



**HAL**  
open science

# Méthodes numériques d'identification des sources de bruit aérodynamique pour les trains d'atterrissage

Antoine Hajczak

► **To cite this version:**

Antoine Hajczak. Méthodes numériques d'identification des sources de bruit aérodynamique pour les trains d'atterrissage. Acoustique [physics.class-ph]. Sorbonne Université, 2020. Français. NNT : 2020SORUS322 . tel-03182019v2

**HAL Id: tel-03182019**

**<https://hal.science/tel-03182019v2>**

Submitted on 29 Oct 2021

**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 doctorale n° 391 : Sciences Mécaniques, Acoustique, Électronique et Robotique de Paris

# THÈSE DE DOCTORAT

préparée en vue de l'obtention du grade de docteur de

## SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité : **Acoustique**

*présentée et soutenue publiquement par*

**ANTOINE HAJCZAK**

le 7 janvier 2020

### Méthodes numériques d'identification des sources de bruit aérodynamique pour les trains d'atterrissage

#### Composition du jury :

---

|                      |                           |              |
|----------------------|---------------------------|--------------|
| M. Xavier GLOERFELT, | Arts et Métiers ParisTech | Rapporteur   |
| M. Michel ROGER,     | École Centrale de Lyon    | Rapporteur   |
| M. Quentin BOUVY,    | Safran Landing Systems    | Examineur    |
| M. Régis MARCHIANO,  | Sorbonne Université       | Examineur    |
| M. Philippe DRUAULT, | Sorbonne Université       | Directeur    |
| M. Laurent SANDERS,  | ONERA                     | Co-encadrant |
| M. François VUILLOT, | ONERA                     | Invité       |

---



# Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier mon directeur de thèse Philippe Druault qui m'a donné l'opportunité de réaliser cette thèse sous sa supervision. Merci également pour son soutien constant et ses encouragements ; ils n'apparaissent pas explicitement dans le manuscrit, mais toute personne ayant côtoyé de près ou de loin un doctorant sait combien ils sont précieux. Merci enfin pour la confiance qu'il m'a témoignée en me permettant de réaliser des vacances à Polytech Sorbonne durant ma thèse.

Ces travaux ont été réalisés à l'ONERA, dans l'équipe Simulation Numérique Aéroacoustique, sous la supervision bienveillante de Laurent Sanders. Sa contribution à cette thèse est considérable : outre les cinglantes défaites échiquiennes que j'ai essayées à la pause déjeuner face à sa redoutable défense française, les très nombreux échanges scientifiques que nous avons eus ont été une source quotidienne de motivation et d'inspiration, sans compter les discussions sur le théâtre, le cinéma, la littérature, sujets loin d'être non-essentiels, bien qu'*a priori* éloignés de nos préoccupations d'aéroacousticiens. Je remercie également François Vuillot pour sa grande disponibilité sur tous les aspects liés au code CEDRE et pour ses remarques sur différents points de ce travail.

Messieurs Xavier Gloerfelt et Michel Roger m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ce manuscrit. Je souhaite ici les remercier pour leur relecture attentive et les très judicieuses observations qu'ils ont formulées dans leurs rapports ainsi qu'à la soutenance. À ce titre, je souhaite également remercier Régis Marchiano pour avoir accepté de présider le jury et Quentin Bouvy pour l'intérêt qu'il a montré pour ces travaux.

Je tiens à remercier Mathieu Lorteau pour m'avoir fait bénéficier de sa version Fortran de la librairie WaveLab, Gilles Rahier pour ses remarques précieuses sur les aspects liés à l'analogie de FW-H et au code KIM, ainsi que les techniciens de l'équipe MAXE, Laurent Coste, Patrick Lebigot, et Fabrice Desmerger, pour leur implication dans la mise en place de l'expérience en chambre anéchoïque sur la maquette LAGOON.

Il me faut bien évidemment saluer les (post-)doctorants et amis que j'ai croisés à l'ONERA : Iannis, Fernando, Sofiane, Tobias, Paul, Thomas, Ariane, David, avec une mention particulière pour Adil, grand maître international des cryptomonnaies et amateur de spécialités japonaises. Je remercie également tous les acousticiens de l'ONERA pour les innombrables bons moments passés au café, au bar du vendredi, en congrès. Tout particulièrement, je veux témoigner ma gratitude à Éric Manoha et mes collègues des voilures tournantes pour la confiance qu'ils m'ont accordée en me permettant d'intégrer l'équipe en tant que permanent.

Pour terminer, je remercie les amis, trop nombreux pour être tous cités, qui m'ont soutenu durant ces trois années, ainsi que ma famille et Anne, peut-être mon plus grand soutien, à qui j'espère rendre la pareille maintenant qu'elle commence sa propre thèse.



# Table des matières

|   |             |
|---|-------------|
| <b>Table des matières</b>   | <b>v</b>    |
| <b>Liste des figures</b>  | <b>ix</b>   |
| <b>Liste des tableaux</b>   | <b>xv</b>   |
| <b>Introduction</b>   | <b>xvii</b> |
| <b>I Revue de la littérature relative au bruit de train d’atterrissage</b>  | <b>1</b>    |
| I.1 Éléments de terminologie . . . . .  | 2           |
| I.2 Modèles statistiques et semi-empiriques . . . . .   | 2           |
| I.2.1 Le premier modèle semi-empirique de Fink . . . . .  | 3           |
| I.2.2 Modèle de Smith . . . . .   | 5           |
| I.2.3 Modèle de Guo . . . . .   | 6           |
| I.2.4 Landing Gear Model and Acoustic Prediction code (LGMAP) . . . . .   | 8           |
| I.3 Études expérimentales . . . . .   | 8           |
| I.3.1 Configurations de complexité industrielle . . . . .   | 8           |
| I.3.2 Dispositifs de réduction de bruit . . . . .   | 10          |
| I.3.3 Géométries simplifiées . . . . .  | 10          |
| I.4 Approches basées sur la simulation numérique d’écoulement . . . . .   | 14          |
| I.4.1 Premières simulations . . . . .   | 14          |
| I.4.2 Simulations numériques sur les géométries simplifiées . . . . .   | 15          |
| I.4.3 Simulations incluant les dispositifs de réduction de bruit . . . . .  | 16          |
| I.5 Étude de sous-composants isolés pour l’analyse approfondie des mécanismes aéroacoustiques                           | 16          |
| I.5.1 L’interaction entre la jambe principale et le compas . . . . .  | 16          |
| I.5.2 La roue isolée . . . . .  | 17          |
| I.5.3 L’interaction entre deux roues . . . . .  | 20          |
| <b>II Présentation des méthodes numériques utilisées</b>  | <b>25</b>   |
| II.1 Introduction . . . . .   | 26          |
| II.2 Simulation numérique des écoulements compressibles . . . . .   | 26          |
| II.2.1 Équations de la dynamique des fluides . . . . .  | 26          |
| II.2.2 Modélisation de la turbulence . . . . .  | 27          |
| II.2.3 Résolution numérique avec le code CEDRE . . . . .  | 29          |
| II.3 Quelques rappels sur les méthodes intégrales : formulations théoriques et principales idées<br>physiques . . . . . | 30          |
| II.3.1 L’analogie de Lighthill . . . . .  | 30          |
| II.3.2 Solution intégrale de l’équation d’onde dans le cas général . . . . .  | 31          |
| II.3.3 Solution intégrale en l’absence de surfaces . . . . .  | 32          |
| II.3.4 Solution intégrale en présence de surfaces - utilisation d’une fonction de Green adaptée                         | 33          |
| II.3.5 Un problème de diffraction : introduction des paramètres sans dimension adéquats                                 | 33          |

|   |  |           |
|---|--|-----------|
| II.3.6  | Généralisation : l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkins . . . . .                            | 34        |
| II.4  | Une méthode de localisation des sources : la formation de voies classique . . . . .            | 40        |
| II.5  | Outils de traitement du signal pour l'analyse du champ de pression . . . . .                   | 41        |
| II.5.1  | Caractérisation du champ de pression . . . . .   | 41        |
| II.5.2  | Outils mathématiques de base . . . . .   | 42        |
| II.5.3  | Un filtrage "classique" : la décomposition en nombres d'onde-pulsations $k - \omega$ . . . . . | 47        |
| II.5.4  | Méthodes de filtrage basées sur la transformée en ondelettes . . . . .                         | 48        |
| II.6  | Résolution de l'équation de Helmholtz par la méthode des éléments finis de frontière . . . . . | 50        |
| II.6.1  | Principe de la méthode . . . . .   | 50        |
| II.6.2  | Formulation théorique du problème sur les frontières . . . . .                                 | 50        |
| II.6.3  | Résolution numérique avec le code BEMUSE . . . . .   | 51        |
| <b>III Construction d'un maillage amélioré et réalisation d'une nouvelle simulation de l'écoulement autour de la roue LAGOON</b>                  |  | <b>53</b> |
| III.1   | Rappels sur le calcul précédent et améliorations proposées . . . . .                           | 54        |
| III.1.1   | Dimensions principales de la roue LAGOON . . . . .   | 54        |
| III.1.2   | Maillage M1 . . . . .  | 54        |
| III.1.3   | Définition d'un cahier des charges pour l'amélioration du maillage . . . . .                   | 54        |
| III.2   | Étude de la génération d'ondes acoustiques artificielles dans les zones d'éirement de maillage | 55        |
| III.2.1   | Motivation de l'étude . . . . .  | 55        |
| III.2.2   | Choix d'un cas-test et paramétrisation des calculs . . . . .                                   | 56        |
| III.2.3   | Résultats . . . . .  | 59        |
| III.2.4   | Discussion sur la représentativité du cas-test et conclusion intermédiaire . . . . .           | 61        |
| III.3   | Réalisation d'une simulation sur un nouveau maillage M2 . . . . .                              | 62        |
| III.3.1   | Description du nouveau maillage . . . . .  | 62        |
| III.3.2   | Paramètres numériques . . . . .  | 63        |
| III.3.3   | Analyse des efforts aérodynamiques . . . . .   | 64        |
| III.3.4   | Analyse de l'écoulement pariétal . . . . .   | 65        |
| III.3.5   | Analyse du sillage . . . . .   | 67        |
| III.4   | Conclusions . . . . .  | 70        |
| <b>IV Application de méthodes intégrales et analyse des sources dans le formalisme de l'analogie acoustique de Ffowcs-Williams &amp; Hawkings</b> |  | <b>73</b> |
| IV.1  | Introduction . . . . .   | 74        |
| IV.2  | Mise en place des calculs . . . . .  | 75        |
| IV.2.1  | Position des observateurs en champ lointain . . . . .  | 76        |
| IV.2.2  | Discrétisation des parois . . . . .  | 76        |
| IV.2.3  | Définition d'une surface d'intégration perméable . . . . .                                     | 76        |
| IV.2.4  | Convergence statistique . . . . .  | 77        |
| IV.3  | Calcul des fluctuations acoustiques en champ lointain . . . . .                                | 78        |
| IV.3.1  | Calcul à partir des efforts instationnaires globaux . . . . .                                  | 78        |
| IV.3.2  | Calcul à partir des fluctuations de pression pariétale . . . . .                               | 79        |
| IV.3.3  | Calcul à partir d'une surface de contrôle perméable . . . . .                                  | 83        |
| IV.3.4  | Comparaison des approches solide et perméable . . . . .  | 89        |
| IV.4  | Localisation des sources par formation de voies à partir des signaux calculés . . . . .        | 92        |
| IV.4.1  | Réseau de microphones utilisé . . . . .  | 93        |
| IV.4.2  | Plan de focalisation . . . . .   | 93        |
| IV.4.3  | Cartes de bruit obtenues . . . . .   | 94        |
| IV.5  | Conclusions . . . . .  | 96        |

|  |            |
|--|------------|
| <b>V Analyse directe des sources acoustiques par recherche de lien causal entre le champ proche de pression et l'écoulement affleurant la cavité</b> | <b>99</b>  |
| V.1 Introduction . . . . .   | 100        |
| V.2 Analyse de la couche cisailée . . . . .  | 100        |
| V.3 Champ de pression au voisinage de la cavité . . . . .  | 102        |
| V.3.1 Moments statistiques d'ordre 3 et 4 sur les antennes . . . . .   | 103        |
| V.3.2 Évolution des DSP de la pression en fonction de la distance verticale à la cavité . .  | 104        |
| V.4 Filtrage du champ de pression . . . . .  | 105        |
| V.4.1 Évaluation des méthodes de filtrage en un point au-dessus de la couche de cisaillement   | 105        |
| V.4.2 Comparaison des spectres obtenus avec les différentes méthodes de filtrage . . . . .   | 113        |
| V.4.3 Évaluation de la décroissance spatiale des parties filtrées . . . . .  | 114        |
| V.5 Estimation stochastique linéaire du champ de vitesse associé à la pression acoustique filtrée :<br>premiers résultats . . . . .                  | 116        |
| V.6 Conclusions . . . . .  | 118        |
| <b>VI Landing Gear Interwheel Tonal Noise Characterization with the Boundary Element Method</b>  | <b>121</b> |
| VI.1 Avant propos . . . . .  | 122        |
| VI.2 Introduction . . . . .  | 122        |
| VI.3 Geometry and Numerical Setup . . . . .  | 124        |
| VI.3.1 Scattering Factor . . . . .   | 124        |
| VI.3.2 Geometries considered . . . . .   | 125        |
| VI.3.3 Observation points . . . . .  | 126        |
| VI.3.4 Numerical source position . . . . .   | 127        |
| VI.4 Results . . . . .   | 128        |
| VI.4.1 Case # 1 : Circular cavity of a single wheel . . . . .  | 128        |
| VI.4.2 Case # 2 : Two facing wheels with an axle . . . . .   | 131        |
| VI.4.3 Case # 3 : Whole gear . . . . .   | 132        |
| VI.4.4 Computational Cost . . . . .  | 135        |
| VI.5 Annular duct model and effect of the axle diameter variation . . . . .  | 136        |
| VI.5.1 Discussion on the annular duct model . . . . .  | 136        |
| VI.5.2 Parametric study on the axle diameter . . . . .   | 137        |
| VI.6 Conclusions . . . . .   | 138        |
| <b>VII Conclusions et Perspectives</b>   | <b>141</b> |
| <b>A Algorithme Coherent Vortex Extraction</b>   | <b>I</b>   |
| <b>B Fréquences propres en géométrie annulaire</b>   | <b>III</b> |
| <b>Bibliographie</b>   | <b>V</b>   |





# Liste des figures

|      |  |      |
|------|--|------|
| 1    | Évaluation expérimentale de l'influence de la vitesse de vol et de la sortie des trains d'atterrissage. Tiré de Parant [147] . . . . .   | xvii |
| I.1  | Représentation schématique d'un train d'atterrissage avant simplifié et de ses principaux sous-composants . . . . .  | 2    |
| I.2  | Système de coordonnées et conventions angulaires adoptés par les modèles de prédiction du bruit de train d'atterrissage. Tiré de Burley <i>et al.</i> [20] . . . . .                       | 3    |
| I.3  | Directivité des roues (- -) et de la jambe principale (-) d'un train d'atterrissage selon le modèle de Fink. . . . .   | 4    |
| I.4  | Spectres normalisés du modèle de Fink. (- -) : roues, (-) : jambe principale . . . . .   | 4    |
| I.5  | Illustration du modèle de Smith sur un train d'atterrissage à deux roues. Tiré de [180] . . . . .  | 6    |
| I.6  | Spectres normalisés du modèle de Guo. Tiré de Golub et Guo [73] . . . . .  | 7    |
| I.7  | Schéma de la méthode LGMAP. Tiré de Lopes [117] . . . . .  | 8    |
| I.8  | Illustration d'une campagne de mesure de bruit par survol d'un réseau microphonique . . . . .  | 8    |
| I.9  | Exemples de dispositifs passifs de réduction de bruit. (a) : Carénage solide, (b) : carénage poreux, (c) : membrane élastique, (d) : <i>wiremesh</i> . . . . .                             | 11   |
| I.10 | Illustration de la configuration RLG . . . . .   | 11   |
| I.11 | Géométries de la maquette LAGOON dans la soufflerie F2 de l'ONERA . (a) : configuration #1, (b) : configuration #2. La configuration #3 n'est pas publique. . . . .                        | 12   |
| I.12 | Train d'atterrissage Gulfstream dans ses différentes configurations. Tiré de Zawodny <i>et al.</i> [219] . . . . .   | 13   |
| I.13 | Illustration de la configuration ALLEGRA . . . . .   | 13   |
| I.14 | Contours instantanés de vorticité dans le sillage du SLG. Tiré de Hedges <i>et al.</i> [88] . . . . .  | 14   |
| I.15 | Surfaces d'intégration utilisées par Spalart <i>et al.</i> [193] pour le calcul du bruit rayonné en champ lointain par le RLG . . . . .  | 15   |
| I.16 | Configuration jambe/compas étudiées par (a) : Zawodny [220] et (b) Windiate [214]. . . . .   | 17   |
| I.17 | Topologie de l'écoulement sur un cylindre de rapport d'aspect $L/D < 1$ . Tiré de Zdravkovich <i>et al.</i> [222] . . . . .  | 17   |
| I.18 | Configurations de la roue CADWIE étudiée à l'Université de Southampton. Tiré de [223] . . . . .  | 18   |
| I.19 | Écoulement moyen autour de la roue A2 avec une incidence de $5^\circ$ et prise en compte de la rotation de la roue. Tiré de [107] . . . . .  | 19   |
| I.20 | Maillage et visualisation de la simulation de De la Puente [37] . . . . .  | 19   |
| I.21 | Récapitulatif des études de géométries de type "roue" dans le plan ( $Re, L/D$ ). Le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre. . . . .  | 20   |
| I.22 | Champ de pression instantané filtré par transformée de Fourier autour des fréquences discrètes observées en champ lointain à 1 et 1.5 kHz. Travaux de Casalino <i>et al.</i> [25]. . . . . | 21   |
| I.23 | Champ de pression instantané filtré par DMD autour des fréquences discrètes observées en champ lointain à 1 et 1.5 kHz. Travaux de Giret [67]. . . . .                                     | 22   |
| II.1 | Visions de la turbulence (a) dans l'espace de Fourier, (b) dans l'espace physique . . . . .  | 27   |

|        |   |    |
|--------|---|----|
| II.2   | Illustration schématique de la notion de compacité acoustique. Dans ce cas, la dimension de la source est grande devant la longueur d’onde et cette dernière est donc caractérisée par $He > 1$ . . . . .   | 34 |
| II.3   | Illustration de la surface mathématique pour l’intégration de l’équation de FW-H, délimitée par $f = 0$ . . . . .   | 35 |
| II.4   | PDF typique d’un signal gaussien (–) et d’un signal non-gaussien comportant des événements intermittents de grande amplitude (⋯) . . . . .  | 43 |
| II.5   | Boîtes d’Heisenberg pour les ondelettes . . . . .   | 44 |
| II.6   | Représentations schématiques des ondelettes dans (a) : l’espace physique et (b) : l’espace de Fourier . . . . .   | 46 |
| III.1  | Vue en coupe de la roue LAGOON et principales dimensions en millimètres . . . . .   | 54 |
| III.2  | Maillage M1 utilisé par De la Puente [37] . . . . .   | 55 |
| III.3  | Profil de pression sur la droite $y = 0$ à l’instant initial . . . . .  | 57 |
| III.4  | Domaine de calcul pour les simulations d’advection du tourbillon isentropique de Yee [217] . . . . .  | 58 |
| III.5  | Contours instantanés du champ de pression fluctuante (en Pascals) lors du passage du tourbillon. $\alpha = 0, \Gamma = 0.5$ . . . . .   | 59 |
| III.6  | Pression enregistrée au micro placé en $(x_m, y_m)$ . (–) : $\Gamma = 0.5$ , (– –) : $\Gamma = 0.72$ , (⋯) : $\Gamma = 1$ . . . . .   | 59 |
| III.7  | Contours instantanés du champ de pression fluctuante (en Pascals) lors du passage du tourbillon à travers deux zones d’étirement différent. $\frac{tu_0}{R_{99}} = 8.5, \Gamma = 0.72$ . . . . .  | 60 |
| III.8  | Signaux temporels enregistrés au microphone placé en $(x_m, y_m)$ . (–) : $\alpha = 5 \times 10^{-2}$ , (–) : $\alpha = 1 \times 10^{-2}$ , (–) : $\alpha = 5 \times 10^{-3}$ , (–) : $\alpha = 3 \times 10^{-3}$ , (–) : $\alpha = 1 \times 10^{-3}$ . . . . . | 60 |
| III.9  | Contours instantanés du champ de pression (en Pascals) lors du passage du tourbillon. $\frac{tu_0}{R_{99}} = 8.5, \Gamma = 0.72$ . . . . .  | 61 |
| III.10 | Signaux temporels enregistrés au microphone placé en $(x_m, y_m)$ . (–) : $\beta = 1.75$ , (–) : $\beta = 1.5$ , (–) : $\beta = 1.25$ . . . . .   | 61 |
| III.11 | Maillage M2 . . . . .   | 63 |
| III.12 | Efforts aérodynamiques exercés par l’écoulement sur la roue . . . . .   | 64 |
| III.13 | Comparaison du coefficient de traînée de la roue LAGOON à ceux relevés dans la littérature pour des géométries similaires . . . . .   | 65 |
| III.14 | Fluctuations de la traînée $F_x$ normalisée par la traînée moyenne $\overline{F_x}$ . (–) : contribution de la roue entière, (–) : contribution de la cavité . . . . .  | 65 |
| III.15 | Variation azimutale du coefficient de pression moyen sur le pneu dans le plan $z = 0$ . . . . .   | 66 |
| III.16 | Lignes de frottement à la paroi . . . . .   | 67 |
| III.17 | Contours instantanés du module de la vorticité $75 \leq \Omega \leq 2000$ rad/s et du gradient de pression $ \nabla p $ sur une échelle arbitraire . . . . .  | 68 |
| III.18 | Iso-surfaces du critère $Q = 100 \text{ s}^{-2}$ colorées par le module de la vitesse locale de l’écoulement . . . . .  | 68 |
| III.19 | Visualisation des deux paires de tourbillons contra-rotatifs dans le sillage de la roue . . . . .   | 69 |
| III.20 | Déficit de vitesse moyen à six positions $x/D_w$ dans le sillage de la roue LAGOON . . . . .  | 69 |
| III.21 | Densité spectrale de puissance des composantes transverses de la vitesse à six positions $x/D_w$ dans le sillage de la roue. (– –) : Loi de Kolmogorov . . . . .  | 70 |
| IV.1   | Position des observateurs pour le calcul du champ lointain acoustique . . . . .   | 76 |
| IV.2   | Surface perméable utilisée pour le calcul du champ lointain . . . . .   | 77 |
| IV.3   | DSP des fluctuations de pression calculées au point P2 à partir de l’équation de FW-H solide et pour trois durées des signaux d’entrée croissantes $T_1, T_2$ et $T_3$ . (– –) : mode (011) de la cavité circulaire. . . . .                                    | 78 |
| IV.4   | DSP des fluctuations de pression calculées à partir de la formulation basée sur les efforts instationnaires issus des simulations M1 (–) et M2 (–) . . . . .  | 79 |

|       |  |     |
|-------|--|-----|
| IV.5  | Comparaison des contributions de la traînée et de la portance (tirets) aux DSP totales (traits pleins) pour le point P1. (—) : M1, (—) : M2 . . . . .  | 80  |
| IV.6  | DSP des fluctuations de pression calculées à partir de la formulation "solide" à partir des simulations (—) : M1 et (—) : M2 . . . . .   | 81  |
| IV.7  | Niveaux OASPL (dB) obtenus à partir des simulations M1 (—) et M2 (—) dans les plans (a) : ( $xOz$ ) et (b) : ( $yOz$ ). . . . .  | 81  |
| IV.8  | Comparaison des DSP des fluctuations de pression obtenues en champ lointain à partir de : (—) la méthode "solide", et (- -) : la méthode basée sur les efforts instationnaires. . . . .  | 82  |
| IV.9  | DSP des fluctuations de pression obtenues en champ lointain à partir de la méthode perméable pour plusieurs distances d'observation. (—) : $R_{\text{obs}} = 5D_w$ , (—) : $R_{\text{obs}} = 10D_w$ , (—) : $R_{\text{obs,ref}} = 50D_w$ , (- -) : $R_{\text{obs}} = 100D_w$ . . . . . | 84  |
| IV.10 | Influence de la discrétisation de la surface perméable sur la DSP des signaux obtenus en champ lointain. (—) : résolution fine, (- -) : medium, (- -) : grossière. . . . .   | 85  |
| IV.11 | Influence de l'ouverture de la surface sur les DSP en champ lointain pour les trois niveaux de résolution. (—) : résolution grossière, (—) : résolution medium, (—) : résolution fine. Traits pleins : surface fermée, tirets : surface ouverte. . . . .                               | 86  |
| IV.12 | Influence du traitement de la partie aval de la surface. (—) : surface fermée sans correction, (- -) : surface fermée avec correction, (· · ·) : surface ouverte. . . . .  | 87  |
| IV.13 | Niveaux OASPL (dB) obtenus à partir de la surface perméable fermée (—) : sans correction et (- -) : avec correction dans le plan $xOz$ . . . . .   | 88  |
| IV.14 | Niveaux intégrés (200 Hz, 10 kHz) obtenus sur la ligne verticale $x = y = 0$ . . . . .   | 89  |
| IV.15 | Comparaison des DSP obtenues en champ lointain à partir des approches (—) : solide et (- -) : perméable. (- -) : $MSt_{D_w} = 1$ , (- -) : $MSt_{H_w} = 1$ . Zone grise : coupure acoustique du maillage CFD. . . . .  | 90  |
| IV.16 | Niveaux OASPL (dB) obtenus à partir de la méthode solide (—) et la méthode perméable (- -) dans les plans (a) : ( $xOz$ ) et (b) : ( $yOz$ ). . . . .  | 91  |
| IV.17 | Comparaison des approches solide, perméable et du calcul direct à un point situé dans la zone résolue par le code CFD. (- -) : $MSt_{H_w} = 1$ . . . . .   | 92  |
| IV.18 | Antenne (échelle non respectée) . . . . .  | 93  |
| IV.19 | Plan de focalisation utilisé pour le calcul des cartes de bruit . . . . .  | 93  |
| IV.20 | Cartes de bruit obtenues dans le régime $H_w/\lambda < 1$ , à des fréquences de (de haut en bas) 1, 1.5, 2, 2.5, 3 et 3.5 kHz pour des signaux d'entrée provenant de la méthode FW-H solide (gauche) et perméable (droite) . . . . .   | 94  |
| IV.21 | Cartes de bruit obtenues dans le régime $H_w/\lambda > 1$ , à des fréquences de (de haut en bas) 4, 4.5, 5, 5.5 et 6 kHz pour des signaux d'entrée provenant de la méthode FW-H solide (gauche) et perméable (droite) . . . . .  | 95  |
| V.1   | Contours instantanés de la norme du vecteur vorticité dans les plans $y = 0$ , $x/R = -1$ et $x/R = 0$ . . . . .   | 101 |
| V.2   | Profils de vitesse moyenne dans le plan $y = 0$ de la cavité . . . . .   | 101 |
| V.3   | Profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}$ dans le plan $y = 0$ de la cavité . . . . .  | 101 |
| V.4   |  volution de l'épaisseur de vorticité au dessus de la cavité . . . . .   | 102 |
| V.5   | DSP des fluctuations de pression sur une antenne située à (a) : $z = 2.7H$ et (b) : $z = 4H$ . . . . .   | 103 |
| V.6   |  volution des moments statistiques d'ordre 3 et 4 en fonction de la position au-dessus de la roue. (—) : $z = 2.7H$ , (—) : $z = 4H$ , (- -) : Valeurs de référence pour une distribution gaussienne. . . . .  | 104 |
| V.7   | Réduction de la DSP des fluctuations de pression sur une ligne verticale en $x = 0.62R$ et $z$ entre (—) $2.7H$ et (—) $4H$ . Modèle d'atténuation : (a) champ lointain $1/r$ et (b) champ proche $1/r^2$ . . . . .  | 105 |
| V.8   | Position du point retenu pour le filtrage et fluctuations à ce point . . . . .   | 106 |

|       |  |     |
|-------|--|-----|
| V.9   | Résultats issus du filtrage $k-\omega$ pour extraire la composante se propageant à $c_0 - U_\infty$ (–) : signal total, (–) : $(p')_>$ , (–) : $(p')_<$ . . . . .  | 108 |
| V.10  | Résultats issus du filtrage WT1 (–) : signal total, (–) : $(p')_>$ , (–) : $(p')_<$ . . . . .  | 109 |
| V.11  | Résultats issus du filtrage WT2 (–) : signal total, (–) : $(p')_>$ , (–) : $(p')_<$ . . . . .  | 110 |
| V.12  | Résultats issus du filtrage WT3 avec les signaux directement issus de la simulation ( $N = 16$ et $f_m = 100$ kHz). (–) : signal total, (–) : $(p')_>$ , (–) : $(p')_<$ . . . . .  | 111 |
| V.13  | Résultats issus du filtrage WT3 avec les signaux préalablement décimés ( $N = 12$ et $f_m = 10$ kHz). (–) : signal total, (–) : $(p')_>$ , (–) : $(p')_<$ . . . . .  | 112 |
| V.14  | Résultats issus du filtrage WT4. (–) : signal total, (–) : $(p')_>$ , (–) : $(p')_<$ . . . . .   | 113 |
| V.15  | Comparaison des méthodes de filtrage au point situé en $x = 0.62R$ et $z = 2.7H$ . (–) : signal original, (–) : $k-\omega$ , (–) : WT1, (–) : WT2, (–) : WT3, (–) : WT4 . . . . .  | 114 |
| V.16  | Fonction densité de probabilité pour (–) signal original, (–) : signal filtré (WT2), (–) : signal filtré (WT3), (–) : distribution gaussienne de référence . . . . .   | 114 |
| V.17  | Réduction de la DSP des fluctuations de pression filtrées par ondelettes sur une ligne verticale en $x = 0.62R$ et $z$ entre (–) $2.7H$ et (–) $4H$ . Modèle d'atténuation : (a) champ lointain $1/r$ et (b) champ proche $1/r^2$ . . . . .  | 115 |
| V.18  | Réduction de la DSP des fluctuations de pression filtrées par la méthode $k-\omega$ sur une ligne verticale en $x = 0.62R$ et $z$ entre (–) $2.7H$ et (–) $4H$ . Modèle d'atténuation : (a) champ lointain $1/r$ et (b) champ proche $1/r^2$ . . . . .   | 116 |
| V.19  | Instantané de vitesse verticale fluctuante $w'$ . Temps adimensionné : $tU_\infty/D_w = 23.24$ . . . . .   | 117 |
| V.20  | Instantané de vitesse verticale $w'$ reconstruite à partir de 11 signaux de pression non filtrés sur l'antenne $z = 2.7H$ . Temps adimensionné : $tU_\infty/D_w = 23.24$ . . . . .   | 117 |
| V.21  | Instantané de vitesse verticale $w'$ reconstruite avec la pression acoustique filtrée. Temps adimensionné : $tU_\infty/D_w = 23.24$ . . . . .  | 117 |
| VI.1  | Power spectral density of the experimental pressure signals obtained at the microphone position nr. 2 on the sideline arc, for varying Mach numbers (0.1 ; 0.13 ; 0.15 ; 0.18 ; 0.2 ; 0.23 ; 0.25 and 0.28) in ONERA's anechoic wind tunnel CEPRA19. The far-field microphones location can be found in [38]. Data provided by Airbus. . . . . | 123 |
| VI.2  | (a) : Single LAGOON wheel, (b) : two facing wheels with the axle, (c) : LAGOON configuration with main dimensions . . . . .  | 126 |
| VI.3  | Sensitivity analysis of the surface discretization. Each symbol indicates an observer position in the median plane of the wheel . . . . .  | 126 |
| VI.4  | Position of the microphones for the computation of the scattering factor. (a) : sphere of microphones, (b) : angular convention in the plane normal to the strut . . . . .   | 127 |
| VI.5  | Source position in the BEM computations . . . . .  | 127 |
| VI.6  | Derivatives of the Bessel function (–) : $J'_0$ , (–) : $J'_1$ , (–) : $J'_2$ , (–) : $J'_3$ . . . . .   | 128 |
| VI.7  | Scattering factor computed with the BEM for an observer located at $\varphi = 39^\circ$ in the sideline plane of a single wheel . . . . .  | 129 |
| VI.8  | Directivity of the four resonant frequencies of order (a) : (001), (b) : (011), (c) : 021, (d) : (031) for the circular cavity of the single wheel . . . . .   | 130 |
| VI.9  | Directivity of the resonant frequencies obtained with the BEM in the sideline plane of a single wheel (–) : 820 Hz, (–) : 1590 Hz, (–) : 2350 Hz, (–) : 3100 Hz . . . . .  | 130 |
| VI.10 | Scattering factor computed with the BEM for an observer located at (a) $\varphi = 9^\circ$ and (b) $\varphi = 21^\circ$ in the sideline plane of the two facing wheels . . . . .   | 131 |
| VI.11 | Directivity of the three resonant frequencies computed with the BEM on the two facing wheels. (a) : 530 Hz, (b) : 1060 Hz, (c) : 1510 Hz. . . . .  | 131 |
| VI.12 | Directivity of the resonant frequencies obtained with the BEM in the sideline plane of the two facing wheels (–) : 530 Hz, (–) : 1060 Hz, (–) : 1510 Hz . . . . .  | 132 |

