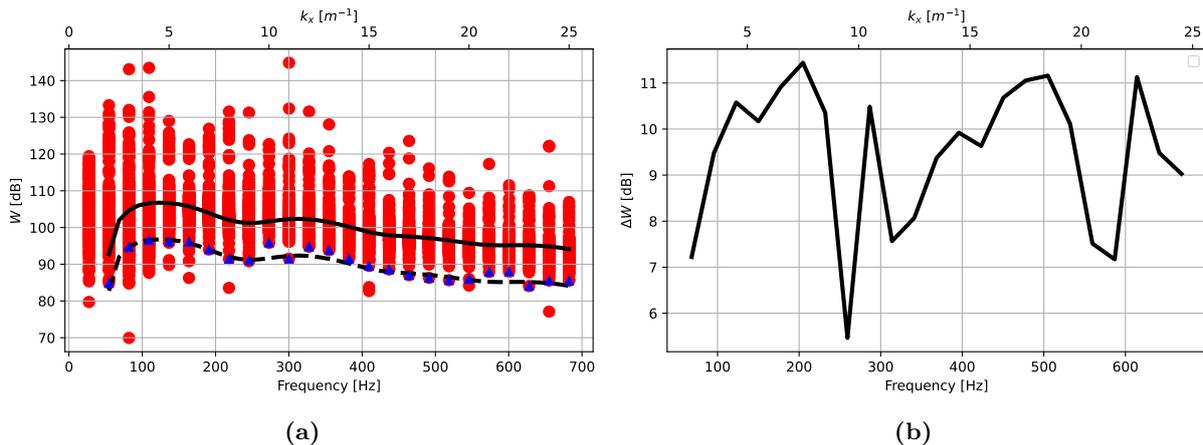


Figure 5.50. (a) : Puissance acoustique émise par le profil. (o) : puissance acoustique correspondant au valeurs d'impédance testée. (—) : puissance acoustique du profil rigide. (- -) : Puissance acoustique ciblée. (Δ) : puissance acoustique la plus proche de la cible parmi les valeurs d'impédance testées. (b) : réduction obtenue .

Les impédances correspondantes sont présentées dans les Figures 5.51 et 5.52.

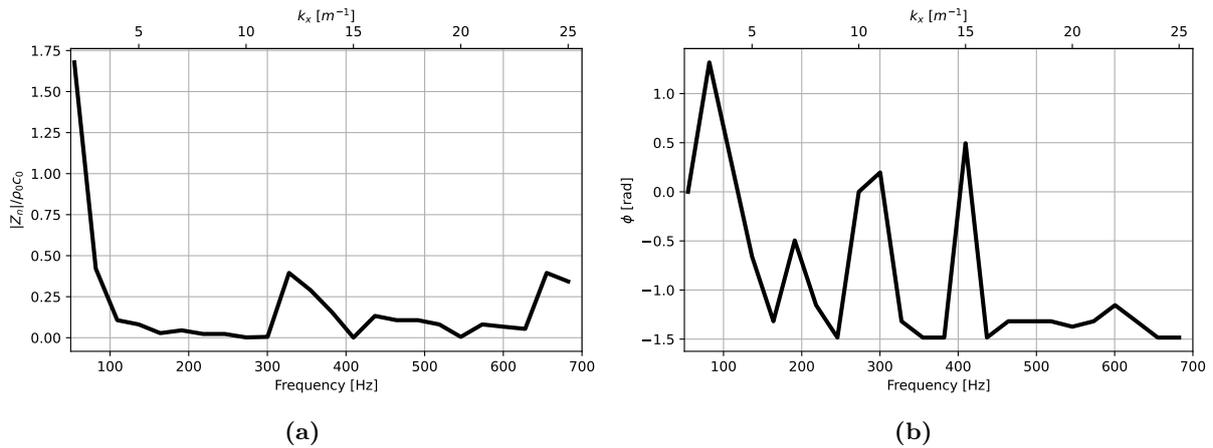


Figure 5.51. Évolution de l'amplitude de l'impédance $|Z_n|/\rho_0 c_0$ et de la phase de l'impédance ϕ en fonction de la fréquence (nombre d'onde k_x) pour une réduction d'environ **10 dB**. (a) : amplitude; (b) : phase.

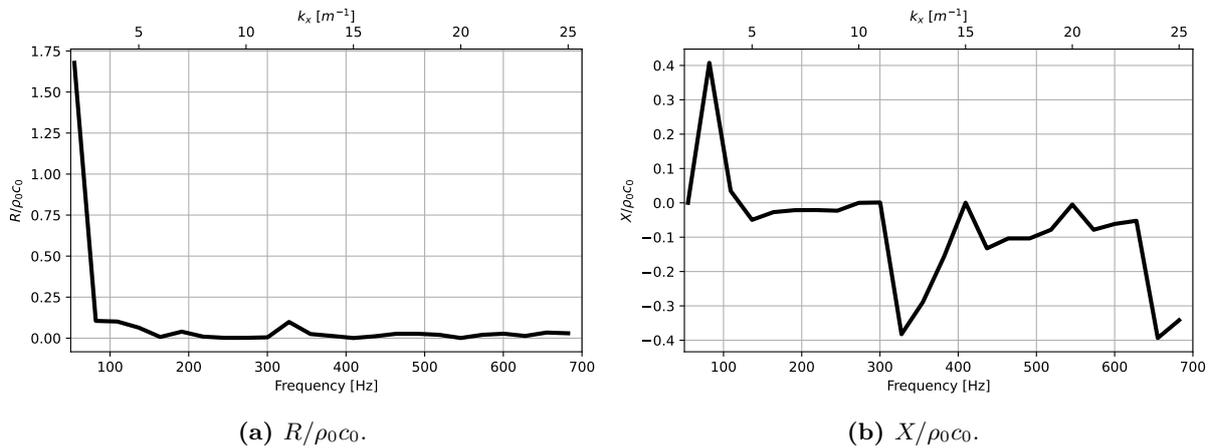
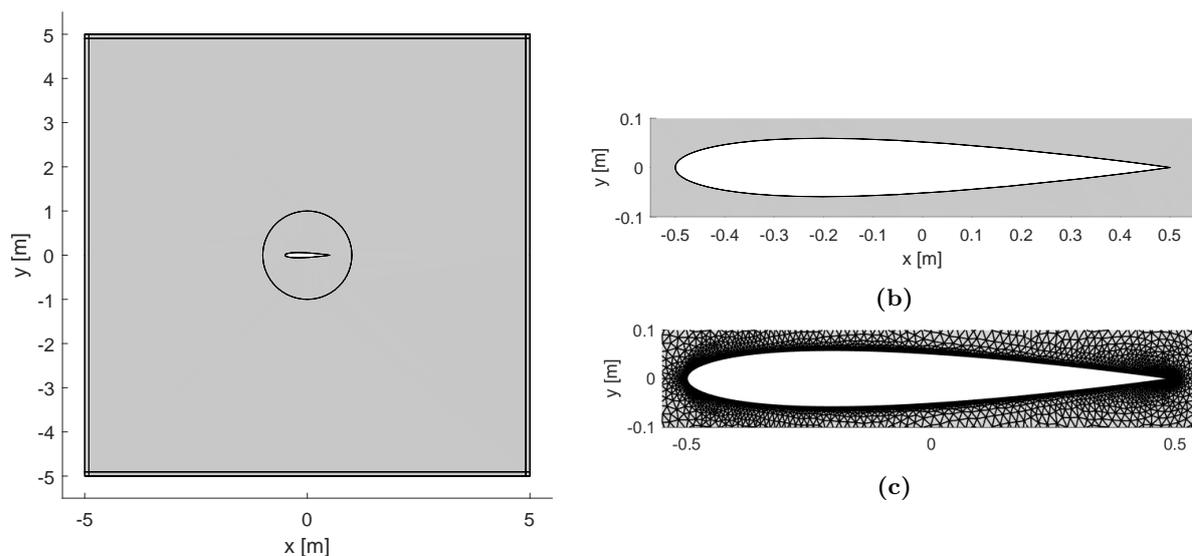


Figure 5.52. Évolution de la résistance $R/\rho_0 c_0$ et de réactance $X/\rho_0 c_0$ en fonction de la fréquence (nombre d'onde k_x) pour une réduction d'environ **10 dB**.

Ces Valeurs d'impédance vont être appliquées à un profil de géométrie différente afin d'étudier la sensibilité de la réduction de la puissance acoustique pour une même valeur d'impédance.

5.5.3 Simulation des valeurs optimales sur un profil NACA 4-digit 0012

Dans cette section, les valeurs d'impédance permettant d'atteindre une réduction cible d'environ **10 dB** de la puissance acoustique pour une plaque plane sont appliquée à un profil NACA 0012 de même corde ($c=1$ m). Les conditions aérodynamiques et turbulentes sont aussi identiques au cas de la plaque plane. Le domaine de calcul, la géométrie du profil et une vue du maillage autour du profil sont présentés en Figure 5.53.



(a) Géométrie du modèle numérique.

Figure 5.53. Description de la géométrie et du maillage du modèle. (a,b) Géométrie et (c) maillage du modèle.

Les simulations sont réalisées pour le cas rigide et le cas avec impédance en utilisation un écoulement moyen potentiel. Les spectres de puissance acoustique issus de ces Calculs sont présentés en Figure 5.54.

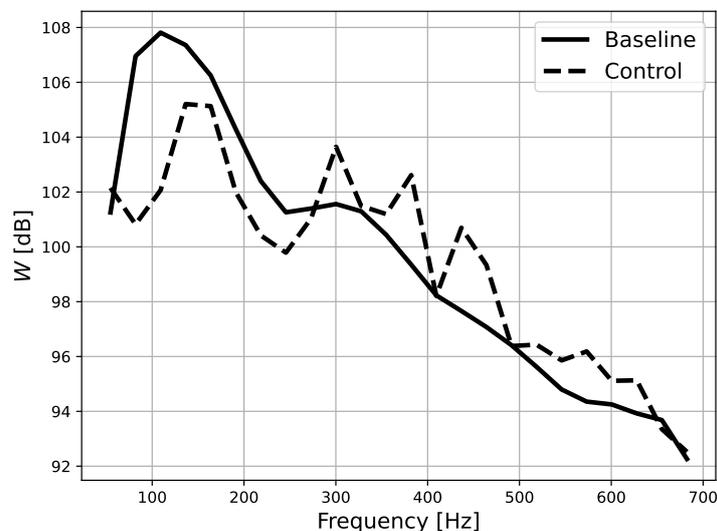


Figure 5.54. Évolution de la puissance acoustique du profil NACA 4-digit 0012 en fonction de la fréquence.

On peut remarquer que la cible d'environ **10 dB** de réduction sur l'ensemble des fréquences n'est pas du tout conservée. Une réduction du bruit est bien observée à basses fréquences, bien que moindre que les **10 dB** espérés. En revanche, à partir de 250 Hz, l'ajout de l'impédance semble entrainer une augmentation du bruit rayonné par le profil de l'ordre de **1 à 2 dB**. Il semble donc que la détermination d'une impédance optimale permettant de réduire le bruit d'interaction turbulence-profil ne dépende pas que des conditions turbulentes, mais que la géométrie du profil soit aussi un paramètre d'influence. Cela implique qu'il n'est pas possible de mener une étude d'optimisation pour une géométrie générique afin de l'appliquer à des profils différents.

5.6 Conclusion générale de chapitre

Une méthode de modélisation numérique a été mise en œuvre pour simuler l'interaction d'un sillage turbulent convecté par l'écoulement moyen avec un profil aérodynamique. L'introduction de fluctuations de vitesse turbulente dans le domaine de calcul au moyen d'un terme source calibré dans les équations d'Euler linéarisées, permettant de reproduire un spectre en fréquence désirée a été validé.

Un premier calcul d'interaction avec un profil consistant en une plaque plane mince rigide a permis de montrer que la prise en compte d'un écoulement moyen potentiel suffisait à éviter certains problèmes numériques rencontrés pour un écoulement uniforme. La réponse à la surface de la plaque dans ces conditions a pu être validée avec le modèle analytique d'Amiet.

Dans un second temps, une condition d'impédance a été introduite à la surface du profil et une étude paramétrique a été réalisée pour un ensemble de valeurs d'impédance sur une gamme de fréquence.

L'analyse des puissances acoustiques résultantes de cette étude a montré des réductions maximales de l'ordre de **10 dB** pour un grand nombre de fréquences. Néanmoins, les impédances permettant d'atteindre ces réductions présentent des amplitudes faibles et sont principalement réactives. La réalisabilité de telles impédances pour des dispositifs passifs ou actifs doit ainsi se poser. De plus des variations brusques de l'impédance optimale avec la fréquence peuvent aussi être difficile à mettre en œuvre en pratique.

Enfin, des simulations ont été réalisées pour un profil aérodynamique NACA 0012 en utilisant des valeurs d'impédance permettant d'obtenir une réduction de la puissance acoustique d'environ **10 dB** sur l'ensemble des fréquences pour la plaque mince.

Les résultats acoustiques montre que les impédances déterminées à partir de simulation sur la plaque mince ne sont pas transposables à d'autres géométries de profil. Le processus d'optimisation de l'impédance ne peut donc être réalisé sur une géométrie générique, mais doit être spécifique à la géométrie du profil considéré dans l'application finale.

Chapitre 6

Conclusions générales et perspectives

En conclusion, deux techniques de réduction du bruit aéroacoustique de l'OGV du moteur d'avion ont été testées. Le premier chapitre a traité du concept passif, basé sur l'utilisation de la mousse poreuse et du tissu métallique pour réduire le bruit émis par le profil. L'approche passive étudiée se fonde sur les propriétés acoustiques de la mousse poreuse et du tissu métallique, deux matériaux reconnus pour leur efficacité sur les ondes acoustiques passives. Initialement, un liner acoustique composé de ces matériaux a été évalué dans une conduite rectangulaire, où la mousse de mélamine s'est avérée être la plus performante, offrant une atténuation allant jusqu'à 5 dB à 2700 Hz sans écoulement. Cette atténuation diminue avec l'introduction de l'écoulement et l'augmentation de sa vitesse, réduisant à environ 4 dB à 40 m/s pour des fréquences proches de 2700 Hz. Au-delà de 40 m/s, la qualité des mesures de fluctuations de pression baisse, potentiellement à cause du développement d'une couche limite turbulente. Une étude préliminaire sur un profil isolé dans la soufflerie a suivi. Un premier prototype en impression 3D n'a pas résisté aux contraintes de l'écoulement, menant à la création d'un second profil en aluminium usiné. Les tests acoustiques ont révélé une réduction de bruit d'environ 3.5 dB entre 1500 Hz et 2500 Hz à 100 m/s, mesurée en amont du profil. En aval, le profil traité génère davantage de bruit que le profil non traité. Dans la phase finale, une configuration en grille d'aubes a été explorée. Les analyses aérodynamiques ont indiqué une séparation précoce de la couche limite sur l'extrados, un phénomène potentiellement aggravé par le traitement du profil, pouvant entraîner une augmentation de la traînée. Les études acoustiques ont montré une réduction de bruit sur une gamme de fréquences de 300 Hz à 10 kHz pouvant atteindre 6 dB. Pour les basses fréquences, la grille d'aubes traitée émettait autant ou plus de bruit que la version rigide. L'amplification du niveau sonore observée pourrait être due à la séparation rapide de la couche limite. Des microphones linéaires, placés en amont de la grille d'aubes, ont servi à mesurer le rayonnement sonore en amont, permettant de distinguer le bruit de l'écoulement de celui émis par le profil grâce à une décomposition en nombre d'ondes et en fréquences, révélant une réduction significative d'environ 4 dB sur la majeure partie du spectre.

Dans le deuxième chapitre, un intérêt significatif a été porté à la technologie active utilisée pour le contrôle du bruit aéroacoustique dans des applications aéronautiques. Il a été démontré que des transducteurs piézoélectriques de type PZT-5A sont employés comme base de la technologie de contrôle. La conception de ces cellules actives a été réalisée au début du chapitre, révélant, grâce à des études numériques d'optimisation, la possibilité d'obtenir des modes de déformation de type piston et un coefficient de couplage électromécanique effectif d'environ 0.011. Ce concept, une fois fabriqué, a été installé sur

une plaque d'aluminium accueillant cinq cellules actives. Par la suite, une analyse d'admittance a permis d'établir expérimentalement le coefficient de couplage réel, détectant plusieurs modes opérationnels. Un coefficient de 0.035 a été observé sur l'une des cellules, validant ainsi la conception malgré une certaine divergence entre les valeurs théoriques et expérimentales, attribuable aux méthodes de fabrication et de montage ainsi qu'aux propriétés matérielles en conditions réelles. Les modes opérationnels ont été examinés à l'aide d'un vibromètre laser de type PSV-500, confirmant les détections précédentes et validant les études théoriques de conception. Un système de contrôle actif, exploitant des circuits à capacité négative, a été testé initialement par un contrôle d'impédance du système via la méthode de déphasage, atteignant une réduction de bruit de 15 dB due aux vibrations des cellules excitées par un pot vibrant. Des études ultérieures dans une conduite rectangulaire ont exposé la plaque active à un écoulement rasant, accompagné d'une source acoustique. L'ajout d'une masse a permis d'ajuster les fréquences de résonance aux fréquences opérationnelles du banc d'essai, utilisant une stratégie de contrôle actif basée sur le contrôle LQG, qui a démontré une réduction de 2.5 dB sur les fréquences ciblées, surpassant les méthodes passives. Pour finir, un profil aérodynamique a été conçu pour tester le système de contrôle actif dans une soufflerie, adaptant la stratégie de contrôle utilisée dans la conduite rectangulaire. Cet essai a permis d'évaluer la technologie dans des conditions similaires aux OGV des réacteurs d'avion, observant d'excellents résultats de contrôle, y compris une réduction de bruit de 15 dB sur les micros en champ proche utilisés pour le contrôle. Un effet d'amplification en champ lointain a été noté, soulignant le fort couplage électroacoustique établi par la technologie active mais mal utilisé pour le contrôle sur le champ émis. De nouveaux travaux sont donc à réaliser pour comprendre et résoudre ce problème.

Bien que le temps ait limité l'étendue des études, les résultats intéressants obtenus soulignent le besoin de recherches supplémentaires pour exploiter pleinement ce couplage électroacoustique en vue de réduire le bruit plutôt que de l'amplifier en champ lointain.

Le troisième et dernier chapitre de la thèse a traité de l'optimisation numérique de l'impédance acoustique sur la surface du profil aérodynamique en simulant la convection d'un sillage turbulent par l'écoulement moyen à travers un domaine physique. Cette étape a été validée grâce à la reconstruction du spectre de fluctuation de la vitesse normale, en utilisant les résultats numériques comme base. Ensuite, un profil sous forme d'une plaque plane a été introduit. L'ajout de l'écoulement potentiel a permis de retrouver la même pression que celle prédite par le modèle analytique d'Amiet. Par la suite, l'impédance acoustique a été incorporée sur toute la surface du profil, dans le but de trouver une impédance optimale qui réduirait l'émission acoustique du profil. À travers plusieurs simulations de l'interaction entre le profil et le sillage turbulent, en faisant varier la valeur de l'impédance, une base de données a été construite. Cette base de données contenait des informations sur la puissance acoustique dans la bande fréquentielle étudiée en fonction de l'impédance. La minimisation de la puissance acoustique à partir des résultats de simulation nous a permis d'atteindre une réduction allant jusqu'à **35 dB** pour les basses fréquences par rapport au profil rigide. Par la suite, un objectif de réduction d'environ **10 dB** par rapport au profil rigide sur toute la bande fréquentielle a été fixé. À partir de cet objectif, une recherche des valeurs d'impédance acoustique a été entreprise pour atteindre cette réduction ciblée. Nos résultats ont montré que les valeurs de l'impédance, normalisées par l'impédance caractéristique de l'air $\rho_0 c_0$, se situaient dans une région du plan complexe avec une phase comprise entre $-\pi/2$ rad et 0 rad, et une amplitude entre 0 et 0.5. En utilisant ces valeurs optimales pour obtenir une réduction d'environ 10 dB dans la bande de fréquence [54 Hz ; 680 Hz], une simulation de l'interaction entre un sillage turbulent et un profil aérodynamique de type NACA 4-digit 0012 a été réalisée. Les résultats acoustiques montrent que les impédances déterminées à partir de simulation sur la plaque mince ne sont pas transposables à d'autres géométries de profil. Le processus d'optimisation de l'impédance ne peut donc être réalisé sur une géométrie générique, mais doit

être spécifique à la géométrie du profil considéré dans l'application finale.

En conclusion, nos résultats indiquent que chaque forme de profil aérodynamique nécessite une impédance spécifique sur sa surface pour atteindre une réduction optimale de l'émission acoustique. Cette approche pourrait avoir des implications importantes dans la conception de profil aérodynamique pour réduire le bruit acoustique généré par les écoulements turbulents.

Perspectives

Ce travail a permis d'approfondir l'étude de deux méthodes principales pour la réduction du bruit aéroacoustique émis par les redresseurs (OGV) des moteurs d'avion, mettant en lumière des approches passives et actives ainsi que l'optimisation de l'impédance acoustique sur des profils aérodynamiques. Les résultats obtenus offrent un aperçu prometteur des capacités de ces techniques, tout en identifiant des domaines nécessitant des recherches supplémentaires pour améliorer et maximiser leur efficacité. Les conclusions tirées de l'approche passive indiquent la nécessité d'une exploration future plus approfondie, notamment en ce qui concerne la diversification des matériaux utilisés, comme les tissus métalliques et les matériaux poreux, et leur intégration plus sophistiquée dans les profils aérodynamiques. L'objectif serait non seulement d'augmenter l'efficacité acoustique mais également de surmonter les obstacles liés à la méthode d'intégration actuelle. En termes d'optimisation numérique, l'amélioration du modèle par l'intégration des effets des rafales le long de l'axe y pourrait permettre une adaptation plus précise aux différentes configurations de profils aérodynamiques. Le développement d'une méthode de simulation à la fois rapide et robuste serait bénéfique pour accélérer la recherche et affiner les modèles acoustiques. L'application de l'intelligence artificielle au contrôle actif et à la modélisation numérique représente une piste de recherche prometteuse. L'intégration de techniques d'apprentissage automatique pourrait conduire à une optimisation plus fine de l'impédance acoustique et à une gestion plus efficace du bruit généré par les sillages turbulents. Par ailleurs, une exploration approfondie du couplage électroacoustique dans le cadre du contrôle actif pourrait mener à des améliorations significatives en matière de réduction du bruit en champ lointain. Cette recherche pourrait ouvrir de nouvelles voies pour des solutions de contrôle du bruit plus efficaces et adaptées aux conditions opérationnelles réelles. Enfin, la combinaison des technologies passives et actives, soutenue par des optimisations numériques avancées, suggère une direction de recherche fertile. Un concept de profil aérodynamique intégrant ces diverses approches pourrait représenter une solution complète et efficace pour répondre aux défis posés par le bruit aéroacoustique dans l'industrie aéronautique.

Annexe A

Résultats de mesures expérimental sur le concept passif

Table des matières

| | | |
|-----|--|-----|
| A.1 | Dimensions du liner passif | 173 |
| A.2 | Résultats de l'essai d'un liner passif dans un conduit rectangulaire avec écoulement | 174 |
| A.3 | Profil isolé (bruit de jet) | 177 |

A.1 Dimensions du liner passif

Les dimensions détails des cellules passives sont représentées sur les figures A.1

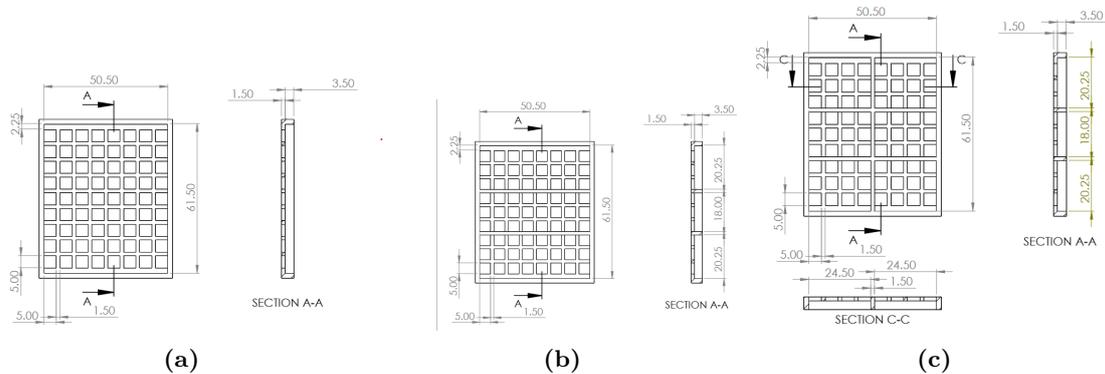


Figure A.1. Dimensions de liner passif. (a) : Cellule large. (b) : Cellule moyenne et (c) : Cellule petite.

A.2 Résultats de l'essai d'un liner passif dans un conduit rectangulaire avec écoulement

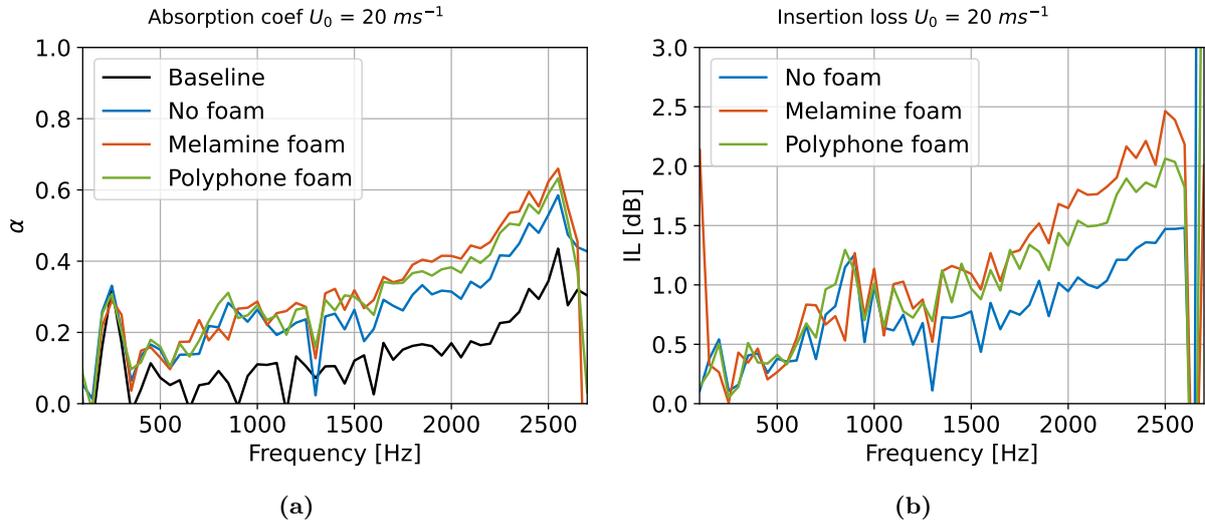


Figure A.2. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité petite (**Small-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (—) : liner rigide. (—) : Cavité vide sans mousse poreuse. (—) : Cavité remplie de mousse de **Méla**mine. (—) : Cavité remplie de mousse de **Polypho**ne.

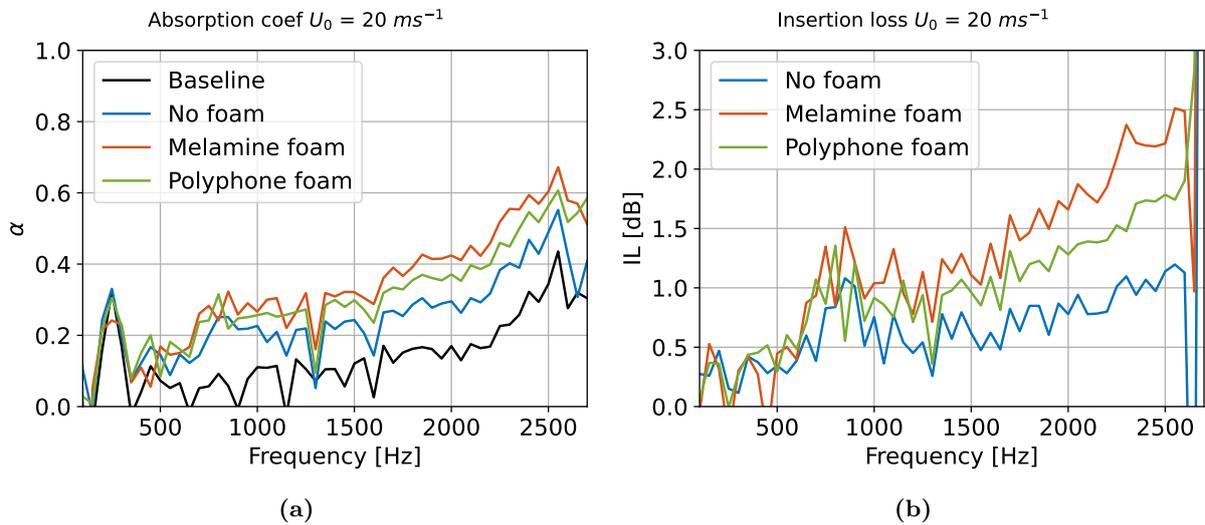


Figure A.3. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité moyenne (**Avg-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (—) : liner rigide. (—) : Cavité vide sans mousse poreuse. (—) : Cavité remplie de mousse de **Méla**mine. (—) : Cavité remplie de mousse de **Polypho**ne.

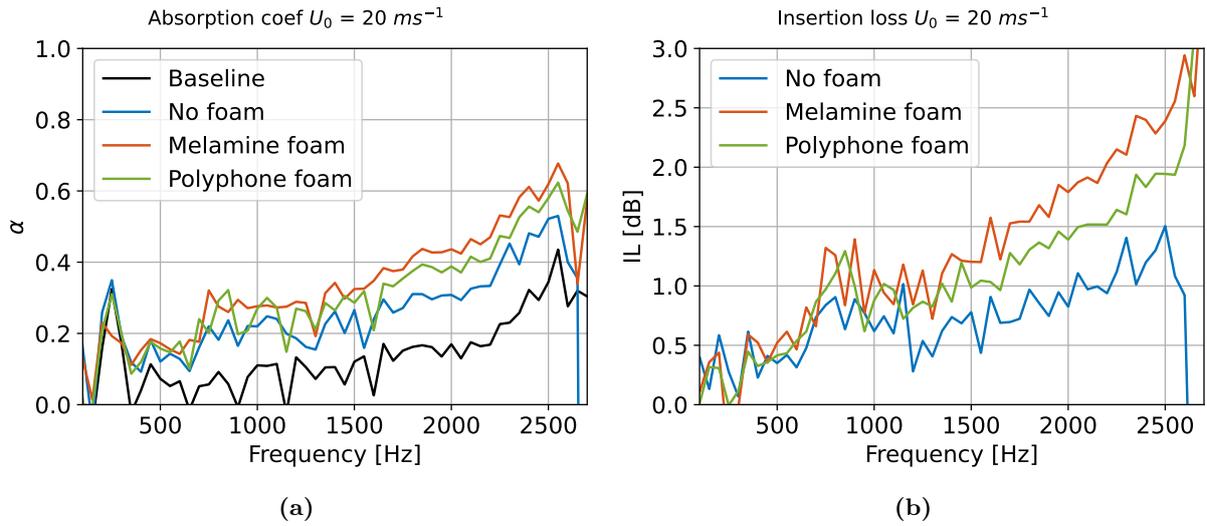


Figure A.4. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité large (**Wide-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (—) : liner rigide. (—) : Cavité vide sans mousse poreuse. (—) : Cavité remplie de mousse de **Mélamine**. (—) : Cavité remplie de mousse de **Polyphoane**.

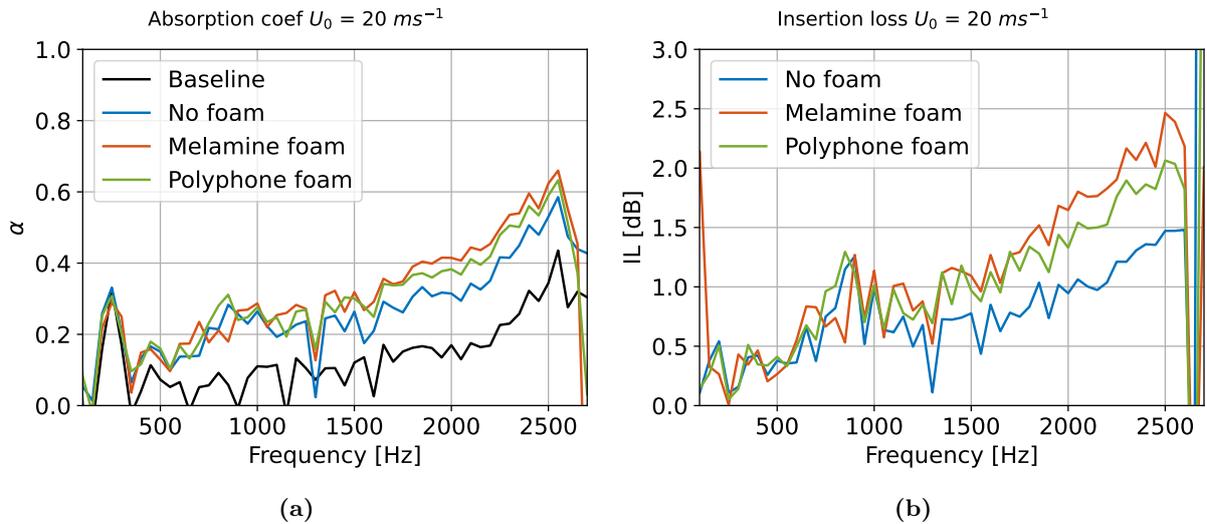


Figure A.5. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40 \text{ ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité petite (**Small-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (—) : liner rigide. (—) : Cavité vide sans mousse poreuse. (—) : Cavité remplie de mousse de **Mélamine**. (—) : Cavité remplie de mousse de **Polyphoane**.