VI.13 Scattering ratio computed with the BEM for an observer located at (a)  $\varphi = 9^\circ$  and (b)  $\varphi = 21^\circ$  in the sideline plane. Comparison between (—) : the single wheel, (—) : the two facing wheels, (—) : the whole gear . . . . . 133

VI.14 Normalized directivity plots for the (a) : 1 kHz tone and (b) : 1.5 kHz tone on the LAGOON model in the pure sideline plane. (—) : BEM, (—) : FW-H (data from [38]) . . . . . 133

VI.15 Description of the experiment for the full landing gear test case. (a) : photograph of the experimental setup, (b) : schematic top view of the experiment . . . . . 134

VI.16 (a) : Experimentally measured SPL and (b) : numerical and experimental scattering factors at an observer location  $\varphi = 21^\circ$  on the whole landing gear configuration . . . . . 135

VI.17 Characteristic equation of the annular duct problem. (—) :  $m = 0$ , (—) :  $m = 1$ , (—) :  $m = 2$ , (—) :  $m = 3$  . . . . . 137

VI.18 (a) : Tones frequency and (b) : amplification as a function of the diameter ratio. (■) :  $f_{001}$  BEM, (---) :  $f_{001}$  model, (▲) :  $f_{011}$  BEM, (---) :  $f_{011}$  model . . . . . 138

B.1 Annular duct . . . . . III



# Liste des tableaux

|       |  |     |
|-------|--|-----|
| I.1   | Constantes empiriques du modèle de Fink (Source : Zorumski [225]). . . . .   | 5   |
| III.1 | Étirements considérés pour les tests de convection du tourbillon de Yee . . . . .  | 58  |
| III.2 | Perturbations maximales $P^\Gamma_\alpha$ (en Pascals) relevées au microphone situé dans la région d'intérêt pour les étirements linéaires testés . . . . .                                    | 61  |
| III.3 | Perturbations maximales $P^\Gamma_\beta$ (en Pascals) relevées au microphone situé dans la région d'intérêt pour les étirements géométriques testés . . . . .                                  | 62  |
| IV.1  | Références bibliographiques de calculs numériques de bruit en présence de surfaces relevant une possible importance des sources quadripolaires . . . . .                                       | 75  |
| VI.1  | Summary of the data used for comparison to BEM results. ✓ : present work; X : not available. . . . .   | 128 |
| VI.2  | Zeroes of $J'_m(\gamma R_2)$ . . . . .   | 128 |
| VI.3  | Theoretical resonant frequencies for a circular cavity of radius $R_2 = 81$ mm and depth $h = 37$ mm for the first depth mode $n = 1$ . . . . .  | 129 |
| VI.4  | Computation time associated with the BEM simulations . . . . .   | 135 |
| VI.5  | Eigenvalues for $R_1 = 22$ mm and $R_2 = 81$ mm . . . . .  | 137 |
| VI.6  | Theoretical resonant frequencies for a closed-closed annular duct of inner radius $R_1 = 22$ mm, outer radius $R_2 = 81$ mm and length $H = 200$ mm for the first depth mode $n = 1$ . . . . . | 137 |





# Introduction

Le XX<sup>ème</sup> siècle a été marqué par l'essor de l'aviation civile, dont le trafic n'a cessé de croître avec la démocratisation de l'avion comme mode de déplacement à l'échelle internationale comme nationale. Alors qu'il n'a jamais été aussi aisé de prendre l'avion, l'impact de l'industrie aéronautique sur l'environnement est de plus en plus questionné. Les émissions de gaz à effet de serre en sont l'exemple le plus courant, mais la pollution sonore associée au trafic aérien est également devenue un enjeu majeur. En effet, l'augmentation du trafic aérien s'est accompagnée d'une augmentation de la taille des infrastructures aéroportuaires, qui avoisinent désormais la périphérie urbanisée des grandes métropoles. Un nombre croissant de personnes est donc soumis à des nuisances sonores, dont l'impact délétère sur la santé a été établi par l'Organisation Mondiale de la Santé [144]. Ces nuisances peuvent notamment entraîner une augmentation du risque de maladies cardio-vasculaires, ou encore des troubles du sommeil et de l'apprentissage. Il s'agit donc d'un problème environnemental que des normes, basées sur des métriques adaptées à l'audition humaine, tentent de maîtriser. Ces normes sont de plus en plus contraignantes et motivent les acteurs de l'industrie aéronautique à conduire des recherches afin de réduire le bruit généré par un avion, en particulier lors des phases de décollage et d'approche, où il est susceptible de représenter une nuisance.

Le bruit total d'un avion résulte à la fois du bruit des moteurs et du bruit de cellule, constitué par l'interaction entre les parois physiques de l'avion et l'écoulement de l'air qui l'entoure. L'apparition des moteurs double-flux, ainsi que la réduction du bruit de soufflante et de jet ont significativement diminué la contribution des moteurs au bruit total. Ainsi, si cette dernière domine toujours en phase de décollage, elle est désormais comparable, voire inférieure, au bruit de cellule en phase d'approche. Au sein du bruit de cellule, on distingue principalement le bruit généré par les dispositifs hyper-sustentateurs (becs et volets), les cavités qui peuvent se trouver sur le fuselage, et les trains d'atterrissage. C'est sur la contribution de ces derniers que porte cette thèse. En effet, leur nombre, ainsi que leur géométrie complexe et non-profilée en font une contribution majoritaire au bruit total d'un avion en phase d'approche (cf. figure 1). Lors de l'atterrissage, les moteurs opèrent à régime réduit, et l'écoulement de l'air autour des trains

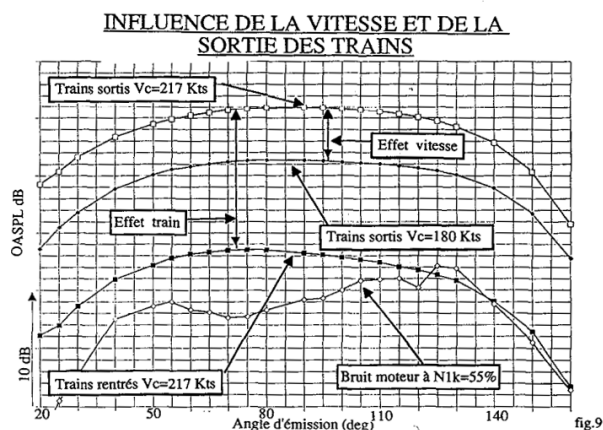


FIGURE 1 – Évaluation expérimentale de l'influence de la vitesse de vol et de la sortie des trains d'atterrissage. Tiré de Parant [147]

d'atterrissage présente un caractère fortement turbulent, du fait des nombreux composants de taille et de forme variable qui les composent. Des décollements apparaissent aux singularités géométriques et interagissent avec les parois avoisinantes. Les éléments constitutifs d'un train d'atterrissage couvrent une

large gamme de dimensions caractéristiques, allant des plus petits éléments, comme les câbles, vis, tuyaux de faible diamètre, aux plus gros éléments tels que les roues. Le bruit résultant est principalement large-bande, mais certaines composantes tonales peuvent toutefois apparaître du fait de la présence de cavités, ou encore de lâchers tourbillonnaires périodiques par des éléments cylindriques. Cette extrême complexité géométrique, ainsi que la prédominance du bruit de train d’atterrissage, ont motivé d’importants efforts de recherche dès la fin des années 1970.

Historiquement, les modèles semi-empiriques ont permis les premières prédictions du bruit émis par un train d’atterrissage. Ces modèles reposent tous sur trois hypothèses élémentaires : l’assimilation à un dipôle compact, se traduisant par une dépendance de la puissance acoustique rayonnée à la puissance six du nombre de Mach, le facteur d’amplification convective associé, ainsi que la décomposition du bruit total en une somme de contributions des différents sous-composants. Trois modèles distincts basés sur cette idée existent dans la littérature. Le plus ancien, proposé dès 1977 par Fink [62], et son successeur, le modèle de Guo [82] (2005), constituent les modèles développés conjointement par la NASA et l’avionneur Boeing. Un équivalent européen, développé principalement par Airbus et le DLR à la fin des années 1990, est proposé par Smith et Chow [181]. Ces modèles comportent une importante part d’empirisme à travers la calibration de nombreux paramètres mesurés sur des trains d’atterrissage réels. Ils ont permis de prédire le bruit de certains trains d’atterrissage et restent utilisés dans l’industrie [66], du fait de leur simplicité et de leur rapidité d’utilisation. Toutefois, ils reposent sur certaines hypothèses dont la validité peut être questionnée. Par exemple, la compacité acoustique, étant une notion géométrique, est difficile à définir rigoureusement dans le cas d’un assemblage complexe tel qu’un train d’atterrissage [190, 47], d’autant plus si ce dernier est monté sur une surface de grande dimension tel qu’un fuselage. L’hypothèse selon laquelle le bruit total peut être décomposé en une somme de contributions incohérentes permet de simplifier le problème, mais n’est pas garantie *a priori*. Enfin, les nombreux paramètres empiriques constituant ces modèles découlent de bases de données expérimentales (soumises à de potentielles erreurs de mesure) relatives à certains modèles d’avions. Ainsi, leur généralité n’est pas évidente et ne permet pas d’appréhender des variations importantes de géométrie.

Les études expérimentales ont permis, en plus de la calibration des modèles, un certain nombre d’avancées dans la compréhension du bruit de train d’atterrissage. En effet, l’utilisation d’antennes focalisées et des outils de traitement du signal associés (tels que la formation de voies, puis les algorithmes plus élaborés de déconvolution) ont permis d’analyser les mesures en condition de survol et ont confirmé la prédominance du bruit de train d’atterrissage en phase d’approche [133]. Bien que le bruit de train d’atterrissage soit principalement large-bande, les mesures de survol ont mis en lumière l’existence de composantes tonales émanant des trains d’atterrissage avec les algorithmes de formation de voies, qui opèrent dans le domaine fréquentiel et sont donc bien adaptés à ce genre de traitement. Les mesures en soufflerie ont démenti les premières hypothèses selon lesquelles le bruit de train d’atterrissage est principalement basse fréquence et ont démontré que la prise en compte des plus petits éléments géométriques était cruciale dans l’estimation des hautes fréquences [44], particulièrement importantes dans le calcul des niveaux de bruit effectivement perçus. Par ailleurs, l’approche expérimentale reste actuellement le meilleur moyen d’évaluer les dispositifs passifs ou actifs de réduction de bruit. Enfin, un certain nombre de géométries simplifiées ont fait l’objet de campagnes de mesures en soufflerie, qui ont fourni des données des champs de pression et de vitesse permettant la validation des codes de simulation numérique. L’approche expérimentale, en soufflerie ou en survol, est néanmoins très onéreuse et ne permet pas une maîtrise totale des conditions d’opérations. L’approche numérique, moins coûteuse, offre sur ce point plus de flexibilité, ainsi que la possibilité d’obtenir toutes les grandeurs aérodynamiques désirées sans caractère intrusif simultanément au champ acoustique. À ce titre, elle s’est imposée depuis le début des années 2000 comme un outil incontournable.

Alors que les premières simulations numériques URANS n’offraient qu’une description partielle de l’écoulement autour d’une géométrie simplifiée de train d’atterrissage, les progrès effectués dans la modélisation de la turbulence, avec l’apparition des méthodes hybrides de type RANS/LES et LBM, ainsi que la croissance exponentielle de la puissance des calculateurs modernes, permettent aujourd’hui de réaliser des simulations numériques de l’écoulement tridimensionnel et instationnaire autour d’un train d’atterrissage de complexité quasi-industrielle avec une précision satisfaisante. À titre d’exemple, les travaux de Giret [67] ont montré l’intérêt des maillages non-structurés sur les maillages structurés multi-blocs pour discrétiser les géométries complexes. De la Puente [37] a également montré le gain en précision apporté

par la résolution des couches limites attachées. La vaste majorité des prédictions numériques du bruit rayonné en champ lointain s'appuie sur une méthode intégrale basée sur l'analogie acoustique de Ffowcs-Williams et Hawkins (FW-H) dans ses formulations respectivement solide et perméable. La formulation solide, théoriquement moins exacte, est très largement préférée pour sa simplicité d'utilisation.

Les travaux de recherche entrepris depuis les années 1970 ont donc principalement consisté à développer des outils de prédiction du bruit émis par une configuration donnée. En revanche, peu de travaux ont spécifiquement porté sur l'analyse des mécanismes physiques mis en jeu sur des configurations représentatives de trains d'atterrissage. Citons néanmoins les travaux de Windiate [214] et Zawodny [220] qui ont analysé en détail l'interaction entre la jambe principale d'un train et son compas. Les roues ont également fait l'objet d'études approfondies à l'Université de Southampton, notamment par Wang *et al.* [208] et Spagnolo [185], qui ont analysé le bruit émis par une roue isolée, et une paire de roues "en tandem". La résonance acoustique entre deux roues face-à-face a également été étudiée en détail par Casalino *et al.* [25] et Giret [67]. À l'ONERA, une étude aérodynamique de l'écoulement au sein de la cavité circulaire inscrite dans une roue du train avant simplifié LAGOON a été initiée dans la thèse de De la Puente [37].

\*  
\* \*

C'est dans ce cadre que se situe la présente étude. Elle fait suite aux travaux effectués par De la Puente [37] qui ont permis de définir une stratégie numérique précise, efficace et validée combinant l'utilisation d'une modélisation de la turbulence de type ZDES et de maillages non-structurés pour la prédiction du champ aérodynamique avec le code CEDRE. Elle consiste à tirer profit de l'efficacité numérique de cette stratégie et de la fiabilité des résultats qu'elle permet d'obtenir afin de mettre en œuvre des méthodes d'analyse dans le but d'approfondir la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu sur une configuration représentative de train d'atterrissage. À ce titre, on se propose d'aborder plusieurs points :

- Une première question concerne le rôle des sources de type quadripolaire, au sens de l'analogie acoustique de FW-H, dans le cadre du bruit aérodynamique de train d'atterrissage. En effet, l'hypothèse usuelle selon laquelle le bruit de train d'atterrissage serait de nature purement dipolaire ne fait pas consensus et a été remise en question à maintes reprises, sur la base d'arguments théoriques liés à la compacité des sources, mais également à travers l'examen des réductions de spectres avec la puissance 6 du nombre de Mach, que certains auteurs indiquent ne pas obtenir pour les plus hautes fréquences.
- Les méthodes de localisation des sources acoustiques basées sur l'exploitation d'antennes focalisées se sont avérées constituer un outil intéressant pour la caractérisation des sources de bruit sur une configuration donnée. Bien qu'initialement de nature expérimentale, ce type d'analyse a récemment été étendu aux données issues de la simulation numérique [19, 14], dont l'obtention passe souvent par une méthode intégrale de type FW-H. Une seconde question, corolaire de la première, concerne l'interprétation des résultats obtenus par ce type d'analyse, lorsque les signaux d'entrée sont issus d'une intégration de l'équation de FW-H sur les parois physiques du corps (approche dite "solide", négligeant les sources volumiques quadripolaires), ou sur une surface "perméable" englobant le corps et la partie acoustiquement efficace de son sillage turbulent.
- L'analogie de Lighthill et ses extensions, en réduisant le problème de la génération du bruit par un écoulement turbulent à la propagation d'une distribution de sources multipolaires équivalentes dans un milieu uniforme, ne permettent pas d'obtenir une représentation spatio-temporelle des "vraies" sources de bruit, comme souligné, par exemple, par Goldstein [72], qui montre la nécessité d'extraire la composante radiative du champ aérodynamique dans le but d'isoler les "vrais" mécanismes sources. Un atout de la simulation numérique d'écoulement est qu'elle permet d'obtenir de manière non-intrusive la valeur de n'importe quelle variable aérodynamique, ainsi que le champ acoustique résultant de façon parfaitement synchrone. Dans ce cadre, un troisième axe exploré dans cette thèse est la détermination du potentiel des approches basées sur les méthodes de causalité à mettre en lumière les phénomènes aérodynamiques générateurs de bruit.
- Le bruit de train d'atterrissage est de nature principalement large-bande, mais certaines composantes tonales, invariantes avec la vitesse de l'écoulement, résultant de résonances acoustiques, ont été observées à la fois sur des mesures en vol, et sur des maquettes simplifiées en soufflerie. De par

leur nature déterministe, l’approche retenue par Giret [67] consistant à résoudre numériquement l’équation d’Helmholtz dans un espace potentiellement résonant à partir d’un solveur éléments finis apparaît judicieuse. Un dernier aspect abordé dans cette thèse est l’évaluation de l’efficacité de la méthode des éléments de frontière pour résoudre ce type de problème.

Le cas d’étude choisi dans ce travail est une roue isolée de la géométrie LAGOON. Ce choix est motivé par plusieurs raisons. D’une part, tout en constituant une configuration géométrique représentative d’un composant de train d’atterrissage, il s’agit également du croisement entre deux géométries canoniques documentées dans la littérature : un cylindre ”court” de longueur  $L$  et de diamètre  $D$  tel que  $L/D = 0.3$  et une cavité cylindrique peu profonde dont le rapport d’aspect (profondeur / diamètre)  $\kappa$  vaut 0.23. Bien que ces deux cas aient été documentés séparément, il n’existe pas d’étude portant sur une cavité cylindrique installée dans un cylindre de faible rapport d’aspect. De plus, à l’exception de très récents travaux menés à l’Université de Southampton, il existe très peu d’études portant sur des roues sans contact avec le sol. Des résultats préliminaires ont été obtenus sur ce cas par De la Puente dans le dernier chapitre de sa thèse, que l’on souhaite enrichir par une analyse plus approfondie.

\*  
\* \*

Pour répondre à ces questions, la démarche suivie dans cette thèse se divise en sept chapitres :

- Le chapitre I présente un tour d’horizon des études réalisées sur le bruit de train d’atterrissage. Les différentes approches pour sa prédiction, semi-analytique ou numérique, sont présentées de manière synthétique, et les problématiques associées sont relevées. Ce chapitre permet également de présenter la compréhension actuelle des mécanismes par lesquels le bruit est généré. Un soin particulier est apporté aux études menées sur l’interaction jambe principale/compas et sur les roues isolées ou en interaction. Ce chapitre permet de mettre en perspective les objectifs de la thèse en regard de l’existant.
- Le chapitre II présente le cadre théorique, ainsi que les méthodes et outils numériques utilisés par la suite. On détaille rapidement les ingrédients numériques utilisés pour la résolution numérique des équations de Navier-Stokes, dont la définition est directement issue de la thèse de De la Puente [37]. Quelques rappels sont ensuite fournis sur les méthodes intégrales pour l’aéroacoustique, en énumérant précisément les hypothèses derrière chaque formulation et leur implémentation dans le code KIM. L’algorithme de formation de voies ”classique”, utilisé pour la localisation des sources, est brièvement décrit. On présente par la suite les outils utilisés pour l’analyse du champ proche de pression. La transformée en ondelettes, dont l’introduction en aéroacoustique est relativement récente, fait l’objet d’un traitement détaillé. Enfin, la méthode des éléments de frontière et son implémentation dans le code BEMUSE sont présentées.
- Le chapitre III est dédié à l’amélioration du calcul effectué par De la Puente [37] sur la roue LAGOON *via* la construction d’un nouveau maillage. Un cahier des charges est en premier lieu défini pour le nouveau maillage. Un critère d’étirement de maillage limitant la génération d’ondes acoustiques parasites à la traversée des zones étirées est déduit d’une étude simplifiée de la convection d’un tourbillon bidimensionnel isentropique. À l’aide du cahier des charges défini précédemment et de ce critère, un nouveau maillage est construit et une nouvelle simulation est réalisée. Cette nouvelle simulation permet de compléter l’analyse aérodynamique de De la Puente [37] par l’analyse du sillage de la roue. Les données aérodynamiques obtenues sont comparées aux résultats présents dans la littérature sur des géométries similaires, lorsque ces derniers sont disponibles.
- Le chapitre IV vise à analyser les sources du bruit émis par la roue LAGOON, en adoptant pour cela le formalisme de l’analogie acoustique de Ffowcs-Williams et Hawkings. Le bruit émis en champ lointain est calculé à partir de trois degrés de simplification de l’équation de FW-H : la formulation basée sur les efforts instationnaires, la formulation solide, et enfin la formulation perméable. La mise en place de cette dernière fait l’objet d’une attention particulière du fait des difficultés inhérentes qu’elle présente. L’influence du maillage CFD sur les résultats est examinée en premier lieu. La comparaison des approches solide et perméable est ensuite réalisée dans le but d’évaluer de manière indirecte la contribution des sources quadripolaires résolues par le nouveau maillage. Le calcul du champ lointain par ces deux méthodes permet enfin la localisation des sources de bruit à partir

d'un réseau de microphones virtuel. Les cartes de bruit sont analysées en distinguant les fréquences auxquelles la roue est compacte ou non, et une interprétation des sources de bruit est proposée.

- Une approche plus empirique des sources de bruit est proposée au chapitre V. On se focalise dans ce chapitre sur l'écoulement surplombant la cavité circulaire de la roue LAGOON. Le filtrage des composantes hydrodynamique et acoustique du champ proche de pression est réalisé à partir de différentes méthodes. Une méthode usuelle, la double transformée de Fourier  $k - \omega$  est employée comme méthode de référence. Quatre méthodes supplémentaires basées sur la transformée en ondelettes, très récemment proposées dans le cadre de l'étude du bruit de jet, sont également évaluées et comparées entre elles. Des résultats préliminaires de reconstruction du champ de vitesse linéairement associé à la composante acoustique du champ de pression filtré sont finalement présentés dans le but d'identifier les événements aérodynamiques associés à la production du champ acoustique.
- Le chapitre VI se distingue des précédents car il ne fait pas usage des données issues de la simulation de l'écoulement autour de la roue. Il a pour objet l'étude des composantes tonales déterministes liées à la géométrie des cavités cylindriques présentes dans les roues du train avant simplifié LAGOON à partir de la méthode des éléments de frontière. Un modèle de source harmonique ponctuelle est adopté pour l'excitation des cavités. Des mesures ont été effectuées en chambre sourde à l'ONERA et sont comparées aux résultats obtenus avec la méthode des éléments de frontière. La modélisation analytique de l'espace inter-roues par un conduit annulaire est discutée et confrontée à une étude paramétrique sur le diamètre de l'essieu. Cette étude a été publiée dans la revue *Journal of Sound and Vibration* et a été reproduite en langue anglaise dans la version acceptée par l'éditeur.
- Enfin, le chapitre VII présente une synthèse globale des résultats obtenus et discute les perspectives offertes par ces derniers.



# Chapitre I

## Revue de la littérature relative au bruit de train d'atterrissage

### Sommaire

---

|            |  |           |
|------------|--|-----------|
| <b>I.1</b> | <b>Éléments de terminologie</b> . . . . .  | <b>2</b>  |
| <b>I.2</b> | <b>Modèles statistiques et semi-empiriques</b> . . . . .   | <b>2</b>  |
| I.2.1      | Le premier modèle semi-empirique de Fink . . . . .   | 3         |
| I.2.2      | Modèle de Smith . . . . .  | 5         |
| I.2.3      | Modèle de Guo . . . . .  | 6         |
| I.2.4      | Landing Gear Model and Acoustic Prediction code (LGMAP) . . . . .  | 8         |
| <b>I.3</b> | <b>Études expérimentales</b> . . . . .   | <b>8</b>  |
| I.3.1      | Configurations de complexité industrielle . . . . .  | 8         |
| I.3.2      | Dispositifs de réduction de bruit . . . . .  | 10        |
| I.3.3      | Géométries simplifiées . . . . .   | 10        |
| <b>I.4</b> | <b>Approches basées sur la simulation numérique d'écoulement</b> . . . . .                                 | <b>14</b> |
| I.4.1      | Premières simulations . . . . .  | 14        |
| I.4.2      | Simulations numériques sur les géométries simplifiées . . . . .  | 15        |
| I.4.3      | Simulations incluant les dispositifs de réduction de bruit . . . . .                                       | 16        |
| <b>I.5</b> | <b>Étude de sous-composants isolés pour l'analyse approfondie des mécanismes aéroacoustiques</b> . . . . . | <b>16</b> |
| I.5.1      | L'interaction entre la jambe principale et le compas . . . . .   | 16        |
| I.5.2      | La roue isolée . . . . .   | 17        |
| I.5.3      | L'interaction entre deux roues . . . . .   | 20        |

---



## I.1 Éléments de terminologie

Un train d'atterrissage est un assemblage complexe d'éléments de taille et de géométrie variables. Afin d'éviter un trop long inventaire de tous ces composants, seuls les éléments discutés dans ce chapitre sont présentés sur un schéma de train d'atterrissage avant générique en figure I.1.

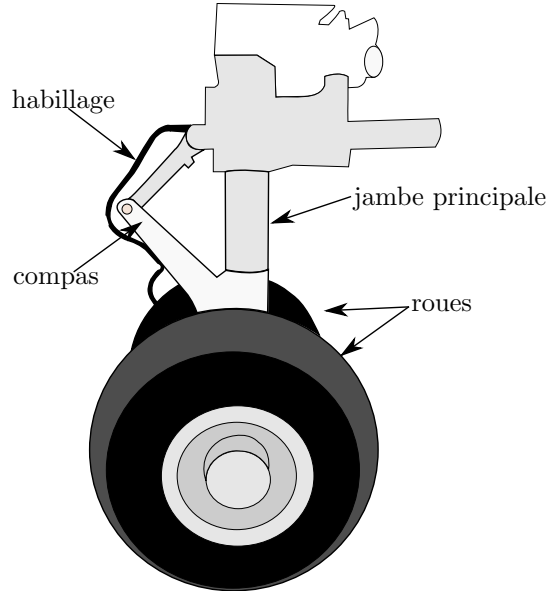


FIGURE I.1 – Représentation schématique d'un train d'atterrissage avant simplifié et de ses principaux sous-composants

Selon le gabarit de l'avion, un certain nombre de roues, allant de un à six, peut équiper un train d'atterrissage. Les trains avant ne sont pas nécessairement équipés de systèmes de freinage, qui sont plutôt présents sur les trains principaux et peuvent ainsi présenter des cavités annulaires sur leur face externe, ou interne. Les roues sont liées entre elles par un axe cylindrique rigide (l'essieu ou *axle*), lui-même lié à la jambe principale (ou *main strut*). Un compas (ou *torque link*), la plupart du temps situé en aval de cette jambe principale est souvent présent sur les trains d'atterrissage avant. Enfin, un train d'atterrissage est équipé d'un grand nombre de câbles, tuyaux, vis, écrous, et autres petits éléments, dont on n'a représenté qu'un seul élément sur le schéma pour des raisons de clarté.

Tous ces éléments induisent des interactions aérodynamiques complexes. En effet, des décollements massifs ont lieu et les sillages issus des différents éléments interagissent avec les éléments situés à leur voisinage. D'un point de vue acoustique, les diverses échelles de longueur mises en jeu confèrent au bruit de train d'atterrissage un caractère principalement large-bande, comme on le verra par la suite.

## I.2 Modèles statistiques et semi-empiriques

Le point de départ de tous les modèles de bruit de train existant consiste à considérer ce dernier, soit comme un unique dipôle compact, comme proposé par Hersh *et al.* [91], soit comme une somme de dipôles compacts incohérents. Sous cette hypothèse, le bruit perçu par un observateur situé à une distance  $R$  en champ lointain doit suivre la théorie de Curle [31] qui prévoit une dépendance de ce dernier avec la puissance 6 du nombre de Mach  $M$ . En notant  $\rho$  la masse volumique,  $c$  la célérité du son,  $l$  une dimension caractéristique du problème, le carré moyen des fluctuations de pression acoustique s'exprime formellement par :

$$\langle p^2 \rangle \sim \frac{(\rho c^2)^2 l^2}{4\pi R^2} M^6 \quad (\text{I.1})$$

Dans ce chapitre, on adopte le système de coordonnées présenté sur la figure I.2, où  $\theta_e$  est l'angle polaire et  $\phi_e$  est l'angle azimutal. L'indice  $e$  signifie qu'il s'agit de coordonnées d'émission. Enfin, dans le but de distinguer les paramètres empiriques des modèles, ces derniers seront notés avec le symbole  $\widehat{(\cdot)}$ .

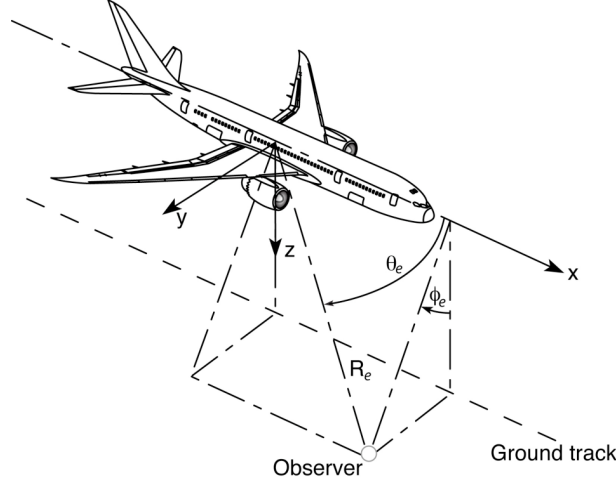


FIGURE I.2 – Système de coordonnées et conventions angulaires adoptés par les modèles de prédiction du bruit de train d’atterrissage. Tiré de Burley *et al.* [20]

### I.2.1 Le premier modèle semi-empirique de Fink

A partir de données expérimentales fournies par Heller et Dobrzynski [89], Fink [62] établit le premier modèle semi-empirique de prédiction du bruit de train d’atterrissage à la fin des années 70. La principale idée physique sous-jacente est la nature dipolaire du bruit rayonné, en incluant le facteur d’amplification convective  $(1 - M \cos(\theta_e))^{-4}$  dont l’importance a été vérifiée expérimentalement par Fink et Schinkler [63] :

$$\langle p^2 \rangle \sim \frac{(\rho c^2)^2 M^6 l^2}{4\pi R_e^2} \times \frac{1}{(1 - M \cos(\theta_e))^4} \quad (\text{I.2})$$

Le modèle de Fink, développé par la NASA dans le cadre de l’ANOPP (*Airframe NOise Prediction Program*) est valable pour les trains possédant un nombre de roues  $N_w$  égal à 1,2 ou 4. Le bruit du train d’atterrissage complet est supposé découler du bruit rayonné de manière incohérente par deux classes de composants : la jambe principale  $\langle p_s^2 \rangle$  d’une part et les roues d’autre part  $\langle p_w^2 \rangle$ , soit :

$$\langle p^2 \rangle = \langle p_w^2 \rangle + \langle p_s^2 \rangle \quad (\text{I.3})$$

Chacune de ces classes de composants est supposée posséder une amplitude, une directivité, et un spectre générique propre. Ainsi, en notant  $D_w$  le diamètre des roues et  $L_s$  la longueur de la jambe principale, le bruit associée à chaque composant, notée  $\Pi$  est modélisé par :

$$\begin{cases} \Pi_{\text{wheel}} = \widetilde{K}_1 M^6 N_w D_w^2 \\ \Pi_{\text{struts}} = \widetilde{K}_2 M^6 D_w L_s \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

avec  $\widetilde{K}_1$  une constante empirique qui dépend du nombre de roues et  $\widetilde{K}_2$  une autre constante. On note que  $D_w$  intervient dans l’expression du bruit associée à la jambe principale. Ainsi, ces deux contributions sont du même ordre de grandeur lorsque  $L_s \simeq N_w D_w$  [20].