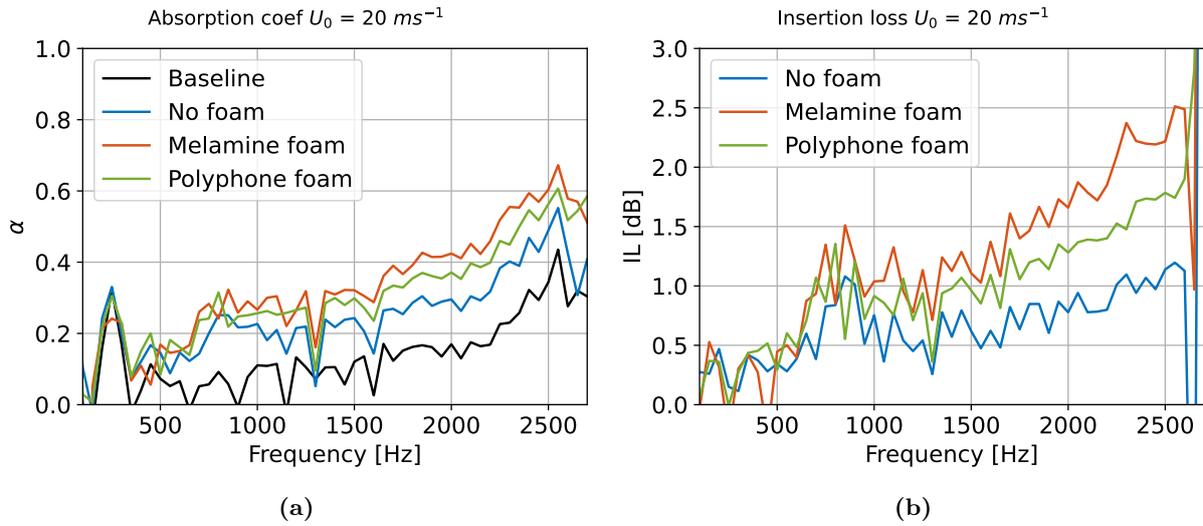


Figure A.6. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40 \text{ ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité moyenne (**Avg-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (—) : liner rigide. (—) : Cavité vide sans mousse poreuse. (—) : Cavité remplie de mousse de **Mélamine**. (—) : Cavité remplie de mousse de **Polyphofoam**.

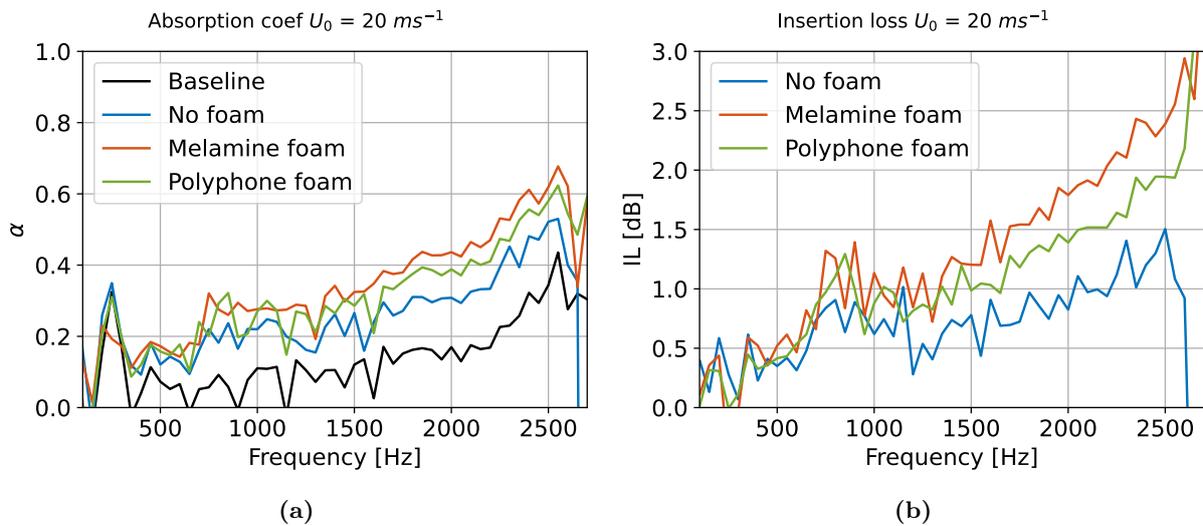


Figure A.7. Résultats d'essai avec écoulement $U_0 = 40 \text{ ms}^{-1}$ pour le liner avec une cavité large (**Wide-SC**). (a) Coefficient d'absorption. (b) Perte d'insertion à incidence rasante. (—) : liner rigide. (—) : Cavité vide sans mousse poreuse. (—) : Cavité remplie de mousse de **Mélamine**. (—) : Cavité remplie de mousse de **Polyphofoam**.

A.3 Profil isolé (bruit de jet)

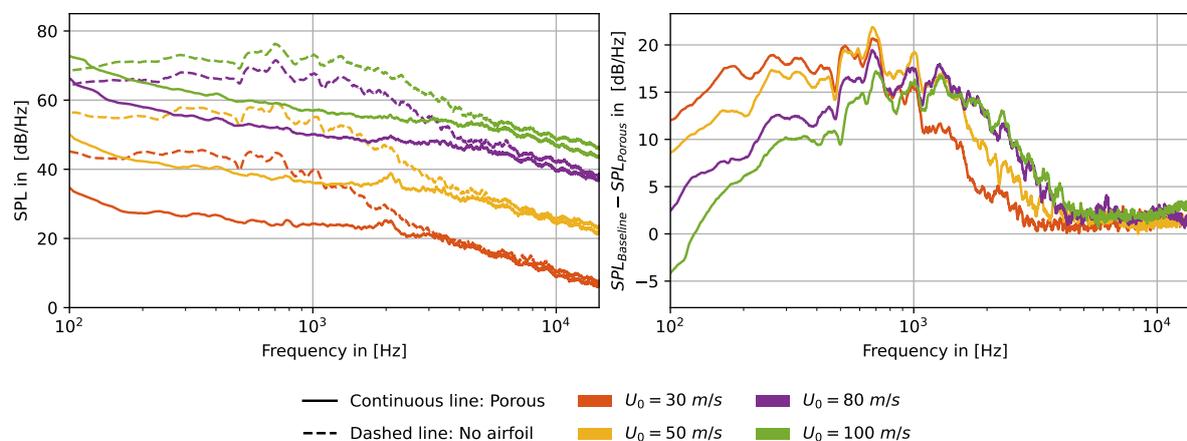


Figure A.8. SPL (bruit de jet et profil passif) en [dB/Hz] pour le microphone "mic :1", $\theta = -30^\circ$.

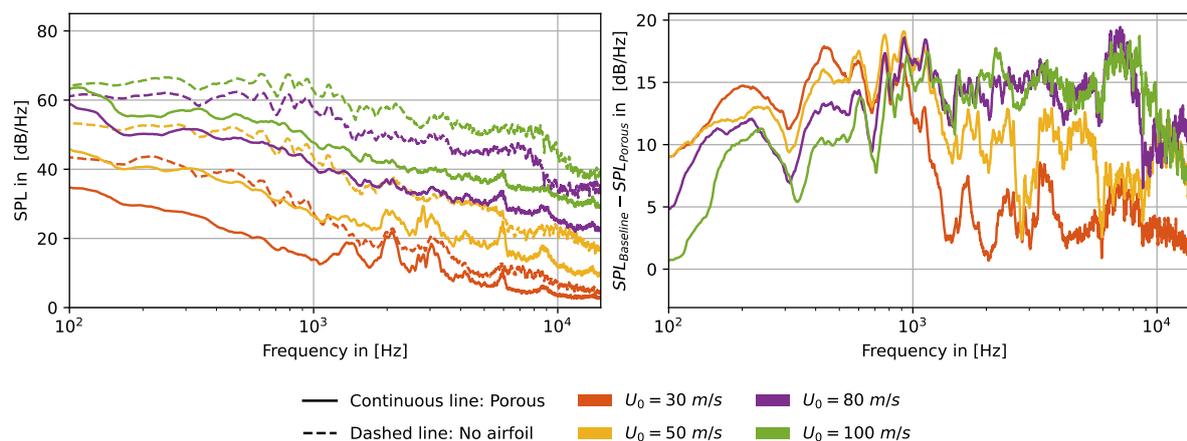


Figure A.9. SPL (bruit de jet et profil passif) en [dB/Hz] pour le microphone "mic :13", $\theta = -150^\circ$.

Les mesures de pression acoustique pour les angles $\theta = -30^\circ$ et $\theta = -150^\circ$, correspondant respectivement aux figures A.8 et A.9, montrent que le bruit du profil poreux est supérieur à celui du jet pour les fréquences supérieures à 100 Hz. La différence entre les deux courbes se réduit à partir de 5 kHz.

Annexe B

Résultats de mesures expérimental sur le concept actif

Table des matières

| | | |
|-----|--|-----|
| B.1 | Résultats d'optimisation de la cellule active | 178 |
| B.2 | Coefficient de couplage électro-mécanique | 180 |
| B.3 | Identification du controle Tube rectangulaire | 181 |
| B.4 | Résultat de mesure de couplage vibroacoustique | 182 |
| B.5 | Résultats des essais aéroacoustiques | 186 |

B.1 Résultats d'optimisation de la cellule active

| Material | Parameters | Values |
|------------------|---|--|
| Structural Steel | ρ [kg/m^3] | 7850 |
| | E [GPa] | 300 |
| | ν | 0.3 |
| PZT-5A | ρ [kg/m^3] | 7750 |
| | Elastic constants [GPa] | $C_{E11} = C_{E22} = 120$ $C_{E33} = 110$ $C_{E44} = C_{E55} = C_{E66} = 21$ $C_{E12} = C_{E13} = C_{E23} = C_{E21} = C_{E31} = C_{E32} = 75$ |
| | Piezoelectric coefficients [CN^{-1}] | $d_{31} = d_{32} = -1.71 \cdot 10^{-10}$ $d_{33} = 3.74 \cdot 10^{-10}$ $d_{24} = d_{15} = 5.84 \cdot 10^{-10}$ |
| Tungsten | ρ [kg/m^3] | 17800 |
| | E [GPa] | 360 |
| | ν | 0.28 |

Table B.1. Propriétés des différents matériaux

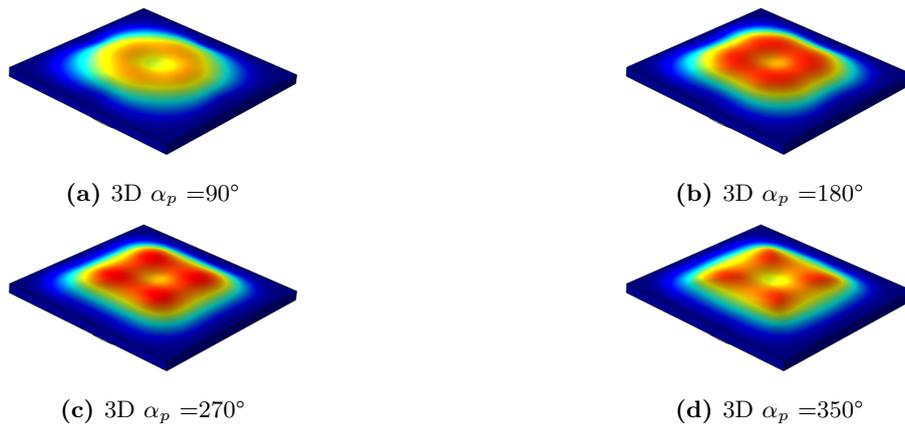


Figure B.1. Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (sans "pastille" centrale)

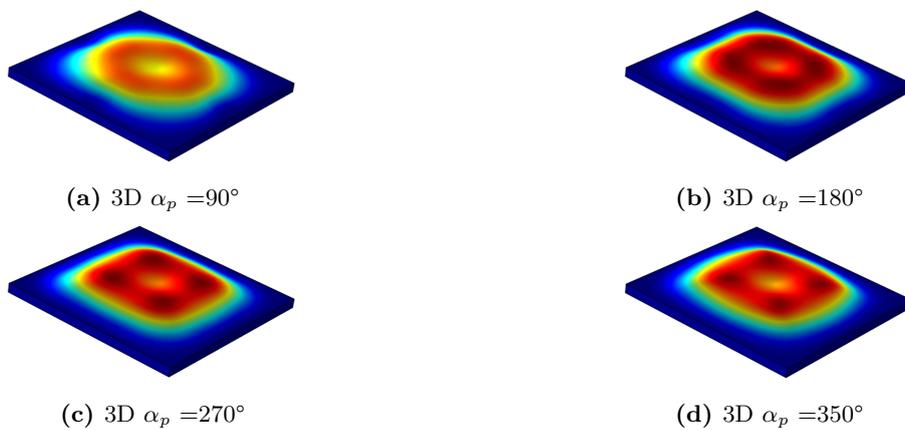


Figure B.2. Déformées des cellules avec stack piézoélectrique centré soumis à une tension constante (avec "pastille" centrale)

B.2 Coefficient de couplage électro-mécanique

| | | f_r [Hz] | f_a [Hz] | k_{eff}^2 | k_{eff}^2 [%] | |
|----|------|------------|------------|-------------|-----------------|-------|
| C1 | | 2361 | 2373 | 0.010 | 1.030 | |
| | | 2918 | 2928 | 0.006 | 0.669 | |
| | | 3013 | 3036 | 0.015 | 1.452 | |
| | | 3381 | 3411 | 0.017 | 1.718 | |
| | | 3467 | 3502 | 0.020 | 1.952 | |
| | | 3580 | 3614 | 0.019 | 1.891 | |
| | | 3850 | 3894 | 0.023 | 2.255 | |
| | | 3931 | 3945 | 0.007 | 0.744 | |
| | | 3237 | 3264 | 0.016 | 1.646 | |
| | | 4436 | 4460 | 0.011 | 1.096 | |
| C2 | | 1915 | 1922 | 0.008 | 0.763 | |
| | | 2361 | 2373 | 0.010 | 1.030 | |
| | | 3381 | 3403 | 0.013 | 1.293 | |
| | | 3450 | 3504 | 0.031 | 3.056 | |
| | | 3587 | 3624 | 0.020 | 2.019 | |
| | | 3739 | 3808 | 0.036 | 3.570 | |
| | | 3860 | 3872 | 0.006 | 0.633 | |
| | | 3921 | 3955 | 0.017 | 1.729 | |
| | | 4240 | 4272 | 0.015 | 1.487 | |
| c3 | | 1914 | 1921 | 0.007 | 0.693 | |
| | | 3009 | 3033 | 0.016 | 1.607 | |
| | | 3378 | 3403 | 0.014 | 1.433 | |
| | | 3447 | 3509 | 0.035 | 3.518 | |
| | | 3676 | 3714 | 0.020 | 2.024 | |
| | | 3732 | 3803 | 0.037 | 3.696 | |
| | | 4435 | 4462 | 0.012 | 1.193 | |
| | c4 | | 1914 | 1923 | 0.009 | 0.922 |
| | | | 2362 | 2375 | 0.011 | 1.117 |
| | | | 3360 | 3403 | 0.025 | 2.469 |
| | | 3590 | 3612 | 0.012 | 1.228 | |
| | | 3667 | 3719 | 0.027 | 2.733 | |
| | | 3928 | 3948 | 0.010 | 1.012 | |
| | | 4239 | 4266 | 0.012 | 1.248 | |
| C5 | | | 2352 | 2377 | 0.021 | 2.095 |
| | | | 2917 | 2930 | 0.009 | 0.852 |
| | | 3018 | 3040 | 0.015 | 1.476 | |
| | | 3375 | 3416 | 0.023 | 2.332 | |
| | | 3576 | 3606 | 0.017 | 1.677 | |
| | 3688 | 3728 | 0.021 | 2.137 | | |
| | 3753 | 3806 | 0.027 | 2.743 | | |
| | 4247 | 4264 | 0.008 | 0.820 | | |
| | 4437 | 4459 | 0.010 | 1.008 | | |

Table B.2. Coefficients de couplage électromécanique effectifs pour les différentes cellules

B.3 Identification du controle Tube rectangulaire

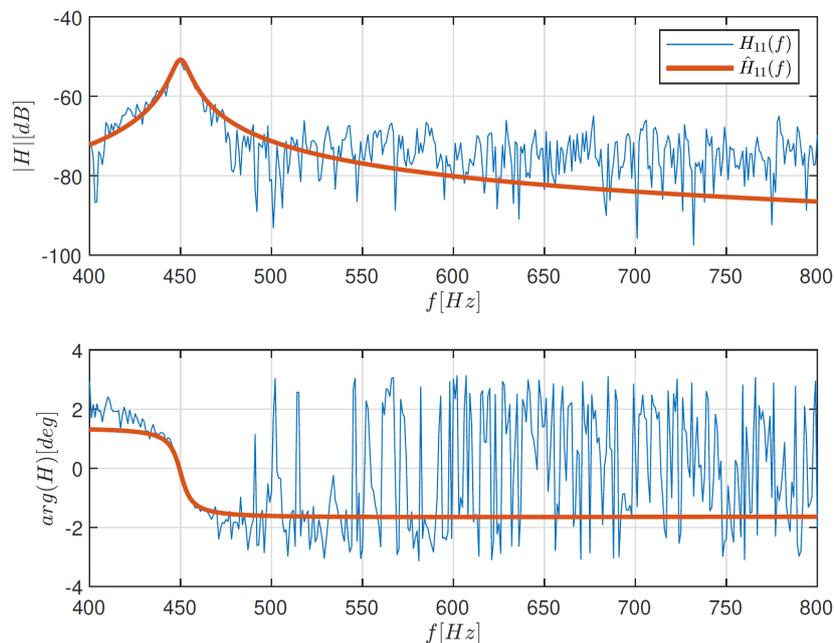


Figure B.3. Estimation modale $\hat{H}_{21}(f)$ par rapport à la fonction de transfert mesurée $H_{21}(f)$

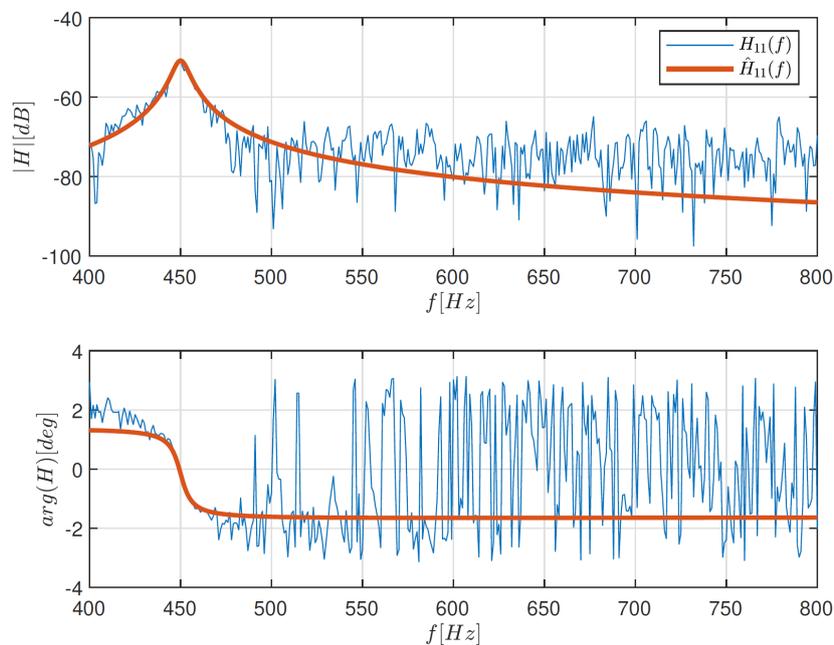


Figure B.4. Estimation modale $\hat{H}_{31}(f)$ par rapport à la fonction de transfert mesurée $H_{31}(f)$

B.4 Résultat de mesure de couplage vibroacoustique

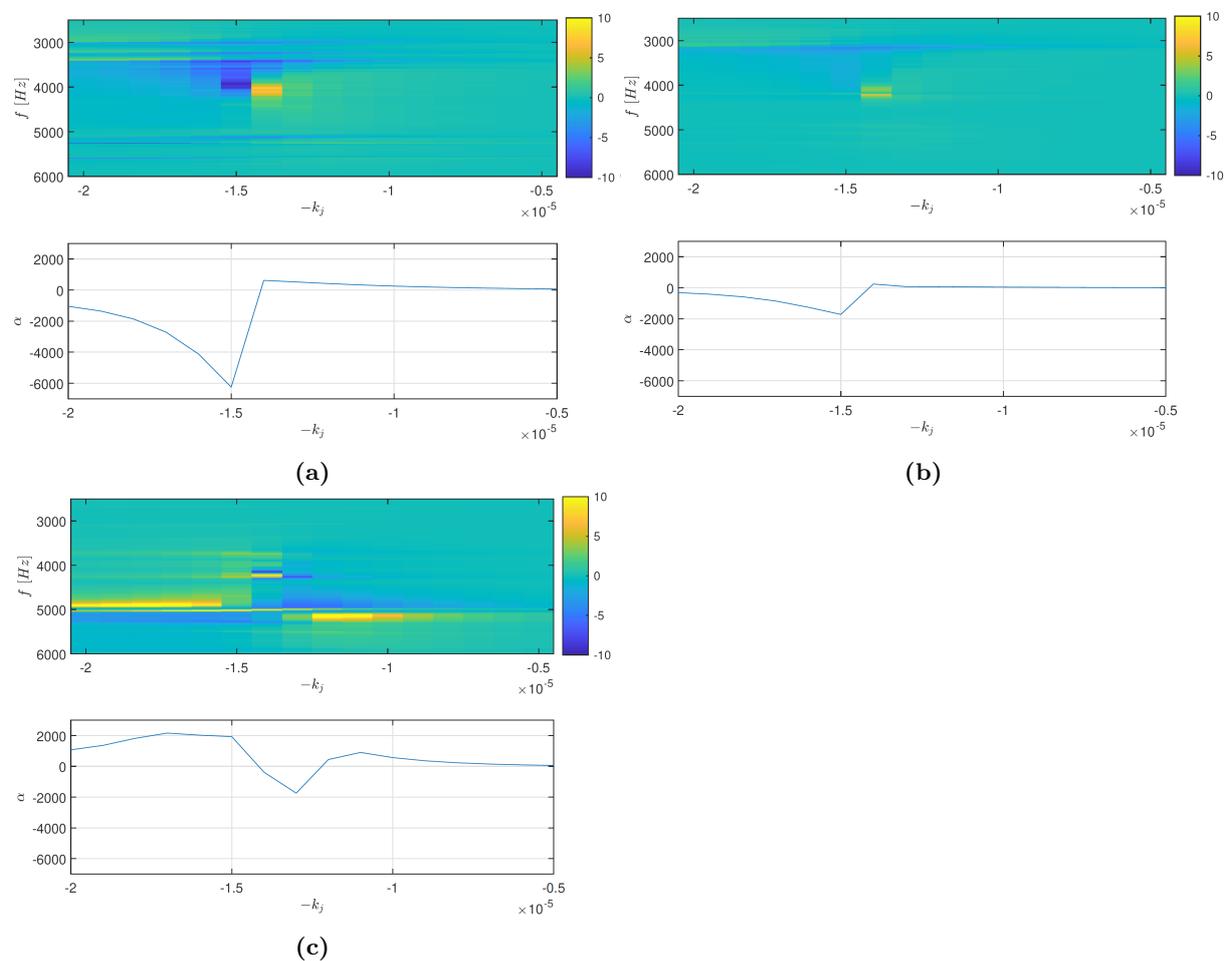


Figure B.5. Fonctions calculées $H_{c,j}(f)$ et $\alpha_j(k_j)$ pour chaque cellule j avec $k_j \in [0.5 \times 10^{-5} : 2 \times 10^{-5}]$: (a) C3, (b) C4 et (c) C5

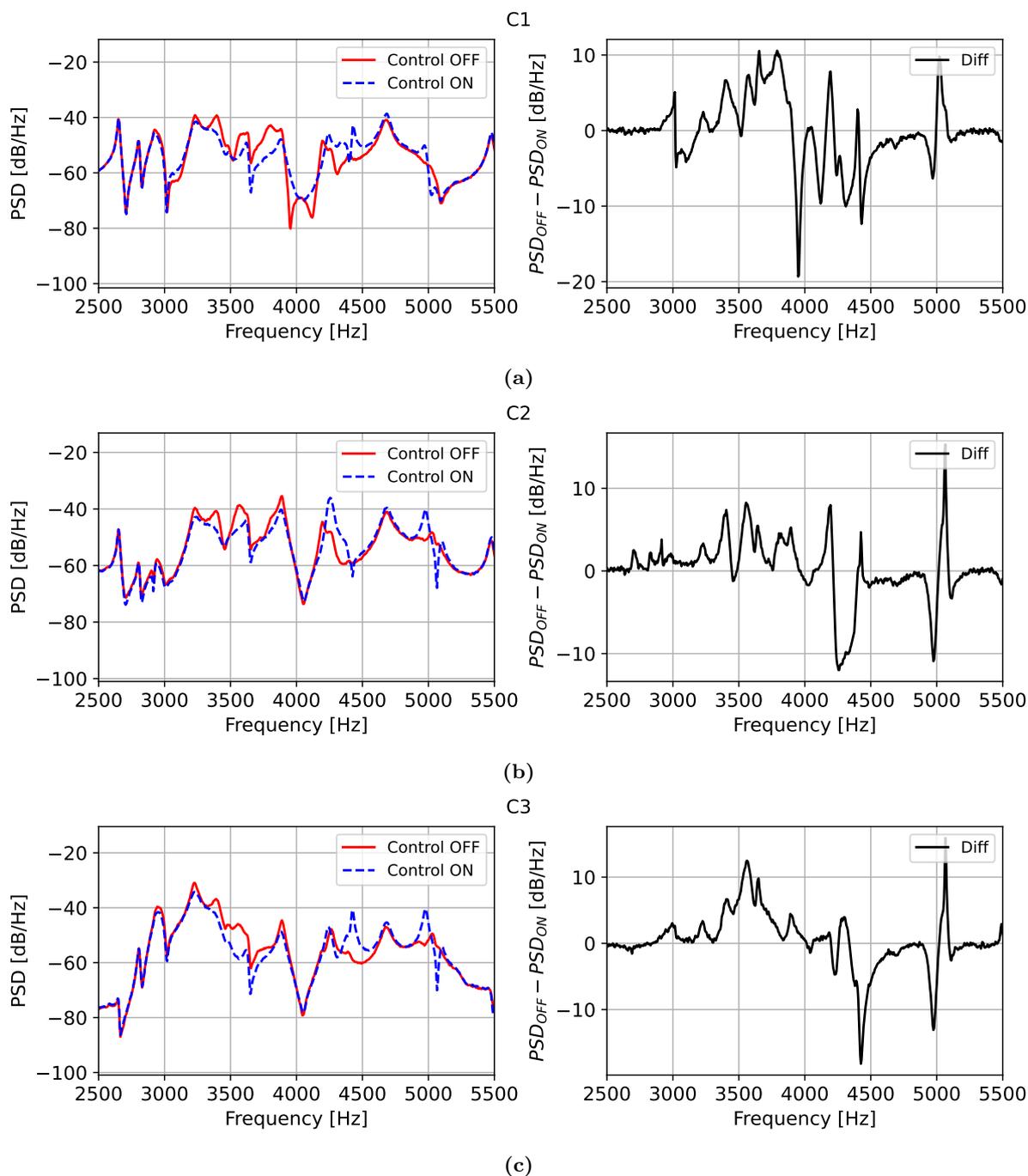


Figure B.6. Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de vibromètre par rapport à la fréquence.

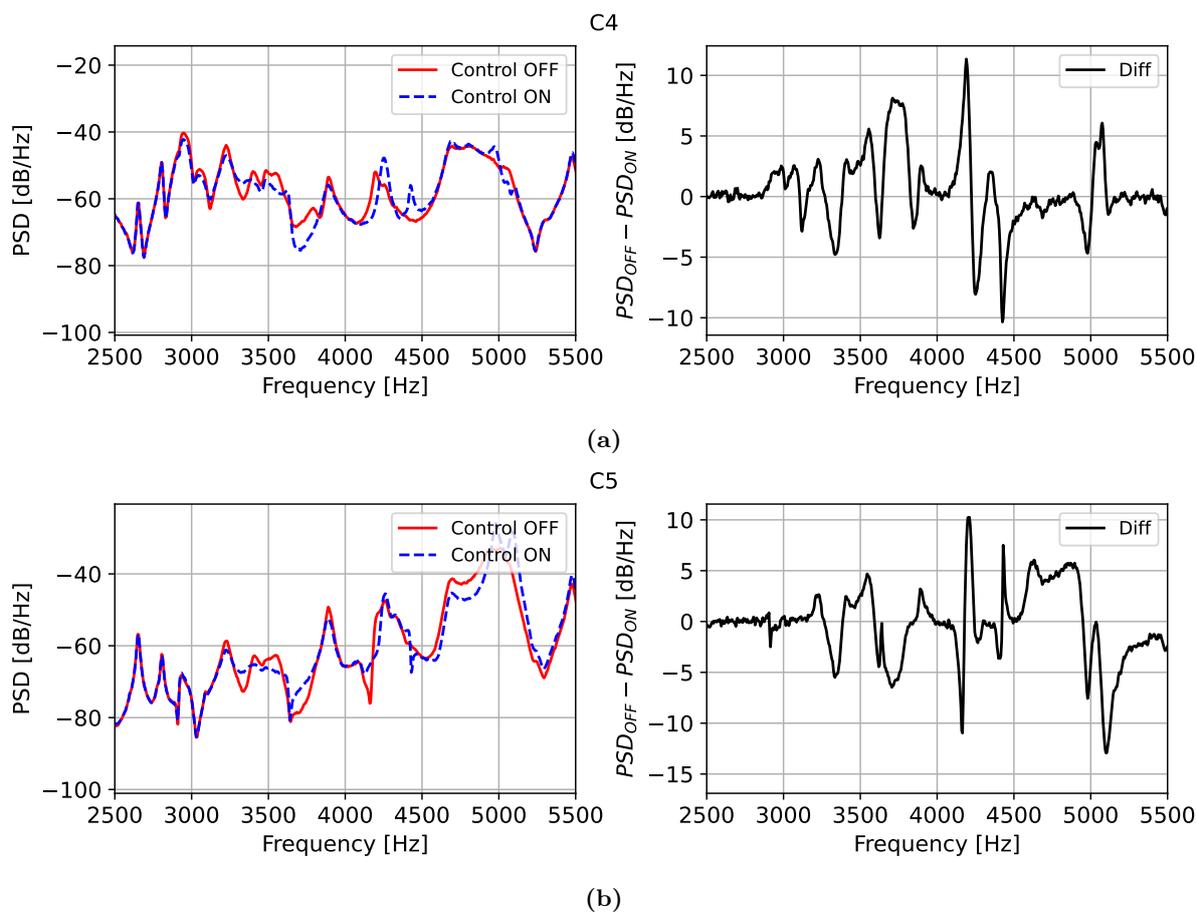


Figure B.7. Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de vibromètre par rapport à la fréquence.

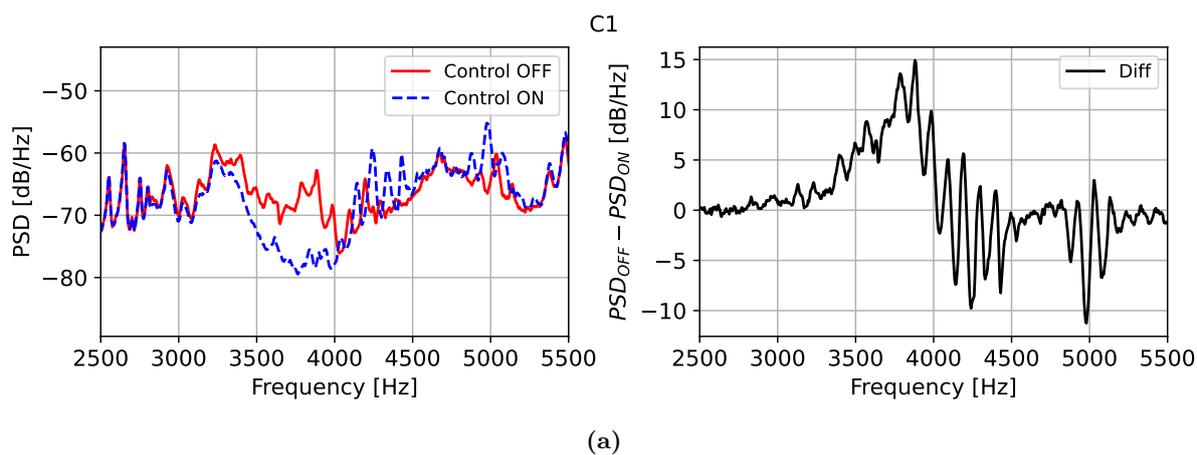


Figure B.8. Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de microphone de proximité par rapport à la fréquence.