La directivité  $D(\theta_e, \phi_e)$  est également différente selon le composant :

$$\begin{cases} D_{\text{wheels}} = \frac{3}{2} \sin^2(\theta_e) \\ D_{\text{struts}} = 3 \sin^2(\theta_e) \sin^2(\phi_e) \end{cases} \quad (\text{I.5})$$

On voit sur la figure I.3 que la jambe ne rayonne pas directement vers le sol, ce qui semble en accord avec le rayonnement d’un cylindre dans un écoulement transverse. De même, la directivité caractéristique du dipôle apparaît clairement.

Bien que ce modèle distingue deux types d’éléments dont les bruits peuvent être sommés pour obtenir le bruit total, les spectres associés sont donnés en fonction du nombre de Strouhal, dont la définition est

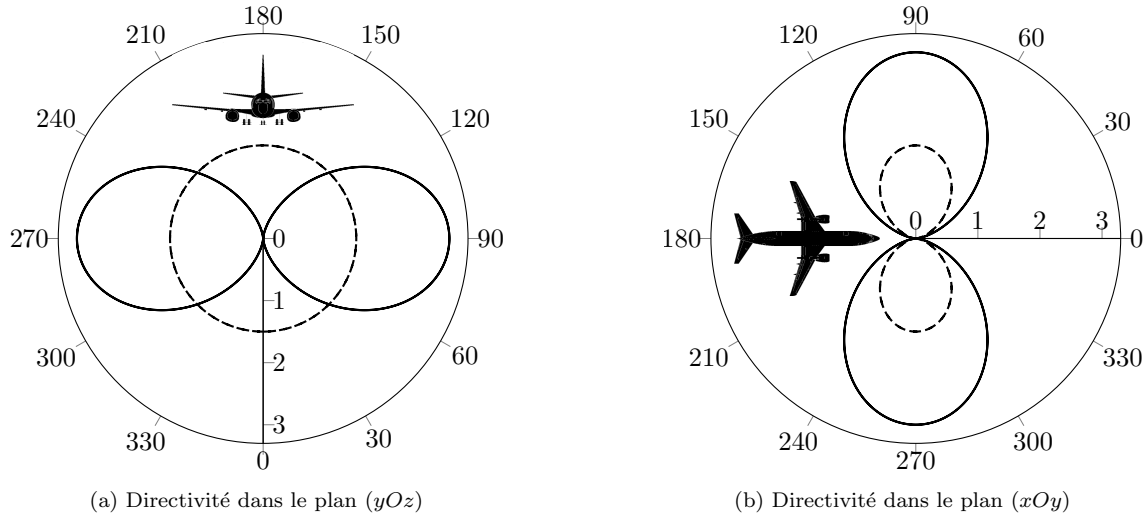


FIGURE I.3 – Directivité des roues ( - - ) et de la jambe principale ( - ) d'un train d'atterrissage selon le modèle de Fink.

basée sur une seule dimension caractéristique, le diamètre des roues  $D_w$ , de sorte que l'on ait :

$$St = \frac{f D_w}{Mc} \tag{I.6}$$

Une fonction  $F$  fait office de spectre normalisé afin de délimiter dans l'espace de Fourier les composantes associées aux roues d'une part et aux jambes d'autre part. Ces spectres sont des filtres passe-bande de type "haystack" (cf. figure I.4), dont l'expression générale est :

$$F(St) = \frac{\tilde{A} St^{\tilde{\sigma}}}{(\tilde{B} + St^{\tilde{\mu}})^{\tilde{q}}} \tag{I.7}$$

Ce modèle, qui ne fait intervenir que des grandeurs macroscopiques, est relativement simple à utiliser.

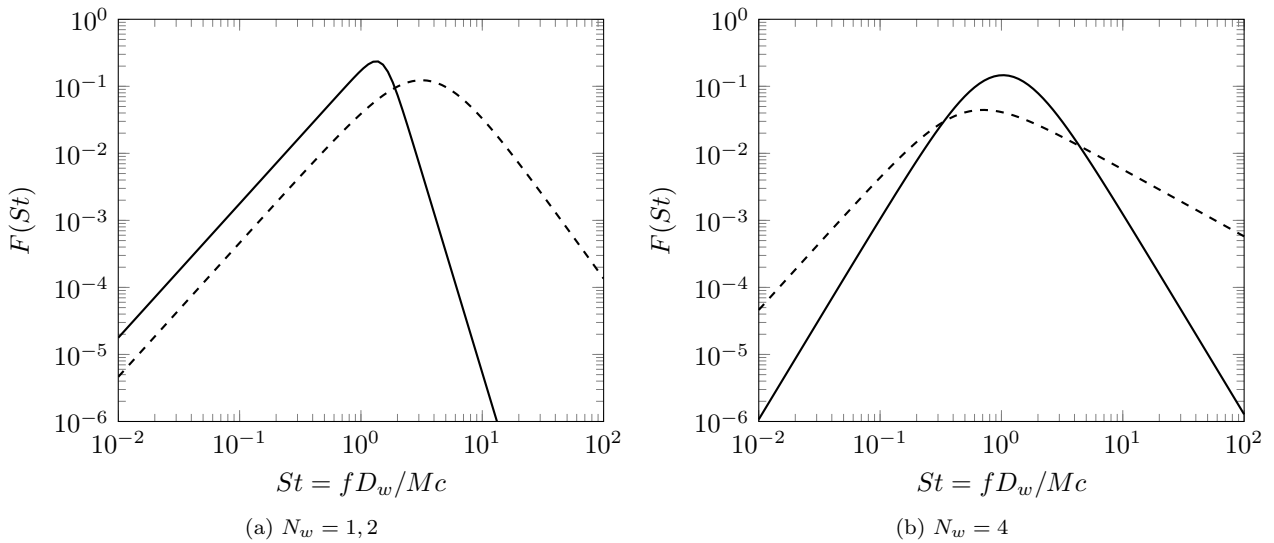


FIGURE I.4 – Spectres normalisés du modèle de Fink. ( - - ) : roues, ( - ) : jambe principale

Finalement, l'expression complète pour le modèle de Fink s'écrit :

$$\langle p^2 \rangle = \frac{\rho c}{4\pi R^2} \times \frac{\Pi_{\text{wheel}} D_{\text{wheel}} F_{\text{wheel}} + \Pi_{\text{struts}} D_{\text{struts}} F_{\text{struts}}}{(1 - M \cos(\theta_e))^4} \quad (\text{I.8})$$

Les constantes empiriques utilisées dans ce modèle dépendent du nombre de roues et sont données dans le tableau I.1 :

| Élément                | $\tilde{K}_{i=1,2}$    | $\tilde{A}$ | $\tilde{B}$ | $\tilde{\sigma}$ | $\tilde{\mu}$ | $\tilde{q}$ |
|------------------------|------------------------|-------------|-------------|------------------|---------------|-------------|
| Roues ( $N_w = 1, 2$ ) | $4.349 \times 10^{-4}$ | 13.595      | 12.5        | 2                | 2             | 2.25        |
| Jambe ( $N_w = 1, 2$ ) | $2.753 \times 10^{-4}$ | 5.325       | 30          | 2                | 8             | 1           |
| Roues ( $N_w = 4$ )    | $3.414 \times 10^{-4}$ | 0.0577      | 0.25        | 2                | 2             | 1.5         |
| Jambe ( $N_w = 4$ )    | $2.753 \times 10^{-4}$ | 1.28        | 1.06        | 3                | 2             | 3           |

TABLEAU I.1 – Constantes empiriques du modèle de Fink (Source : Zorumski [225]).

### I.2.2 Modèle de Smith

Le modèle de Fink a été comparé à un certain nombre d'études expérimentales et s'est montré peu fiable sur certains cas, notamment sur la prédiction de la directivité [60, 216]. Un autre modèle proposé par Smith [181] voit le jour à la fin des années 90. Ce modèle, développé à l'ISVR de Southampton a été calibré afin de prédire le bruit des trains d'atterrissage équipant les avions A320 et A340 d'Airbus à partir de données de mesures en soufflerie fournies par Dobrzynski et Bucholz [44]. Il est essentiellement basé sur le même raisonnement que le modèle de Fink, en y apportant quelques améliorations. Par exemple, alors que dans le modèle de Fink, l'amplitude associée à la jambe principale résulte du produit du diamètre de roue et de la longueur de la jambe, elle dépend, dans le modèle de Smith, directement du produit de son diamètre et de sa longueur :

$$\langle p_s^2 \rangle = \frac{(\rho c^2)^2 M^6}{4\pi R^2} \tilde{D}_s L_s D_{\text{strut}} \tilde{F}_s(St) \quad (\text{I.9})$$

Le facteur de directivité associé à la jambe est également modifié afin de prendre en compte les effets d'installation :

$$\tilde{D}_s = 1 - \tilde{\delta}(\mathbf{R} \cdot \mathbf{s}) \quad (\text{I.10})$$

où  $\mathbf{s}$  est le vecteur unitaire dans la direction de l'axe de la jambe. Comme pour le modèle de Fink, le spectre normalisé  $\tilde{F}(St)$  ainsi que  $\tilde{\delta}$  sont calibrés par rapport aux mesures fournies par Dobrzynski et Bucholz [44]. Par défaut, une longueur caractéristique d'un mètre, jugée représentative de la taille des roues, est prise pour le calcul du nombre de Strouhal.

Le bruit associé aux roues est également calculé différemment, notamment via la prise en compte de l'angle  $\chi$  d'incidence entre le train et l'écoulement, de l'épaisseur  $W$  et du nombre de roues dans la direction de l'écoulement  $N_{w1}$  et dans la direction transverse  $N_{w2}$  :

$$\langle p_w^2 \rangle = \frac{(\rho c^2)^2 M^6}{4\pi R^2} N_{w1} W D_w [1 + (N_{w2} - 1) \sin(\chi)] \tilde{F}_w(St) \quad (\text{I.11})$$

L'interaction entre le sillage des roues amont et les roues aval est modélisée comme une autre composante dipolaire mettant en jeu le même spectre normalisé  $\tilde{F}_g = \tilde{F}_w$  :

$$\langle p_g^2 \rangle = \frac{(\rho c^2)^2 M^6}{4\pi R^2} N_{w1} W D_w (N_{w2} - 1) \tilde{F}_g(St) \quad (\text{I.12})$$

Une contribution associée aux petits éléments géométriques, non prise en compte dans le modèle de Fink, est ajoutée. Pour cela, une "densité d'habillage"  $\tilde{N}_d$  de taille caractéristique  $\tilde{d}_d$ , est introduite :

$$\langle p_d^2 \rangle = \frac{(\rho c^2)^2 M^6}{4\pi R^2} \tilde{N}_d L_s \tilde{d}_d \tilde{F}_d(St) \quad (\text{I.13})$$

Les auteurs proposent enfin une manière d'estimer l'effet de la présence de carénages poreux (voir § I.3.2) couvrant une proportion  $\xi$  du train à partir de l'augmentation de la vitesse locale de l'écoulement [182] sur le reste du train par rapport à la vitesse à l'infini  $\Psi = \langle U^6 \rangle^{1/6} / U_\infty$ . Ils expriment la différence en decibels sur la puissance acoustique émise par la relation :

$$\Delta\text{dB} = 10\log_{10}(1 - \xi)\Psi^6 \quad (\text{I.14})$$

L'efficacité du modèle pour prédire le bruit généré par des trains présentant de tels carénages a été évaluée par Molin *et al.* [135]. Enfin, en 2007 le modèle a été étendu par Smith *et al.* [180] pour prendre en compte les interactions trains-trains et trains-volets. La figure I.5 présente un exemple d'application du modèle de Smith : le bruit total mesuré est obtenu par somme des différentes contributions après calibration. Le spectre résultant de l'application du modèle présente alors un très bon accord avec la mesure pour ce train d'atterrissage particulier.

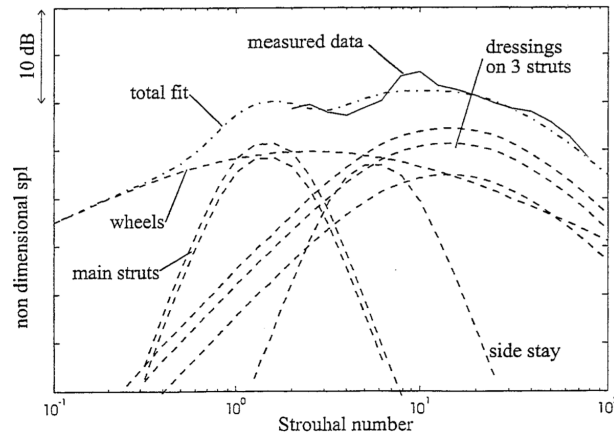


FIGURE I.5 – Illustration du modèle de Smith sur un train d'atterrissage à deux roues. Tiré de [180]

### I.2.3 Modèle de Guo

En parallèle au développement par Airbus du modèle de Smith, Boeing développe un modèle qui sera par la suite implémenté dans l'ANOPP en complément du modèle de Fink. Le développement de cette méthode a été motivé par le constat que le modèle de Fink sous-estimait les hautes fréquences, et par conséquent les niveaux effectivement perçus (EPNL). L'approche retenue consiste, comme pour le modèle de Smith, à additionner différentes contributions, mais l'originalité introduite par Golub *et al.* [74] est de considérer que le bruit total peut être décomposé en trois gammes de fréquences distinctes : les basses, moyennes et hautes fréquences, comme schématisé sur la figure I.6. Le train d'atterrissage est ainsi considéré comme un assemblage de dipôles compacts rayonnant dans des gammes de fréquence distinctes. Les plus gros éléments comme les roues contribuent ainsi majoritairement aux basses fréquences, les jambes contribuent aux moyennes fréquences, tandis que les petits éléments tels que les câbles ou les vis contribuent aux hautes fréquences. Ces sources sont supposées non corrélées, de sorte qu'on peut sommer indépendamment leurs carrés moyens :

$$\langle p^2 \rangle = \langle p_L^2 \rangle + \langle p_M^2 \rangle + \langle p_H^2 \rangle \quad (\text{I.15})$$

Conformément à la théorie de Curle, l'expression générale du modèle est :

$$\langle p^2 \rangle (St) = \frac{(\rho c^2)^2 M^6 e^{-\tilde{\alpha} R} \tilde{D}_0(\theta_e)}{R^2 (1 - M \cos(\theta_e))^4} [p_L(St_L) + p_M(St_M) + p_H(St_H)] \quad (\text{I.16})$$

$D_0$  étant un facteur de directivité global ne mettant en jeu que l'angle polaire  $\theta_e$  tenant compte des

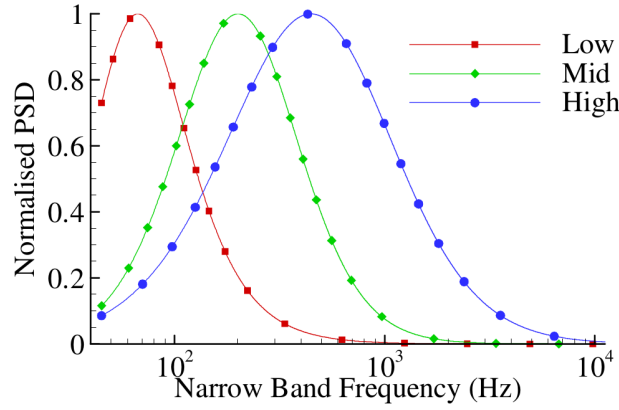


FIGURE I.6 – Spectres normalisés du modèle de Guo. Tiré de Golub et Guo [73]

reflexions acoustiques sur le fuselage et les ailes :

$$\widetilde{D}_0 = 1.2[1 - 0.9 \times \cos^2(\theta_e)]^2 \quad (\text{I.17})$$

Le terme  $e^{-\widetilde{\alpha}R}$  est destiné à prendre en compte l'absorption atmosphérique. Chaque gamme de composant peut s'exprimer sous la forme générale :

$$p_X(St) = \widetilde{\beta}_X S_X \widetilde{D}_X \widetilde{F}_X(St_X) \quad (\text{I.18})$$

Le coefficient  $\widetilde{\beta}_X$  est un coefficient, traduisant l'efficacité avec laquelle l'écoulement moyen génère de l'instationarité à proximité du composant.

$S_X$  correspond à la surface cumulée de la gamme de composants considérée. Ainsi,  $S_L$  est la somme totale de la surface sur toutes les roues :

$$S_L = \sum_{N_w} S_w = N_w \pi b_w D_w \quad (\text{I.19})$$

en présence de  $N_w$  roues d'épaisseur  $b_w$  et de diamètre  $D_w$ .

$S_M$  est la somme des surfaces des  $N_s$  éléments cylindriques :

$$S_M = \sum_{N_s} S_{\text{strut}} \quad (\text{I.20})$$

Enfin,  $S_H$  est une surface équivalente à la surface totale des petits éléments. Comme cette surface n'est pas déterminable en pratique, un facteur de complexité empirique  $\widetilde{\eta}$  est introduit, multiplié par une longueur de référence  $\widetilde{l}_0$ , empirique également, élevée au carré :

$$S_H = \widetilde{\eta} \widetilde{l}_0^2 \quad (\text{I.21})$$

Les facteurs de directivité  $\widetilde{D}_X$  s'expriment de manière générale par :

$$\widetilde{D}_X = (1 + \widetilde{h}_X \cos^2(\theta_e))^2 (1 + \widetilde{b}_X \cos^2(\phi_e))^2 \quad (\text{I.22})$$

où  $\widetilde{h}_X$  et  $\widetilde{b}_X$  sont calibrés.

Enfin, les longueurs caractéristiques pour le calcul des nombres de Strouhal dans chaque gamme de composants sont :

- Basses fréquences :  $D_w$
- Moyennes fréquences :  $a = S_M / (\pi L)$  où  $L = \sum_{N_s} L_{\text{strut}}$  est la longueur cumulée de tous les éléments cylindriques
- Hautes fréquences :  $\widetilde{l}_0$

Les fonctions de spectres normalisés possèdent la même forme générique que pour le modèle de Fink (I.7), donnant lieu à un jeu de  $3 \times 5$  coefficients empiriques donnés dans un rapport NASA de Guo [82].

## I.2.4 Landing Gear Model and Acoustic Prediction code (LGMAP)

La méthode LGMAP, développée à l'Université de Pennsylvanie par Lopes [117], est présentée comme une "boîte à outils" permettant de prédire le bruit émis par un train d'atterrissage en considérant ce dernier comme composé de composants acoustiques élémentaires. Cette méthode, schématiquement représentée en figure I.7, a été pour l'heure relativement peu utilisée.

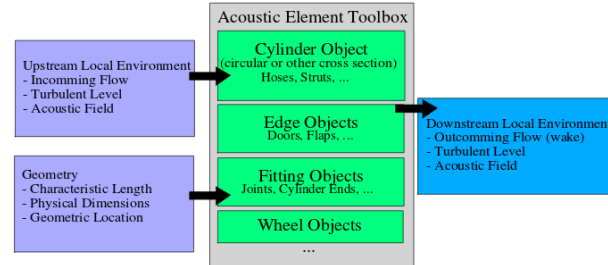


FIGURE I.7 – Schéma de la méthode LGMAP. Tiré de Lopes [117]

## I.3 Études expérimentales

Ce paragraphe présente, sans prétendre à l'exhaustivité, un tour d'horizon des études expérimentales les plus pertinentes. On a choisi de présenter dans un premier temps les études sur des configurations complexes, que ce soit les mesures en vol ou les mesures en soufflerie. Parmi les mesures en soufflerie, on distingue également les mesures sur maquettes des mesures sur trains à l'échelle 1. On présente ensuite les principaux dispositifs actifs et passifs de réduction de bruit. Enfin, on évoque les différentes géométries simplifiées et les campagnes expérimentales qui ont été menées sur ces dernières.

### I.3.1 Configurations de complexité industrielle

#### I.3.1.1 Mesures en survol (*flyover*) sur des antennes microphoniques

Les mesures en survol (cf. figure I.8) constituent un moyen d'étudier fidèlement le bruit de train d'atterrissage en s'affranchissant des limites de la modélisation. En effet, elles reflètent les véritables conditions (de géométrie, de mouvement, de propagation) rencontrées lors de la certification d'un avion. De plus, ce type d'étude permet d'éviter les problèmes de dépendance au nombre de Reynolds qui peuvent survenir sur des maquettes à échelle réduite.



FIGURE I.8 – Illustration d'une campagne de mesure de bruit par survol d'un réseau microphonique

La première utilisation de réseaux de microphones sur des données de survol est due à Michel *et al.* [133, 134] qui ont enregistré sur une antenne optimisée le bruit généré sur un nombre total de 170

atterrissages à l'aéroport de Francfort. Cette étude leur a permis de montrer, à partir de méthodes d'antennerie, que le bruit généré par le train d'atterrissage avant était la contribution majeure au bruit total de l'avion lors de l'atterrissage. Ils identifient de surcroît une composante tonale indépendante de la vitesse de vol localisée sur le train avant. D'autres sources sont également localisées au niveau des trains principaux, mais la résolution spatiale de l'antenne utilisée ne leur permet pas de dissocier le bruit associé aux moteurs du bruit associé aux trains principaux. Par la suite, des études similaires ont été menées par Stoker *et al.* [195] sur un Boeing 777, Dedoussi *et al.* [40] à partir de mesures du DLR sur un Boeing 747-400 et plus récemment Merino-Martinez *et al.* [132] à partir de mesures effectuées à l'aéroport d'Amsterdam Schiphol sur un total de 115 atterrissages d'avions civils divers. Cette dernière analyse s'est focalisée sur les mesures d'A320 et de Fokker 70 exclusivement. Bien que portant sur des avions de gabarits différents, toutes ces études confirment la prédominance du bruit de train d'atterrissage dans les mesures en survol à partir de cartes de sources de bruit obtenues par des méthodes d'antennerie. Il est intéressant de relever qu'à l'instar de Michel *et al.* [134], ces deux dernières études rapportent de fortes émissions tonales à des fréquences indépendantes de la vitesse de vol provenant du train avant. Ils ne se prononcent pas sur l'origine exacte de ces composantes tonales qui peuvent être dûes à la présence de petites cavités (*pin holes*), ou encore à la géométrie locale du train (soute du train, espace entre les roues, etc.). Un dernier point intéressant soulevé par Dedoussi *et al.* et Merino-Martinez *et al.* [130, 131] dans deux autres travaux exploitant la même base de données porte sur la vérification expérimentale de la loi en puissance 6 du nombre de Mach. Alors que Merino-Martinez *et al.* [130, 131] observent une évolution des niveaux intégrés entre 1 et 10 kHz avec la puissance 5.93 du nombre de Mach, les résultats de Dedoussi *et al.* [40] sont plus nuancés. En effet, plutôt que des niveaux intégrés, ces derniers choisissent de présenter des densités spectrales de puissance et indiquent que si les fréquences inférieures à 1 kHz évoluent bien avec la puissance 6 du nombre de Mach, les plus hautes fréquences pour lesquelles l'hypothèse de compacité est plus difficile à assurer évoluent plutôt avec la puissance 7 du nombre de Mach. Il faut toutefois noter qu'ils réduisent les DSP à fréquence fixée plutôt qu'à nombre de Strouhal fixé, point contesté, par exemple, par Spalart [190].

Les expériences en survol ont donc permis de confirmer la prédominance du bruit de train d'atterrissage en phase d'approche. Elles ont également mis en évidence sur des configurations de trains réelles l'existence de contributions tonales émanant du train avant, dont la fréquence est indépendante de la vitesse. Enfin, la loi en puissance 6 du nombre de Mach a été vérifiée expérimentalement pour les niveaux intégrés. Pour les spectres en bande fine, et en particulier les hautes fréquences, la puissance du nombre de Mach attendue semble toujours être sujette à débat.

### I.3.1.2 Mesures en soufflerie

Les mesures en soufflerie offrent des conditions expérimentales moins réalistes que les mesures en survol mais qui présentent l'avantage d'être mieux maîtrisées. De plus, elles permettent d'isoler le train d'atterrissage de l'avion complet, en prenant éventuellement en compte la présence d'une partie du fuselage. Pour des raisons pratiques, les mesures de champ aérodynamique sont souvent réalisées dans des souffleries à veine fermée, tandis que les mesures acoustiques nécessitent des dispositions particulières que seules les souffleries à veine ouverte (anéchoïques) permettent de réunir. Dans ce type de soufflerie, on tient compte de la propagation des ondes acoustiques entre l'écoulement et les microphones dans la zone au repos par des corrections, comme par exemple la soustraction du bruit de fond de la soufflerie, la prise en compte de la réfraction par la couche de cisaillement, ou encore de l'amplification convective.

Les premières mesures en soufflerie d'un train d'atterrissage isolé ont été réalisées par Heller et Dobrzynski [89] et ont permis, comme mentionné précédemment (cf. § I.2.2), de calibrer le modèle de Fink. Ces mesures ont été conduites sur une maquette de train d'atterrissage présentant peu de détails géométriques. De ce fait, le bruit de train d'atterrissage a d'abord été considéré comme principalement basse fréquence, et pour cette raison, le modèle de Fink sous-estime de manière générale les hautes fréquences [175]. Comme le montrera 20 ans plus tard une seconde étude de Dobrzynski et Buchholz [44] sur un train d'atterrissage d'Airbus A320 à l'échelle 1, les détails géométriques du train d'atterrissage contribuent de manière importante aux hautes fréquences et doivent être présents sur les maquettes utilisées dans les souffleries. Alors que ces mesures ont permis le développement du modèle de Smith, des mesures réalisées par Guo *et al.* [84] sur un train d'atterrissage de Boeing 737 à l'échelle 1 ont fourni les données permettant de calibrer le modèle de Guo présenté au paragraphe I.2.3. A partir de ces données, ils déduisent en effet la



décomposition en basses, moyennes et hautes fréquences en réalisant une série d'essais en retirant certains composants. Ils trouvent également un comportement du bruit à haute fréquence en meilleur accord avec une évolution en puissance 7 du nombre de Mach plutôt qu'en puissance 6 en effectuant les réductions de spectres en fonction de la fréquence. Des mesures ont également été effectuées sur un train d'atterrissage de Boeing 777 à l'échelle 6.3% par Humphreys et Brooks [95]. Ils trouvent un très bon accord avec la loi en puissance 6 du nombre de Mach en fonction du nombre de Strouhal et montrent que les résultats obtenus sur le modèle réduit sont transposables au modèle de taille réelle.

Les mesures en soufflerie ont permis d'étudier plus en détail le bruit de train d'atterrissage dans des conditions relativement maîtrisées. Elles ont permis de mettre en évidence que les détails géométriques des trains d'atterrissage étaient une source importante de bruit à haute fréquence qu'il convenait de prendre en compte sous peine de gravement pénaliser les EPNL. Elles ont également permis de calibrer les modèles présentés précédemment. Un point important est la potentielle violation de similitude entre les modèles à échelle réduite liée aux effets du nombre de Reynolds. Enfin, si certains auteurs affirment retrouver la loi en puissance 6 du nombre de Mach, d'autres revendiquent une loi en puissance 7 du nombre de Mach pour les plus hautes fréquences.

### I.3.2 Dispositifs de réduction de bruit

Comme montré dans les paragraphes précédents, le bruit de train d'atterrissage a rapidement été compris comme résultant à la fois des efforts aérodynamiques instationnaires, en particulier la traînée, mais également en grande partie par l'interaction entre les sillages turbulents issus des éléments géométriques qui le constituent, jusqu'aux plus petites échelles. Ce constat a motivé l'idée de mettre en place des stratégies de réduction de bruit (nommées *fairings* en anglais) en tentant de profiler le train d'atterrissage. Ces dispositifs passifs de réduction de bruit ont donc par exemple consisté à dévier l'écoulement, voire à caréner les parties les moins profilées. Les premiers dispositifs passifs de réduction de bruit ont été testés dans le cadre du projet de recherche européen *Reduction of Airframe and Installation Noise* (RAIN) par Dobrzynski *et al.* [45, 46]. En carénant une partie d'un train d'atterrissage d'Airbus A340 et en bouchant les cavités, ils ont démontré le potentiel des *fairings* en obtenant une réduction de 3 dB du bruit rayonné par le train d'atterrissage. Une technologie similaire et nommée "toboggan" a été par la suite développée à la NASA et testée notamment par Abeysinghe *et al.* [1], Quayle *et al.* [157] ou encore Remillieux *et al.* [164]. Ces concepts ont toutefois montré une possible augmentation du bruit dans certains cas, lorsque l'écoulement dévié et accéléré par un carénage impacte un autre composant non caréné. Par ailleurs, des problèmes liés au refroidissement du système de freinage peuvent rendre ces concepts difficiles à certifier. Afin de pallier ces difficultés, des carénages perforés et poreux ont été développés dans le cadre des projets européens *Significantly Lower Community Exposure to Aircraft Noise* (SILENCER) et *Technology to IMProve Airframe Noise* (TIMPAN) et ont montré de bonnes performances acoustiques tout en réduisant les aspects négatifs des carénages solides. Ces solutions ont été testées expérimentalement par Smith *et al.* [183] ou encore Boormsa *et al.* [13], alors que dans le même temps ont été testées des membranes élastiques par Ravetta *et al.* [159]. Ces concepts ont montré un potentiel important de réduction de bruit mais il est également possible que les perforations produisent un bruit propre à haute fréquence comme l'ont montré Oerlemans *et al.* [142]. Ce bruit parasite n'est toutefois supposé pas être gênant pour une application industrielle car situé dans une trop haute gamme de fréquence, rapidement dissipée par l'atténuation atmosphérique.

### I.3.3 Géométries simplifiées

L'étude du bruit de train d'atterrissage a, comme on l'a vu, initialement principalement reposé sur des mesures en vol et en soufflerie de géométries de trains d'atterrissage réalistes provenant d'avions commerciaux des constructeurs Airbus et Boeing. Ceci a permis de calibrer les modèles statistiques et d'évaluer l'efficacité de certains dispositifs de réduction de bruit. Ces études ne permettent toutefois pas d'étudier le bruit de train d'atterrissage dans un cadre plus général du fait de l'inhérente complexité géométrique de ces derniers, ainsi que de la grande variabilité de géométrie d'un modèle à un autre. De plus, les données issues de ces études sont rarement accessibles publiquement. C'est dans ce cadre qu'ont émergé à partir du début des années 2000 un certain nombre de géométries présentant des degrés de simplification variables, allant de très élémentaires à modérément complexes, qui permettent de donner à

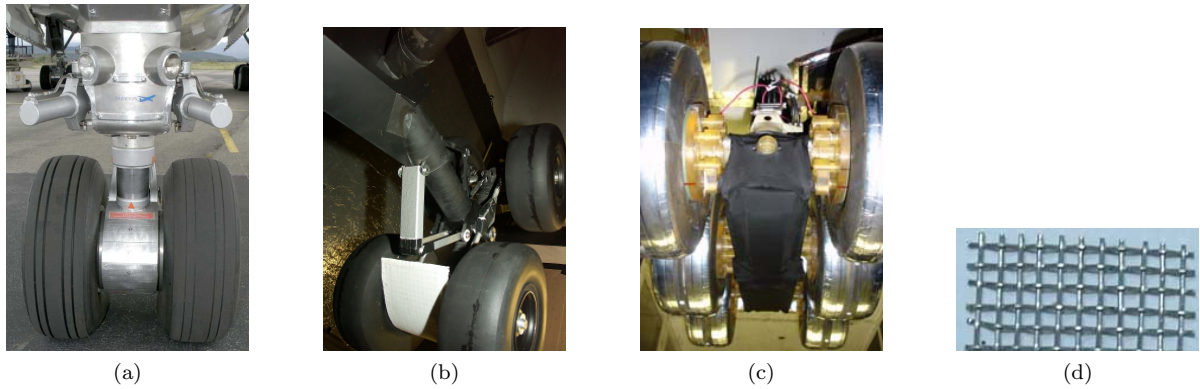


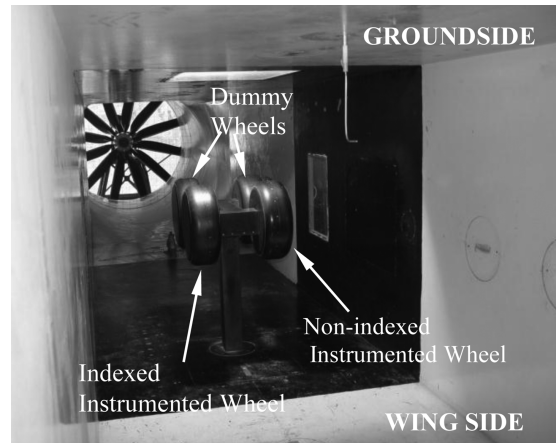
FIGURE I.9 – Exemples de dispositifs passifs de réduction de bruit. (a) : Carénage solide, (b) : carénage poreux, (c) : membrane élastique, (d) : *wiremesh*

la communauté aéroacoustique un cadre plus général pour l'étude du bruit de train d'atterrissage. Toutes ces géométries ont fait l'objet de campagnes expérimentales, qui ont permis dans un premier temps de constituer des bases de données sur la topologie de l'écoulement, mais également sur le rayonnement acoustique en champ lointain avec les mesures en soufflerie anéchoïque. Ces bases de données de référence ont également, comme on le verra par la suite, permis la validation des méthodes de simulation numérique de l'écoulement et de la propagation acoustique à travers des efforts collectifs tels que le *Benchmark on Airframe Noise Computation* (BANC). Ce paragraphe décrit succinctement les principales géométries "canoniques" de trains d'atterrissage et les campagnes expérimentales qui leur sont associées.

### I.3.3.1 Simplified/Rudimentary Landing Gear - RLG



(a) Simplified Landing Gear (tiré de Quayle *et al.* [156])



(b) Rudimentary Landing Gear dans la soufflerie LSWT en Inde (tiré de Venkatakrisnan *et al.* [204])

FIGURE I.10 – Illustration de la configuration RLG

La première géométrie simplifiée de train d'atterrissage, nommée *Simplified Landing Gear* (SLG) a été étudiée par Lazos [111, 110, 112] dans la soufflerie aérodynamique BART de la NASA. Ces études préliminaires ont permis de déterminer la topologie de l'écoulement autour d'un train d'atterrissage de Boeing 757 très simplifié consistant uniquement en quatre roues pleines liées par des essieux cylindriques (voir fig. I.10a). Aucune mesure acoustique n'a été effectuée lors de ces campagnes mais l'utilisation d'huile a permis de visualiser les zones de séparation et de rattachement de l'écoulement sur les roues. La pression pariétale ainsi que les tensions de Reynolds dans l'écoulement ont été mesurées. Cette configuration a été reprise par Quayle *et al.* [156] qui, à partir de l'étude préliminaire de Lazos, ont analysé l'influence de la forme des roues sur le bruit émis par la même configuration, notamment en faisant varier leur rayon de courbure et leur espacement, et en utilisant un algorithme de formation de voies basé sur l'approche

CLEAN-SC pour la localisation des sources de bruit. Ce "Simplified Landing Gear" a été légèrement modifié par Spalart [192] afin de rendre la géométrie "CFD friendly", c'est-à-dire, en remplaçant les sections circulaires des essieux par des sections rectangulaires (voir fig. I.10b). Cette nouvelle géométrie a donné lieu à de nouvelles campagnes expérimentales menées par Venkatakrishnan *et al.* [204], Spalart et Mejia [188] et plus récemment Reger et Cattafesta [163]. Dans cette dernière étude, les auteurs effectuent des mesures dans la soufflerie anéchoïque UFAFF de l'Université de Floride en présence (*bounded case*) et en l'absence (*unbounded case*) d'un plancher afin d'évaluer l'influence des potentielles réflexions acoustiques dues au fuselage de l'avion. Ils effectuent des normalisations de spectres avec la 6<sup>ème</sup> et 7<sup>ème</sup> puissance du nombre de Mach, en traçant les spectres en fonction du nombre de Strouhal basé sur le diamètre d'une roue  $fD/U$  et en fonction du nombre de Helmholtz  $kD$ . Ils relèvent un bon accord avec la loi en puissance 6 du nombre de Mach pour des nombres de Strouhal inférieurs à 20 dans le cas sans plancher, mais pas lorsque ce dernier est présent, phénomène qu'ils attribuent aux réflexions acoustiques. Lorsqu'une normalisation en fonction du nombre de Helmholtz est faite, ils relèvent un accord qu'ils qualifient d'excellent avec la loi en puissance 7 du nombre de Mach pour  $kD > 2$ , qu'ils rapprochent d'observations similaires de Guo [84] et Zawodny [220] et expliquent par le caractère non-compact du train d'atterrissage à ces fréquences.

### I.3.3.2 LANDING Gear nOise database for CAA validatiON - LAGOON

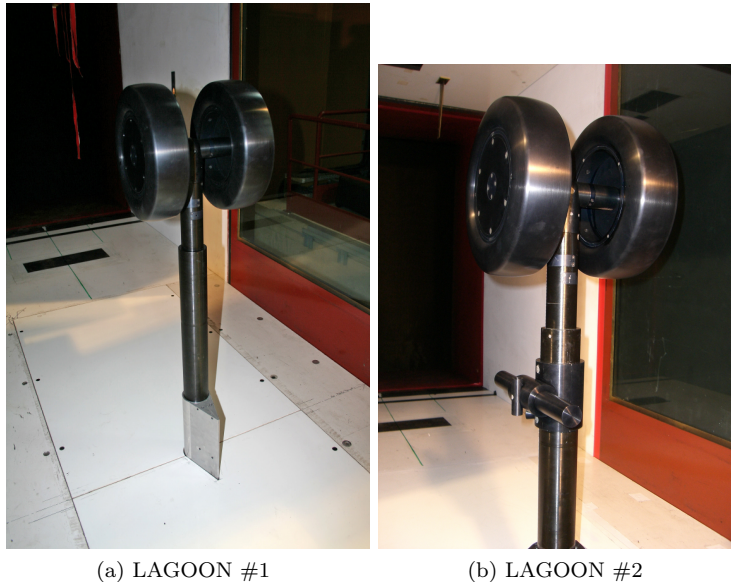


FIGURE I.11 – Géométries de la maquette LAGOON dans la soufflerie F2 de l'ONERA . (a) : configuration #1, (b) : configuration #2. La configuration #3 n'est pas publique.

Le projet LAGOON a été lancé et financé par Airbus en 2006, en coopération avec l'ONERA, le DLR et l'université de Southampton dans le but d'établir une base de données aérodynamique et acoustique étendue sur une configuration simplifiée de train avant d'Airbus A320 à l'échelle 1 :2.5. De même que le RLG, cette géométrie a été conçue pour évaluer la capacité des codes de simulation numérique à restituer fidèlement l'écoulement autour d'un train d'atterrissage. La géométrie LAGOON est modulaire et se décline en trois versions de complexité croissante, la première étant la seule dont les résultats ont été rendus publics.

Les mesures ont été effectuées dans les souffleries F2 (soufflerie aérodynamique à veine fermée) et CEPRA19 (soufflerie anéchoïque à veine ouverte) de l'ONERA. La base de donnée expérimentale est présentée pour la configuration #1 à un nombre de Mach de 0.23 et sans incidence par Manoha *et al.* [121, 122]. Des cartographies PIV, des mesures LDV et par fil chaud des champs de vitesses instantanés, ainsi que des signaux de pression pariétale sont présentés. Des cartes de bruit sont obtenues par des algorithmes de formation de voies dans les deux souffleries. Deux composantes tonales sont observées à la fois dans les spectres de pression pariétale et sur les micros en champ lointain pour les observateurs en direction *sideline*, localisées dans la zone inter-roues et attribuées à un phénomène de résonance acoustique.

### I.3.3.3 Le train d'atterrissage avant de l'avion d'affaires Gulfstream G550

Dans le cadre d'un partenariat NASA-Gulfstream, une importante campagne de mesures en vol sur les avions d'affaires Gulfstream G450 et G550 a été menée en 2006. Les résultats de cette campagne d'essais ont été présentés à la conférence AIAA de 2008 par Khorrani *et al.* [103]. Suite à cette étude préliminaire, les équipes de la NASA ont réalisé des campagnes de mesures sur une version à l'échelle 1/4 du train d'atterrissage avant du modèle G550. Les mesures aérodynamiques ont été réalisées au *Langley Research Center* (LaRC) de la NASA dans la soufflerie *Basic Aerodynamics Research Tunnel* (BART, cf. Neuhart *et al.* [140]) et les mesures acoustiques dans la soufflerie *University of Florida Aeroacoustic Flow Facility* (UFAFF, cf. Zawodny *et al.* [219]). Un point remarquable de cette étude est la présence de la partie basse du fuselage de l'avion dans les mesures. Les mesures sont déclinées en plusieurs séries, selon la présence ou non de la totalité des petits éléments géométriques (configurations *fully-dressed* et *partially-dressed*) et selon la présence ou non de la soute du train d'atterrissage (*cavity-open* ou *cavity-closed*). L'accent a été mis sur les configurations *Fully-dressed, Cavity open - FDCO* et *Partially-dressed, Cavity closed - PDCC* qui ont été plus instrumentées. Cette dernière configuration a finalement été retenue comme cas de benchmark et a par la suite fait l'objet de simulations numériques dans le cadre du BANC. Le train d'atterrissage dans les configurations FDCO, PDCO et PDCC installé dans la soufflerie UFAFF de l'Université de Floride est présenté sur la figure I.12.

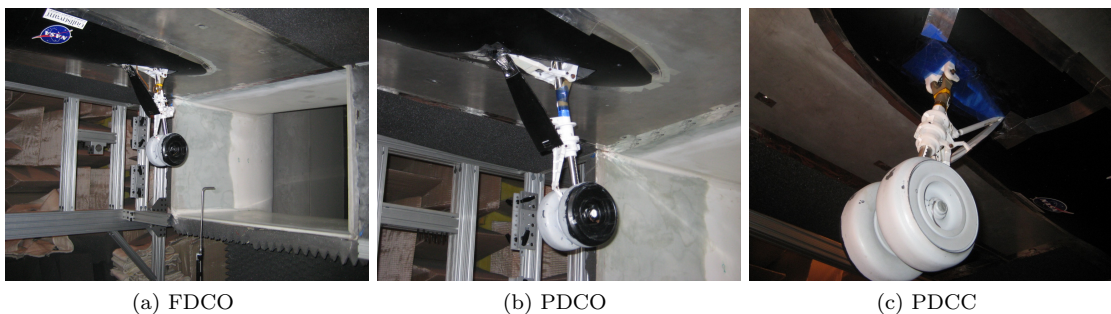


FIGURE I.12 – Train d'atterrissage Gulfstream dans ses différentes configurations. Tiré de Zawodny *et al.* [219]

### I.3.3.4 Advanced Low Noise Landing (Main and Nose) Gear for Regional Aircraft - ALLEGRA

Le projet européen *Clean Sky ALLEGRA*, démarré en 2013, a consisté à évaluer expérimentalement et numériquement l'efficacité de dispositifs de réduction de bruit sur une géométrie de train avant à deux roues à l'échelle 1 et un train principal à deux roues également, et à l'échelle 0.5 (voir figure I.13). A



FIGURE I.13 – Illustration de la configuration ALLEGRA

l'instar du train Gulfstream, la partie basse du fuselage est également présente dans les expériences en soufflerie (voir par exemple Neri *et al.* [139, 138], ou encore Bennett *et al.* [9]). Les plus petits détails géométriques sont présents, et les mesures en soufflerie sur la géométrie du train avant ont été réalisées en retirant successivement certains composants afin d'évaluer leur importance relative sur le bruit généré

par ce train d'atterrissage, ainsi que l'effet des dispositifs de réduction de bruit, tels que des caches pour les cavités des roues. Les mesures rapportées par Bennett *et al.* [9] sur le train avant font état d'une évolution de la pression acoustique en champ lointain suivant une loi en puissance 7 du nombre de Mach entre 1.2 et 10 kHz (spectres présentés en fonction de la fréquence non-adimensionnée) et de la présence de deux contributions tonales qu'ils attribuent à une résonance entre les roues et identifient comme résultant du même phénomène de résonance que sur le train LAGOON. Du fait de la simplicité géométrique du train LAGOON, la présence de telles contributions tonales sur une géométrie réaliste peut paraître discutable. Leur observation sur un train d'atterrissage plus réaliste à l'échelle 1 tel que le train d'atterrissage ALLEGRA rend plus plausible la possibilité qu'elles puissent survenir sur un train d'atterrissage réel.

## I.4 Approches basées sur la simulation numérique d'écoulement

Les premières simulations instationnaires de l'écoulement turbulent autour d'un train d'atterrissage ont été réalisées au début des années 2000, peu de temps après que Spalart ait proposé la Detached-Eddy Simulation (DES97) [186]. Alors que ces premières simulations ont été réalisées sur des géométries très simplifiées, les progrès réalisés depuis permettent aujourd'hui d'obtenir une description spatio-temporelle de l'écoulement tridimensionnel autour de trains d'atterrissage de complexité quasi-industrielle, avec la prise en compte de dispositifs passifs de réduction de bruit. La prédiction du bruit rayonné passe, dans la quasi-totalité des cas, par une méthode intégrale basée sur une analogie acoustique telle que l'analogie de Ffowcs-Williams & Hawkings. Une hypothèse largement adoptée consiste à négliger les sources quadripolaires de cette analogie et à réduire le calcul du bruit en champ lointain à l'intégration des perturbations de pression pariétale sur les parois physiques du train. On donne dans le paragraphe qui suit, une fois de plus sans prétendre à l'exhaustivité, une sélection des études numériques du bruit de train d'atterrissage et les points les plus saillants relatifs à ces études.

### I.4.1 Premières simulations

La première simulation numérique d'écoulement autour d'un train d'atterrissage a été réalisée en 2002 par Hedges *et al.* [88]. Les auteurs comparent deux calculs incompressibles effectués à partir d'approches

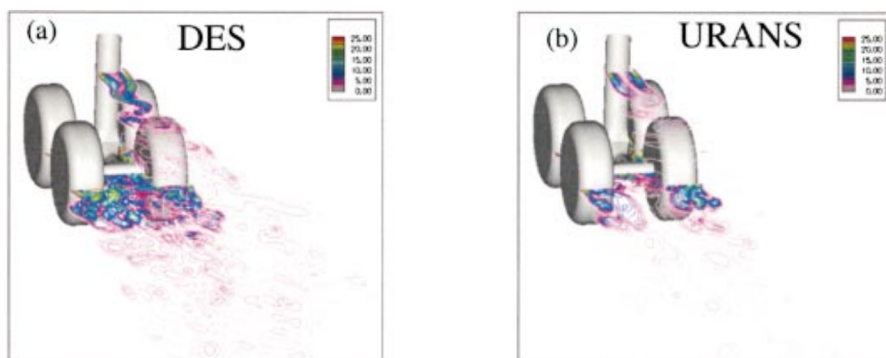


FIGURE I.14 – Contours instantanés de vorticité dans le sillage du SLG. Tiré de Hedges *et al.* [88]

URANS (SA) et DES (voir figure I.14) sur un maillage structuré multi-blocs aux données expérimentales fournies par Lazos sur le Simplified Landing Gear [111] (cf. § I.3.3.1). Bien qu'aucune mesure acoustique ne soit alors disponible sur cette configuration, des spectres de puissance des efforts aérodynamiques sont présentés afin de donner une première grossière indication du bruit rayonné, conformément à la théorie de Curle pour des sources compactes (voir chap. II). En particulier, l'approche URANS sous-estime de beaucoup la composante haute fréquence du spectre de la traînée par rapport à l'approche DES. Sur une même configuration modérément complexe, Souliez *et al.* [184] et Lockard *et al.* [116] proposent des calculs respectivement ILES (Implicit LES) sur maillage non structuré pour les premiers, et URANS et DES sur maillage structuré pour les seconds. Dans les deux cas, le calcul du bruit rayonné en champ lointain est effectué à l'aide de l'analogie de Ffowcs-Williams & Hawkings [61], et les deux formulations "solide"

et "perméable" sont comparées. Alors que Souliez *et al.* [184] trouvent que la formulation perméable fournit une pression acoustique en champ proche en meilleur accord avec l'approche "solide", Lockard *et al.* [116] rapportent l'inverse, en attribuant les plus hauts niveaux fournis par la formulation perméable à une "contamination" de la surface d'intégration par les structures turbulentes du sillage qui la traverse. En plus de ces simulations DES, la méthode Boltzmann sur réseau a été utilisée en 2004 par Seror *et al.* [177] pour le calcul de l'écoulement autour d'un train d'atterrissage simplifié. Notons toutefois que cette méthode repose sur l'utilisation de lois de paroi pour la résolution des couches limites.

#### I.4.2 Simulations numériques sur les géométries simplifiées

Par la suite, les géométries simplifiées présentées dans le paragraphe I.3.3 ont fait l'objet de nombreuses études numériques. Sur le RLG, dont la première simulation numérique a été réalisée par Spalart *et al.* [193], on peut trouver une synthèse des calculs effectués jusqu'en 2011 dans Spalart et Mejia [188]. Les mesures acoustiques sur cette configuration n'ont été rendues disponibles qu'en 2015 (Reger et Cattafesta [163]), ce qui explique que la plupart des études numériques sur le RLG visaient à valider les outils de simulation du champ aérodynamique. Malgré le manque de données acoustiques, le calcul du bruit rayonné en champ lointain est effectué par Spalart *et al.* [193] à partir des efforts aérodynamiques instationnaires sur le train, des perturbations de pression pariétale (en considérant éventuellement la surface "image", symétrique du train par rapport au plancher), et enfin une surface perméable englobant le train d'atterrissage et son sillage (voir Fig. I.15). D'importants écarts sont trouvés entre ces différentes

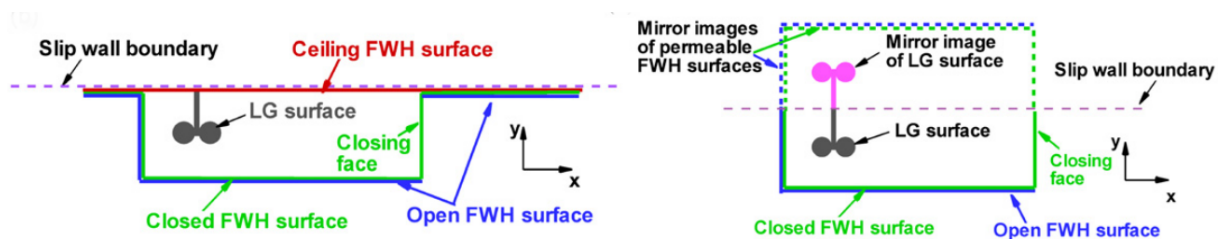


FIGURE I.15 – Surfaces d'intégration utilisées par Spalart *et al.* [193] pour le calcul du bruit rayonné en champ lointain par le RLG

formulations et conduisent les auteurs à conclure que la formulation FW-H "solide", bien que populaire et pratique d'utilisation, pourrait fournir des prédictions de bruit imprécises, même à un nombre de Mach de l'ordre de 0.1.

Le train d'atterrissage LAGOON, dont les mesures acoustiques ont été effectuées quasi simultanément aux mesures aérodynamiques, a également fait l'objet de nombreuses simulations numériques. La première est due à Sanders *et al.* [172], à partir de l'approche hybride RANS/LES proposée par Deck [39] sur un maillage structuré multi-blocs et a démontré la capacité de cette approche à prédire le bruit du train LAGOON en champ lointain lorsqu'une méthode intégrale de type FW-H est employée. Les résultats obtenus avec la surface d'intégration coïncidente avec les parois physiques du train d'atterrissage sont dans cette étude plus proches des résultats expérimentaux que ceux obtenus avec une surface perméable, bien que cette dernière formulation soit en théorie plus précise, du fait de la traversée de cette surface par le sillage turbulent du train. La simulation numérique menée par la suite par Liu *et al.* [114] repose également sur une approche de type DES sur maillage structuré, combinée avec l'utilisation de schémas numériques d'ordre élevé. Le bruit est calculé avec la formulation "solide" de l'équation de FW-H uniquement. Les auteurs proposent également de calculer l'intégrale de FW-H sur les différents sous-composants du train dans le but de séparer les différentes contributions de chaque sous composant au bruit total. L'expérience acquise sur ces premiers calculs a montré que l'utilisation de maillages structurés pouvait s'avérer très fastidieuse, même sur des configurations géométriquement simplifiées telles que LAGOON. Afin de contourner cette limitation, Giret [67] a proposé dans ses travaux de thèse les premiers calculs LES sur maillage non structuré de la géométrie LAGOON, qui ont démontré le succès de cette approche. L'approche LES implique toutefois la modélisation nécessaire des couches limites attachées afin de maintenir un coût de calcul réaliste. Les travaux de De la Puente et De la Puente *et al.* [37, 38] ont permis de démontrer l'efficacité de l'approche hybride de type Z-DES sur maillage non structuré. En effet, alors que l'utilisation de maillages non structurés permet une discrétisation aisée de l'écoulement pour une

géométrie de complexité arbitraire, l'approche RANS/LES permet de résoudre explicitement les couches limites attachées sur les parois physiques grâce au modèle RANS, tout en maintenant l'efficacité de la méthode LES dans les zones décollées. Dans les travaux de Giret [67] et De la Puente [37], la formulation en surface solide de l'équation de FW-H est préférée pour des raisons de coût de calcul et parce qu'elle permet d'éviter les artefacts numériques liés à la traversée de la surface par un sillage turbulent. La méthode LBM s'est également avérée une excellente candidate pour la prédiction de l'écoulement et du bruit sur le train LAGOON. Elle a été employée par Casalino *et al.* [26], ou encore Sengissen *et al.* [176].

Le train d'atterrissage PDCC-NLG, trop complexe pour permettre l'utilisation de maillages structurés, a été étudié numériquement à l'ONERA avec le code CEDRE (DDES et ZDES sur maillage non structuré) par Vuillot *et al.* [205, 206], Sanders *et al.* [171] et De la Puente *et al.* [36], et à la NASA par Vatsa *et al.* [200, 201, 202, 203] (DDES) et Noelting *et al.* [141] (LBM). Un point important qui ressort de ces études est que, lorsque la surface de FW-H ne comprend pas le fuselage, le bruit prédit est globalement inférieur aux mesures.

### I.4.3 Simulations incluant les dispositifs de réduction de bruit

Les plus récentes simulations numériques d'écoulement autour de trains d'atterrissage, en particulier avec la méthode Boltzmann sur réseau, montrent que le calcul de géométries présentant un niveau de détail élevé est désormais possible (voir par exemple les travaux de Rougier *et al.* [169] et Bouvy *et al.* [15]). De fait, la simulation numérique de l'écoulement autour d'un train d'atterrissage équipé de dispositifs passifs de réduction de bruit tels que les matériaux poreux, ou encore des grilles de type *wiremesh* représente un axe de recherche important. Une des difficultés réside dans les très faibles dimensions impliquées dans ce type de problème, qui rendent la résolution numérique directe délicate. En pratique, des modèles spécifiques sont proposés pour modéliser l'écoulement à travers ce type de matériau. De tels modèles ont été développés, par exemple par Okolo *et al.* [143], ou encore Terracol et Manoha [197].

## I.5 Étude de sous-composants isolés pour l'analyse approfondie des mécanismes aéroacoustiques

Les paragraphes précédents ont décrit les études visant à mesurer ou prédire le bruit généré par un train d'atterrissage de complexité plus ou moins importante. Bien que certaines études telles que le PDCC ou la géométrie ALLEGRA visent à tenir compte des effets d'installation à travers la présence d'une portion de fuselage, la plupart des études considèrent le train d'atterrissage "isolé". Cette approche simplifie le problème, mais ne permet pas de déterminer la contribution au bruit total d'un sous-composant particulier du fait des complexes interactions pouvant avoir lieu avec les autres sous-composants. Certains auteurs ont tenté de séparer ces contributions *via* une intégration FW-H solide "par partie" [114, 67], mais la pertinence de cette approche a récemment été contestée par Spalart [187]. Cette approche consistant à "zoomer" sur les différents composants isolés du train semble pourtant pertinente car, comme on l'a vu, les modèles semi-empiriques distinguent le bruit généré par la jambe, les roues, *etc.* Dans ce contexte, plusieurs études ont été conduites dans le but de comprendre finement la physique dont découle le bruit généré par un sous-composant donné. Ces quelques études sont rapidement présentées dans le paragraphe qui suit.

### I.5.1 L'interaction entre la jambe principale et le compas

L'interaction entre la jambe et le compas est une bonne illustration de l'écoulement autour d'un train d'atterrissage. En un sens, elle peut être vue comme un prolongement de l'interaction canonique entre deux cylindres en "tandem" [104] au cas où les deux éléments possèdent une géométrie complexe. Cette interaction a été étudiée en détail à l'Université de Southampton dans les travaux de thèse de Windiate [214] et, dans le même temps, à l'Université de Floride dans les travaux de thèse de Zawodny [220]. Dans les deux cas, la géométrie est relativement similaire (voir Fig. I.16), mais on peut tout de même relever une différence importante entre les deux cas : alors que Zawodny [220] étudie un modèle simplifié d'ensemble jambe compas du train avant Gulfstream G550 à l'échelle 0.5, le modèle considéré par Windiate [214] est à l'échelle 0.25 seulement. Les deux études sont de nature expérimentale et numérique. En particulier

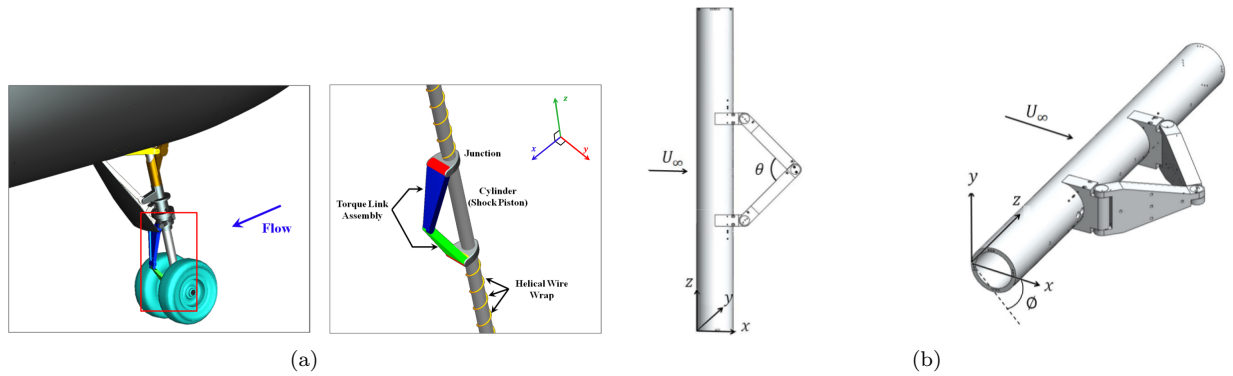


FIGURE I.16 – Configuration jambe/compas étudiées par (a) : Zawodny [220] et (b) Windiate [214].

l'influence des angles d'incidence et d'ouverture (respectivement notés  $\phi$  et  $\theta$  sur la Fig. I.16b) du compas sur le bruit rayonné sont étudiés. Contrairement aux conclusions de Dobrzynski [48], les travaux de Windiate et Zawodny montrent que placer le compas en amont de la jambe ( $\phi = 180^\circ$ ) augmente le bruit total. Selon l'angle d'ouverture du compas, les auteurs relèvent que l'ensemble se comporte comme un corps non profilé isolé et que le bruit d'interaction est réduit pour des angles  $\theta$  élevés. En plus de cette étude paramétrique, Zawodny *et al.* [221] proposent une approche visant à obtenir une représentation spatio-temporelle des sources acoustiques telles que définies dans le cadre de la théorie du *Vortex Sound* de Powell [154]. Ainsi, ils effectuent la détermination expérimentale et numérique de certaines composantes de la partie instationnaire du vecteur de Lamb :

$$\mathbf{L}'' = \boldsymbol{\omega}' \times \mathbf{u}' \quad (\text{I.23})$$

Il s'agit, à la connaissance de l'auteur, de la seule publication dans la littérature visant à approcher les sources de bruit sous l'angle de la description spatio-temporelle d'une grandeur aérodynamique (ici le terme source d'une analogie acoustique) sur une configuration complexe de train d'atterrissage, dans le but d'identifier les mécanismes physiques générateurs de bruit.