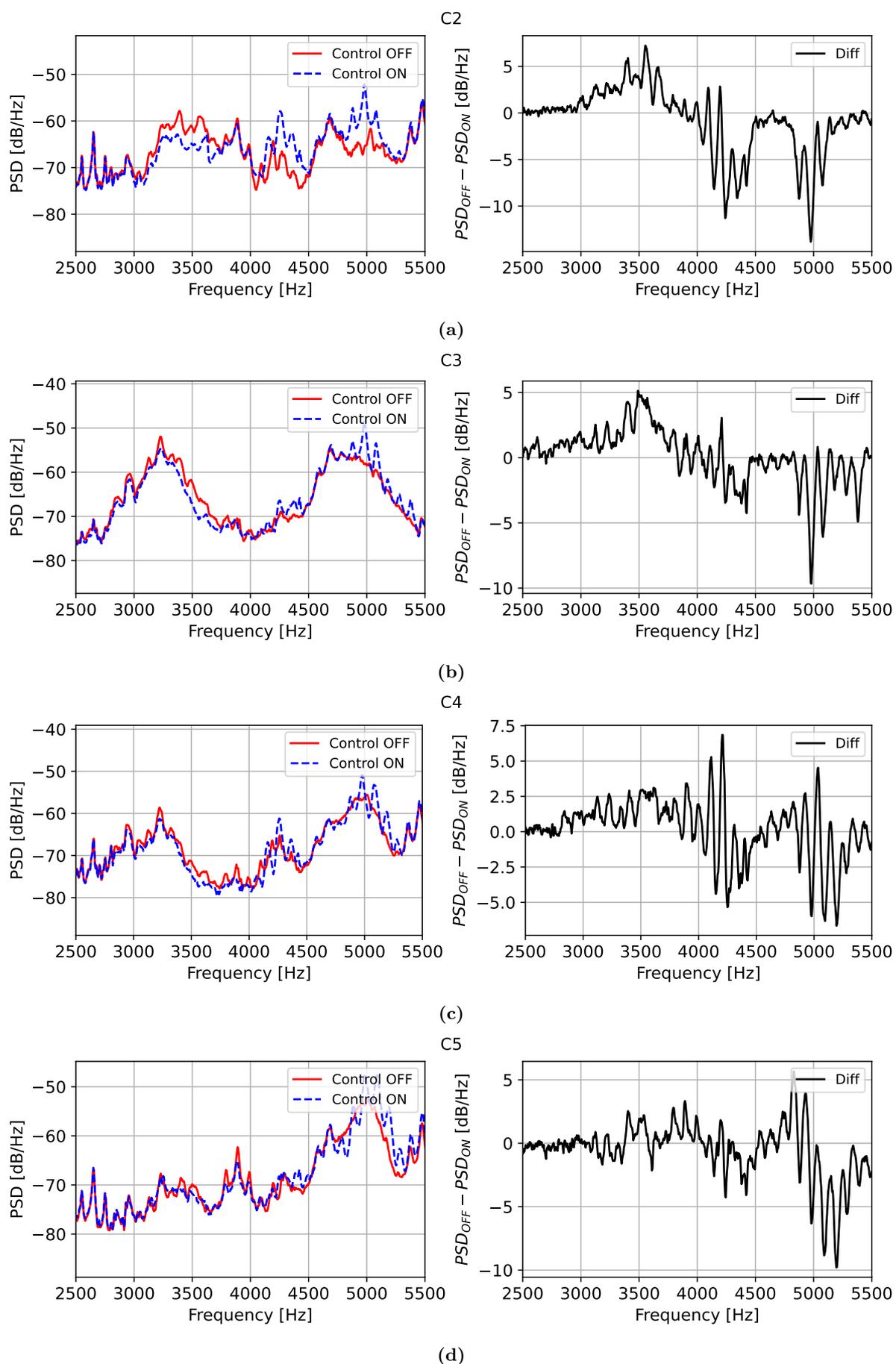


Figure B.9. Évolution de la densité spectrale de puissance (PSD) de signal de microphone de proximité par rapport à la fréquence.

B.5 Résultats des essais aéroacoustiques

| Mesure | Vitesse | Angle | Microphone de contrôle actif | Nombre de profil aérodynamique |
|--------|---------|-------|------------------------------|--------------------------------|
| 1 | 10 | 60 | 1 | 3 |
| 2 | 20 | 60 | 1 | 3 |
| 3 | 20 | 60 | 4 | 3 |
| 4 | 20 | 60 | 5 | 3 |
| 5 | 20 | 60 | 6 | 3 |
| 6 | 20 | 60 | 1 | 1 |

Table B.3. Les paramètres de mesures

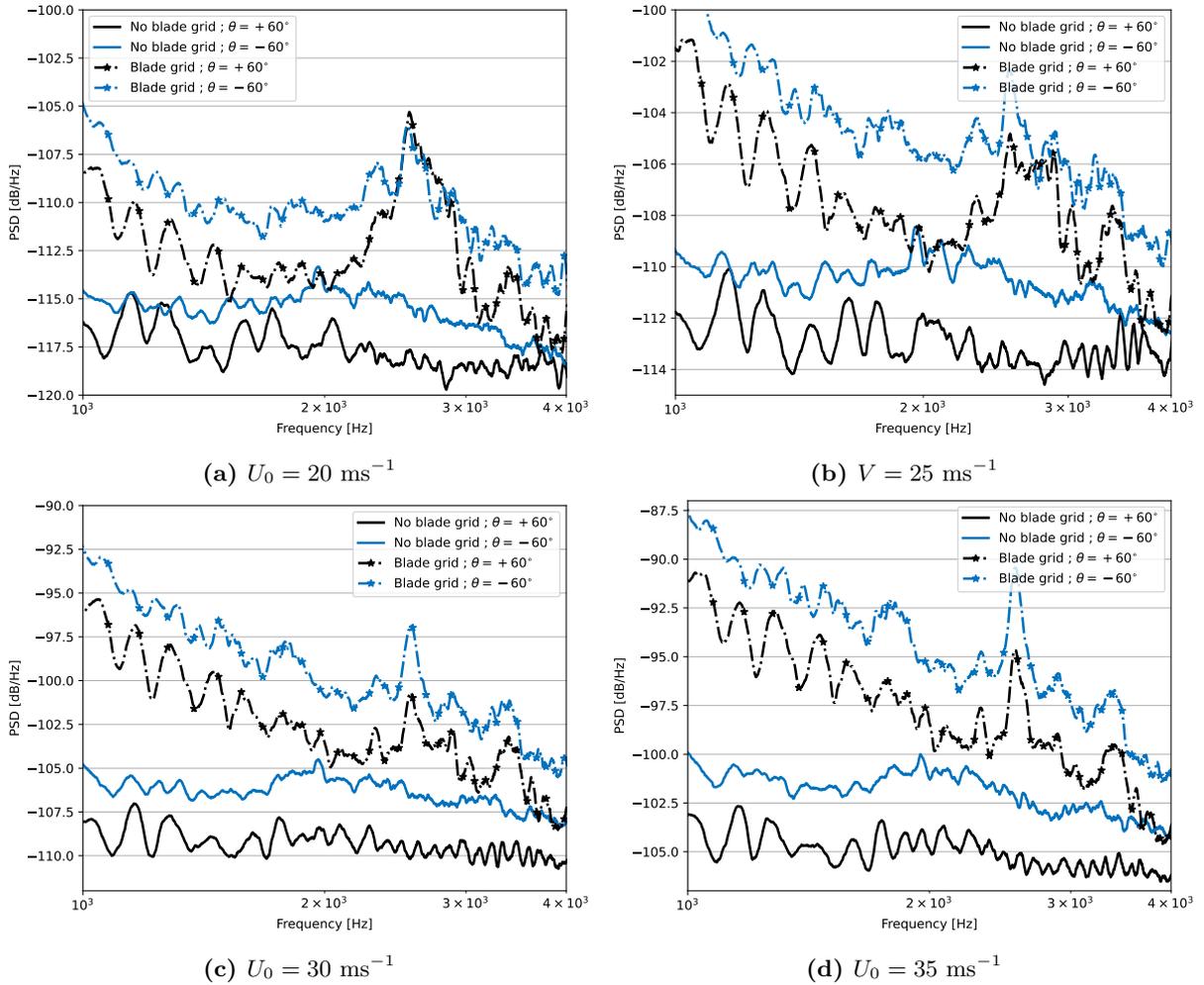
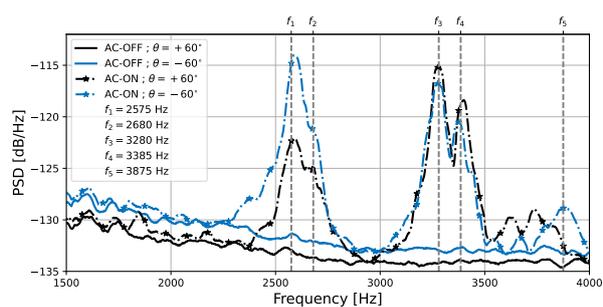
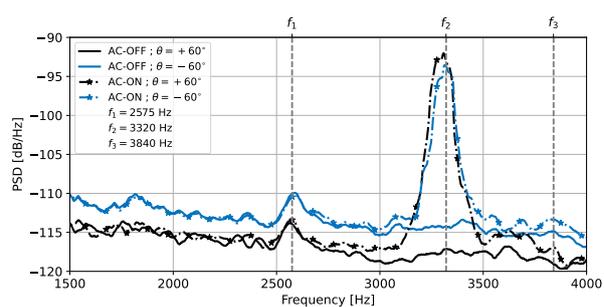


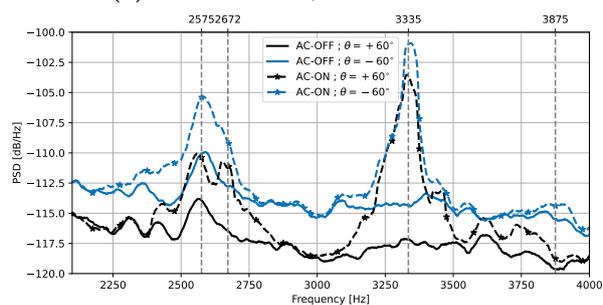
Figure B.10. Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain, avec et sans la grille d'aubes. (–) soufflerie sans la grille d'aubes. (–*) grille d'aubes montée dans la soufflerie mais le contrôle est désactivé.



(a) $U_0 = 10 \text{ ms}^{-1}$; Ctrl-Mic=Mic :1



(b) $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Ctrl-Mic=Mic :6



(c) $U_0 = 20 \text{ ms}^{-1}$; Ctrl-Mic=Mic :4

Figure B.11. Densités spectrales de puissance (PSD) pour les mesures de fluctuation de pression en champ lointain. (—) contrôle désactivé. (-*-) contrôle activé.

Annexe C

Turbulence synthétique

Table des matières

| | |
|---|-----|
| C.1 Modélisation de la source de tourbillon | 188 |
| C.2 Calcul du spectre de la source | 189 |
| C.3 Vitesse en fréquentiel | 193 |

C.1 Modélisation de la source de tourbillon

En prenant l'équation de conservation de la quantité de mouvement d'Euler (5.4) et loin d'autres sources, on a $\rho' = 0$, $p' = 0$ et $\nabla \cdot u' = 0$. On obtient l'équation de transport suivante :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \vec{u}'(x, y, t) &= \vec{S}_m(x, y, t) \\ \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \vec{u}'(x, y, t) e^{-i\omega t} e^{ik_x x} dx dt &= \vec{S}_m(k_x, y, \omega) \\ i(\omega - k_x U_0) \hat{u}'(k_x, y, \omega) &= \vec{S}_m(k_x, y, \omega) \\ \hat{u}'(k_x, y, \omega) &= \frac{\vec{S}_m(k_x, y, \omega)}{i(\omega - k_x U_0)} \\ \vec{u}'(x, y, t) &= \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\hat{S}_v(k_x, y, \omega)}{i(\omega - k_x U_0)} e^{i\omega t} e^{-ik_x x} dk_x d\omega \\ &= \int_{\mathbb{R}} 2\pi i \frac{\hat{s}(k_x U_0)}{i} \vec{g}(k_x, y) e^{ik_x(x - U_0 t)} dk_x \\ \vec{u}'(x, y, t) &= 2\pi \int_{\mathbb{R}} \hat{s}(k_x U_0) \vec{g}(k_x, y) e^{-ik_x(x - U_0 t)} dk_x \end{aligned}$$

L'expression de la fluctuation de vitesse en fonction de la distribution spatiale et de la source temporelle peut être formulée par l'expression (C.1).

$$\vec{u}'(x, y, t) = 2\pi \int_{\mathbb{R}} \vec{g}(k_x U_0, y) \hat{s}(k_x U_0) e^{-ik_x(x - U_0 t)} dk_x \quad (\text{C.1})$$

C.2 Calcul de spectre de la source

La deuxième étape de notre démarche implique de déterminer l'expression du spectre de la source en fonction du spectre de fluctuation de vitesse. Pour ce faire, nous allons établir une relation entre l'inter-corrélation de la source $\hat{s}(\omega)$ et son spectre.

$$\begin{aligned}
 \langle \hat{s}(\omega_1) \overline{\hat{s}(\omega_2)} \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \langle \hat{s}(t_1) \hat{s}(t_2) \rangle e^{-i\omega_1 t_1} e^{-i\omega_2 t_2} dt_1 dt_2 \\
 &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}} \langle \hat{s}(t) \hat{s}(t + \tau) \rangle e^{-i\omega_2 \tau} d\tau \int_{\mathbb{R}} e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} dt \\
 &= \frac{1}{(2\pi)} \int_{\mathbb{R}} \langle \hat{s}(t) \hat{s}(t + \tau) \rangle e^{-i\omega_2 \tau} d\tau \delta(\omega_1 - \omega_2) \\
 &= \delta(\omega_1 - \omega_2) S(\omega_1)
 \end{aligned}$$

Le spectre de fluctuation de vitesse est la transformée de Fourier de l'inter-corrélation de la perturbation de vitesse, décrite par l'expression (C.2).

$$\phi_{ij}(k) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} \langle u'_i(\mathbf{x}, t) u'_j(\mathbf{x} + r, t) \rangle e^{ikr} dr \quad (\text{C.2})$$

L'intégration du spectre de fluctuation de vitesse $\phi_{ij}(k_x, k_y)$ par rapport au nombre d'onde k_y nous permet d'obtenir le spectre de fluctuation de vitesse (C.3) en fonction du nombre d'onde k_x suivant la direction \vec{x} .

$$\Phi_{ij}(k_x) = \int_{\mathbb{R}} \Phi_{ij}(k_x, k_y) dk_y \quad (\text{C.3})$$

Par la suite, à l'aide de l'expression (C.1), on cherche à déterminer la relation entre le spectre du terme source S et le spectre de fluctuation de vitesse Φ_{ij} .

$$\begin{aligned}
 \Phi_{ij}(k_x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \langle u'_i(x, y, t) u'_j(x + r, y, t) \rangle e^{ik_x r} dr \\
 \implies \int_{\mathbb{R}} \Phi_{ij}(k_x) e^{-ik_x r} dk_x &= \langle u'_i(x, y, t) u'_j(x + r, y, t) \rangle \\
 &= \left\langle \left(2\pi \int_{\mathbb{R}} \hat{s}(k_{x1} U_0) \hat{g}(k_{x1}, y) e^{-ik_{x1}(x - U_0 t)} dk_{x1} \right) \left(2\pi \int_{\mathbb{R}} \hat{s}(k_{x2} U_0) \hat{g}(k_{x2}, y) e^{-ik_{x2}(x + r - U_0 t)} dk_{x2} \right) \right\rangle \\
 &= \left(2\pi \int_{\mathbb{R}} \langle \hat{g}(k_{x1}, y) \hat{g}(k_{x2}, y) \rangle e^{-ik_{x1}(x - U_0 t)} dk_{x1} \right) \left(2\pi \int_{\mathbb{R}} \langle \hat{s}(k_{x1} U_0) \hat{s}(k_{x2} U_0) \rangle e^{-ik_{x2}(x + r - U_0 t)} dk_{x2} \right) \\
 &= \left(2\pi \int_{\mathbb{R}} \langle \hat{g}(k_{x1}, y) \hat{g}(k_{x2}, y) \rangle e^{-ik_{x1}(x - U_0 t)} dk_{x1} \right) \dots \\
 &\quad \left(2\pi \int_{\mathbb{R}} \delta(k_{x1} U_0 + k_{x2} U_0) S(k_{x2} U_0) e^{-ik_{x2}(x + r - U_0 t)} dk_{x2} \right) \\
 &= \frac{(2\pi)^2}{|U_2|} \int_{\mathbb{R}} \langle \hat{g}(k_{x1}, y) \hat{g}(k_{x2}, y) \rangle e^{-ik_{x1}(x - U_0 t)} dk_{x1} \int_{\mathbb{R}} \delta(k_{x1} + k_{x2}) S(k_{x2} U_0) e^{-ik_{x2}(x + r - U_0 t)} dk_{x2} \\
 \int_{\mathbb{R}} \Phi_{ij}(k_x) e^{-ik_x r} dk_x &= \frac{(2\pi)^2}{|U_0|} \int_{\mathbb{R}} \hat{g}_i(k_x, y) \hat{g}_j^*(k_x, y) S(k_x U_0) e^{-ik_x r} dk_x
 \end{aligned}$$

En enlevant l'intégrale, on obtient l'expression (C.4) du spectre de fluctuation de vitesse Φ_{ij} .

$$\Phi_{ij}(k_x) = \frac{(2\pi)^2}{|U_0|} \hat{g}_i(k_x, y) \overline{\hat{g}_j(k_x, y)} S(k_x U_0) \quad (\text{C.4})$$

D'où l'expression du spectre de la source S (C.5).

$$S(k_x U_0) = \frac{\Phi_{ij}(k_x) |U_0|}{(2\pi)^2 \hat{g}_i(k_x, y = y_c) \hat{g}_j(k_x, y = y_c)} \quad (\text{C.5})$$

Par la suite on va chercher de calculer l'expression de la transformé de Fourier de la fonction de forme g .

$$\begin{aligned} TF(g_x(x, y)) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} g_x(x, y) e^{ik_x x} dx \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} -(y - y_c) A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} e^{-\frac{\ln 2}{b^2} ((x - x_c)^2 + (y - y_c)^2)} e^{ik_x x} dx \\ &= -\frac{1}{2\pi} (y - y_c) A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (y - y_c)^2} \int_{\mathbb{R}} e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (x - x_c)^2} e^{ik_x x} dx \\ &= -\frac{1}{2\pi} (y - y_c) A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (y - y_c)^2} e^{ik_x x_c} \frac{b}{\sqrt{\ln 2}} \sqrt{\pi} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} (y - y_c) A \sqrt{e} e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (y - y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} \end{aligned}$$