## I.5.2 La roue isolée

Les roues sont les plus gros éléments équipant un train d'atterrissage. Elles génèrent donc une partie importante du bruit total, et peuvent comprendre des cavités cylindriques ou annulaires. En première approximation, une roue peut être considérée comme un cylindre dont la dimension transverse  $L$  est faible devant le diamètre  $D$ . Zdravkovich *et al.* [222] ont effectué des mesures aérodynamiques de cylindres tels que  $L/D < 1$  à des nombres de Reynolds dans l'intervalle  $2 \times 10^5 < Re < 6 \times 10^5$  et ont déterminé la traînée induite en fonction du rapport d'aspect, l'évolution du coefficient de pression selon la position angulaire sur la paroi du cylindre. Ils ont ainsi proposé une topologie de l'écoulement consistant en deux tourbillons en "fer à cheval" sur les deux faces libres du cylindre (voir Fig. I.17). En dehors de cette étude,

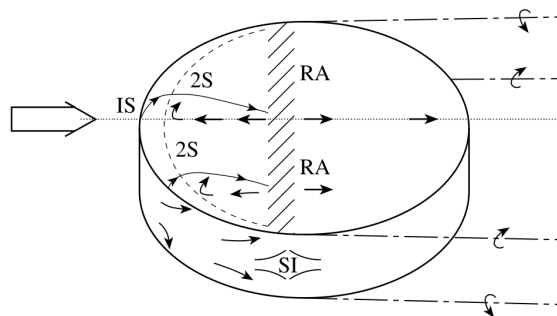


FIGURE I.17 – Topologie de l'écoulement sur un cylindre de rapport d'aspect  $L/D < 1$ . Tiré de Zdravkovich *et al.* [222]





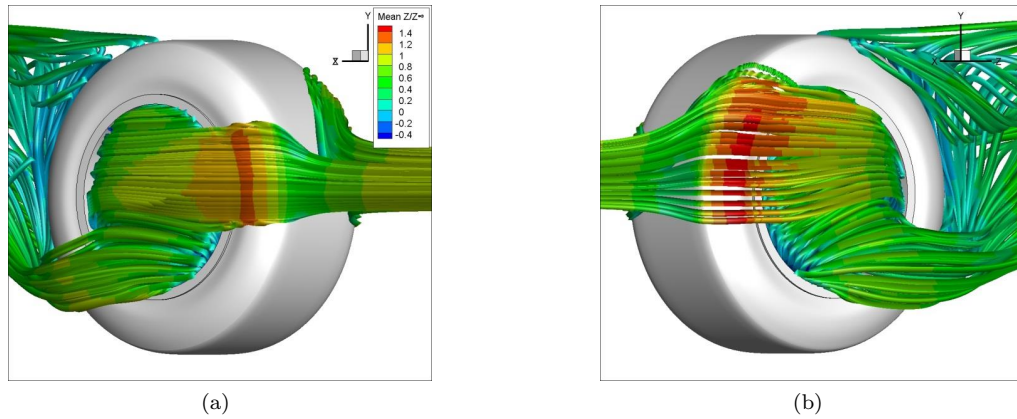


FIGURE I.19 – Écoulement moyen autour de la roue A2 avec une incidence de  $5^\circ$  et prise en compte de la rotation de la roue. Tiré de [107]

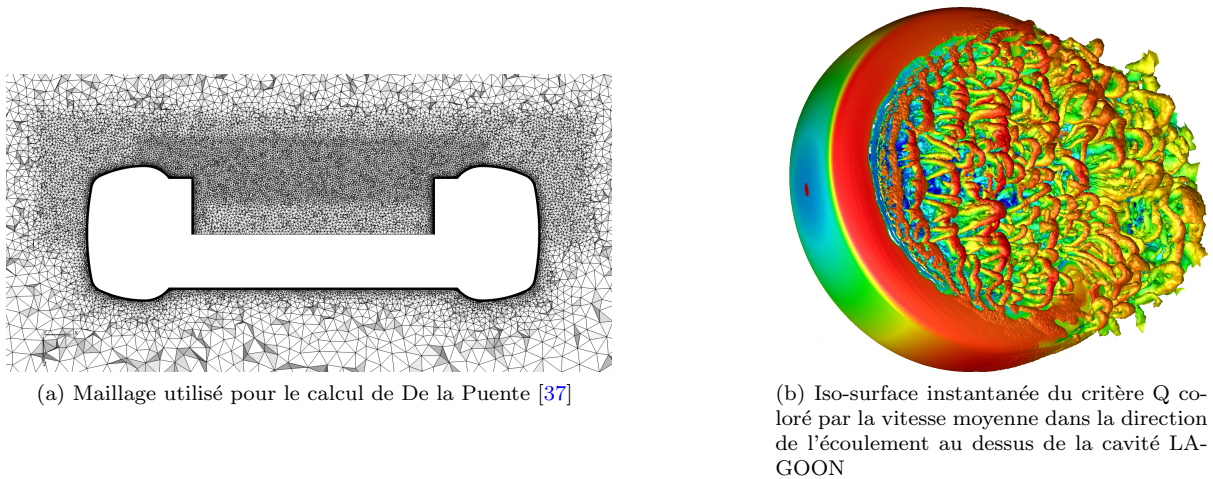


FIGURE I.20 – Maillage et visualisation de la simulation de De la Puente [37]

les configurations plus académiques décrites par Marsden *et al.* [126, 127]. En particulier, l'examen de la croissance des épaisseurs de vorticité et de quantité de mouvement dans la couche cisailée surplombant la cavité montre que ces dernières ont un comportement linéaire, conformément aux observations de Brown et Roshko [18] sur des couches cisailées planes libres. La croissance de la couche cisailée est cependant plus rapide dans le cas de la cavité LAGOON avec un taux de croissance  $d\delta_\omega/dx = 0.265$ , alors que la valeur proposée par Brown et Roshko [18] en prenant en compte les vitesses haute et basse de la zone cisailée, serait de 0.19. Cet écart peut raisonnablement être attribué au fait que la couche cisailée n'est pas libre. Les travaux de Marsden *et al.* [126] sur des cavités similaires corroborent cependant les résultats de De la Puente avec un taux de croissance  $d\delta_\omega/dx = 0.261$ . Un second point commun entre ces deux dernières études réside dans le fait que la croissance de l'épaisseur de vorticité sature et croît, bien que toujours linéairement, à un taux de croissance plus faible, à partir d'une certaine position dans la cavité. L'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_\theta$  suit également raisonnablement les observations de Marsden *et al.* [126], et l'autosimilarité de la couche cisailée est observée pour la partie externe de la couche de cisaillement seulement, la partie interne étant soumise à la recirculation au sein de la cavité. L'examen de la densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement présente une large bosse autour de 1.5 kHz, associée aux instabilités de Kelvin-Helmholtz se développant après le décollement sur le pneu. L'écoulement est relativement bidimensionnel, et se comporte à l'intérieur de la cavité conformément aux observations de Marsden *et al.* [126] sur une configuration similaire en terme de coefficient de pression  $C_p$  et de densité spectrale de puissance de la pression à la paroi. Le bruit en champ lointain est calculé *via* l'intégrale de FW-H à partir des fluctuations de pression pariétale sous l'hypothèse usuelle de faible nombre de Mach. Le maillage utilisé pour ce calcul est très rapidement d raffin  en aval de

la roue et ne permet pas l'évaluation des résultats fournis par une intégration sur une surface perméable. Conformément aux conclusions de Marsden *et al.* [127] sur des cavités peu profondes ( $\kappa < 1$ ), aucune composante tonale marquée n'est visible en champ lointain. Cette absence de résonance marquée est également expliquée par Heller *et al.* [90] par un raisonnement qualitatif sur l'énergie acoustique contenue dans la cavité : le facteur de qualité de la cavité, défini comme le rapport de la fréquence de résonance sur la bande passante du pic, est proportionnel à l'énergie acoustique contenue dans la cavité divisée par l'énergie acoustique échangée avec l'extérieur. En notant  $A$  l'amplitude des oscillations à la surface  $S$  de la cavité de volume  $V$ ,  $Q \sim A^2V/A^2S$ , et le facteur de qualité se trouve être proportionnel à la profondeur de la cavité. De plus, toujours selon les mêmes auteurs, dans le cas de cavités peu profondes, le son émis peut être vu comme émanant d'une source acoustique localisée au bord aval de la cavité. Dans le cas de la roue LAGOON, à  $30^\circ$  de la normale de la cavité (directivité typique des écoulements de cavité), dans la direction amont, une large bosse spectrale autour de 1.5 kHz est observée, correspondant vraisemblablement à un mode de profondeur de la cavité cylindrique\*. La possibilité d'un couplage entre un mode de profondeur et un mode de Rossiter [168] est également discutée, bien que l'applicabilité du modèle de Rossiter puisse poser question sur une cavité dont la distance bord-à-bord est non constante.

La figure I.21 présente de manière synthétique les travaux recensés dans la littérature sur des géométries de type roue dans un écoulement libre (*ie* sans contact avec le sol). De telles études sont relativement peu nombreuses comparativement aux études pour lesquelles le contact avec le sol est considéré. Alors que les premières études expérimentales de Zdravkovich *et al.* [222] portent sur des cylindres de rapport d'aspect typiquement compris entre 0 et 1, les autres études présentent un rapport d'aspect entre 0.3 et 0.5, plus représentatif d'une géométrie de roue de train d'atterrissage. Les nombres de Reynolds étudiés sont de l'ordre du million, afin de reproduire les conditions rencontrées en phase d'atterrissage.

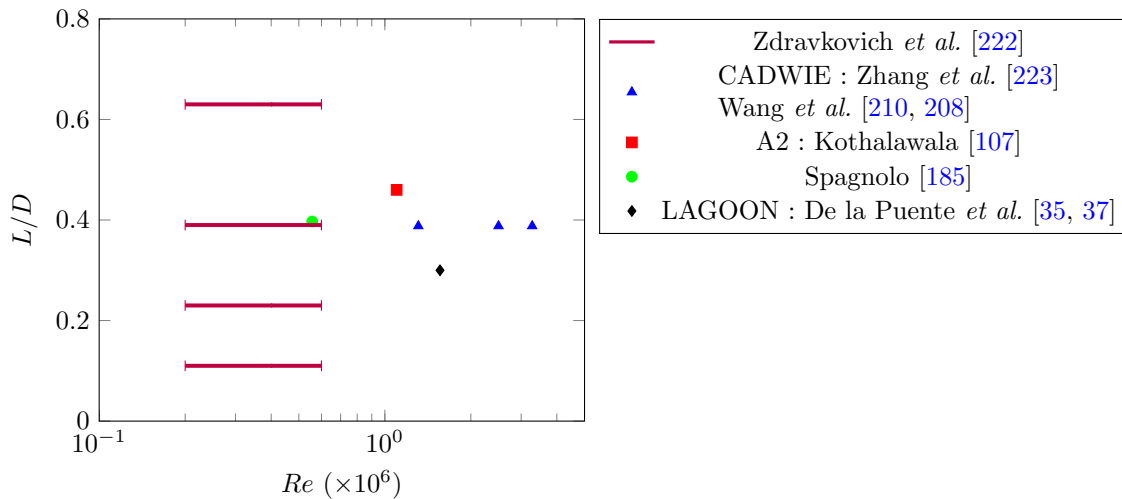


FIGURE I.21 – Récapitulatif des études de géométries de type "roue" dans le plan ( $Re, L/D$ ). Le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre.

### I.5.3 L'interaction entre deux roues

Sur la plupart des avions, une configuration réelle de train d'atterrissage présente au moins une paire de roues face-à-face (dans le cas d'un train avant). Sur les trains principaux, plusieurs paires de roues face-à-face peuvent être présentes en série. Ceci entraîne des interactions entre les roues qui peuvent s'avérer complexes, notamment à travers l'impact du sillage turbulent d'une roue sur une roue à l'aval de cette dernière, comme l'ont démontré les expériences de Lazos [111, 110, 112]. Par ailleurs, des phénomènes de résonance, d'abord découverts par Manoha *et al.* [121] sur la configuration LAGOON, et plus récemment reportés par Bennett *et al.* [9] sur la configuration plus complexe ALLEGRA, peuvent survenir dans

---

\*. A noter que la formule utilisée dans [35] est erronée car la formule utilisée au § IV.A est tirée de Marsden *et al.* [126], JSV 331 (2012) p. 3531 qui comprend une erreur de typographie (carré manquant sur la valeur propre  $\lambda$ ). De plus, la correction de longueur sur la profondeur de la cavité est également erronée, le coefficient étant pris égal à 0.08216 au lieu de 0.8217 (voir eq. (25) de [152])

l'espace formé par les cavités de deux roues se faisant face. Quelques travaux ont été menés pour mieux comprendre ces deux types d'interaction et sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

### I.5.3.1 Configuration dite "en tandem"

Le cas de deux roues en tandem a été traité par Spagnolo [185] dans ses travaux de thèse à partir d'une approche expérimentale et numérique. Les deux roues sont identiques et le modèle a été décrit dans le paragraphe précédent, le cas de la roue isolée ayant été traité comme cas de référence. Des mesures des efforts instationnaires subis par les deux roues en tandem ont été effectuées et l'influence de l'incidence sur ces efforts, ainsi que de la distance entre les roues, a été quantifiée. En particulier, l'incidence de l'ensemble a une influence directe sur la traînée totale du fait de l'augmentation de la surface frontale exposée à l'écoulement. Aucun résultat acoustique n'est présenté dans ces travaux, mais une étude numérique ultérieure réalisée par Wang *et al.* [207] sur deux roues CADWIE séparées de  $1.5D$  fournit des résultats acoustiques obtenus avec l'analogie de FW-H sur les parois physiques de la paire de roues. Les résultats de la simulation sont validés avec les résultats expérimentaux de Spagnolo [185]. Bien que la roue CADWIE présente une géométrie différente, avec notamment la présence d'une cavité annulaire, et que les mesures de Spagnolo aient été effectuées à un nombre de Reynolds moindre, les mesures expérimentales et les résultats numériques sont en très bon accord, en ce qui concerne les coefficients de pression moyen et RMS. Un résultat intéressant de cette étude est que le bruit tonal de la roue aval paraît être dominé par le bruit de l'interaction entre le sillage de la roue amont et cette dernière.

### I.5.3.2 Face-à-face

L'observation expérimentale de deux composantes tonales distinctes et indépendantes du nombre de Mach sur les densités spectrales de puissance de pression pariétale dans les roues du train LAGOON a conduit Manoha *et al.* [121], dès les premiers essais aérodynamiques, à formuler la conjecture qu'un phénomène de résonance acoustique avait lieu dans l'espace semi-fermé constitué par les deux cavités face-à-face de ces roues. Par la suite, de plus amples investigations ont été conduites dans le but de caractériser cette interaction particulière. L'occurrence d'un sifflement dû à un phénomène de lâcher tourbillonnaire périodique par l'essieu ou la jambe principale a été écartée par Ribeiro *et al.* [165]. Afin d'aller plus loin, Casalino *et al.* [25] ont proposé une étude numérique basée sur la méthode Boltzmann sur réseau consistant à étudier l'assemblage des deux roues face-à-face sans jambe principale, pour trois espacements différents, avec ou sans l'essieu entre les roues. L'observation du champ instantané de pression filtré par transformée de Fourier autour des deux fréquences d'intérêt leur permet de décrire la structure azimuthale des modes de résonance observés, montrant en particulier que le premier mode possède une directivité axisymétrique avec un noeud de pression au centre de l'espace inter-roues, tandis que le second mode présente une structure azimuthale d'ordre 1 (voir Fig. I.22). Des conclusions très similaires sont rapportées

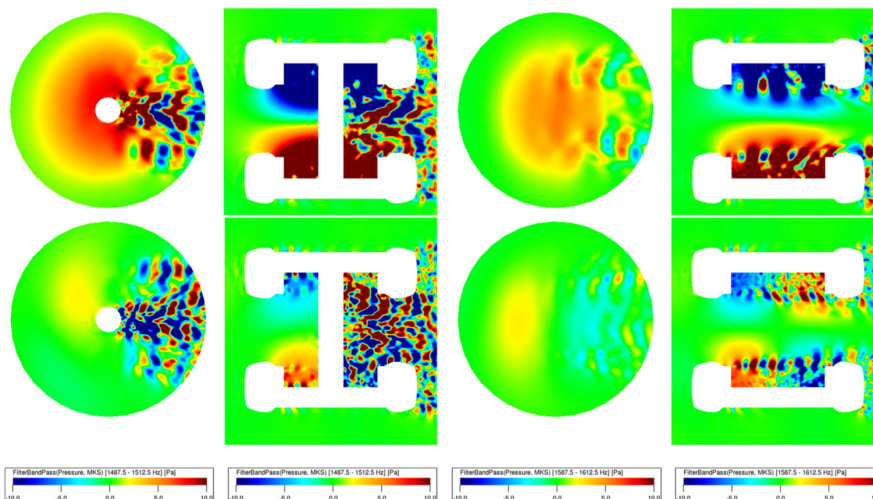


FIGURE I.22 – Champ de pression instantané filtré par transformée de Fourier autour des fréquences discrètes observées en champ lointain à 1 et 1.5 kHz. Travaux de Casalino *et al.* [25].

par Giret [67] dans ses travaux de thèse sur la base de la *Dynamic Mode Decomposition* (DMD) du champ instantané de pression dans l'espace entre les roues, en présence de la jambe principale (voir Fig. I.23).

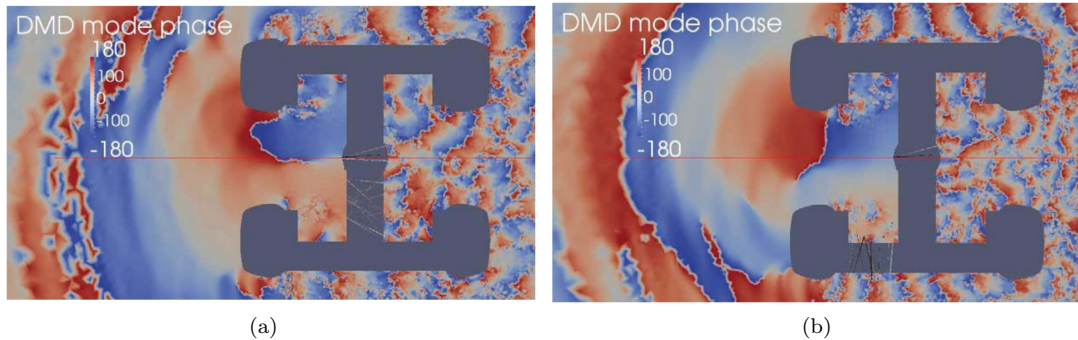


FIGURE I.23 – Champ de pression instantané filtré par DMD autour des fréquences discrètes observées en champ lointain à 1 et 1.5 kHz. Travaux de Giret [67].

Une idée originale apportée par Casalino *et al.* consiste à modéliser l'espace entre les roues par un conduit annulaire afin de déduire les fréquences de résonance théoriques d'une telle géométrie. La formule utilisée est adaptée de l'article de Marsden *et al.* [126] pour tenir compte de la présence de l'essieu (géométrie annulaire et non cavité circulaire simple). Bien que les deux extrémités du conduit ainsi modélisé soient des parois rigides, ils recherchent des modes longitudinaux de type "quart d'onde" caractéristiques des tubes en configuration "ouvert-fermé". À partir de ce modèle, ils déduisent que le mode azimutal est lié à la distance "floor-floor" entre le fond des deux cavités, corrigée d'un facteur 0.82 et que le second mode est lié à la distance "edge-edge" entre les bords des deux cavités, corrigée d'un facteur 1.11. Ces facteurs correctifs sont introduits afin de tenir compte de la différence entre la géométrie idéale d'un conduit annulaire et la géométrie réelle, ne présentant pas de parois latérales entre les roues. Les auteurs expliquent l'absence des autres modes de résonance acoustique de l'espace entre les roues par la synchronisation des seuls modes à 1 et 1.5 kHz avec un mécanisme de type Rossiter, dont ils déduisent les fréquences à partir d'un modèle proposé par Block [11].

Enfin, en plus des approches basées sur la visualisation de champs instantanés issus de la simulation numérique et de l'approche analytique présentées ci-dessus, Giret [67] a proposé d'utiliser un solveur basé sur la méthode des éléments finis (MEF) afin de résoudre numériquement l'équation de Helmholtz dans l'espace entre les roues. Toutefois, il indique que la simulation ne converge pas lorsque le domaine entier utilisé pour la LES est utilisé pour sa simulation MEF, ce qui le conduit à définir une surface cylindrique arbitraire englobant les cavités, et une condition aux limites  $p' = 0$  sur cette surface. Malgré cette condition restrictive, il obtient avec une très bonne précision la fréquence du premier mode, dont il confirme le caractère axisymétrique. Une ambiguïté dans la fréquence du second mode de résonance est toutefois observée dans les résultats, le solveur MEF fournissant deux fréquences très proches de la fréquence observée expérimentalement, dont la structure spatiale est également très proche de celle attendue. Il interprète cet effet par l'occurrence d'un mode "de battement", dont il explique l'origine par la superposition d'un phénomène déterministe (ici la résonance acoustique), et d'un phénomène plus aléatoire, constitué par les sillages turbulents de l'essieu et de l'axe. Les résultats de cette étude semblent contredire l'hypothèse selon laquelle l'occurrence d'un mode de Rossiter "sélectionnerait" les deux modes de résonance à 1 et 1.5 kHz. En effet, la simulation MEF ne permet pas de restituer un phénomène de rétroaction aérodynamique de type Rossiter. Pourtant, les autres modes de résonance (ordres azimutaux et de profondeur plus élevés), n'apparaissent pas plus dans les résultats MEF de Giret [67] que dans les simulations instationnaires de Casalino *et al.* [25].

Un état de l'art des méthodes de prédiction du bruit de train d'atterrissage a été réalisé. Comme mentionné dans l'introduction, de récentes études ont spécifiquement porté sur l'étude de sous-composants isolés d'un train d'atterrissage dans le but d'améliorer la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu. En particulier, les études portant sur les roues ont été détaillées, ainsi que les conclusions auxquelles elles ont abouti. Dans la continuité des travaux de De la Puente [37], on se propose d'étudier dans cette

thèse les mécanismes physiques responsables de la génération de bruit par une roue isolée de la géométrie LAGOON, ainsi que la résonance lorsqu'une seconde roue est présente. Le prochain chapitre introduit les méthodes et outils utilisés à cet effet.



# Chapitre II

## Présentation des méthodes numériques utilisées

### Sommaire

---

|   |           |
|---|-----------|
| <b>II.1 Introduction</b> . . . . .  | <b>26</b> |
| <b>II.2 Simulation numérique des écoulements compressibles</b> . . . . .  | <b>26</b> |
| II.2.1 Équations de la dynamique des fluides . . . . .  | 26        |
| II.2.2 Modélisation de la turbulence . . . . .  | 27        |
| II.2.3 Résolution numérique avec le code CEDRE . . . . .  | 29        |
| <b>II.3 Quelques rappels sur les méthodes intégrales : formulations théoriques et principales idées physiques</b> . . . . . | <b>30</b> |
| II.3.1 L’analogie de Lighthill . . . . .  | 30        |
| II.3.2 Solution intégrale de l’équation d’onde dans le cas général . . . . .  | 31        |
| II.3.3 Solution intégrale en l’absence de surfaces . . . . .  | 32        |
| II.3.4 Solution intégrale en présence de surfaces - utilisation d’une fonction de Green adaptée . . . . .                   | 33        |
| II.3.5 Un problème de diffraction : introduction des paramètres sans dimension adéquats                                     | 33        |
| II.3.6 Généralisation : l’équation de Ffowcs-Williams et Hawkings . . . . .   | 34        |
| <b>II.4 Une méthode de localisation des sources : la formation de voies classique</b>                                       | <b>40</b> |
| <b>II.5 Outils de traitement du signal pour l’analyse du champ de pression</b> . . . .                                      | <b>41</b> |
| II.5.1 Caractérisation du champ de pression . . . . .   | 41        |
| II.5.2 Outils mathématiques de base . . . . .   | 42        |
| II.5.3 Un filtrage ”classique” : la décomposition en nombres d’onde-pulsations $k - \omega$ .                               | 47        |
| II.5.4 Méthodes de filtrage basées sur la transformée en ondelettes . . . . .   | 48        |
| <b>II.6 Résolution de l’équation de Helmholtz par la méthode des éléments finis de frontière</b> . . . . .                  | <b>50</b> |
| II.6.1 Principe de la méthode . . . . .   | 50        |
| II.6.2 Formulation théorique du problème sur les frontières . . . . .   | 50        |
| II.6.3 Résolution numérique avec le code BEMUSE . . . . .   | 51        |

---



## II.1 Introduction

Ce chapitre présente l'ensemble des outils numériques et méthodes d'analyse mis en œuvre dans ces travaux de thèse afin de caractériser les sources de bruit aéroacoustiques d'un train d'atterrissage. La première partie présente les équations de conservation et le code de simulation numérique utilisé. Dans les parties suivantes, sont successivement détaillées plusieurs méthodes d'analyse associées à des caractérisations différentes des sources acoustiques via des interprétations distinctes. Tout d'abord, les méthodes intégrales permettant le calcul du champ acoustique en champ lointain sont décrites, en précisant notamment les interprétations physiques associées. La partie suivante présente une autre voie d'analyse des sources acoustiques basée leur localisation par formation de voies. Des outils d'analyse et de post-traitement des données basées sur la Transformée de Fourier et sur les ondelettes sont ensuite présentés. Enfin une dernière voie d'analyse des résonances acoustiques est proposée *via* la résolution de l'équation de Helmholtz en utilisant la méthode des éléments de frontière.

## II.2 Simulation numérique des écoulements compressibles

La méthodologie retenue pour la simulation numérique d'écoulements dans cette thèse correspond à celle mise en œuvre par De la Puente [37] dans sa thèse, qui s'est avérée donner des résultats en très bon accord avec les données expérimentales sur les cas LAGOON et PDCC-NLG dans le cadre du BANC. On rappelle d'abord brièvement les équations à résoudre ainsi que la modélisation retenue pour la turbulence. Par la suite, les différents ingrédients numériques employés dans le code CEDRE sont précisés, en mettant l'accent sur l'influence potentielle de ces paramètres sur les fluctuations acoustiques.

### II.2.1 Équations de la dynamique des fluides

Dans ce chapitre, on utilisera la convention de sommation d'Einstein sur les indices répétés afin d'alléger les notations. Le symbole de Kronecker  $\delta_{ij}$  est utilisé dans sa définition usuelle, c'est-à-dire identiquement nul lorsque  $i \neq j$ .

#### II.2.1.1 Lois de conservation

Pour un fluide newtonien sans forces volumiques extérieures ni sources de masse ou de chaleur, les équations générales de conservation de la masse volumique  $\rho$ , de la quantité de mouvement  $\rho\mathbf{v}$  et de l'énergie totale, somme de l'énergie interne massique  $e$  et de l'énergie cinétique  $\rho E_t = e + \frac{1}{2}\rho v_i v_i$ , forment ensemble les équations de Navier-Stokes, qui s'écrivent sous forme conservative :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.1a})$$

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial (p \delta_{ij} - \sigma_{ij})}{\partial x_j} \quad (\text{II.1b})$$

$$\frac{\partial \rho E_t}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i E_t}{\partial x_i} = - \left[ \frac{\partial p v_i}{\partial x_i} - \frac{\sigma_{ij} v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \right] \quad (\text{II.1c})$$

En introduisant la chaleur massique spécifique à volume constant  $c_v$ , on peut écrire l'énergie totale sous la forme :  $E_t = c_v T + \frac{1}{2}\rho v_i v_i$ .

Le tenseur des contraintes visqueuses, noté  $\sigma_{ij}$ , est supposé suivre la loi de Stokes, soit :

$$\sigma_{ij} = \mu(T) \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (\text{II.2})$$

Dans lequel  $\mu(T)$  est la viscosité dynamique du fluide, que l'on déterminera en pratique à l'aide de la loi de Sutherland. Le vecteur flux de chaleur  $\mathbf{q}$  est supposé suivre la loi de Fourier :

$$q_i = -\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (\text{II.3})$$

où  $\lambda$  est la conductivité thermique du fluide, déterminée à partir de la loi d'Eucken.

### II.2.1.2 Équation d'état

Il est nécessaire d'introduire une relation supplémentaire pour fermer le système constitué par les équations II.1a, II.1b et II.1c. Dans ce document, on utilise à cet effet la loi des gaz parfaits qui s'écrit :

$$p = \rho r T \quad (\text{II.4})$$

où  $r$  est la constante spécifique du gaz. D'après la relation de Mayer,  $r$  s'exprime comme différence des chaleurs massiques spécifiques à pression et volume constants  $r = c_p - c_v$ . Pour de l'air sec,  $r = 287.06 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , et  $\gamma = c_p/c_v = 1.4$ .

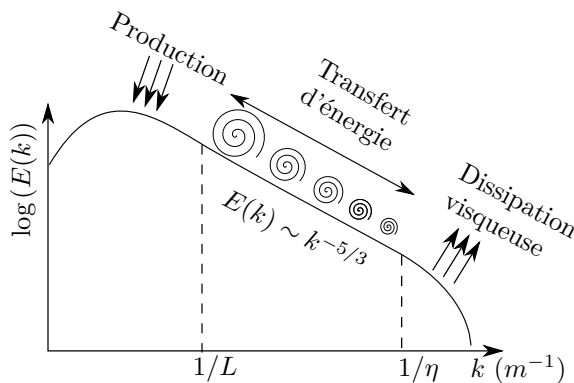
## II.2.2 Modélisation de la turbulence

### II.2.2.1 Considérations générales sur la turbulence

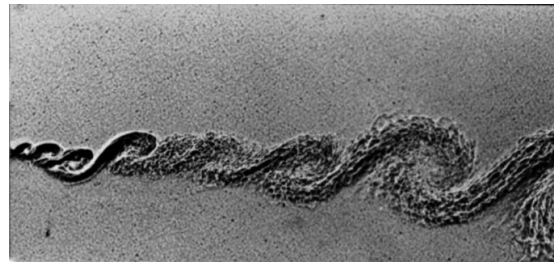
Bien qu'il soit difficile de donner une définition générale de la turbulence, les écoulements turbulents partagent quelques caractéristiques communes. Parmi ces similarités, on peut retenir le caractère intrinsèquement tridimensionnel, instationnaire, et rotationnel. La turbulence présente également un caractère diffusif très important qui lui confère d'excellentes propriétés de mélange, une nature chaotique, et une vaste gamme d'échelles dynamiquement actives [170]. La vision la plus courante de la turbulence est celle proposée par Kolmogorov [106] à travers la notion de cascade turbulente, dans laquelle les échelles constitutives de l'écoulement sont divisées en trois gammes :

- Les grandes échelles (échelles intégrales  $L$ ) responsables de la production de l'énergie cinétique de l'écoulement,
- Les petites échelles (échelle de Kolmogorov  $\eta$ ) responsables de la dissipation de l'énergie,
- Entre les deux, une gamme d'échelle appelée zone inertielle, transmet l'énergie des grandes vers les petites échelles par étirement tourbillonnaire. Ce transfert d'énergie peut également avoir lieu dans le sens inverse (phénomène de *backscattering*, encore appelé cascade inverse).

Cette théorie prévoit, à grand nombre de Reynolds, l'universalité de la densité spectrale d'énergie cinétique  $E(k)$  en fonction du nombre d'onde  $k$  dans la zone inertielle à travers la célèbre relation  $E(k) \sim k^{-5/3}$ . La figure II.1a présente de manière schématique la forme du spectre d'énergie cinétique de la turbulence homogène isotrope. Une autre vision de la turbulence, plus empirique, consiste à remarquer l'existence de



(a) Spectre d'énergie cinétique  $E(k)$  de la turbulence homogène isotrope dans le cadre de la théorie de Kolmogorov



(b) Structures cohérentes dans une couche de mélange turbulente. Tiré de Van Dyke [199]

FIGURE II.1 – Visions de la turbulence (a) dans l'espace de Fourier, (b) dans l'espace physique

motifs organisés au sein de l'écoulement [18, 129]. Ce constat mène au concept de structures cohérentes, dont la définition reste une question largement ouverte. Ces structures peuvent par exemple apparaître sous la forme de motifs spatialement organisés de points de concentration locale de la vorticité, comme visible sur la figure II.1b. Une tentative de définition, proposée par Hussain [96], est la suivante : "A coherent structure is a connected, large-scale turbulent fluid mass with a phase-correlated vorticity over its spatial extent."

## II.2.2.2 Modèle hybride RANS/LES

La vaste gamme d'échelles représentatives de la turbulence implique qu'il est quasiment impossible, à des nombres de Reynolds typiques d'applications industrielles, de résoudre l'écoulement jusqu'à l'échelle de Kolmogorov (coût de calcul de l'ordre de  $Re^{9/4}$ ). Ainsi, la fidélité d'une simulation numérique d'écoulement peut être quantifiée à l'étendue des échelles de la turbulence résolues explicitement par le calcul, c'est-à-dire au nombre d'onde maximal calculé. L'approche *Reynolds Averaged Navier Stokes* (RANS), qui consiste à ne résoudre que l'écoulement moyen en modélisant l'intégralité des échelles, est peu coûteuse et bien adaptée à la résolution des couche limites attachées. L'approche *Large Eddy Simulation* (LES) proposée par Smagorinsky [179], qui consiste à résoudre l'écoulement jusqu'à une échelle dite "de sous-maille" correspondant (en première approximation) à la discrétisation spatiale du problème, puis à modéliser les plus petites échelles, se trouve *a contrario* être plus adaptée à la résolution de problèmes présentant des écoulements décollés, lorsque les effets d'instationnarité sont importants. Dans ce travail, on emploie le modèle de turbulence hybride Zonal Detached Eddy Simulation (ZDES) proposé par Deck [39]. Le mode II sera utilisé, permettant de résoudre les couches limites attachées à l'aide d'un modèle RANS qui dégénère automatiquement vers un modèle LES lorsque l'on s'éloigne de la paroi. Les zones RANS et LES sont en pratique déterminées à l'aide de la distance modifiée  $\tilde{d}$ , basée sur l'échelle de longueur de sous-maille  $\Delta_\omega$  (l'alternative  $\Delta_{\text{vol}}$  n'est pas utilisée dans nos travaux), et qui s'écrit, en fonction de la distance à la paroi  $d$  :

$$\tilde{d} = d - f_{\text{DDES}} \max(0, d - C_{\text{DES}} \Delta) \quad (\text{II.5a})$$

où  $C_{\text{DES}}$  est une constante, la fonction  $f_{\text{DDES}}$ , proposée par Spalart [191], prend la forme d'une fonction tangente hyperbolique :

$$f_{\text{DDES}} = 1 - \tanh(8r_d^3), \quad r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{S_{ij}S_{ij}}\kappa^2 d^2} \quad (\text{II.5b})$$

et la valeur de  $\Delta$  est déterminée en fonction de la taille de maille locale dans la direction  $i$ , notée  $\Delta_i$ , selon :

$$\Delta = \begin{cases} \max(\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3) & \text{si } f_{\text{DDES}} < 0.8 \\ \Delta_\omega = \sqrt{\left(\frac{\omega_1}{\|\omega_1\|} \Delta_2 \Delta_3 + \frac{\omega_2}{\|\omega_2\|} \Delta_1 \Delta_3 + \frac{\omega_3}{\|\omega_3\|} \Delta_1 \Delta_2\right)} & \text{si } f_{\text{DDES}} \geq 0.8 \end{cases} \quad (\text{II.5c})$$

Le problème RANS, issu de la décomposition, au sens de la moyenne de Reynolds, des variables aérodynamiques en une composante moyenne et une composante instationnaire  $(\cdot) = \overline{(\cdot)} + (\cdot)'$ , fait apparaître un terme  $\overline{v_i'v_j'}$  que l'on modélise à l'aide de l'hypothèse de Boussinesq afin de fermer le problème :

$$-\overline{\rho v_i'v_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{1}{3} \overline{\rho v_i'v_j'} \delta_{ij} \quad (\text{II.6})$$

Le modèle de Spalart-Allmaras, qui fournit une équation de transport pour la pseudo-viscosité turbulente  $\tilde{\nu}$ , permet alors d'accéder à  $\mu_t$ . Ce modèle existe sous de multiples variantes. La version dite "*No-f<sub>t2</sub>*" sera utilisée dans ce manuscrit :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + v_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = \underbrace{c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu}}_{\text{Production}} - \underbrace{c_{w1} f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2}_{\text{Dissipation}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \right\}}_{\text{Diffusion}} \quad (\text{II.7a})$$

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad (\text{II.7b})$$

Avec les notations suivantes ( $\Omega$  est le module de la vorticité, et  $d$  la distance normale à la paroi la plus proche) :

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}, \quad \tilde{S} = \Omega + \tilde{s}, \quad \tilde{s} = \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (\text{II.7c})$$

$$f_w = g \left( \frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r), \quad r = \min \left( \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}, 10 \right)$$

et les constantes du modèle :

$$\begin{aligned}
 \sigma &= 2/3, & \kappa &= 0.41 \\
 c_{b1} &= 0.1355, & c_{b2} &= 0.622 \\
 c_{w1} &= \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma}, & c_{w2} &= 0.3, & c_{w3} &= 2 \\
 c_{v1} &= 7.1
 \end{aligned} \tag{II.7d}$$

On observe que, lorsque  $f_{\text{DDES}} = 1$ , le modèle RANS dégénère en un modèle de sous-maille pour le problème LES, avec  $\tilde{d} = C_{\text{DDES}}\Delta$ .

## II.2.3 Résolution numérique avec le code CEDRE

Le code CEDRE [162], développé par l'ONERA, est un code parallèle multi-physique composé de plusieurs solveurs qui permettent, à travers leur couplage, de traiter des problèmes complexes, principalement dans les domaines de la propulsion et de la combustion. L'application de son solveur CHARME pour l'acoustique est plus récente mais a déjà montré sa capacité à traiter avec succès des problèmes de bruit de jet turbulent [136, 118, 108] et de train d'atterrissage [37].

### II.2.3.1 Approche volumes finis

Le solveur CHARME repose sur une formulation des équations de conservation à partir de la méthode des volumes finis. Cette dernière permet d'exprimer la variation temporelle des variables conservatives (écrites sous forme compacte  $\mathbf{W} = (\rho, \rho v_i, \rho E_t)^t$ ) de l'écoulement, dans le volume  $\mathcal{V}$  constitué par la cellule du maillage considérée, en fonction des flux convectifs  $\mathbf{F}_c$  et dissipatifs  $\mathbf{F}_d$  échangés avec les cellules avoisinantes, par application du théorème de la divergence aux équations écrites sous forme conservative :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\mathcal{V}} \mathbf{W} \, d\mathcal{V} + \iint_{\Gamma} (\mathbf{F}_c + \mathbf{F}_d) \cdot \mathbf{n} \, d\Gamma = 0 \tag{II.8}$$

Cette équation intégrale devient, sous forme discrète, une formule mettant en jeu le volume de la cellule courante et ses  $n$  faces, ainsi que les grandeurs aérodynamiques. Ce type d'approche peut être mis en place sur des maillages structurés ou non. Le solveur CHARME a été conçu pour utiliser des maillages non-structurés généralisés (les cellules peuvent comporter un nombre arbitraire de faces, et ces dernières un nombre arbitraire de sommets). On décrit brièvement la stratégie de maillage utilisée dans cette thèse dans le paragraphe suivant.

### II.2.3.2 Maillages non-structurés généraux

L'utilisation de maillages non-structurés permet de grandement simplifier la procédure de maillage dans le cas des géométries complexes rencontrées dans des problèmes de bruit aérodynamique [7]. Les calculs effectués dans cette thèse seront réalisés sur des maillages hybrides composés de cellules tétraédriques dans les zones décollées, permettant d'atteindre un niveau d'isotropie désirable dans les sillages, et de cellules prismatiques à la paroi, qui permettent à l'inverse d'obtenir l'anisotropie nécessaire à une résolution précise des couches limites attachées\*. Une distance adimensionnée à la paroi  $y^+$  de l'ordre de l'unité sera systématiquement recherchée pour la taille du premier prisme. De plus, la taille du dernier prisme sera prescrite de sorte à ne pas présenter un écart de dimension trop important avec le premier tétraèdre. Plus précisément, à partir de maintenant et dans tout le manuscrit, on appellera abusivement "dimension"  $\Delta$  des cellules tétraédriques le diamètre de la sphère inscrite dans ce tétraèdre, que l'on peut estimer en fonction de l'arête  $a$  par la relation :

$$\Delta \simeq \frac{a}{\sqrt{6}} \tag{II.9}$$

\*. Lorsque certaines portions de paroi sont situées dans une zone *a priori* décollée, il est également possible de ne mailler la zone proche-paroi qu'avec des tétraèdres et d'utiliser une loi de paroi.

### II.2.3.3 Calcul des flux numériques

À l’instar des travaux effectués par De la Puente [37] et Langenais [108], on adopte pour l’approximation des flux numériques une discrétisation d’ordre 2 basée sur la méthode MUSCL qui permet d’interpoler  $\mathbf{W}$ , connu au centre de la cellule, à ses faces à l’aide de la méthode des moindres carrés. Le schéma de flux HLLC est ensuite utilisé pour le calcul des flux à proprement parler. Conformément aux conclusions de De la Puente, on n’utilisera pas le limiteur de flux aux faces de type Van Leer, qui permet de stabiliser le calcul dans la phase d’initialisation, mais induit également une dissipation importante des ondes acoustiques.

### II.2.3.4 Intégration temporelle

Un schéma de Runge-Kutta implicite d’ordre 2 est utilisé, couplé à un algorithme GMRES pour l’inversion du système linéaire associé. On fixe à 20 le nombre de sous-itérations maximum et le critère de convergence sur le résidu à  $10^{-3}$ . Il a été montré par De la Puente dans sa thèse qu’il était possible d’obtenir une dissipation acceptable des ondes acoustiques jusqu’à  $\text{CFL} = 2$  lorsque ce schéma était utilisé. On visera toutefois, autant que possible, un objectif de  $\text{CFL} \leq 1$  dans les parties volumiques, les prismes présentant inévitablement des valeurs bien plus élevées du fait de la faible taille imposée à la paroi. Enfin, les tests conduits à l’ONERA sur la propagation acoustique avec le code CEDRE ont montré qu’en utilisant les schémas numériques précédemment décrits, un nombre de points par longueur d’onde\* supérieur ou égal à 20 induisait une dissipation de l’ordre de  $0.5 \text{ dB}/\lambda$  et une erreur de dispersion de l’ordre de 1% sur la phase [37, 108].

### II.2.3.5 Traitement des frontières

Le traitement des limites du domaine de calcul est primordial dans les simulations compressibles. Dans notre cas, la vitesse est imposée à l’entrée du domaine et sur les limites latérales, tandis que la pression statique à l’infini est imposée sur la limite de sortie. Afin d’éviter la réflexion des ondes acoustiques sur les frontières du domaine, il a été choisi d’étendre ce dernier en imposant un étirement des tétraèdres garantissant une forte dissipation des ondes acoustiques et des fluctuations hydrodynamiques avant que ces dernières n’atteignent les frontières, auxquelles on applique en plus un facteur de relaxation. On sait que cet étirement, lorsqu’il est trop important, peut conduire à la génération d’ondes acoustiques rétrogrades non physiques. Un étirement linéaire est couramment appliqué dans la direction de l’écoulement avec un facteur d’étirement arbitraire, tandis que dans les directions transverses, un étirement polynomial est appliqué. Le taux d’étirement optimal minimisant la génération d’ondes acoustiques parasites n’est en général pas connu, et une rapide étude menée dans le prochain chapitre permettra de déterminer, pour les schémas numériques choisis, un taux *ad-hoc* que l’on utilisera par la suite.

## II.3 Quelques rappels sur les méthodes intégrales : formulations théoriques et principales idées physiques

Ce paragraphe vise à effectuer quelques rappels sur les méthodes intégrales, en particulier sur l’équation intégrale de Ffowcs-Williams et Hawkins, que l’on utilisera par la suite pour les calculs du champ lointain acoustique. On met l’accent sur l’interprétation physique des différents termes sources mis en jeu, ainsi que sur les hypothèses utilisées en pratique pour simplifier le calcul. En particulier, la question de la compacité acoustique est mise en exergue, ainsi que son influence sur l’efficacité des sources dans le formalisme de l’analogie acoustique.

### II.3.1 L’analogie de Lighthill

On rappelle en premier lieu l’expression des équations de Navier-Stokes présentées dans le paragraphe précédent. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s’écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0$$

---

\*. On utilise ici  $\Delta$  pour la taille des cellules

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial (p \delta_{ij} - \sigma_{ij})}{\partial x_j}$$

L'idée proposée en 1952 par Lighthill [113] est de faire apparaître un opérateur d'Alembertien, traduisant la propagation d'une onde, en recombinaison ces équations. Ainsi, en prenant la dérivée temporelle de (Eq. II.1a) et en lui soustrayant la divergence de (Eq. II.1b), on obtient l'égalité suivante :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{(\rho v_i v_j - \sigma_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} \quad (\text{II.10})$$

Pour obtenir le d'Alembertien, on retranche artificiellement le laplacien de la masse volumique  $c_0^2 \partial^2 \rho / \partial x_i^2$  aux deux membres de l'équation pour obtenir :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{(\rho v_i v_j - \sigma_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 (p - c_0^2 \rho)}{\partial x_i^2} \quad (\text{II.11})$$

Ou encore, en introduisant le *tenseur de Lighthill*  $T_{ij} = \rho v_i v_j - \sigma_{ij} + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$  :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i x_j} \quad (\text{II.12})$$

Notons qu'aucune hypothèse n'a été faite jusqu'ici et que cette dernière ne résulte que d'une habile manipulation mathématique des équations de conservation. Cette équation sur la masse volumique peut être réécrite pour la pression dans la zone non perturbée (où les fluctuations sont de nature purement acoustiques) avec la relation  $p' = \rho' c_0^2$  :

$$\Delta p' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = -\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i x_j} \quad (\text{II.13})$$

L'intérêt de l'analogie de Lighthill réside ainsi dans cette interprétation de l'équation II.13 qui consiste à distinguer un milieu observateur et un milieu source distincts. Pour un observateur situé suffisamment loin de l'écoulement, les fluctuations acoustiques sont régies par un "simple" problème de propagation linéaire d'une distribution volumique de sources équivalentes. Ce découplage entre la génération du son et sa propagation, très utile en pratique, nécessite de faire l'hypothèse qu'il n'y a pas de rétroaction de l'acoustique sur le terme source, comme souligné par Lighthill [113].

### II.3.2 Solution intégrale de l'équation d'onde dans le cas général

On note  $Q$  le terme source de l'équation d'onde inhomogène II.13. Dans le cas général, le formalisme des fonctions de Green (notées par la suite  $G$ ) \* permet d'obtenir une équation intégrale pour la pression, prenant en compte les sources acoustiques  $Q$  contenues dans un volume  $V$ , fermé par une surface  $S_0$  quelconque (matérielle ou non), connaissant les conditions initiales au temps  $t = \tau_0$ . Après quelques manipulations mathématiques [92], on peut montrer que la solution formelle de l'équation d'onde, s'écrit, dans le cas général :

$$\begin{aligned} p'(\mathbf{x}, t) = & \int_{\tau_0}^t \iiint_V Q(\mathbf{y}, \tau) G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) dV d\tau \\ & + \int_{\tau_0}^t \iint_{S_0} \left[ G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) \frac{\partial p}{\partial y_i} - p(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial y_i} \right] n_i dS d\tau \\ & + \frac{1}{c_0^2} \iiint_V \left[ G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) \frac{\partial p}{\partial \tau} - p(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial \tau} \right]_{\tau=\tau_0} dV \quad (\text{II.14}) \end{aligned}$$

\*. La fonction de Green  $G$  est définie comme la solution de  $\Delta - c_0^{-2} \partial^2 / \partial t^2 = \delta$ , où  $\delta$  est une impulsion ponctuelle

où Le dernier terme est en pratique toujours considéré nul en imposant des conditions initiales nulles lorsque  $\tau_0 \rightarrow -\infty$ . On obtient finalement la formule de Green, qui s'écrit :

$$p'(\mathbf{x}, t) = \underbrace{\int_{-\infty}^t \iiint_V Q(\mathbf{y}, \tau) G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) dV d\tau}_{\text{champ "direct"}}$$

$$+ \underbrace{\int_{-\infty}^t \iint_{S_0} \left[ G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial p}{\partial y_i} - p(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial y_i} \right] n_i dS d\tau}_{\text{champ "diffracté"}} \quad (\text{II.15})$$

Cette équation fait apparaître deux termes distincts. Dans le cas où la surface  $S_0$  est prise coïncidente avec les éventuelles surfaces diffractantes présentes dans le champ, le premier terme correspond à la composante du champ acoustique "directement" rayonnée par la distribution volumique de sources  $Q$  en l'absence de  $S_0$ , tandis que la seconde représente l'effet de la présence de telles surfaces sur le champ. Plus précisément, ce second terme représente la différence entre les conditions aux limites réelles sur les parois physiques de la surface  $\partial p/\partial y_i$  et les conditions aux limites imposées sur la fonction de Green choisie  $\partial G/\partial y_i$ . On peut ainsi distinguer deux cas particuliers, rapidement évoqués dans les deux paragraphes qui suivent.

### II.3.3 Solution intégrale en l'absence de surfaces

En l'absence de surfaces, la fonction de Green dite "champ libre" est connue analytiquement et s'écrit :

$$G_0(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) = -\frac{\delta(t - \tau - \frac{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}{c_0})}{4\pi|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} \quad (\text{II.16})$$

Le second terme du membre de droite de l'équation II.15 est alors nul par construction et certaines hypothèses simplificatrices sur  $T_{ij}$  permettent d'obtenir, par l'analyse dimensionnelle, un ordre de grandeur de l'efficacité acoustique de la turbulence en espace libre. Ces hypothèses sont les suivantes :

- Pas de rétro-action de l'acoustique sur le milieu source :  $\rho v_i v_j \simeq \rho_\infty v_i v_j$ ,
- $Re \rightarrow \infty$ , ce qui permet de négliger le tenseur des contraintes visqueuses :  $\sigma_{ij} \simeq 0$ ,
- L'écoulement est isentropique, entraînant  $p' - c_0^2 \rho' \simeq 0$

Sous ces conditions, et en utilisant la fonction de Green en champ libre, les fluctuations de pression pour un observateur en champ lointain s'écrivent :

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \frac{[\rho_\infty v_i v_j(\mathbf{y})]_{\text{ret}}}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} dV \quad (\text{II.17})$$

La notation  $[\cdot]_{\text{ret}}$  signifie que la quantité entre crochets est évaluée au temps retardé.

En notant  $D$  une taille caractéristique du volume turbulent, l'écoulement présente une échelle de temps caractéristique  $T = D/v_\infty$ . L'ordre de grandeur des échelles spatiales du champ lointain étant la longueur d'onde acoustique  $\lambda = Tc_0 = Dc_0/v_\infty$ , on obtient que l'ordre de grandeur de la double divergence est  $\partial^2/\partial x_i \partial x_j \sim (v_\infty/Dc_0)^2$ . De même,  $\rho_\infty v_i v_j \sim \rho_\infty v_\infty^2$  et  $dV \sim D^3$ . Enfin, en champ lointain,  $|\mathbf{x}-\mathbf{y}| \simeq |\mathbf{x}|$ , et il vient finalement :

$$p'^2 \sim \left( \rho_\infty c_0^2 M^4 \frac{D}{|\mathbf{x}|} \right)^2$$

La puissance sonore rayonnée par le volume turbulent est obtenue par intégration de  $p'^2$  sur une sphère l'englobant, ce qui donne la célèbre loi en puissance 8 du nombre de Mach :

$$W_{\text{turb}} = \frac{4\pi|\mathbf{x}|^2 p'^2}{\rho_\infty c_0} \sim \rho_\infty c_0^3 D^2 M^8 \quad (\text{II.18})$$

L'équation II.18 fournit un ordre de grandeur de la puissance acoustique rayonnée par un volume de turbulence fixe sans parois avoisinantes. Cette puissance acoustique rayonnée doit être mise en regard de

la puissance mécanique  $W_{\text{jet}}$  fournie par un jet subsonique de diamètre  $D$  et que l'on peut approximer comme :

$$W_{\text{jet}} \sim \rho_{\infty} v_{\infty}^2 \times D^2 \times v_{\infty} \quad (\text{II.19})$$

L'efficacité  $\eta$  avec laquelle le mouvement turbulent est converti en perturbations acoustique peut ainsi s'exprimer telle que :

$$\eta = W_{\text{turb}}/W_{\text{jet}} \sim M^5 \quad (\text{II.20})$$

La dépendance en puissance 5 du nombre de Mach montre ici clairement que pour des écoulements subsoniques, seule une faible proportion de l'énergie mécanique portée par l'écoulement est dissipée dans le milieu de propagation sous la forme d'ondes acoustiques.

### II.3.4 Solution intégrale en présence de surfaces - utilisation d'une fonction de Green adaptée

La présence de parois solides rigides ( $\partial p/\partial y_i = 0$ ) dans l'écoulement n'empêche pas *a priori* l'utilisation de la fonction de Green en champ libre car l'équation II.15 est valable dans le cas général. Toutefois, il existe des fonctions de Green dites *adaptées\**, notées  $G_{\text{ad}}$ , qui présentent les conditions aux limites  $\partial G_{\text{ad}}/\partial y_i = 0$  à la paroi. De telles fonctions, qui comprennent par construction les effets de diffraction, dépendent naturellement de la géométrie considérée et sont rarement connues pour des géométries complexes. Lorsqu'elles le sont, la seconde intégrale de Eq. II.15 s'annule et le champ acoustique s'écrit :

$$p'(\mathbf{x}, t) = \int_{\tau_0}^t \iiint_V Q(\mathbf{y}, \tau) G_{\text{ad}}(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) dV d\tau \quad (\text{II.21})$$

On voit alors l'ambiguïté qu'il peut y avoir dans l'interprétation des termes sources qui peuvent apparaître comme une distribution surfacique ou une distribution volumique selon la fonction de Green employée. Il faut toutefois bien garder à l'esprit que, pour un objet rigide et non-vibrant, les "vraies" sources de bruit ne peuvent se trouver qu'au sein de l'écoulement turbulent.

### II.3.5 Un problème de diffraction : introduction des paramètres sans dimension adéquats

On a vu qu'en présence de parois physiques, les fluctuations acoustiques perçues par un observateur en champ lointain pouvaient être exprimées comme la superposition du champ *directement* rayonné par la turbulence et dont la puissance acoustique est de l'ordre du nombre de Mach à la puissance 8 d'une part, et du champ *diffracté* par des parois physiques d'autre part. Il est toutefois connu en mécanique ondulatoire que le mécanisme de diffraction n'est pas aussi efficace pour toutes les longueurs d'onde. Concrètement, la diffraction par un objet de dimension  $L$  d'une perturbation de longueur d'onde  $\lambda$  peut significativement varier avec le nombre de Helmholtz  $He = L/\lambda$ . Le nombre sans dimension  $He$  ainsi introduit quantifie le caractère compact d'une source acoustique. En effet, on dit d'une source qu'elle est compacte lorsque son étendue  $L$  est faible devant la longueur d'onde acoustique  $\lambda$ . La figure II.2 illustre de manière schématique le cas d'une source non compacte. Pour un problème aéroacoustique, on peut exprimer ce paramètre  $He$  sous la forme du produit de deux autres nombres sans dimension : le nombre de Mach et le nombre de Strouhal, comme suggéré par Fuchs et Armstrong [65]. En effet :

$$M \times St = \frac{v_{\infty}}{c_0} \times \frac{fL}{v_{\infty}} = L \times \frac{f}{c_0} = \frac{L}{\lambda}$$

Ce produit indique clairement le résultat usuel selon lequel les sources à faible nombre de Mach seront préférentiellement compactes.

Cette vision du problème de la génération de bruit aérodynamique en présence de surfaces comme un problème de diffraction a notamment été exposée avec précision dans le cas du bruit aéolien rayonné par un barreau cylindrique dans un écoulement transverse par Gloerfelt *et al.* [70], qui montrent à l'aide d'une simulation numérique incompressible URANS 2D qu'au lâcher tourbillonnaire correspondant à

\*. Certains auteurs utilisent le terme de fonction de Green *appropriée*



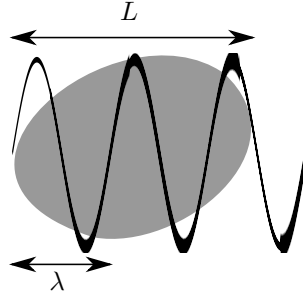


FIGURE II.2 – Illustration schématique de la notion de compacité acoustique. Dans ce cas, la dimension de la source est grande devant la longueur d'onde et cette dernière est donc caractérisée par  $He > 1$

$M = 0.12$  et  $St = 0.24$ , le champ acoustique total est de nature dipolaire et très largement dominé par la diffraction d'un phénomène hydrodynamique (équivalent à un quadripôle) directement en aval du cylindre. Ils retrouvent ce résultat analytiquement à l'aide de la fonction de Green adaptée du cylindre 2D, connue dans la littérature, dans la même démarche que Davies [34] dans le cas de la sphère rigide. Dans ces deux cas, il s'agit d'un comportement asymptotique : la source est compacte et située dans le voisinage immédiat de l'objet diffractant.

Ce comportement d'amplification des perturbations aérodynamiques de l'écoulement par une surface est exposé rigoureusement à travers le concept de fonction de Green compacte développé par Howe [94]. Il doit bien être dissocié de l'effet d'objets compacts sur le rayonnement de sources lointaines. Dans ce dernier cas, on peut montrer par analyse dimensionnelle que l'équation d'onde se réduit à une équation de Laplace, décrivant un problème d'écoulement incompressible pour lequel les lignes de courant potentielles sont parallèles en amont *et* en aval de l'objet. Ainsi, un observateur situé loin en aval de l'objet verra-t-il le même champ acoustique qu'un observateur situé loin en amont, conformément à l'intuition selon laquelle un objet de petite taille est "acoustiquement invisible" dans un champ acoustique basse fréquence.

## II.3.6 Généralisation : l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkins

### II.3.6.1 Formalisme mathématique

Une extension de la théorie de Lighthill, qui permet de calculer le bruit aérodynamique rayonné par un corps d'envergure finie, en mouvement subsonique ou supersonique, à partir de la donnée du champ aérodynamique sur une surface de contrôle et dans le volume qui l'entoure a été proposée par Ffowcs-Williams et Hawkins [61] en 1969. Afin d'établir l'équation qui porte leurs noms, on définit une surface mathématique par une fonction  $f$  telle que  $f = 0$  sur la surface,  $f < 0$  à l'intérieur et  $f > 0$  en dehors (cf. figure II.3). Afin de prédire le champ acoustique en dehors de cette surface, on forme la variable généralisée  $\rho'H(f)$  à partir de la perturbation  $\rho' = \rho - \rho_\infty$  et de la fonction de Heaviside  $H(f)$ . Cette fonction vérifie les propriétés suivantes :

$$H(f) = \begin{cases} 0 & \text{si } f < 0 \\ 1 & \text{si } f \geq 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \frac{\partial H(f)}{\partial x_i} = \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \quad (\text{II.22})$$

On précise qu'à ce stade, la surface de contrôle définie par  $f = 0$  n'englobe pas nécessairement toutes les sources de bruit, et peut se déplacer à une vitesse  $v_i^\Sigma$  par rapport au référentiel observateur, avec :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i^\Sigma \frac{\partial f}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.23})$$

La surface peut également être "perméable" au sens de la vitesse, c'est-à-dire que cette dernière peut être non-nulle à son endroit (autrement dit, qu'il ne s'agit pas d'une surface physique).

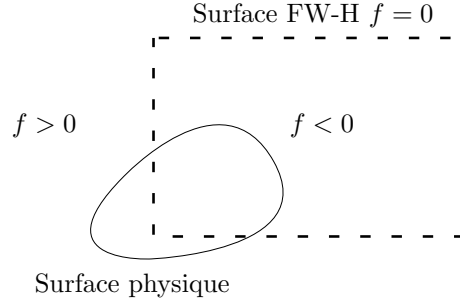


FIGURE II.3 – Illustration de la surface mathématique pour l'intégration de l'équation de FW-H, délimitée par  $f = 0$ .

### II.3.6.2 Établissement des équations de conservation généralisées

A l'instar de l'équation de Lighthill, on cherche désormais à former un opérateur d'Alembertien sur la nouvelle variable généralisée  $\rho'H(f)$ , définie dans l'espace entier. En multipliant l'équation II.1a par  $H(f)$ , on obtient :

$$H(f) \left( \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} \right) = \frac{\partial (H(f)\rho')}{\partial t} - \rho' \frac{\partial H(f)}{\partial t} + \frac{\partial (H(f)\rho v_i)}{\partial x_i} - \rho v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \quad (\text{II.24})$$

En utilisant la propriété

$$\frac{\partial H(f)}{\partial t} = \frac{dH(f)}{df} \times \frac{\partial f}{\partial t} = \delta(f) \times \left( -\frac{\partial f}{\partial x_i} v_i^\Sigma \right) \quad (\text{II.25})$$

On aboutit finalement à :

$$\frac{\partial (H(f)\rho')}{\partial t} + \frac{\partial (H(f)\rho v_i)}{\partial x_i} = (\rho(v_i - v_i^\Sigma) + \rho_\infty v_i^\Sigma) \frac{\partial f}{\partial x_i} \delta(f) \quad (\text{II.26})$$

En procédant de même pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement II.1b, on obtient :

$$\frac{\partial (H(f)\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial [H(f)(\rho v_i v_j + p' \delta_{ij} - \sigma_{ij})]}{\partial x_j} = [\rho v_i (v_j - v_j^\Sigma) + p' \delta_{ij} - \sigma_{ij}] \frac{\partial f}{\partial x_j} \delta(f) \quad (\text{II.27})$$

### II.3.6.3 Établissement de l'équation de FW-H

Afin d'établir l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkins, on suit le même raisonnement que pour l'établissement de l'équation de Lighthill : on soustrait à la dérivée temporelle de II.26 la divergence de II.27, ainsi que la quantité  $c_0^2 \partial^2 [\rho'H(f)] / \partial x_i^2$  aux deux membres de l'équation. On aboutit ainsi à :

$$\frac{\partial^2 [\rho'H(f)]}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 [\rho'H(f)]}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 [T_{ij}H(f)]}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial [F_i \delta(f)]}{\partial x_i} + \frac{\partial [Q \delta(f)]}{\partial t} \quad (\text{II.28})$$

L'inhomogénéité des équations de conservation des quantités  $\rho'H(f)$  et  $\rho v_i H(f)$ , conséquence directe de la discontinuité introduite avec la fonction  $H$  se traduit par l'apparition de termes sources supplémentaires par rapport à l'équation de Lighthill. On retrouve le tenseur de Lighthill précédemment défini :

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - \sigma_{ij} + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} \quad (\text{II.29})$$

Le terme *dipolaire* (dérivée spatiale d'ordre 1) :

$$F_i = [\rho v_i (v_j - v_j^\Sigma) + p' \delta_{ij} - \sigma_{ij}] \frac{\partial f}{\partial x_j} \quad (\text{II.30})$$

Ce terme correspond au second membre de l'équation de conservation de la quantité de mouvement et s'apparente au tenseur des contraintes exercées par l'écoulement sur la surface de contrôle. Le troisième

terme est de nature monopolaire (dérivée temporelle simple) :

$$Q = [\rho(v_i - v_i^\Sigma) + \rho_\infty v_i^\Sigma] \frac{\partial f}{\partial x_i} \quad (\text{II.31})$$

Le terme monopolaire correspond exactement au terme source présent dans l'équation de conservation de la masse généralisée.

Lorsque la surface de contrôle coïncide avec les parois physiques, les termes dipolaires et monopolaires ont une signification physique particulière. En effet, dans ce cas particulier, le terme dipolaire correspond à la charge aérodynamique s'exerçant sur les parois, tandis que le terme monopolaire correspond à la génération de bruit liée à la cinématique des objets dans l'écoulement (déplacement de masse). Ces deux termes sont alors respectivement appelés bruit de *charge* et d'*épaisseur*, en particulier dans la littérature relative au bruit des voilures tournantes.