Sachant que $\int_{\mathbb{R}} e^{-X^2} e^{-i\omega X} dx = \sqrt{\pi} e^{-\frac{\omega^2}{4}}$; $\int_{\mathbb{R}} e^{-X^2} e^{i\omega X} dx = \sqrt{\pi} e^{-\frac{\omega^2}{4}}$ et $\int_{\mathbb{R}} e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (x - x_c)^2} e^{ik_x x} dx = \frac{b}{\sqrt{\ln 2}} e^{ik_x x_c} \sqrt{\pi} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}}$

$$\hat{g}_x(k_x, y) = -\frac{A \sqrt{e}}{\sqrt{2\pi}} (y - y_c) e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (y - y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} \quad (\text{C.6})$$

$$\begin{aligned} TF(\hat{g}_x(k_x, y)) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \hat{g}_x(k_x, y) e^{ik_y y} dy \\ &= -\frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \frac{A \sqrt{e}}{\sqrt{2\pi}} (y - y_c) e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (y - y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} e^{ik_y y} dy \\ &= -\frac{1}{2\pi} \frac{A \sqrt{e}}{\sqrt{2\pi}} e^{ik_x x_c} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} \int_{\mathbb{R}} (y - y_c) e^{-\frac{\ln 2}{b^2} (y - y_c)^2} e^{ik_y y} dy \\ &= -\frac{1}{2\pi} \frac{A \sqrt{e}}{\sqrt{2\pi}} e^{ik_x x_c} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} i e^{ik_y y_c} \left(\frac{b}{\sqrt{\ln 2}} \right)^3 i k_y \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-k_y^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} \\ &= -\frac{i A \sqrt{e}}{4 \sqrt{2\pi}} \left(\frac{b}{\sqrt{\ln 2}} \right)^3 k_y e^{-\frac{b^2}{4 \ln 2} (k_x^2 + k_y^2)} e^{i(k_x x_c + k_y y_c)} \\ &= -\frac{i A \sqrt{e}}{2\pi} \left(\frac{b}{\sqrt{2 \ln 2}} \right)^3 k_y e^{-\frac{b^2}{4 \ln 2} (k_x^2 + k_y^2)} e^{i(k_x x_c + k_y y_c)} \end{aligned}$$

D'où la double transformée de Fourier de la fonction de forme g_x est écrite par l'expression (C.7).

$$\hat{\hat{g}}_x(k_x, k_y) = -\frac{i A \sqrt{e}}{2\pi} \left(\frac{b}{\sqrt{2 \ln 2}} \right)^3 k_y e^{-\frac{b^2}{4 \ln 2} (k_x^2 + k_y^2)} e^{i(k_x x_c + k_y y_c)} \quad (\text{C.7})$$

En calculant maintenant la transformée de Fourier de la fonction de forme g_y .

$$\begin{aligned}
 TF(g_y(x, y)) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} g_y(x, y) e^{ik_x x} dx \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} (x - x_c) A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2ln2}}{b} e^{-\frac{ln2}{b^2}((x-x_c)^2 + (y-y_c)^2)} e^{ik_x x} dx \\
 &= \frac{1}{2\pi} A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2ln2}}{b} e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} \int_{\mathbb{R}} (x - x_c) e^{-\frac{ln2}{b^2}(x-x_c)^2} e^{ik_x x} dx \\
 &= \frac{1}{2\pi} A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2ln2}}{b} e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} (i) e^{ik_x x_c} \frac{1}{2} \left(\frac{b}{\sqrt{ln2}} \right)^3 k_x \sqrt{\pi} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} \\
 &= \frac{1}{2\pi} A \sqrt{e} \sqrt{2} e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} (i) e^{ik_x x_c} \frac{1}{2} \left(\frac{b}{\sqrt{ln2}} \right)^2 k_x \sqrt{\pi} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} \\
 &= i \frac{1}{2\sqrt{2}\sqrt{\pi}} A \sqrt{e} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{ln2}} \right)^2 e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2}
 \end{aligned}$$

D'où la transformée de Fourier de la fonction de forme g_y est écrite par l'expression (C.8).

$$\hat{g}_y(k_x, y) = i \frac{1}{\sqrt{2\pi}} A \sqrt{e} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^2 e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} \quad (C.8)$$

Ensuite, on calcule la double transformée de Fourier de la fonction de forme g_y .

$$\begin{aligned}
 TF(\hat{g}_y(k_x, y)) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \hat{g}_y(k_x, y) e^{ik_y y} dy \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} i \frac{1}{\sqrt{2\pi}} A \sqrt{e} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^2 e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} e^{ik_y y} dy \\
 &= \frac{1}{2\pi} i \frac{1}{\sqrt{2\pi}} A \sqrt{e} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^2 e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} \int_{\mathbb{R}} e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_y y} dy \\
 &= \frac{1}{2\pi} i \frac{1}{\sqrt{2\pi}} A \sqrt{e} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^2 e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} e^{ik_y y_c} \frac{b}{\sqrt{ln2}} \sqrt{\pi} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_y^2} \\
 &= \frac{i A \sqrt{e} k_x}{2\pi} \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^3 e^{i(k_x x_c + k_y y_c)} e^{-\frac{b^2}{4ln2} (k_x^2 + k_y^2)}
 \end{aligned}$$

D'où la double transformée de Fourier de la fonction de forme g_x est écrite par l'expression (C.9).

$$\hat{\hat{g}}_y(k_x, k_y) = \frac{i A \sqrt{e} k_x}{2\pi} \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^3 e^{i(k_x x_c + k_y y_c)} e^{-\frac{b^2}{4ln2} (k_x^2 + k_y^2)} \quad (C.9)$$

D'où la transformée de Fourier de la fonction de forme g est écrite par l'expression (C.10).

$$\vec{\hat{g}}(k_x, y) = \begin{pmatrix} \hat{g}_x(k_x, y) \\ \hat{g}_y(k_x, y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (-y + y_c) A \sqrt{\frac{e}{2\pi}} e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} \\ i A \sqrt{\frac{e}{2\pi}} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^2 e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4ln2} k_x^2} \end{pmatrix} \quad (C.10)$$

D'où la double transformée de Fourier de la fonction de forme g est écrite par l'expression (C.11).

$$\tilde{\hat{g}}(k_x, k_y) = \begin{pmatrix} \hat{g}_x(k_x, k_y) \\ \hat{g}_y(k_x, k_y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -k_y \\ k_x \end{pmatrix} \frac{iA\sqrt{e}}{2\pi} \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^3 e^{i(k_x x_c + k_y y_c)} e^{-\frac{b^2}{4ln2}(k_x^2 + k_y^2)} \quad (C.11)$$

Les modules de des transformée de Fourier de forme \hat{g}_x et \hat{g}_y sont définit respectivement par les expressions (C.12) (C.13)

$$|\hat{g}_x(k_x, y)| = |(-y + y_c)| A \sqrt{\frac{e}{2\pi}} e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{-\frac{b^2}{4ln2}k_x^2} \quad (C.12)$$

$$|\hat{g}_y(k_x, k_y)| = \frac{A\sqrt{e}}{2\pi} \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^3 k_y e^{-\frac{b^2}{4ln2}(k_x^2 + k_y^2)} \quad (C.13)$$

Les modules de des transformée de Fourier de forme \hat{g}_y et \hat{g}_x sont définit respectivement par les expressions (C.14) (C.15)

$$|\hat{g}_y(k_x, y)| = A \sqrt{\frac{e}{2\pi}} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^2 e^{-\frac{ln2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{-\frac{b^2}{4ln2}k_x^2} \quad (C.14)$$

$$|\hat{g}_x(k_x, k_y)| = \frac{A\sqrt{e}k_x}{2\pi} \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^3 e^{-\frac{b^2}{4ln2}(k_x^2 + k_y^2)} \quad (C.15)$$

En remplaçant par la suite l'expression (C.12) et (C.14) du module de la fonction de forme g dans l'expression (C.5) de la densité spectrale de source S .

$$\begin{aligned} S_{yy}(k_x U_0) &= \frac{\Phi_{yy}(k_x)|U_0|}{(2\pi)^2 |\hat{g}(k_x, y=c)|^2} \\ &= \frac{\Phi_{ij}(k_x)|U_0|}{(2\pi)^2 \left[A \sqrt{\frac{e}{2\pi}} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^2 e^{-\frac{b^2}{4ln2}k_x^2} \right]^2} \\ &= \frac{\Phi_{yy}(k_x)|U_0|}{(2\pi)^2 A^2 \frac{e}{2\pi} k_x^2 \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^4 e^{-\frac{b^2}{2ln2}k_x^2}} \\ &= \frac{\Phi_{yy}(k_x)|U_0|}{2\pi A^2 e k_x^2 \left(\frac{b}{\sqrt{2ln2}} \right)^4 e^{-\frac{b^2}{2ln2}k_x^2}} \\ &= \frac{\Phi_{yy}(k_x)|U_0|}{2\pi A^2 e k_x^2} \left(\frac{\sqrt{2ln2}}{b} \right)^4 e^{\frac{b^2}{2ln2}k_x^2} \end{aligned}$$

En calculant par la suite la source \hat{s}_{yy} .

$$\begin{aligned} \hat{s}_{yy}(k_x U_0) &= \sqrt{S_{yy}(k_x U_0)} e^{i\varphi(\omega)} \\ &= \sqrt{\frac{\Phi_{yy}(k_x)|U_0|}{2\pi A^2 e k_x^2} \left(\frac{\sqrt{2ln2}}{b} \right)^4 e^{\frac{b^2}{2ln2}k_x^2}} e^{i\varphi(\omega)} \\ &= \sqrt{\frac{|U_0|\Phi_{yy}(k_x)}{2\pi A^2 e k_x^2} \left(\frac{\sqrt{2ln2}}{b} \right)^2} e^{\frac{b^2}{4ln2}k_x^2} e^{i\varphi(\omega)} \\ &= \frac{\sqrt{|U_0|\Phi_{yy}(k_x)}}{A\sqrt{e}\sqrt{2\pi}k_x} \left(\frac{\sqrt{2ln2}}{b} \right)^2 e^{\frac{b^2}{4ln2}k_x^2} e^{i\varphi(\omega)} \end{aligned}$$

Enfin, on calcule le terme source $\tilde{S}_m(x, y, k_x U_0)$.

$$\begin{aligned}
 \vec{S}_m(x, y, K_x U_0) &= \vec{g}(x, y) \hat{s}(k_x U_0) \\
 &= \begin{pmatrix} g_x(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \\ g_y(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \end{pmatrix} \hat{s}(k_x U_0) \\
 &= \begin{pmatrix} -y + y_c \\ x - x_c \end{pmatrix} A \sqrt{e} \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} e^{-\frac{\ln 2}{b^2}((x-x_c)^2 + (y-y_c)^2)} \\
 &\quad \frac{\sqrt{|U_0| \Phi_{yy}(k_x)}}{A \sqrt{e} \sqrt{2\pi} k_x} \left(\frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} \right)^2 e^{\frac{b^2}{4 \ln 2} k_x^2} e^{i\varphi(\omega)} \\
 &= \begin{pmatrix} -y + y_c \\ x - x_c \end{pmatrix} \frac{\sqrt{\Phi_{yy}(k_x) |U_0|}}{\sqrt{2\pi} k_x} \left(\frac{\sqrt{2 \ln(2)}}{b} \right)^3 e^{-\frac{\ln(2)}{b^2}((x-x_c)^2 + (y-y_c)^2)} e^{\frac{b^2}{4 \ln(2)} k_x^2} e^{i\varphi(\omega)}
 \end{aligned}$$

C.3 Vitesse en fréquentiel

Nous déduisons la vitesse à partir de l'équation de transport.

$$\begin{aligned}
 i(\omega - k_x U_0) \vec{\hat{u}}'(k_x, y, \omega) &= \vec{\hat{g}}(k_x, y) \hat{s}(\omega) \\
 \vec{\hat{u}}'(x, y, \omega) &= \int_{\mathbb{R}} \frac{\hat{g}(k_x, y) \hat{s}(\omega)}{i(\omega - k_x U_0)} e^{-ik_x x} dk_x \\
 &= \frac{2\pi}{U_0} \hat{g}\left(\frac{\omega}{U_0}, y\right) \hat{s}(\omega) e^{-i\frac{\omega}{U_0} x} \\
 &= \frac{2\pi}{U_0} \left\{ \begin{array}{l} -\frac{A\sqrt{e}}{\sqrt{2\pi}}(y - y_c) e^{-\frac{\ln 2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-k_x^2 \frac{b^2}{4 \ln 2}} \\ i \frac{1}{\sqrt{2\pi}} A \sqrt{e} k_x \left(\frac{b}{\sqrt{2 \ln 2}} \right)^2 e^{-\frac{\ln 2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{ik_x x_c} e^{-\frac{b^2}{4 \ln 2} k_x^2} \end{array} \right\} \dots \\
 &\quad \frac{\sqrt{|U_0| \Phi_{yy}(k_x)}}{A \sqrt{e} \sqrt{2\pi} k_x} \left(\frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} \right)^2 e^{\frac{\ln 2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{\frac{b^2}{4 \ln 2} k_x^2} e^{i\frac{\omega}{U_0} x} e^{i\varphi(\omega)} \\
 &= \left\{ \begin{array}{l} -\frac{(y-y_c)}{k_x} \left(\frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} \right)^2 \\ i \end{array} \right\} \frac{\sqrt{\Phi_{yy}(k_x)}}{\sqrt{U_0}} e^{-ik_x(x-x_c)} e^{-\frac{\ln 2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{i\varphi(\omega)} \\
 \vec{\hat{u}}'(x, y, \omega) &= \left\{ \begin{array}{l} -\frac{(y-y_c)}{k_x} \left(\frac{\sqrt{2 \ln 2}}{b} \right)^2 \\ i \end{array} \right\} \frac{\sqrt{\Phi_{yy}(k_x)}}{\sqrt{U_0}} e^{-ik_x(x-x_c)} e^{-\frac{\ln 2}{b^2}(y-y_c)^2} e^{i\varphi(\omega)}
 \end{aligned}$$

Bibliographie

- [1] Michael JT Smith. *Aircraft noise*. Cambridge University Press, 1989.
- [2] J. Huber and S. Illa. Jet noise assessment and sensitivity at aircraft level. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, number AIAA 2007-3728, 2007.
- [3] N. Peake and A. B. Parry. Modern challenges facing turbomachinery aeroacoustics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44 :227–248, 2012.
- [4] D. Lewis, J. de Laborderie, M. Sanjosé, S. Moreau, M. C. Jacob, and V. Masson. Parametric study on state-of-the-art analytical models for fan broadband interaction noise predictions. *Journal of Sound and Vibration*, 514 :116423, 2021.
- [5] S. Moreau. Turbomachinery noise predictions : Present and future. *Acoustics*, 1(1) :92–116, 2019.
- [6] S. Moreau and M. Roger. Turbomachinery noise review. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 9(1), 2024.
- [7] E. Envia, A. G. Wilson, and D. L. Huff. Fan noise : A challenge to caa. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 18(6) :471–480, 2004.
- [8] E. Envia and M. Nallasamy. Design selection and analysis of a swept and leaned stator concept. *Journal of Sound and Vibration*, 228(4) :793–836, 1999.
- [9] D. B. Hanson. Theory for broadband noise of rotor and stator cascades with inhomogeneous inflow turbulence including effects of lean and sweep. Contractor Report CR-2001-210762, NASA, 2001.
- [10] D. B. Hanson. Broadband noise of fans - with unsteady coupling theory to account for rotor and stator reflection/transmission effects. Contractor Report CR-2001-211136, NASA, 2001.
- [11] R. K. Amiet. Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *Journal of Sound and Vibration*, 47(3) :387–393, 1976.
- [12] M. S. Howe. A review of the theory of trailing edge noise. *Journal of Sound and Vibration*, 61(3) :437–465, 1978.
- [13] S. Pröbsting and S. Yarusevych. Laminar separation bubble development on an airfoil emitting tonal noise. *Journal of Fluid Mechanics*, 780 :167–191, 2015.
- [14] J. W. Kurelek, M. Kotsonis, and S. Yarusevych. Transition in a separation bubble under tonal and broadband acoustic excitation. *Journal of Fluid Mechanics*, 853 :1–36, 2018.
- [15] J. Al-Am, V. Clair, A. Giaouque, J. Boudet, and F. Gea-Aguilera. On the effects of a separation bubble on fan noise. *Journal of Sound and Vibration*, 537 :117180, 2022.
- [16] M. Deuse and R. D. Sandberg. Different noise generation mechanisms of a controlled diffusion aerofoil and their dependence on mach number. *Journal of Sound and Vibration*, 476 :115317, 2020.