On peut réécrire ces termes sources avec les notations de Di Francescantonio [42], et en notant  $\mathbf{n} = \vec{\nabla}f$  la normale à la surface :

$$F_i = L_{ij}n_j = [p'\delta_{ij} - \sigma_{ij} + \rho v_i(v_j - v_j^\Sigma)] n_j \quad (\text{II.32})$$

et

$$Q = \rho_\infty V_i n_i = \rho_\infty \left[ \left(1 - \frac{\rho}{\rho_\infty}\right) v_i^\Sigma + \frac{\rho v_i}{\rho_\infty} \right] n_i \quad (\text{II.33})$$

Avec ces notations, l'équation de FW-H s'écrit :

$$\frac{\partial^2 [\rho' H(f)]}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 [\rho' H(f)]}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 [T_{ij} H(f)]}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial [L_{ij} n_j \delta(f)]}{\partial x_i} + \frac{\partial [\rho_\infty V_i n_i \delta(f)]}{\partial t} \quad (\text{II.34})$$

La solution s'exprime finalement par convolution avec la fonction de Green en espace libre II.16, ce qui a pour effet de faire apparaître une intégrale sur le volume extérieur à la surface et deux intégrales sur la surface en utilisant les propriétés des fonctions de Heaviside et Dirac. En notant  $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  et  $M_r = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}^\Sigma}{rc_0}$ , le champ acoustique s'écrit donc :

$$\begin{aligned} 4\pi p'(\mathbf{x}, t) H(f) = & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{V(f>0)} \left[ \frac{T_{ij}}{r|1 - M_r|} \right]_{\text{ret}} dV(\mathbf{y}) \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \left[ \frac{L_{ij} n_j}{r|1 - M_r|} \right]_{\text{ret}} dS(\mathbf{y}) \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma(f=0)} \left[ \frac{\rho_\infty V_i n_i}{r|1 - M_r|} \right]_{\text{ret}} dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.35}) \end{aligned}$$

De même que l'équation de Lighthill, il s'agit d'une équation très générale, établie à partir des équations de conservation généralisées, sans hypothèse simplificatrice. Elle est donc en pratique inutilisable en l'état, et deux principales approches sont retenues pour le calcul, détaillées dans les paragraphes qui suivent.

### II.3.6.4 Surface de contrôle stationnaire et coïncidente avec les parois physiques

On peut choisir la surface de contrôle coïncidente avec les parois solides, que l'on considère généralement imperméables et non vibrantes ( $\mathbf{v} = \mathbf{v}^\Sigma$ ). Lorsqu'elle est de plus stationnaire, on a  $\mathbf{v}^\Sigma = \vec{0}$  et l'équation II.35 s'écrit alors :

$$4\pi p'(\mathbf{x}, t) H(f) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{V(f>0)} \frac{[T_{ij}]_{\text{ret}}}{r} dV(\mathbf{y}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[(p'\delta_{ij} - \sigma_{ij})]_{\text{ret}}}{r} n_j dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.36})$$

Ce qui constitue l'équation démontrée par Curle [31]. On peut faire un parallèle avec l'équation II.15, ce qui illustre bien que la présence d'une surface ajoute à la partie directement rayonnée par la turbulence une partie dipolaire représentant la diffraction du champ acoustique par la présence de la paroi. En faisant l'approximation usuelle  $\sigma_{ij} \simeq 0$ , valable pour les écoulements tels que  $Re \rightarrow \infty$ , l'intégrale surfacique se

réduit à l'intégrale des perturbations de pression pariétale :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[(p'\delta_{ij} - \sigma_{ij})]_{\text{ret}}}{r} n_j dS(\mathbf{y}) \simeq \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[p']_{\text{ret}}}{r} \delta_{ij} n_j dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.37})$$

Lorsque la surface est compacte acoustiquement, la variation des temps retardés n'est plus significative sur cette dernière. L'intégrale représente alors la force nette exercée par l'écoulement sur la paroi  $F = \iint p' dS$ . En champ lointain, la dérivée spatiale peut être transformée en dérivée temporelle avec l'approximation  $\frac{\partial}{\partial x_i} = -\frac{r_i}{rc_0} \frac{\partial}{\partial t}$  et le terme dipolaire s'écrit enfin :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[p']_{\text{ret}}}{r} \delta_{ij} n_j dS(\mathbf{y}) \simeq -\frac{r_i}{r^2 c_0} \frac{\partial}{\partial t} [F_i(t)]_{\text{ret}} \quad (\text{II.38})$$

Le temps caractéristique associé aux efforts aérodynamiques sur l'objet de dimension  $L$  implique que  $\partial/\partial t \sim v_\infty/L$ . La force nette résulte du produit entre la pression hydrodynamique  $p \sim \rho_\infty v_\infty^2$  et la surface de dimension  $L^2$ . Ainsi, pour un objet compact, la pression acoustique perçue par l'observateur en champ lointain et due au terme dipolaire est telle que :

$$p'_D \sim \frac{(\rho_\infty c_0^2)^2 M^6 L^2}{r^2} \quad (\text{II.39})$$

Notons que l'on retrouve la formule utilisée dans les modèles analytiques présentés au chapitre I. La dépendance en puissance 6 du nombre de Mach assure que le champ direct dont l'intensité acoustique est une fonction de la puissance 8 du nombre de Mach, est dominé par le champ diffracté pour un "faible" nombre de Mach car :

$$\frac{I_Q}{I_D} \sim M^2 \quad (\text{II.40})$$

Dans ce cas, si le nombre de Mach est faible, on peut négliger l'intégrale volumique et le champ acoustique s'écrit sous une forme séduisante, parfois appelée *équation de FW-H "solide"* :

$$4\pi p'(\mathbf{x}, t) H(f) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[p']_{\text{ret}}}{r} \delta_{ij} n_j dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.41})$$

Il faut toutefois ne pas oublier que la loi II.39 a été établie sous l'hypothèse que les temps retardés varient peu sur la surface, c'est-à-dire que cette dernière est compacte. Ainsi, les surfaces présentes dans un écoulement turbulent agissent-elles bien comme des amplificateurs du bruit aérodynamique généré par la turbulence lorsqu'elles sont compactes, c'est-à-dire lorsque le produit  $MSt$  est faible devant l'unité. Pour des surfaces non-compactes, l'erreur commise en utilisant la formulation II.41 est encore plus grande si les signaux de pression pariétale sont fournis par un code incompressible, comme souligné par Schram [174]. L'utilisation d'un code compressible, comme c'est le cas dans ce travail, permet en théorie d'accéder à une description des perturbations pariétales prenant en compte à la fois les perturbations incompressibles et les perturbations acoustiques. Malgré tout, négliger le terme volumique revient dans tous les cas à ne pas tenir compte d'une partie du rayonnement total. Sur ce point, on peut se référer à l'étude menée par Yu et Lele [218] sur l'importance du terme volumique dans un problème d'interaction barreau-profil. Une des conclusions avancées par les auteurs est que l'inclusion explicite des quadripôles du sillage du barreau est nécessaire, malgré la prise en compte des effets de compressibilité dans les fluctuations de pression pariétale par la LES réalisée.

### II.3.6.5 Surface de controle stationnaire immatérielle

En théorie la surface d'intégration peut être immatérielle, c'est-à-dire non coïncidente avec les parois physiques. Si la surface est stationnaire, comme précédemment, l'équation générale II.35 se simplifie en :

$$\begin{aligned}
 4\pi p'(\mathbf{x}, t)H(f) = & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{V(f>0)} \frac{[T_{ij}]_{\text{ret}}}{r} dV(\mathbf{y}) \\
 & - \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[p'\delta_{ij} + \rho v_i v_j]_{\text{ret}} n_j}{r} dS(\mathbf{y}) \\
 & + \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[\rho v_i n_i]_{\text{ret}}}{r} dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.42})
 \end{aligned}$$

Les seules hypothèses faites sont  $\sigma_{ij} = 0$  et  $\mathbf{v}^\Sigma = \vec{0}$ , cette équation est donc valable sans hypothèse sur l'importance relative des termes multipolaires. Cette expression est en revanche nettement moins pratique d'utilisation que II.41. En effet, une intégrale triple doit être réalisée sur un volume dont l'étendue spatiale n'est pas bien définie, ce qui peut s'avérer très couteux en ressources informatiques, tant en coût de calcul qu'en coût de stockage, tout particulièrement dans des applications industrielles. La présence d'une double divergence rend de plus le calcul très sensible aux erreurs numériques. Pour ces raisons, lorsqu'une surface perméable est utilisée pour l'intégration, il est d'usage de considérer nulle l'intégrale volumique, pourvu que la surface soit suffisamment large pour englober toutes les sources de bruit. Ceci revient en pratique à tronquer le domaine source, ce qui est connu comme une source d'erreurs numériques car, en plus d'omettre une partie des sources, la troncature peut générer d'importantes oscillations non physiques dans la solution\*. Ces effets indésirables peuvent être en partie évités en employant un traitement particulier de la partie aval de la surface. On peut citer le fenêtrage, qui consiste à pondérer les grandeurs aérodynamiques avec la distance afin de progressivement annuler les valeurs à l'aval (eg. [125]), le moyennage, qui consiste à soustraire à l'écoulement la partie purement convective en faisant l'hypothèse que les structures qui la composent sont gelées [178], ou encore l'ouverture pure et simple de la surface sur sa partie aval [10]. Toutes ces astuces permettent de limiter les fluctuations parasites occasionnées par la traversée de la surface par un sillage turbulent, mais présentent l'inconvénient majeur d'omettre une partie du rayonnement associée à la portion de surface retirée du calcul. Une autre manière consiste à corriger le calcul en écrivant le flux du tenseur de Lighthill convecté par l'écoulement à travers la surface sous la forme de termes correctifs. De tels termes ont été développés par de nombreux auteurs [128, 158, 97]. Par ailleurs, la surface peut également être choisie suffisamment large pour contenir toutes les sources de bruit. Dans ce cas, l'intégrale volumique est identiquement nulle et il n'est pas nécessaire de la calculer et la méthode se ramène à une intégration similaire à la méthode de Kirchhoff. On appelle donc couramment *équation de FW-H "perméable"* l'équation suivante :

$$4\pi p'(\mathbf{x}, t)H(f) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[p'\delta_{ij} + \rho v_i v_j]_{\text{ret}} n_j}{r} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[\rho v_i n_i]_{\text{ret}}}{r} dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.43})$$

Du fait de la similarité de cette démarche avec la méthode de Kirchhoff, la dénomination de *méthode d'extrapolation des ondes basée sur l'équation de FW-H* a été introduite par Gloerfelt [69].

Pour résumer, cette formulation est en théorie plus exacte que la formulation "solide", mais elle est en pratique difficile d'utilisation car, afin de s'affranchir des erreurs liées à la troncature du domaine source, il est nécessaire de mobiliser d'importantes ressources informatiques, sans compter que les ondes acoustiques doivent être correctement propagées jusqu'à la surface de contrôle. Ces contraintes font de cette formulation une approche moins populaire que son équivalent "solide". Cette dernière est donc couramment utilisée dans les prédictions de bruit aérodynamique, en particulier pour les trains d'atterrissage, sous l'hypothèse que les sources volumiques sont négligeables à faible nombre de Mach.

\*. De manière schématique, un quadripôle peut être "coupé" en deux dipôles par la surface, l'un se trouvant à l'intérieur et l'autre à l'extérieur. Celui situé à l'intérieur de la surface sera propagé, bien qu'il ne corresponde à rien de physique. L'omission de l'intégrale de volume extérieure empêche alors la compensation de cette émission parasite.

### II.3.6.6 Implémentation numérique dans le solveur KIM

#### II.3.6.6.a Calcul des termes surfaciques

Les expressions développées précédemment ont été écrites pour un milieu observateur au repos afin d'illustrer les principales idées sous-jacentes à ces équations. Celles-ci se généralisent au cas d'un milieu observateur en translation subsonique uniforme à la vitesse  $v_\infty$  (voir par exemple Gloerfelt [69] pour une revue exhaustive des formulations convectées des équations de Kirchhoff, Lighthill, FW-H, etc.). Concrètement, il s'agit de redévelopper toutes les formules en tenant compte du fait que :

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_\infty \cdot \tilde{\nabla} \quad (\text{II.44})$$

Le code KIM est utilisé dans cette thèse pour calculer les termes surfaciques de la version convectée de l'équation II.35. Dans le référentiel observateur fixe  $(O, \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ , dans lequel l'écoulement est porté par le vecteur  $v_\infty \mathbf{e}_1$ , on a :

$$4\pi p'(\mathbf{x}, t)H(f) = \int_{\tau \Sigma(f=0)} \int \left( \tilde{F}_i \frac{\partial d}{\partial x_i} - \tilde{Q} v_\infty \frac{\partial d}{\partial x_1} \right) \frac{\delta(g)}{d^2} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau \Sigma(f=0)} \int \left( \tilde{F}_i \frac{\partial g}{\partial x_i} - \tilde{Q} v_\infty \frac{\partial g}{\partial x_1} + \tilde{Q} \right) \frac{\delta(g)}{d} dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.45})$$

avec les quantités  $\tilde{F}_i$  et  $\tilde{Q}$  les versions convectées des termes sources précédemment introduits (cf. II.32 et II.33)\* et :

$$g = \tau - t + \frac{d - M(x_1 - y_1)}{c_0 \beta^2} \quad (\text{II.46})$$

permet d'évaluer les temps retardés auxquels sont interpolées  $\tilde{F}_i$  et  $\tilde{Q}$  en prenant en compte l'écoulement uniforme. En notant  $\beta^2 = 1 - M^2$  le facteur de Prandtl-Glauert, on évalue la distance modifiée  $d$  selon :

$$d = \sqrt{C_i(x_i - y_i)^2} \quad \text{avec} \quad C_i = (1 - \beta^2)\delta_{1i} + \beta^2 \quad (\text{II.47})$$

Les dérivées  $\partial d / \partial x_i$  et  $\partial g / \partial x_i$  s'expriment aisément par :

$$\frac{\partial d}{\partial x_i} = C_i \frac{x_i - y_i}{d} \quad (\text{II.48})$$

$$\frac{\partial g}{\partial x_i} = (c_0 \beta^2)^{-1} \left( C_i \frac{x_i - y_i}{d} - M \delta_{1i} \right) \quad (\text{II.49})$$

#### II.3.6.6.b Termes correctifs

Afin de corriger les perturbations de pression parasites associées à la troncature du domaine source, il est possible de rajouter une intégrale surfacique dont l'expression fait intervenir le tenseur de Lighthill "convecté"  $\tilde{T}_{ij}$ . Les développements analytiques conduisant à ces termes sont détaillés dans Rahier et al. [158]. On donne ici leur expression simplifiée dans le cas où la surface d'intégration est fixe et rigide :

$$4\pi p'_{\text{cor}}(\mathbf{x}, t)H(f) = \iint_{\Sigma(f=0)} \left[ \left( \frac{1}{d} \left( \frac{\partial d}{\partial x_i} \frac{\partial g}{\partial x_j} + \frac{\partial g}{\partial x_i} \frac{\partial d}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial^2 g}{\partial x_i \partial x_j} \right) \left( \frac{v_n}{|\frac{\partial g}{\partial \tau}|_{\text{flow}}} \right) \frac{\tilde{T}_{ij}}{d} \right]_{g=0} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma(f=0)} \left[ \frac{\partial g}{\partial x_i} \frac{\partial g}{\partial x_j} \left( \frac{v_n}{|\frac{\partial g}{\partial \tau}|_{\text{flow}}} \right) \frac{\tilde{T}_{ij}}{d} \right]_{g=0} dS(\mathbf{y}) \quad (\text{II.50})$$

\*. Le tenseur  $\sigma_{ij}$  est une fois de plus négligé dans  $\tilde{F}_i$ , et on retranche à tous les vecteurs vitesse de  $F_i$  et  $Q$  le vecteur vitesse du référentiel

Le facteur Doppler  $|\partial g/\partial \tau|_{\text{flow}}$  est calculé avec la formule :

$$\left(\frac{\partial g}{\partial \tau}\right)_{\text{flow}} = 1 + (c_0\beta^2)^{-1} \left( Mv_1 - C_i v_i \frac{x_i - y_i}{d} \right) \quad (\text{II.51})$$

Deux remarques importantes peuvent être faites à propos de cette formulation. D'une part, un terme de champ proche a été négligé lors de l'établissement de l'expression des termes correctifs, et une étude de l'influence de la distance d'observation doit être réalisée préalablement à leur utilisation. D'autre part, les écoulements traités dans cette thèse étant tous largement subsoniques, la singularité  $|\partial g/\partial \tau|_{\text{flow}} = 0$ , source de problèmes numériques pour des écoulements transsoniques, ne sera en pratique jamais rencontrée dans cette étude [155].

## II.4 Une méthode de localisation des sources : la formation de voies classique

À partir des signaux de pression sur une antenne de  $N$  microphones, on peut obtenir *via* l'algorithme appelé *delay-and-sum*, une estimation de la position de la source générant ces signaux, sous l'hypothèse que cette dernière est un monopôle. Il s'agit d'un algorithme simple à mettre en œuvre dans le domaine temporel, mais qui présente l'inconvénient de nécessiter des interpolations aux temps retardés. Afin de s'en affranchir, on peut utiliser l'algorithme de formation de voies dans le domaine fréquentiel dont on présente dans ce qui suit la formulation usuelle.

On note  $\mathbf{p}(f) = [p_1(f), \dots, p_N(f)]^t$  le vecteur contenant les transformées de Fourier des  $N$  signaux obtenus aux  $N$  microphones. Le principe de la méthode est de déterminer la distribution de sources  $\mathbf{q}$ , dans un domaine de focalisation prescrit (de dimension  $M$ ), qui permet au mieux d'approcher  $\mathbf{p}$  à partir de la donnée du modèle de propagation choisi. Ce dernier s'exprime par la fonction de transfert acoustique du milieu et s'exprime sous la forme d'une matrice  $\mathbf{G}$  de sorte qu'on peut écrire :

$$\mathbf{p} = \mathbf{q}\mathbf{G} \quad (\text{II.52})$$

Les éléments de  $G$  sont en pratique l'évaluation de la fonction de Green du milieu entre le micro  $n$  et le point de focalisation  $m$ . Dans cette thèse, on a utilisé pour les calculs de localisation de source la fonction de Green en champ libre convectée, soit, en reprenant les notations introduites dans le paragraphe précédent (Eqs. II.46 et II.47) pour  $g$  et  $d^*$  :

$$G_{mn} = \frac{\delta(g)}{4\pi d} \quad (\text{II.53})$$

La distribution recherchée  $\mathbf{q}$  est solution du problème de minimisation dont la fonction coût  $J$  est écrite :

$$J = \|\mathbf{p} - \mathbf{G}\mathbf{q}\|^2 \quad (\text{II.54})$$

On peut montrer que la solution de ce problème s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{q} = \frac{\mathbf{G}^*\mathbf{p}}{\|\mathbf{G}\|^2} \quad (\text{II.55})$$

On s'intéresse classiquement à la puissance acoustique en chaque point du domaine de focalisation, qui s'exprime par :

$$Q = \frac{1}{2}|\mathbf{q}|^2 = \frac{1}{2}\mathbf{q}\mathbf{q}^* = \frac{\mathbf{G}^*\mathbf{\Gamma}\mathbf{G}}{\|\mathbf{G}\|^4} \quad (\text{II.56})$$

---

\*. Notons que l'utilisation de la fonction de Green convectée en champ libre ne permet pas de rendre compte de la traversée d'une couche de cisaillement par les ondes acoustiques. Ceci peut être une source d'erreur significative, par exemple lors de mesures en soufflerie anéchoïque, lorsque l'antenne microphonique est située à l'extérieur du jet principal de la soufflerie. Dans ce dernier cas, des corrections sont disponibles [4].

En introduisant la matrice interspectrale des microphones :

$$\Gamma = \frac{1}{2} \mathbf{p} \mathbf{p}^* \quad (\text{II.57})$$

En pratique, on utilisera le code OPA développé à l'ONERA pour effectuer les calculs. Dans un premier temps, le code calcule la matrice interspectrale des microphones. Les interspectres peuvent être calculés en moyennant à l'aide de la méthode de Welch des blocs se recouvrant, apodisés par une fonction porte pour minimiser les effets de bord. Dans un second temps, les fonctions de Green entre les différents points d'écoute et les points de focalisation sont calculées (construction de la matrice  $\mathbf{G}$ ). Enfin, l'amplitude aux points sources dans le domaine de focalisation est calculée avec l'équation II.56. Une apodisation spatiale peut également être appliquée, ainsi que divers traitements, tels que le retrait de la diagonale de la matrice interspectrale, utile lorsque les microphones sont en champ proche et sont "contaminés" par des fluctuations hydrodynamiques très cohérentes.

## II.5 Outils de traitement du signal pour l'analyse du champ de pression

### II.5.1 Caractérisation du champ de pression

Dans un problème d'aéroacoustique externe, on peut distinguer deux régions du champ de pression, chacune régie par des équations et des comportements très différents. Le champ de pression lointain (par rapport au volume source turbulent) est caractérisé par des fluctuations de pression de nature acoustique  $p'_a$ , c'est-à-dire des fluctuations résultant de la compressibilité du milieu de propagation. Ces fluctuations, dont l'ordre de grandeur est  $p'_a \sim \rho' c_0^2$ , se propagent à une célérité finie  $c_0$  et décroissent en amplitude avec l'inverse de la distance  $r^{-1}$ . À l'opposé, au sein du volume source, les fluctuations de pression hydrodynamique  $p'_h \sim \rho u'^2$  traduisent les compensations locales du mouvement turbulent décrites par la loi de Biot et Savart qui prévoit une décroissance en  $r^{-3}$ . Ces compensations locales, qui obéissent d'après Ribner [166] à une équation elliptique, traduisent ainsi un comportement incompressible et sont convectées avec l'écoulement moyen. Le fait qu'elles soient très peu affectées par la compressibilité leur confère la dénomination de fluctuations hydrodynamiques, ou encore *pseudo-son* [212, 213]. Le passage du champ acoustique au champ hydrodynamique est bien entendu continu, de sorte que l'on peut définir une zone intermédiaire, au sein de laquelle le champ de pression est une combinaison de fluctuations acoustiques et hydrodynamiques. Selon l'analyse de Chu et Kovásznyai [28], une composante entropique peut également être présente. Dans le cas du bruit de train d'atterrissage, les variations de température sont supposées négligeables et cette composante sera donc ignorée. La décroissance en  $r^{-3}$  de la composante hydrodynamique assure donc que le pseudo-son ne peut être ressenti que pour un observateur "proche" du volume source. On considère généralement que les conditions de champ lointain sont rencontrées à des distances supérieures à une longueur d'onde [98]. En effet, on peut montrer par l'analyse dimensionnelle que l'équation de Helmholtz, vérifiée par le champ acoustique, dégénère en une équation de Laplace lorsque  $kr \rightarrow 0$ , où  $k$  est le nombre d'onde acoustique considéré et  $r$  la distance à la source [30]. Par nature, l'amplitude des fluctuations hydrodynamiques est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle des fluctuations acoustiques. Ceci est d'autant plus vrai que le nombre de Mach est faible, ce qui peut rendre la séparation de ces deux composantes difficile.

Pourtant, afin de mieux comprendre les mécanismes physiques à l'origine de la production de bruit, il est intéressant de séparer ces deux contributions afin d'étudier leur comportement respectif. Une stratégie d'identification de sources peut reposer, par exemple, sur la recherche de lien causal entre d'une part les composantes acoustiques et hydrodynamiques du champ de pression et les variables aérodynamiques au sein de l'écoulement d'autre part. Cette stratégie a été adoptée à plusieurs reprises dans le cadre du bruit de jet, permettant d'améliorer la compréhension physique des mécanismes en jeu dans la production sonore de tels écoulements (par exemple Bogey et Bailly [12], ou Kerhervé *et al.* [101]). Les paragraphes qui suivent présentent un outil classique pour effectuer une telle séparation : la transformée de Fourier spatio-temporelle, et un outil dont l'introduction est plus récente en aéroacoustique pour ce type d'application : la transformée en ondelettes.



## II.5.2 Outils mathématiques de base

Les outils mathématiques, ainsi que les méthodes basées sur ces outils, que l'on utilise par la suite pour l'analyse du champ de pression, sont rapidement décrits dans les paragraphes qui suivent. À l'exception des routines de transformée en ondelettes qui résultent d'une adaptation en Fortran 90 par Lorteau [118] de la librairie Matlab WaveLab 850 développée à l'Université de Stanford, l'implémentation numérique du calcul de la transformée de Fourier et des densités spectrales de puissance, des corrélations, ainsi que des fonctions de densité de probabilité, ont toutes été réalisées par Huet dans l'outil UPMOST interne à l'ONERA. La méthode de filtrage en fréquence-nombre d'onde a été implémentée par l'auteur au cours de cette thèse, de même que les algorithmes de filtrage basés sur la transformée en ondelettes.

### II.5.2.1 Corrélation

La corrélation mesure le degré de relation affine entre deux séries de valeurs selon une dimension donnée. Rien n'empêche *a priori* de la calculer selon une direction de l'espace (par exemple, lors de la réalisation d'un calcul CFD périodique dans une direction, afin de s'assurer que la condition de périodicité n'induit pas un biais dans le calcul, ou encore pour calculer des échelles intégrales, utiles à l'étude de la turbulence). Dans ce manuscrit, la corrélation sera, sauf mention contraire, considérée dans le domaine temporel. Le coefficient de corrélation normalisé entre deux signaux  $\phi$  et  $\psi$  de moyennes quadratiques  $\sigma_\phi$  et  $\sigma_\psi$ , noté  $R_{\phi\psi}$ , est calculé par convolution de  $\phi(t)$  et  $\psi(-t)$  :

$$R_{\phi\psi}(\tau) = \frac{\int \phi(t)\psi(t - \tau)dt}{\sigma_\phi\sigma_\psi} \quad (\text{II.58})$$

Une valeur de ce coefficient proche de 1 pour un retard  $\tau$  signifie que les deux signaux sont fortement corrélés et peut indiquer qu'un événement  $\phi$  a provoqué une autre événement  $\psi$  en un écart de temps  $\tau$  qui peut correspondre, en acoustique, à un temps de propagation.

### II.5.2.2 Fonction de densité de probabilité

La fonction densité de probabilité, que l'on notera PDF par anglicisme, est une fonction donnant la probabilité pour qu'un intervalle de valeurs élémentaires autour d'une valeur donnée, située entre les valeurs extrémales d'un signal, soit atteinte. Ainsi, un bruit blanc gaussien est par définition un signal dont toutes fréquences ont le même poids, et dont la fonction densité de probabilité suit une loi normale (cf. figure II.4). Comme on le verra, un bruit à large-bande en aéroacoustique peut être en première approximation modélisé par un bruit blanc gaussien, tandis que le passage de larges structures cohérentes à proximité du point d'écoute peut entraîner, ponctuellement, des variations de pression  $\Delta p$  grandes devant l'écart-type des fluctuations acoustiques. Comme on le verra, ceci entraîne une déviation de la PDF d'un signal comportant une composante hydrodynamique par rapport à une PDF gaussienne aux bornes inférieure et supérieure de ce dernier. Concrètement, la PDF peut être calculée en subdivisant la plage couverte par les valeurs d'un signal en segments, et en comptabilisant le nombre d'occurrences comprises dans chaque plage, divisé par le nombre total d'échantillons.

### II.5.2.3 Transformée de Fourier

La transformée de Fourier d'un signal  $g$ , notée  $\hat{g}$ , est obtenue par projection de  $g$  sur la base des exponentielles complexes. Par exemple, la transformée de Fourier d'un signal temporel s'exprime en fonction de la pulsation  $\omega = 2\pi f$  et s'écrit :

$$\hat{g}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(t)e^{-i\omega t} dt \quad (\text{II.59})$$

L'application de son équivalent discret aux signaux numériques traités dans cette thèse permet de calculer la densité spectrale de puissance d'un signal de pression  $p$  qui quantifie l'énergie du signal contenu dans une bande de fréquence  $\Delta f$ . Elle est définie comme le module de sa transformée de Fourier divisé par la résolution spectrale. On calcule traditionnellement cette quantité en dB, avec une pression de référence

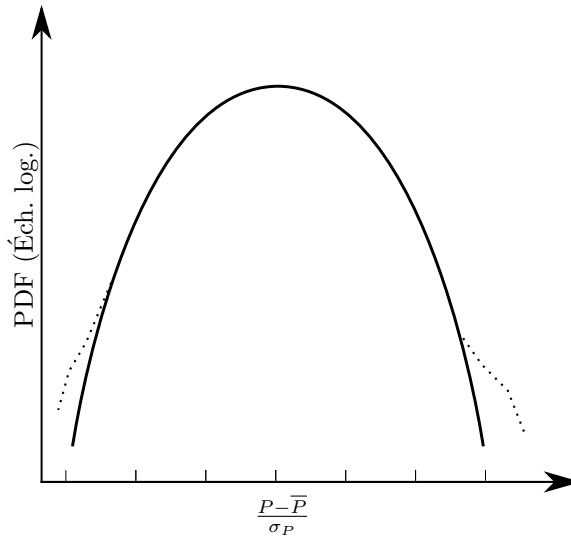


FIGURE II.4 – PDF typique d'un signal gaussien (—) et d'un signal non-gaussien comportant des événements intermittents de grande amplitude (···)

$P_{\text{ref}}$  égale à 20  $\mu\text{Pa}$  :

$$\text{PSD} = 10\log_{10} \left( \frac{|\hat{p}(f)|^2}{\Delta f P_{\text{ref}}^2} \right) \quad (\text{II.60})$$

Afin d'améliorer la convergence statistique des spectres présentés, on utilisera systématiquement la méthode de Welch [211] qui consiste à moyennner le résultat de la transformée de Fourier appliquée à plusieurs "blocs" du signal. Ces blocs peuvent se chevaucher avec un recouvrement prescrit et seront toujours fenêtrés à l'aide d'une fonction de Hanning afin de minimiser les effets de bords.

#### II.5.2.4 Transformée en ondelettes

##### II.5.2.4.a Bref historique

La transformée en ondelettes peut être vue comme une généralisation de la transformée de Fourier à court-terme. Son apparition dans la communauté scientifique est relativement récente. En effet, on considère que la première ondelette a été introduite par Alfréd Haar en 1910 [85], alors que le terme même d'ondelette n'apparaît qu'en 1984 dans les travaux de Grossmann [81]. Cette transformée est aujourd'hui utilisée dans de nombreux domaines allant de la compression d'image (format JPEG 2000) à la mécanique des fluides.

##### II.5.2.4.b La représentation temps-fréquence

Le principal intérêt de la transformée en ondelettes réside dans la notion de représentation temps-fréquence d'un signal, c'est-à-dire qu'elle permet de déterminer une fréquence *localement* au voisinage d'un instant  $t$  du signal. La transformée en ondelettes apparaît en effet comme un compromis entre l'échantillonnage de Shannon et la transformée de Fourier. L'échantillonnage de Shannon est la projection d'une fonction  $f$  sur la base continue des distributions de Dirac (à support ponctuel) :

$$f(t) = \int f(u)\delta(t-u)du$$

Cette représentation fournit une information précise en temps, mais ne renseigne pas sur la composition fréquentielle du signal à cet instant. Inversement, la représentation de Fourier, c'est-à-dire la projection de  $f$  sur la base continue des exponentielles complexes (c'est-à-dire des fonctions trigonométriques à support infini) :

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \hat{f}(\omega)e^{i\omega t}d\omega$$

donne accès aux fréquences contenues dans le signal, mais pas sur les instants auxquels elles apparaissent. Le caractère inversement proportionnel de la résolution en fréquence et de la résolution en temps s'exprime

formellement par le principe d'incertitude d'Heisenberg : une augmentation de la résolution en temps s'accompagne nécessairement d'une diminution de la résolution fréquentielle, et vice-versa. Pour fixer les idées, on peut représenter schématiquement ces transformées dans le plan temps-fréquence  $(t, f)$  par des rectangles de dimension  $\Delta t \Delta f$  (voir figures II.5) : Dans le cas des transformées de Fourier de

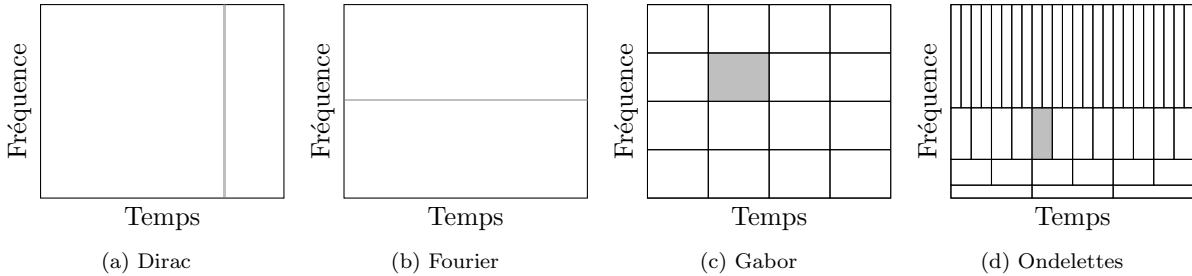


FIGURE II.5 – Boîtes d'Heisenberg pour les ondelettes

l'échantillonnage de Shannon (figures II.5a et II.4b), il faut se représenter les rectangles obtenus comme le cas limite où une dimension est infinie et l'autre nulle. La transformée de Fourier à court-terme (TFCT) se situe à mi-chemin entre ces deux représentations extrêmes. Le signal est découpé localement par une fonction "porte"  $\Pi$  à support compact (*ie* nulle en dehors d'un intervalle). Un cas particulier est lorsque la fonction porte choisie est une gaussienne : dans ce cas, la transformée ainsi définie est la transformée de Gabor. De manière générale, les fonctions analysantes sont les fonctions de la famille :

$$(t \mapsto \Pi(t - u)e^{i\omega t})_{(u, \omega) \in \mathbf{R}^2}$$

On note que la résolution temporelle liée à cette transformation dépend de la taille du support de  $\Pi$ , qui est une constante. L'aire des cellules dans le plan  $(t, f)$  est donc constante également (voir figure II.5c), liée à l'inégalité d'Heisenberg.