- [17] M. C. Jacob, J. Grilliat, R. Camussi, and G. Caputi Gennaro. Aeroacoustic investigation of a single airfoil tip leakage flow. *International Journal of Aeroacoustics*, 9(3) :253–272, 2010.
- [18] J. Grilliat, M. C. Jacob, E. Jondeau, M. Roger, and R. Camussi. Broaband noise prediction models and measurements of tip leakage flows. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, number AIAA 2008-2845, 2008.
- [19] J. Al-Am, V. Clair, A. Giauque, J. Boudet, and F. Gea-Aguilera. Aeroacoustic analysis of the tip-leakage flow of an ultrahigh bypass ratio fan stage. *Physics of Fluids*, 35(4) :047104, 2023.
- [20] A. McAlpine and M. J. Fisher. On the prediction of “buzz-saw” noise in aero-engine inlet ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 248(1) :123–149, 2001.
- [21] A. McAlpine, M. J. Fisher, and B. J. Tester. “buzz-saw” noise : A comparison of modal measurements with an improved prediction method. *Journal of Sound and Vibration*, 306(3) :419–443, 2007.
- [22] M. Daroukh. *Effects of distortion on modern turbofan tonal noise*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2017.
- [23] M. Daroukh, S. Moreau, N. Gourdain, J.-F. Boussuge, and C. Sensiau. Effect of distortion on turbofan tonal noise at cutback with hybrid methods. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 2(3), 2017.
- [24] D. B. Hanson. Spectrum of rotor noise caused by atmospheric turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 56(1) :110–126, 1974.
- [25] S. J. Majumdar and N. Peake. Noise generation by the interaction between ingested turbulence and a rotating fan. *Journal of Fluid Mechanics*, 359 :181–216, 1998.
- [26] R. Parker. Paper 1 : Relation between blade row spacing and potential flow interaction effects in turbomachines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings*, 184(7) :1–8, 1969.
- [27] J. Al-Am. *Broadband noise predictions of a fan stage using large eddy simulations*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 2022.
- [28] H. H. Hubbard. Aeroacoustics of flight vehicles : Theory and practice. NASA Reference Publication 1258 vol. 1, NASA, 1991.
- [29] J. Tyler and T. Sofrin. Axial flow compressor noise studies. *Society of Automotive Engineers Transactions*, 70 :309–332, 1962.
- [30] T. Law and A. Dowling. Reduction of aeroengine tonal noise using scattering from a multi-segmented liner. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, number AIAA 2008-2978, 2008.
- [31] R. J. Astley, R. Sugimoto, and P. Mustafi. Computational aero-acoustics for fan duct propagation and radiation. current status and application to turbofan liner optimisation. *Journal of Sound and Vibration*, 330(16) :3832–3845, 2011.
- [32] V. Clair, C. Polacsek, T. Le Garrec, G. Reboul, M. Gruber, and P. Joseph. Experimental and numerical investigation of turbulence-airfoil noise reduction using wavy edges. *AIAA Journal*, 51(11) :2695–2713, 2013.
- [33] S. Narayanan, P. Chaitanya, S. Haeri, P. Joseph, J. W. Kim, and C. Polacsek. Airfoil noise reductions through leading edge serrations. *Physics of Fluids*, 27(2) :025109, 2015.
- [34] P. Chaitanya, P. Joseph, and L. J. Ayton. Leading-edge profiles for the reduction of airfoil interaction noise. *AIAA Journal*, 58(3) :1118–1129, 2020.

- [35] M. Cannard, P. Joseph, J. Turner, J. W. Kim, and P. Chaitanya. Physical mechanisms and performance of slitted leading-edge profiles for the reduction of broadband aerofoil interaction noise. *Journal of Sound and Vibration*, 473 :115214, 2020.
- [36] R. K. Amiet. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *Journal of Sound and Vibration*, 41(4) :407–420, 1975.
- [37] R. K. Amiet. High frequency thin-airfoil theory for subsonic flow. *AIAA Journal*, 14(8) :1076–1082, 1976.
- [38] J. J. Adamczyk. The passage of an infinite swept airfoil through an oblique gust. NASA Contractor Report 2395, NASA, 1974.
- [39] S. Moreau, M. Roger, and V. Jurdic. Effect of angle of attack and airfoil shape on turbulence ingestion noise. In *Proceedings of the 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2005-2973, 2005.
- [40] M. Myers and E. Kerschen. Influence of incident angle on sound generation by airfoils interacting with high-frequency gusts. *Journal of Fluid Mechanics*, 292 :271–304, 1995.
- [41] M. Myers and E. Kerschen. Influence of camber on sound generation by airfoils interacting with high-frequency gusts. *Journal of Fluid Mechanics*, 353 :221–259, 1997.
- [42] L. J. Ayton and P. Chaitanya. An analytical and experimental investigation of aerofoil–turbulence interaction noise for plates with spanwise-varying leading edges. *Journal of Fluid Mechanics*, 865 :137–168, 2019.
- [43] L. J. Ayton and J. W. Kim. An analytic solution for the noise generated by gust–aerofoil interaction for plates with serrated leading edges. *Journal of Fluid Mechanics*, 853 :515–536, 2018.
- [44] R. Hixon, J. Scott, S. Sawyer, and M. Nalasamy. Application of a nonlinear computational aeroacoustics code to the gust-airfoil problem. *AIAA Journal*, 44(2) :323–328, 2006.
- [45] V. Golubev, R. Mankbadi, M. Visbal, J. Scott, and R. Hixon. A parametric study of nonlinear gust-airfoil interaction. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2006-2426, 2006.
- [46] J. Scott. Third computational aeroacoustics (CAA) workshop on benchmark Problems : category 3, problem 1 – single airfoil gust response. NASA Technical Memorandum 2000-209790, pp. 47-59, 2000.
- [47] V. Clair. *Calcul numérique de la réponse acoustique d’un aubage soumis à un sillage turbulent*. PhD thesis, Université Claude Bernard – Lyon 1, 2013.
- [48] J. Gill, X. Zhang, and P. Joseph. Symmetric airfoil geometry effects on leading edge noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 134(4) :2669–2680, 2013.
- [49] J. Gill. *Broadband Noise Generation of a Contra-Rotating Open Rotor Blade*. PhD thesis, University of Southampton, 2015.
- [50] J. W. Kim and S. Haeri. An advanced synthetic eddy method for the computation of aerofoil–turbulence interaction noise. *Journal of Computational Physics*, 287 :1–17, 2015.
- [51] G. Reboul. *Modélisation du bruit à large bande de soufflante de turboréacteur*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2010.
- [52] S. Glegg. The response of a swept blade row to a three-dimensional gust. *Journal of Sound and Vibration*, 227(1) :29–64, 1999.

- [53] H. Posson, S. Moreau, and M. Roger. On the use of a uniformly valid analytical cascade response function for fan broadband noise predictions. *Journal of Sound and Vibration*, 329 :3721–3743, 2010.
- [54] V. Masson, H. Posson, M. Sanjose, T. Léonard, S. Moreau, and M. Roger. Fan-ogv interaction broadband noise prediction in a rigid annular duct with swirling and sheared mean flow. In *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2016-2944, 2016.
- [55] M. Namba. Three-dimensional analysis of blade force and sound generation for an annular cascade in distorted flows. *Journal of Sound and Vibration*, 50 :479–508, 1977.
- [56] H. Kodama and M. Namba. Unsteady lifting surface theory for a rotating cascade of swept blades. *Journal of Turbomachinery*, 112 :411–417, 1990.
- [57] B. Schulten. Sound generated by rotor wakes interacting with a leaned vane stator. *AIAA Journal*, 20(10) :1352–1358, 1982.
- [58] B. Schulten. Vane sweep effect on rotor/stator interaction noise. *AIAA Journal*, 35(6) :945–951, 1997.
- [59] B. François, S. Bouley, M. Roger, and S. Moreau. Analytical models based on a mode-matching technique for turbulence impingement noise on axial-flow outlet guide vanes. In *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2016-2947, 2016.
- [60] L. Girier, M. Roger, H. Bériot, A. Lafitte, and H. A two-dimensional model of sound transmission through curved and staggered ogv : Effect of inter-vane channel mode transitions. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2019-2690, 2019.
- [61] S. Bouley. *Modélisations analytiques du bruit tonal d’interaction rotor / stator par la technique de raccordement modal*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2017.
- [62] M. Nallasamy, R. Hixon, and S. Sawyer. Solution of unsteady Euler equations : Gust-cascade interaction tones. *Computer & Fluids*, 36 :724–741, 2007.
- [63] R. Hixon, A. Sescu, M. Nallasamy, and S. Sawyer. Prediction of noise from realistic rotor-wake/stator-row interaction using computational aeroacoustics. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2009-3339, 2009.
- [64] A. M. Wohlbrandt, S. Guerin, and R. Ewert. Extension of the random particle mesh method to periodic turbulent flows for fan broadband noise prediction. In *21th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2015-2383, 2015.
- [65] F. Gea-Aguilera, J. Gill, and X. Zhang. On the effects of fan wake modelling and vane design on cascade noise. *Journal of Sound and Vibration*, 459 :114859, 2019.
- [66] A.-H. Salem Said. *Large Eddy Simulation of Shear-Free Interaction of Homogeneous Turbulence with a Flat-Plate Cascade*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2007.
- [67] M. Buszyk, C. Polacsek, T. Le Garrec, R. Barrier, and C. Bailly. Numerical assessment of turbulence-cascade noise reduction and aerodynamic penalties from serrations. *AIAA Journal*, 60(6) :3603–3619, 2022.
- [68] M. Buszyk, C. Polacsek, T. Le Garrec, R. Barrier, V. Clair, E. Salze, and C. Bailly. Aeroacoustic assessment of a rectilinear cascade with leading edge serrations : predictions and measurements. *Computers & Fluids*, 271 :106179, 2024.
- [69] V. Golubev and H. Atassi. Unsteady swirling flows in annular cascades, part 2 : aerodynamic blade response. *AIAA Journal*, 38(7) :1150–1158, 2000.

- [70] H. Atassi, A. Ali, O. Atassi, and I. Vinogradov. Scattering of incident disturbances by an annular cascade in a swirling flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 499 :111–138, 2004.
- [71] B. Elhadidi. *Sound generation and propagation in annular cascades with swirling flows*. PhD thesis, University of Notre Dame, 2002.
- [72] H. Atassi and I. Vinogradov. Modelling broadband fan noise and comparison with experiments. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2007-3691, 2007.
- [73] C. Rumsey, R. Biedron, and F. Farassat. Ducted-fan engine acoustic predictions using a Navier-Stokes code. *Journal of Sound and Vibration*, 213(4) :643–664, 1998.
- [74] R. Biedron, C. Rumsey, G. Podboy, and M. Dunn. Prediction of the rotor-stator interaction acoustics of a ducted fan engine. In *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, number AIAA-2001-0664, 2001.
- [75] C. Polacsek, S. Burguburu, S. Redonnet, and M. Terracol. Numerical simulation of fan interaction noise using a hybrid approach. *AIAA Journal*, 44 (6) :1188–1196, 2006.
- [76] A. Sharma, H. Chen, and C. Shieh. Linearized Navier-Stokes analysis for rotor-stator interaction tone noise prediction. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2010-3744, 2010.
- [77] B. Greschner and F. Thiele. Wall modeled LES simulation of rotor-stator-cascade broadband noise. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2011-2873, 2011.
- [78] G. Reboul, C. Polacsek, S. Lewy, and S. Heib. Ducted-fan broadband noise simulations using unsteady or averaged data. In *Internoise 2008*, 2008.
- [79] V. Bonneau. *Prévision du bruit d'interaction tonal et à large bande d'une soufflante de nouvellegénération en régime subsonique*. PhD thesis, École Nationale Supérieure des Ingénieurs de Poitiers, 2015.
- [80] B. François, C. Polacsek, and R. Barrier. Zonal Detached Eddy Simulation of the Fan-Outlet Guide Vanes Stage of a Turbofan Engine : Part I—Methodology, Numerical Setup, and Aerodynamic Analysis. *Journal of Turbomachinery*, 144(11) :111004, 2022.
- [81] C. Polacsek, M. Daroukh, B. François, and R. Barrier. Zonal Detached Eddy Simulation of the Fan-Outlet Guide Vanes Stage of a Turbofan Engine : Part II—Broadband Noise Predictions. *Journal of Turbomachinery*, 144(11) :111005, 2022.
- [82] D. Lewis, S. Moreau, and M. C. Jacob. Broadband noise predictions on the acat1 fan stage using large eddy simulations and analytical models. In *AIAA AVIATION 2020 FORUM*, number AIAA-2020-2519, 2020.
- [83] J. Al-Am, V. Clair, A. Giauque, J. Boudet, and F. Gea-Aguilera. Direct noise predictions of fan broadband noise using les and analytical models. In *28th AIAA/CEAS Aeroacoustics 2022 Conference*, number AIAA-2022-2882, 2022.
- [84] J. Al-Am, V. Clair, A. Giauque, J. Boudet, and F. Gea-Aguilera. Direct noise predictions of a 360° full fan stage using les. In *AIAA AVIATION 2023 Forum*, number AIAA-2023-4295, 2023.
- [85] I. Gonzalez-Martino and D. Casalino. Fan tonal and broadband noise simulations at transonic operating conditions using lattice-boltzmann methods. In *2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2018-3919, 2018.
- [86] D. Cerizza, D. Casalino, and I. Gonzalez-Martino. An extension of the acoustics evaluation of the nasa sdt turbofan with lattice-boltzmann methods. In *28th AIAA/CEAS Aeroacoustics 2022 Conference*, number AIAA-2022-2886, 2022.

- [87] M. Daroukh, T. Le Garrec, and C. Polacsek. Low-speed turbofan aerodynamic and acoustic prediction with an isothermal lattice boltzmann method. *AIAA Journal*, 60(2) :1152–1170, 2022.
- [88] R. Kraichnan. Diffusion by a random velocity field. *Physics of Fluids*, 13(1) :22–31, 1970.
- [89] J. C. H. Fung, J. C. R. Hunt, N. A. Malik, and R. J. Perkins. Kinematic simulation of homogeneous turbulence by unsteady random fourier modes. *Journal of Fluid Mechanics*, 236 :281–318, 1992.
- [90] J. C. H. Fung and J. C. Vassilicos. Kinematics simulation of homogeneous turbulence by unsteady random fourier modes. *Physical Review E*, 57 :1677, 1998.
- [91] M. Karweit, P. Blanc-Benon, D. Juvé, and G. Comte-Bellot. Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field : a study of phase variance. *Journal of the Acoustical Society of America*, 89(1) :52–62, 1991.
- [92] W. Bechara, C. Bailly, P. Lafon, and S. Candel. Stochastic approach to noise modeling for free turbulent flows. *AIAA Journal*, 32(3) :455–463, 1994.
- [93] M. Omais, B. Caruelle, S. Redonnet, E. Manoha, and P. Sagaut. Jet noise prediction using RANS CFD input. In *Proceedings of the 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2008-2938, 2008.
- [94] C. Bailly and D. Juvé. A stochastic approach to compute subsonic noise using linearized Euler’s equations. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-99-1872, 1999.
- [95] C. Bailly, X. Gloerfelt, and C. Bogey. Report on stochastic noise source modelling. Technical report, JEAN EU Research Programme - FP5, 2002.
- [96] M. Billson, L. Eriksson, and L. Davidson. Jet noise prediction using stochastic turbulence modeling. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2003-3282, 2003.
- [97] A. Lafitte. *Prédiction de l’aéroacoustique de jets subsoniques confinés à l’aide d’une méthode stochastique de génération de la turbulence*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2012.
- [98] A. Lafitte, T. Le Garrec, C. Bailly, and E. Laurendeau. Prediction of subsonic jet noise relying on a sweeping based turbulence generation process. In *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference*, number AIAA-2012-2149, 2012.
- [99] C. Polacsek, V. Clair, T. Le Garrec, G. Reboul, and M. C. Jacob. Numerical predictions of turbulence/cascade-interaction noise using computational aeroacoustics with a stochastic model. *AIAA Journal*, 53(12) :3551–3566, 2015.
- [100] A. Careta, F. Sagués, and J. M. Sancho. Stochastic generation of homogenous isotropic turbulence with well-defined spectra. *Physical Review E*, 48(3) :2279–2287, 1993.
- [101] R. Ewert. Broadband slat noise prediction based on CAA and stochastic sound sources from a fast Random Particle-Mesh (RPM) method. *Computers & Fluids*, 37 :369–387, 2008.
- [102] R. Ewert, J. Dierke, J. Siebert, A. Neifeld, C. Appel, M. Siefert, and O. Kornow. Caa broadband noise prediction for aeroacoustic design. *Journal of Sound and Vibration*, 330(17) :4139–4160, 2011.
- [103] M. Siefert and R. Ewert. Sweeping sound generation in jets realized with a random particle-mesh method. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2009-3369, 2009.
- [104] M. Dieste and G. Gabard. Random particle methods applied to broadband fan interaction noise. *Journal of Computational Physics*, 231 :8133–8151, 2012.
- [105] N. Jarrin, S. Benhamadouche, D. Laurence, and R. Prosser. A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4) :585–593, 2006.

- [106] N. Jarrin, R. Prosser, J.-C. Uribe, S. Benhamadouche, and D. Laurence. Reconstruction of turbulent fluctuations for hybrid rans/les simulations using a synthetic-eddy method. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(3) :435–442, 2009.
- [107] R. Poletto, A. Revell, T. Craft, and N. Jarrin. Divergence free synthetic eddy method for embedded les inflow boundary conditions. In *Seventh International Symposium On Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 2011.
- [108] A. Sescu and R. Hixon. Toward low-noise synthetic turbulent inflow conditions for aeroacoustic calculation. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 73 :1011–1010, 2013.
- [109] T. Hainaut. *Prediction and analysis of broadband interaction noise using synthetic turbulence*. PhD thesis, University of Southampton, 2017.
- [110] T. Hainaut, G. Gabard, and V. Clair. CAA study of airfoil broadband interaction noise using stochastic turbulent vorticity sources. In *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2015-2222, 2015.
- [111] M. Roger. *CISM Courses and Lectures 545*, chapter Broadband noise from lifting surfaces : analytical modeling and experimental validation, pages 289–344. Springer, 2013.
- [112] G. W. Bielak, J. W. Premo, and A. S. Hersh. Advanced turbofan duct liner concepts. NASA Contractor Report CR-1999-209002, NASA, 1999.
- [113] M. Escoufflaire. *Theoretical and Numerical Investigation of Time-Domain Impedance Models for Computational AeroAcoustics*. PhD thesis, Université du Mans, 2014.
- [114] R. C. Chanaud, Ning Kong, and R. B. Sitterding. Experiments on porous blades as a means of reducing fan noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 59(3) :564–575, 1976.
- [115] J. Revell, H. Kuntz, F. Balena, C. Horne, B. Storms, and R. Dougherty. Trailing-edge flap noise reduction by porous acoustic treatment. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-1997-1646, 1997.
- [116] E. Sarradj and T. Geyer. Noise generation by porous airfoils. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, number AIAA-2007-3719, 2007.
- [117] T. Geyer, E. Sarradj, and C. Fritzsche. Porous airfoils : Noise reduction and boundary layer effects. *International Journal of Aeroacoustics*, 9(6) :787–820, 2010.
- [118] T. Geyer and E. Sarradj. Trailing edge noise of partially porous airfoils. In *20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2014-3039, 2014.
- [119] E. Sarradj and T. Geyer. Symbolic regression modeling of noise generation at porous airfoils. *Journal of Sound and Vibration*, 333(14) :3189–3202, 2014.
- [120] M. Roger, C. Schram, and L. De Santana. Reduction of airfoil turbulence-impingement noise by means of leading-edge serrations and/or porous material. In *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2013-2108, 2013.
- [121] M. Roger and S. Moreau. Airfoil turbulence-impingement noise reduction by porosity or wavy leading-edge cut : Experimental investigations. In *Inter-Noise 2016*, 2016.
- [122] G. Bampanis and M. Roger. On the turbulence-impingement noise of a naca-12 airfoil with porous inclusions. In *AIAA AVIATION 2020 FORUM*, number AIAA-2020-2577, 2020.
- [123] G. Bampanis. *Airfoil Turbulence-Impingement Noise Reduction by porous cells or wavy leading-edge design*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2021.

- [124] R. Zamponi, N. Van de Wyer, and C. F. Schram. Experimental investigation of airfoil turbulence-impingement noise reduction using porous treatment. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number AIAA-2019-2649, 2019.
- [125] R. Zamponi, S. Satcunanathan, S. Moreau, D. Ragni, M. Meinke, W. Schröder, and C. Schram. On the role of turbulence distortion on leading-edge noise reduction by means of porosity. *Journal of Sound and Vibration*, 485 :115561, 2020.
- [126] S. Tamaro, R. Zamponi, D. Ragni, C. Teruna, and C. Schram. Experimental investigation of turbulent coherent structures interacting with a porous airfoil. *Experiments in Fluids*, 62(94), 2021.
- [127] C. Teruna, F. Avallone, D. Casalino, and D. Ragni. Numerical investigation of leading edge noise reduction on a rod-airfoil configuration using porous materials and serrations. *Journal of Sound and Vibration*, 494 :115880, 2021.
- [128] C. Teruna, L. F. Rego, D. Casalino, D. Ragni, and F. Avallone. Full-scale application of porous leading-edge treatments in a fan stage for mitigating rotor-stator interaction noise. In *28th AIAA/CEAS Aeroacoustics 2022 Conference*, number AIAA-2022-2963, 2022.
- [129] J Simonich, P Lavrich, T Sofrin, and D Topol. Active aerodynamic control of wake-airfoil interaction noise-experiment. *AIAA journal*, 31(10) :1761–1768, 1993.
- [130] Laith Al-Sadawi, Tze Pei Chong, and Jung-Hoon Kim. Aerodynamic noise reduction by plasma actuators for a flat plate with blunt trailing edge. *Journal of Sound and Vibration*, 439 :173–193, 2019.
- [131] Matthew Szoke, Weam Elshahar, and Mahdi Azarpeyvand. Aerodynamic noise reduction using active flow control techniques. 2016.
- [132] Alan RD Curtis. Active control of fan noise by vane actuators. Technical report, 1999.
- [133] Marie-Annick Galland, Benoit Mazeaud, and Nadine Sellen. Hybrid passive/active absorbers for flow ducts. *Applied acoustics*, 66(6) :691–708, 2005.
- [134] Nadine Sellen, Maria Cuesta, and M-A Galland. Noise reduction in a flow duct : Implementation of a hybrid passive/active solution. *Journal of sound and vibration*, 297(3-5) :492–511, 2006.
- [135] B. Culshaw. *Smart Structures and Materials*. Artech House optoelectronics library. Artech House, 1996.
- [136] Prabhakarn Arunachalam, Jayaraman Theerthagiri, Abdullah Al-Mayouf, Myong Yong Choi, and Madhavan Jagannathan. *Oxide Free Nanomaterials for Energy Storage and Conversion Applications*. Elsevier, 2021.
- [137] R Brett Williams, Daniel J Inman, Marc R Schultz, Michael W Hyer, and W Keats Wilkie. Nonlinear tensile and shear behavior of macro fiber composite actuators. *Journal of composite materials*, 38(10) :855–869, 2004.
- [138] R Brett Williams, Gyuhae Park, Daniel J Inman, and W Keats Wilkie. An overview of composite actuators with piezoceramic fibers. *Proceeding of IMAC XX*, 47 :130, 2002.
- [139] Edward F Crawley and Javier De Luis. Use of piezoelectric actuators as elements of intelligent structures. *AIAA journal*, 25(10) :1373–1385, 1987.
- [140] Walter Heywang, Karl Lubitz, Wolfram Wersing, G Helke, and K Lubitz. Piezoelectric pzt ceramics. *Piezoelectricity : Evolution and Future of a Technology*, pages 89–130, 2008.
- [141] Inderjit Chopra. Review of state of art of smart structures and integrated systems. *AIAA journal*, 40(11) :2145–2187, 2002.

- [142] Sharvari S Heganna and Jayesh J Joglekar. Active vibration control of smart structure using pzt patches. *Procedia Computer Science*, 89 :710–715, 2016.
- [143] F Tateo, BS Beck, M Collet, M Ouisse, KA Cunefare, and MN Ichchou. Vibration control of plates through a periodic array of shunted piezoelectric patches with negative capacitance circuits. 9057 :765–776, 2014.
- [144] James P Carneal, Marco Giovanardi, Chris R Fuller, and Dan Palumbo. Re-active passive devices for control of noise transmission through a panel. *Journal of Sound and Vibration*, 309(3-5) :495–506, 2008.
- [145] Francesco Ripamonti, Anthony Giampà, Riccardo Giona, Ling Liu, and Roberto Corradi. Numerical and experimental study of an active control logic for modifying the acoustic performance of single-layer panels. *Journal of Sound and Vibration*, 520 :116608, 2022.
- [146] Paul Remington, Daniel Sutliff, and Scott Sommerfeldt. Active control of low-speed fan tonal noise using actuators mounted in stator vanes : part 1 control system design and implementation. page 3190, 2003.
- [147] Bruce Walker, Alan Hersh, Joseph Celano, and Edward Rice. Active control of low-speed fan tonal noise using actuators mounted in stator vanes part 2 : novel error sensing concepts. page 3191, 2003.
- [148] Daniel Sutliff, Paul Remington, and Bruce Walker. Active control of low-speed fan tonal noise using actuators mounted in stator vanes : part 3 results. page 3193, 2003.
- [149] Henno Allik, Kenneth M Webman, and John T Hunt. Vibrational response of sonar transducers using piezoelectric finite elements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 56(6) :1782–1791, 1974.
- [150] Warren P Mason and Hans Baerwald. Piezoelectric crystals and their applications to ultrasonics. *Physics Today*, 4(5) :23, 1951.
- [151] George A Lesieutre and Christopher L Davis. Can a coupling coefficient of a piezoelectric device be higher than those of its active material? *Journal of intelligent material systems and structures*, 8(10) :859–867, 1997.
- [152] Martine Naillon, Roger H Coursant, and Francois Besnier. Analyse de structures piézoélectriques par une méthode d’éléments finis. *Acta Electronica*, 25(4) :341–362, 1983.
- [153] Thomas Duriez, Steven L Brunton, and Bernd R Noack. *Machine learning control-taming nonlinear dynamics and turbulence*, volume 116. Springer, 2017.
- [154] Rudolph Emil Kalman. A new approach to linear filtering and prediction problems. 1960.
- [155] Robert F Stengel. *Optimal control and estimation*. Courier Corporation, 1994.
- [156] Rudolph E Kalman and Richard S Bucy. New results in linear filtering and prediction theory. 1961.
- [157] Philippe De Larminat. *Analysis and control of linear systems*. John Wiley & Sons, 2013.
- [158] M Collet. Contrôle actif des structures par couches piézo-électriques. *Doctorat, de l’Ecole Centrale de Lyon, Juin, France*, 1996.
- [159] P Monnier, Manuel Collet, and Jean Piranda. Definition of mechanical design parameters to optimize efficiency of integral force feedback. *Structural Control and health monitoring*, 12(1) :65–89, 2005.
- [160] André Preumont. *Vibration control of active structures : an introduction*, volume 246. Springer, 2018.

- [161] M Collet, M Ouisse, KA Cunefare, M Ruzzene, B Beck, L Airoldi, and F Casadei. Vibroacoustic energy diffusion optimization in beams and plates by means of distributed shunted piezoelectric patches. *Vibration and Structural Acoustics Analysis : Current Research and Related Technologies*, pages 265–302, 2011.
- [162] Benjamin S Beck, Kenneth A Cunefare, and Manuel Collet. The power output and efficiency of a negative capacitance shunt for vibration control of a flexural system. *Smart Materials and Structures*, 22(6) :065009, 2013.
- [163] Georgios Bampanis and Michel Roger. On the turbulence-impingement noise of a naca-12 airfoil with porous inclusions. page 2577, 2020.
- [164] Leitao Cao, Qiuxia Fu, Yang Si, Bin Ding, and Jianyong Yu. Porous materials for sound absorption. *Composites Communications*, 10 :25–35, 2018.
- [165] Honggang Zhao, Yang Wang, Dianlong Yu, Haibin Yang, Jie Zhong, Fei Wu, and Jihong Wen. A double porosity material for low frequency sound absorption. *Composite Structures*, 239 :111978, 2020.
- [166] Georgios Bampanis. Airfoil turbulence-impingement noise reduction by porous cells or wavy leading-edge design. 2021.
- [167] J Stuart Bolton, Taewook Yoo, and Oliviero Olivieri. Measurement of normal incidence transmission loss and other acoustical properties of materials placed in a standing wave tube. *Brüel & Kjør Technical Review*, 1 :1–44, 2007.
- [168] Lawrence E Kinsler, Austin R Frey, Alan B Coppens, and James V Sanders. *Fundamentals of acoustics*. John wiley & sons, 2000.
- [169] David T Blackstock. *Fundamentals of physical acoustics*, 2001.
- [170] Tze Pei Chong, PF Joseph, and POAL Davies. Design and performance of an open jet wind tunnel for aero-acoustic measurement. *Applied acoustics*, 70(4) :605–614, 2009.
- [171] Stewart AL Glegg. Airfoil self-noise generated in a cascade. *AIAA journal*, 36(9) :1575–1582, 1998.
- [172] Vladimir Lyandres and S Briskin. On an approach to moving-average filtering. *Signal processing*, 34(2) :163–178, 1993.
- [173] H Atassi and G Hamad. Sound generated in a cascade by three-dimensional disturbances convected in a subsonic flow. page 2046, 1981.
- [174] Muriel Sabah. *Etude expérimentale du bruit à large bande d'une grille d'aubes : Application au calcul du bruit des soufflantes*. PhD thesis, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2001.
- [175] Arthur Finez. *Etude expérimentale du bruit de bord de fuite à large bande d'une grille d'aubes linéaire et de sa réduction par dispositifs passifs*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2012.
- [176] Genevieve Comte-Bellot. Hot-wire anemometry. *Annual review of fluid mechanics*, 8(1) :209–231, 1976.
- [177] Simon L Prigent, Édouard Salze, Emmanuel Jondeau, and Christophe Bailly. Spatial structure and wavenumber filtering of wall pressure fluctuations on a full-scale cockpit model. *Experiments in Fluids*, 61(9) :201, 2020.
- [178] Edouard Salze, Emmanuel Jondeau, Antonio Pereira, Simon L Prigent, and Christophe Bailly. A new mems microphone array for the wavenumber analysis of wall-pressure fluctuations : Application to the modal investigation of a ducted low-mach number stage. page 2574, 2019.

- [179] Damiano Casalino, Marc Jacob, and Michel Roger. Prediction of rod-airfoil interaction noise using the fflowcs-williams-hawkings analogy. *AIAA journal*, 41(2) :182–191, 2003.
- [180] Marc C Jacob, Jérôme Boudet, Damiano Casalino, and Marc Michard. A rod-airfoil experiment as a benchmark for broadband noise modeling. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 19 :171–196, 2005.
- [181] CJ Doolan, V Choley, and J Crespel. Vortex shedding during the interaction of a turbulent wake with a cylinder. *Journal of fluids and structures*, 31 :141–146, 2012.
- [182] M White Frank. „fluid mechanics 4th edition”. *Mcgraw-Hill College*, 1998.
- [183] Matthias Perez, Mouhamed Mounibe Ezzine, Kevin Billon, Vincent Clair, Jacky Mardjono, and Manuel Collet. Design and optimization of piezoelectric actuators for aeroacoustic noises control in a turbofan. 84027 :V001T02A010, 2020.
- [184] Stéphanie Livet, Manuel Collet, Marc Berthillier, Pierrick Jean, and Jean-Marc Cote. Structural multi-modal damping by optimizing shunted piezoelectric transducers. *European Journal of Computational Mechanics/Revue Européenne de Mécanique Numérique*, 20(1-4) :73–102, 2011.
- [185] Jonathan Rodriguez, Mouhamed Mounibe Ezzine, Vincent Clair, Matthias Perez, and Manuel Collet. Impedance control of flush-mounted piezoelectric cells for vibration and noise reduction in aerodynamic profiles applications. 12043 :30–43, 2022.
- [186] Jonathan Rodriguez, Mouhamed Mounibe Ezzine, Manuel Collet, and Vincent Clair. Active noise control for stator vanes using resonant flush-mounted piezoelectric cells : Wind tunnel experiments. *Journal of Vibration and Control*, page 10775463231210031, 2023.
- [187] Jonathan Rodriguez, Manuel Collet, and Simon Chesné. Experimental modal identification of smart composite structure applied to active vibration control. *Smart Materials and Structures*, 30(11) :115008, 2021.
- [188] Stewart Glegg and William Devenport. *Aeroacoustics of low Mach number flows : fundamentals, analysis, and measurement*. Academic Press, 2017.
- [189] D Martin and LV Ahlfors. *Complex analysis*. McGraw-Hill, New York, 1966.
- [190] Parviz Moin. Revisiting taylor’s hypothesis. *Journal of fluid mechanics*, 640 :1–4, 2009.
- [191] Geoffrey Ingram Taylor. The spectrum of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 164(919) :476–490, 1938.
- [192] Stephen B Pope. *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000.
- [193] Jean Mathieu and Julian Scott. *An introduction to turbulent flow*. Cambridge University Press, 2000.
- [194] Th Von Karman. The fundamentals of the statistical theory of turbulence. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 4(4) :131–138, 1937.
- [195] Theodore De Karman and Leslie Howarth. On the statistical theory of isotropic turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 164(917) :192–215, 1938.
- [196] George Keith Batchelor. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge university press, 1967.
- [197] Roy K Amiet. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *Journal of Sound and vibration*, 41(4) :407–420, 1975.
- [198] Robert W Paterson and Roy K Amiet. Noise and surface pressure response of an airfoil to incident turbulence. *Journal of Aircraft*, 14(8) :729–736, 1977.

- [199] Roy K Amiet. High frequency thin-airfoil theory for subsonic flow. *AIAA journal*, 14(8) :1076–1082, 1976.
- [200] MK Myers. On the acoustic boundary condition in the presence of flow. *Journal of Sound and Vibration*, 71(3) :429–434, 1980.
- [201] Yusuf Özyörük, Lyle N Long, and Michael G Jones. Time-domain numerical simulation of a flow-impedance tube. *Journal of Computational Physics*, 146(1) :29–57, 1998.
- [202] Walter Eversman. The boundary condition at an impedance wall in a non-uniform duct with potential mean flow. *Journal of Sound and vibration*, 246(1) :63–69, 2001.
- [203] Emanuele De Bono, Manuel Collet, Gaël Matten, Sami Karkar, Hervé Lissek, Morvan Ouisse, Kevin Billon, Thomas Laurence, and Maxime Volery. Effect of time delay on the impedance control of a pressure-based, current-driven electroacoustic absorber. *Journal of Sound and Vibration*, 537 :117201, 2022.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016 modifié par l'arrêté du 26 août 2022,

Vu la demande du directeur de thèse

Monsieur M. COLLET

et les rapports de

M. F. SIMON

Directeur de Recherche - ONERA Laboratoire DMPE/MMPE - 2 Av. Edouard Belin
31000 TOULOUSE

et de

M. G. CHEVALLIER

Professeur - Université de Franche Comté - FEMTO ST - 24 chemin de l'Épitaphe
25000 BESANCON

Monsieur EZZINE Mouhamed Mounibe

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

Ecole doctorale Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique

Fait à Ecully, le 12 juin 2024

Pour le directeur de l'École Centrale de Lyon
Le directeur de la recherche



Christophe CORRE