Dans le cas de la transformée de Gabor, l'enveloppe des fonctions analysantes est dite *rigide*, ce qui peut être limitant lorsque le phénomène analysé présente des échelles caractéristiques très différentes. Dès lors, l'idée principale derrière la transformée en ondelettes est d'introduire un paramètre permettant d'analyser aussi bien les petites échelles d'un signal que les grandes. Pour ce faire, en plus du paramètre de translation (permettant de situer un événement dans le signal), on introduit un paramètre de dilatation, qui permet d'adapter la taille du support de la fonction analysante, et donc la résolution fréquentielle. De cette manière, les petites échelles d'un signal peuvent être analysées avec une résolution temporelle qui ne dépend pas de celle que nécessitent les grandes échelles. Inversement, la résolution fréquentielle avec laquelle sont analysées les grandes échelles n'est pas conditionnée par celle qui serait requise pour analyser les petites échelles. Le compromis temps-fréquence imposé par le principe d'incertitude varie donc selon les échelles observées (voir figure II.5d), faisant des ondelettes une famille de fonctions analysantes particulièrement adaptée aux phénomènes multi-échelles (par exemple la turbulence), et/ou intermittents (bruit de jet,...).

Les propriétés mathématiques de la transformée en ondelettes sont étroitement liées aux motivations qui conduisent à son utilisation pour des applications physiques. Dans ce qui suit, on présente rapidement et sans preuves quelques définitions et propriétés élémentaires. Une présentation plus rigoureuse et exhaustive de l'aspect mathématique de la transformée en ondelettes peut être trouvée, par exemple, dans les ouvrages de Daubechies [33] ou Mallat [119].

#### II.5.2.4.c Définition mathématique et transformée continue

Comme la transformée de Fourier, la transformée en ondelettes permet d'exprimer toute fonction de carré intégrable (appartenant à l'espace  $\mathcal{L}^2(\mathbf{R})$ ) en une somme de fonctions élémentaires qui dérivent d'une fonction appelée *ondelette mère*.

Soit  $\psi \in \mathcal{L}^2(\mathbf{C})$ . On note  $\hat{\psi}$  sa transformée de Fourier.  $\psi$  est une ondelette si, et seulement si,

$$0 < C_\psi = \int \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega < +\infty \quad (\text{II.61})$$

Cette condition implique en particulier que  $\hat{\psi}(0) = 0$ , c'est-à-dire que toute ondelette est une fonction oscillante de moyenne nulle. Cette propriété justifie le préfixe "onde", tandis que la nullité de ces fonctions à l'infini leur confère le suffixe "-lettes".

Soit  $\psi$ , satisfaisant la condition d'admissibilité (II.61), une ondelette mère. Effectuer la transformée en ondelettes continue d'une fonction  $f$  revient à projeter cette dernière sur la base continue des fonctions  $\psi$  dilatées et translatées des paramètres  $s$  et  $\tau$ , c'est-à-dire :

$$(\psi_{s,\tau} : t \mapsto \frac{1}{\sqrt{s}}\psi(\frac{t-\tau}{s}))_{(s,\tau) \in \mathbf{R}^2}$$

La constante  $s^{-\frac{1}{2}}$  permet d'obtenir une famille de fonctions orthonormales. Sur cette famille, les coefficients  $\gamma_{s,\tau}$  de  $f$  sont calculés en effectuant le produit scalaire entre  $f$  et  $\psi_{s,\tau}$  :

$$\gamma_{s,\tau} = (f|\psi_{s,\tau}) = \int f(t)\psi_{s,\tau}^*(t)dt \quad (\text{II.62})$$

A l'instar de la transformée de Fourier, la transformée en ondelettes est inversible et permet de reconstruire sans perte d'information le signal original :

$$f(t) = C_\psi^{-1} \int \int \gamma_{s,\tau} \psi_{s,\tau} \frac{dsd\tau}{s^2} \quad (\text{II.63})$$

La formule de reconstruction traduit le fait que la transformée en ondelettes se fait sans perte d'énergie. L'énergie du signal est donc intégralement conservée dans les coefficients et la conservation de l'énergie s'écrit formellement :

$$C_\psi^{-1} \int |\gamma_{s,\tau}|^2 \frac{dsd\tau}{s^2} = \int |f(t)|^2 dt \quad (\text{II.64})$$

La valeur du module des coefficients renseigne donc sur l'énergie portée par une échelle  $s$  à un instant  $\tau$ . Enfin, pour chaque ondelette, il existe un lien entre le paramètre d'échelle  $s$  et une *fréquence équivalente* appelée par la suite pseudo-fréquence [198] et qui dépend de l'ondelette mère considérée. Cette relation peut être obtenue en effectuant la transformée en ondelettes d'un signal harmonique pur de fréquence connue  $f_0$  et en identifiant l'échelle  $s$  qui concentre les coefficients de plus grande amplitude.

Les coefficients obtenus lors de la transformée en ondelettes continue résultent de la variation continue dans  $\mathbf{R}$  des paramètres de translation  $\tau$  et de dilatation  $s$ . La transformée discrète est introduite dans le paragraphe qui suit.

#### II.5.2.4.d Transformée en ondelettes discrète

Afin d'obtenir une transformée discrète et de s'affranchir de la redondance des coefficients issus de la transformée continue, on peut introduire des bases discrètes d'ondelettes, définies de la manière suivante :

$$(\psi_{j,k} : t \mapsto \frac{1}{\sqrt{s_{j,k}}}\psi(\frac{t-\tau_{j,k}}{s_{j,k}}))$$

Où  $s_{j,k} = s_0^j$  et  $\tau_{j,k} = ks_{j,k}$ ,  $(j,k) \in \mathbf{Z}^2$ . La famille de fonctions ainsi définie est :

$$\psi_{j,k} : t \mapsto s_0^{-\frac{j}{2}}\psi(s_0^{-j}t - k)$$

D'après la théorie des analyses multi-résolution (voir [119]), cette famille constitue une base orthonormale de  $\mathcal{L}^2(\mathbf{R})$ . Il est courant d'utiliser une gamme d'échelles telle que  $s_0 = 2$  (voir figure II.6a). Cette gamme d'échelles est dite *dyadique*. Dans la pratique, les ondelettes ainsi définies sont donc dilatées d'un facteur 2 lorsque  $j \mapsto j+1$ , et, finalement, s'expriment  $\forall (j,k) \in \mathbf{Z}^2$  de la manière suivante :

$$\psi_{j,k} : t \mapsto 2^{-\frac{j}{2}}\psi(2^{-j}t - k)$$

Comme on dispose d'une base orthonormée de  $L^2(\mathbf{R})$ , on peut désormais écrire :

$$f(t) = \sum_{(j,k) \in \mathbf{Z}^2} \gamma_{j,k} \psi_{j,k}(t)$$

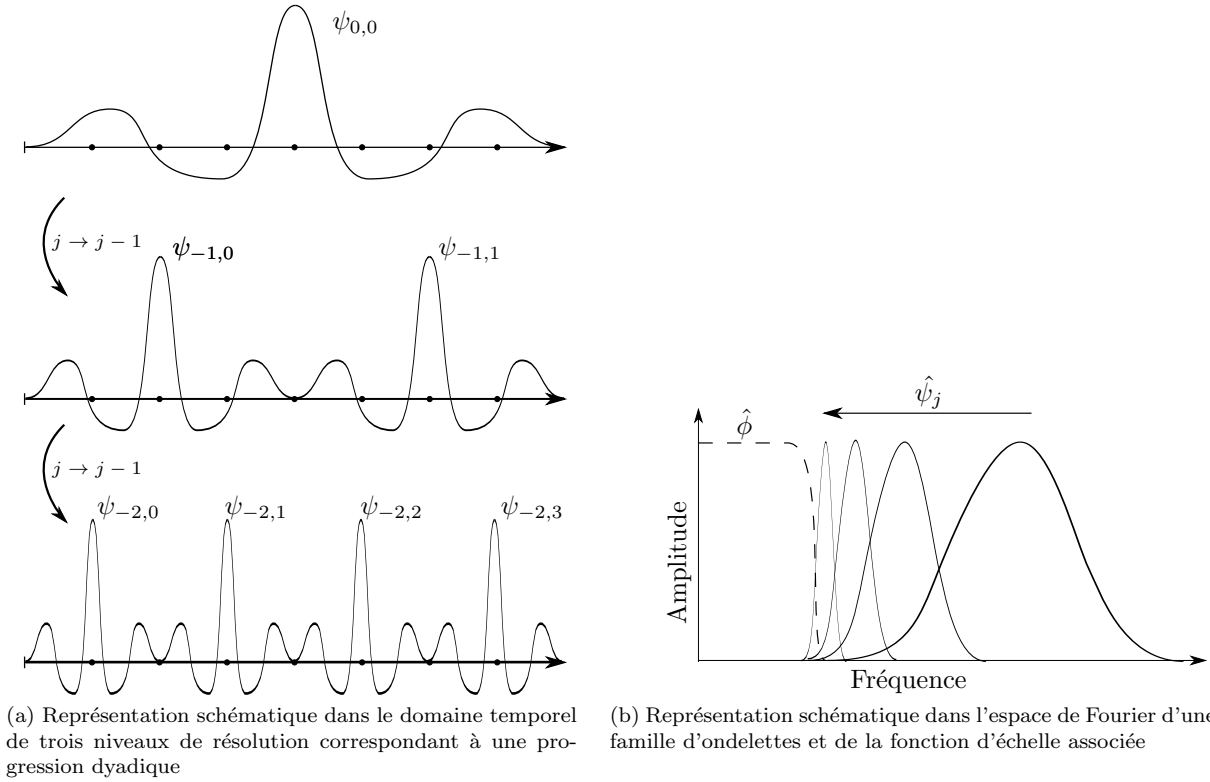


FIGURE II.6 – Représentations schématiques des ondelettes dans (a) : l'espace physique et (b) : l'espace de Fourier

Cette formule est l'équivalent discret de la formule de reconstruction (II.63). L'orthonormalité des fonctions de base  $\psi_{j,k}$  exclut désormais la redondance des coefficients issus de la décomposition.

Les fonctions qui composent une base d'ondelettes étant les versions translatées et dilatées d'une ondelette mère, il est intéressant d'interpréter ceci dans l'espace de Fourier. Comme la transformée de Fourier d'une ondelette est nulle en zéro (conséquence de la condition d'admissibilité (II.61)), le spectre d'une ondelette  $\psi$  se comporte comme un filtre passe-bande. Une propriété élémentaire de la transformée de Fourier donne également :

$$\widehat{f(at)} = \frac{1}{|a|} \hat{f}\left(\frac{\omega}{a}\right)$$

Ainsi, dilater le support d'une ondelette d'un facteur 2 revient à diviser par 2 la bande passante du spectre qui lui est associé, tout en décalant sa fréquence centrale vers les basses fréquences. En notant  $(\Delta f)_j$  la bande passante du filtre associé à une ondelette à l'échelle  $j$ , ceci se traduit formellement par la relation  $(\Delta f)_{j+1} = (\Delta f)_j/2$ .

Dès lors, il devient clair qu'en dilatant récursivement une ondelette, on définit une série de filtres passe-bande dont la réunion couvre une gamme de fréquences dont la borne inférieure tend vers zéro sans jamais l'atteindre (voir figure II.6b). On introduit donc un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure permet de "combler" la partie basses fréquences du spectre. La fonction associée à ce filtre passe-bas est appelée *fonction d'échelle* et est notée  $\phi$ .

Finalement, l'introduction de la fonction d'échelle permet de décomposer le signal en une somme d'ondelettes jusqu'à une résolution (échelle)  $s = J$  et de "fermer" la base par un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est adaptée à l'entier  $J$ , ce qui peut s'énoncer formellement de la manière suivante :

Toute fonction  $f \in \mathcal{L}^2(\mathbf{R})$  peut être décomposée comme somme d'une approximation grossière à l'échelle  $J$  et d'une infinité de "détails" sur la base des fonctions :

$$\left\{ \{ \phi_{\mathcal{J},k} \}_{k \in \mathbb{Z}} ; \{ \psi_{j,k} \}_{(j,k) \in \mathbb{Z}^2, j \leq \mathcal{J}} \right\}$$

De manière équivalente, l'espace des fonctions de carré intégrable peut être décomposé selon la somme

orthogonale suivante :

$$\mathcal{L}^2(\mathbb{R}) = V_{\mathcal{J}} \bigoplus_{j=-\infty}^{\mathcal{J}} W_j$$

Où  $V_{\mathcal{J}}$  est engendré par les fonctions d'échelle translattées  $\{\phi_{\mathcal{J},k}\}_{k \in \mathbb{Z}}$  et les espaces  $W_j$  sont les espaces relatifs aux niveaux de résolution  $j$  engendrés par les ondelettes  $\{\psi_{j,k}\}_{k \in \mathbb{Z}}$ .

Dans la pratique, les signaux que nous utiliserons seront toujours d'énergie finie, c'est-à-dire des éléments de  $\mathcal{L}^2(\mathbb{R})$ , et la gamme d'échelles utilisable sera limitée, comme pour la transformée de Fourier, par la longueur du signal d'une part, et par la fréquence d'échantillonnage d'autre part.

#### II.5.2.4.e Calcul effectif

En pratique, la plus petite échelle analysée correspondra à deux fois le pas de temps d'échantillonnage, et la plus grande échelle correspondra au signal entier. Dans ces conditions, la fonction d'échelle passe-bas évoquée précédemment correspond à un opérateur de moyenne. Ainsi, les coefficients obtenus par application de l'algorithme de transformée rapide discrète à un signal  $a = [a_0, a_1, \dots, a_{N_{\text{it}}}]$ , de taille  $N_{\text{it}} = 2^N$  et de fréquence d'échantillonnage  $f_s = 2f_m$  sont organisés au sein d'un vecteur de taille  $N_{\text{it}}$  en concaténant  $N$  "tranches" de coefficients de taille  $2^j$ , avec  $0 \leq j \leq N - 1$ . Le premier élément du vecteur correspond à la moyenne du signal et chaque tranche contient l'information relative à la gamme de fréquence  $[\frac{f_m}{2^{N-j}}, \frac{f_m}{2^{N-j-1}}]$  :

$$\text{DWT}(a) \equiv \overbrace{\left[ \underbrace{\bar{a}}_{f=0}, \underbrace{\gamma_{0,0}}_{[\frac{f_m}{2^N}, \frac{f_m}{2^{N-1}}]}, \underbrace{\gamma_{1,0}, \gamma_{1,1}}_{[\frac{f_m}{2^{N-1}}, \frac{f_m}{2^{N-2}}]}, \underbrace{\gamma_{2,0}, \gamma_{2,1}, \gamma_{2,2}, \gamma_{2,3}}_{[\frac{f_m}{2^{N-2}}, \frac{f_m}{2^{N-3}}]}, \dots, \underbrace{\gamma_{N-1,0}, \dots, \gamma_{N-1, 2^{N-1}-1}}_{[\frac{f_m}{2}, f_m]} \right]}^{N_{\text{it}} = 2^N \text{ coefficients}}$$

### II.5.3 Un filtrage "classique" : la décomposition en nombres d'onde-pulsations $k - \omega$

Lorsqu'une description spatio-temporelle du champ proche de pression est disponible, par exemple à l'aide d'une antenne linéique de microphones dans un montage expérimental, ou encore une série de points obtenus par la simulation numérique, il est possible d'extraire la composante propagative du champ proche du signal total en effectuant une transformée de Fourier bi-dimensionnelle à la fois en temps et en espace. On obtient ainsi, à partir d'un champ  $p(x, t)$ , un spectre bidimensionnel  $\hat{p}(k, \omega)$  :

$$\hat{p}(k, \omega) = \iint p(x, t) e^{i(kx - \omega t)} dt dx \quad (\text{II.65})$$

La composante acoustique propagative présente donc une célérité apparente au moins égale à  $c_0 - v_{\infty}$ . Cette célérité apparente peut en effet être supérieure à la vitesse du son, en fonction de l'angle formé par la direction de propagation et l'antenne de microphones, ce qui se traduit formellement par une inégalité sur la vitesse de phase  $v_{\varphi} = \omega/k$  :  $|\omega/k| \geq c_0 - v_{\infty}$ . La composante acoustique peut ainsi être obtenue en appliquant le filtre suivant dans l'espace  $(k, \omega)$  :

$$\hat{p}_a(k, \omega) = \begin{cases} \hat{p}(k, \omega) & \text{si } |\omega/k| \geq c_0 - v_{\infty} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.66})$$

Le reste du spectre correspond alors à la composante hydrodynamique et les signaux dans le domaine temporel peuvent être obtenus par simple transformée inverse en temps et en espace.

Une limitation majeure de cette méthode concerne la résolution en nombre d'onde  $\Delta k$  qui ne permet pas d'appréhender avec précision les plus basses fréquences, comme relevé par exemple par Druault [49].

## II.5.4 Méthodes de filtrage basées sur la transformée en ondelettes

### II.5.4.1 Moyennes conditionnelles basées sur la mesure locale d'intermittence

Suite aux travaux pionniers de Farge [54], dont une partie est rapidement décrite en annexe A, l'utilisation de la transformée en ondelettes dans le cadre de la mécanique des fluides a gagné un certain intérêt. En particulier, la recherche d'un lien entre les structures cohérentes au sein d'un jet turbulent et le bruit émis par ce dernier a conduit Camussi et Guj [22, 23] à proposer pour la première fois l'utilisation de la transformée en ondelettes pour des applications aéroacoustiques dans le cadre du bruit de jet. Les premières applications consistent à tirer profit de la localisation en temps et en fréquence des ondelettes pour mettre en place une méthode de moyenne conditionnelle synchronisée sur les événements intenses, pour lesquels les coefficients issus de la transformée en ondelettes continue de la vitesse turbulente ont un module localement élevé, ce qui peut être quantifié par la mesure locale d'intermittence définie par Farge [54] comme :

$$\text{LIM} = \frac{|\gamma_{s,\tau}|^2}{< |\gamma_{s,\tau}|^2 >_\tau} \quad (\text{II.67})$$

Cette approche a été adoptée par la suite dans plusieurs travaux [76, 105] sur le bruit de jet où la génération de bruit est par nature intermittente, ainsi que dans les travaux de thèse de Grilliat [79] sur l'étude aéroacoustique des écoulements de jeu.

### II.5.4.2 Filtrage des coefficients pour la séparation des composantes propagatives et convectives

#### II.5.4.2.a Principales idées physiques

Une seconde approche reposant sur la transformée en ondelettes discrète a été proposée par Grizzi et Camussi [80], et récemment complétée par Mancinelli *et al.* [120]. L'objectif, cette fois, est de séparer explicitement le champ de pression en une composante hydrodynamique et en une composante acoustique, à la manière de la méthode  $k - \omega$  décrite au paragraphe précédent. Ces méthodes ont démontré leur efficacité dans le cas de données expérimentales (bien convergées statistiquement) d'écoulements de type jet libre, à des nombres de Mach typiquement supérieurs à 0.6. Dans cette thèse, on a choisi de ne retenir que cette approche du filtrage des perturbations hydrodynamiques, notamment dans le but de la comparer à l'approche plus traditionnelle  $k - \omega$ . Ces méthodes de filtrage reposent sur des hypothèses physiques que l'on peut résumer en deux points :

- Les fluctuations de pression hydrodynamiques ont une représentation parcimonieuse sur une base d'ondelettes, c'est-à-dire qu'elles peuvent être représentées par un faible nombre de coefficients de grande amplitude.
- Les fluctuations acoustiques, au contraire, correspondent à la partie plus homogène du champ de pression dont la PDF est quasi-gaussienne.

Selon Grizzi et Camussi [80], l'avantage de cette approche est qu'elle permet d'obtenir les composantes acoustique et hydrodynamique sans connaissance *a priori* de leur contenu fréquentiel. Ils avancent en effet l'idée que les basses fréquences, bien que dominées par la composante hydrodynamique, n'ont pas de raison de ne pas comporter de composante acoustique. Un second avantage à cette approche, par rapport à la méthode  $k - \omega$ , réside dans le fait qu'elle ne nécessite la connaissance de la pression qu'en un ou deux points de l'espace, contrairement à la méthode  $k - \omega$  qui requiert une connaissance du champ de pression spatio-temporel sur une antenne.

#### II.5.4.2.b Méthode originale de Grizzi et Camussi

La méthode originale de Grizzi et Camussi [80], inspirée de l'algorithme CVE (voir Annexe A), consiste à filtrer le signal temporel de pression en deux points de l'espace distants de  $\Delta x$  tel que les perturbations acoustiques et hydrodynamiques puissent être perçues en ces deux points en un temps mesurable. La détermination du seuil pour le filtrage des coefficients d'ondelettes est basée sur les vitesses de phase des deux parties filtrées du signal. Dans ce qui suit, l'indice  $(\cdot)_<$  (resp.  $(\cdot)_>$ ) se rapporte aux coefficients

inférieurs (resp. supérieurs) au seuil, c'est-à-dire tels que :

$$(\gamma_{j,k})_< = \begin{cases} \gamma_{j,k} & \text{si } |\gamma_{j,k}| \leq T \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.68})$$

L'algorithme est décrit dans l'encadré suivant :

**Initialisation ( $n=0$ )**

- ▶ Effectuer la transformée en ondelettes orthonormales de  $S_1(t)$  et  $S_2(t)$ .
- ▶ Filtrer les coefficients obtenus avec le seuil de Donoho-Johnstone :  $T^{(0)} = \sqrt{2\sigma_0 \log N}$ . On obtient ainsi par transformée inverse les signaux  $S_{1<}^{(0)}, S_{1>}^{(0)}, S_{2<}^{(0)}, S_{2>}^{(0)}$ .

**Tant que  $\neg((a) \wedge (b) \wedge (c))$ , boucle sur  $n$**

- ▶ Calculer les corrélations croisées entre les parties acoustiques et hydrodynamiques. En déduire les retards  $\tau_{<}^{(n)}$  et  $\tau_{>}^{(n)}$  associés à la propagation des deux contributions (le temps tel que le coefficient de corrélation entre les deux signaux est maximal).
- ▶ Calculer les vitesses associées aux composantes acoustique et hydrodynamique à partir des retards.
- ▶ Calculer le rapport entre les deux premiers pics de la corrélation croisée entre  $S_{1>}^{(n)}$  et  $S_{2>}^{(n)}$ .
- ▶ Augmenter la valeur du seuil pour obtenir  $T^{(n+1)}$  et filtrer  $S_1$  et  $S_2$  avec ce nouveau seuil.

L'algorithme s'arrête lorsque les conditions suivantes sont vérifiées :

- (a) : La vitesse  $v_{>}$  associée à la corrélation croisée de  $S_{1>}^{(n)}$  et  $S_{2>}^{(n)}$  est inférieure ou égale à la vitesse de l'écoulement.
- (b) : La vitesse  $v_{<}$  associée à la corrélation croisée de  $S_{1<}^{(n)}$  et  $S_{2<}^{(n)}$  est supérieure ou égale à la vitesse du son.
- (c) : Le rapport entre les deux premiers pics de la corrélation croisée entre  $S_{1>}^{(n)}$  et  $S_{2>}^{(n)}$  est supérieur à une valeur représentative du rapport signal sur bruit.

### II.5.4.2.c Méthodes proposées par Mancinelli *et al.*

Dans de récents travaux, Mancinelli *et al.* [120] ont proposé de nouveaux algorithmes de filtrage. Ces algorithmes conservent les idées précédemment citées, à savoir que la composante acoustique du signal présente un caractère quasi-gaussien et que seuls quelques coefficients de grande amplitude représentent la composante hydrodynamique.

- Une première méthode, nommée WT1, met en jeu deux microphones. L'un est placé en champ proche (le point où l'on souhaite effectuer le filtrage) et l'autre en champ lointain. L'algorithme est similaire à celui présenté ci-dessus, sauf que le seuil est varié jusqu'à ce que la corrélation croisée entre la partie acoustique du signal filtré en champ proche et le microphone en champ lointain soit maximale. L'hypothèse sous-jacente est que la contribution hydrodynamique du signal en champ proche décroît rapidement à mesure que l'on s'éloigne du jet, et que seule la contribution acoustique parvient à rayonner en champ lointain.
- La deuxième méthode, WT2, ne met en jeu qu'un microphone en champ proche. Le seuil est diminué de 5% à chaque itération, jusqu'à ce que la PDF de la partie filtrée  $S_{<}$  soit suffisamment proche d'une distribution gaussienne de référence  $\text{PDF}_G$ . Ce critère est formellement défini par un test du  $\chi^2$ , avec  $\epsilon$  arbitrairement choisi petit :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(\text{PDF}(k) - \text{PDF}_G(k))^2}{\text{PDF}_G(k)} < \epsilon$$

L'hypothèse sous-jacente est que la partie acoustique du champ de pression proche présente une distribution gaussienne.

- La troisième méthode, WT3, correspond exactement la méthode CVE (*cf.* Annexe A), mais appliquée à la pression plutôt qu'à la vorticité. Elle ne nécessite par conséquent que la connaissance du signal temporel de pression au point à l'on désire réaliser le filtrage.



Ces trois méthodes ont été comparées par Mancinelli *et al.* [120], qui ont montré qu'elles fournissaient toutes des résultats équivalents à la méthode de référence de décomposition du champ proche reposant sur le filtrage en fréquence-nombre d'onde  $k - \omega$ , avec des différences d'au plus 1 dB dans les spectres des composantes acoustiques filtrées.

## II.6 Résolution de l'équation de Helmholtz par la méthode des éléments finis de frontière

### II.6.1 Principe de la méthode

La méthode des éléments finis de frontière est une méthode d'analyse numérique dont l'objectif est de substituer la résolution d'une équation aux dérivées partielles dans un domaine volumique contenant des corps de géométrie arbitraire à une équation intégrale sur la surface de ces corps à partir d'une reformulation du problème volumique et de la donnée de conditions aux limites sur les frontières et à l'infini. Son application en acoustique externe est intéressante car elle permet de ne pas mailler le domaine de propagation, à l'opposé de la méthode des éléments finis. Elle est basée sur la résolution de la version monochromatique de l'équation d'onde, appelée équation de Helmholtz :

$$\Delta\phi + k^2\phi = 0 \quad (\text{II.69})$$

Dans tout ce qui suit, on se place dans le cadre de l'acoustique linéaire, dans un milieu au repos et non visqueux. Le domaine est excité par une source monopolaire ponctuelle et monochromatique. On cherche alors les solutions de cette équation sous la forme suivante :

$$p(x, y, z, t) = \text{Re}[\phi_{\text{ac}}(x, y, z)\exp(-i\omega t)] \quad (\text{II.70})$$

Les conditions aux limites utilisées aux frontières sont celles de Neumann :

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (\text{II.71})$$

et à l'infini, la condition de Sommerfeld :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left( \frac{\partial p}{\partial n} - ikp = 0 \right) \quad (\text{II.72})$$

### II.6.2 Formulation théorique du problème sur les frontières

On a vu dans le paragraphe II.3.2 qu'en présence d'un obstacle, la pression acoustique en un point pouvait s'écrire comme la somme du champ "direct" émis par la source et du champ "diffracté" par l'obstacle :

$$\phi_{\text{ac}} = \phi_{\text{ac}}^{\text{dir}} + \phi_{\text{ac}}^{\text{diff}} \quad (\text{II.73})$$

Ce dernier s'exprime comme une combinaison de deux termes mettant en jeu la pression à la paroi et la fonction de Green considérée, ainsi que leurs dérivées respectives. On peut en effet écrire l'équation II.15 de manière formelle en introduisant les opérateurs intégraux  $\mathcal{L}$  et  $\mathcal{M}$ , appelés respectivement potentiels de simple et double couches, dans l'espace extérieur à  $\partial D$  :

$$\mathcal{L}\varphi(\mathbf{x}) = \int_{\partial D} G(\mathbf{x}|\mathbf{y})\varphi(\mathbf{y})dS(\mathbf{y}) \quad \text{avec } \mathbf{x} \notin \partial D \quad (\text{II.74a})$$

$$\mathcal{M}\varphi(\mathbf{x}) = - \int_{\partial D} \frac{\partial G(\mathbf{x}|\mathbf{y})}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{y})}\varphi(\mathbf{y})dS(\mathbf{y}) \quad \text{avec } \mathbf{x} \notin \partial D \quad (\text{II.74b})$$

En effet, la partie diffractée du champ vérifie alors :

$$p^{\text{diff}} = \mathcal{M}p + \mathcal{L}\frac{\partial p}{\partial n} \quad (\text{II.75})$$

Il existe plusieurs formulations intégrales permettant de résoudre le problème. Ces formulations, bien qu'équivalentes d'un point de vue mathématique, peuvent être mal posées du fait de la non-unicité de la solution au problème à l'intérieur de  $\partial D$ . Les développements mathématiques rigoureux sont exposés dans la thèse de Darbas [32]. Pour nos applications, on a choisi d'utiliser la formulation proposée par Brakhage et Werner [16], qui présente l'intérêt de s'affranchir de ces problèmes. Cette formulation consiste à chercher le potentiel complexe  $\phi^{\text{diff}}$  sous forme d'une combinaison des potentiels simple et double couches en introduisant une densité fictive à la paroi  $\varphi$  telle que :

$$\phi^{\text{diff}} = -\mathcal{L}\varphi + \frac{i}{k}\mathcal{M}\varphi \quad (\text{II.76})$$

Cette densité fictive est solution du problème à la paroi suivant :

$$\left(\frac{I}{2} + M^t + \frac{i}{k} \frac{\partial M}{\partial n}\right)\varphi = -\frac{\partial p^{\text{dir}}}{\partial n}\Big|_{\partial D} \quad (\text{II.77})$$

où l'opérateur  $M$  correspond à l'opérateur double couche, défini cette fois sur  $\partial D$  :

$$M\varphi(\mathbf{x}) = -\int_{\partial D} \frac{\partial G(\mathbf{x}|\mathbf{y})}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{y})} \varphi(\mathbf{y}) dS(\mathbf{y}) \quad \text{avec } \mathbf{x} \in \partial D \quad (\text{II.78a})$$

et sa dérivée normale :

$$\frac{\partial M}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{x})}\varphi(\mathbf{x}) = -\int_{\partial D} \frac{\partial^2 G(\mathbf{x}|\mathbf{y})}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{x})\partial \mathbf{n}(\mathbf{y})} \varphi(\mathbf{y}) dS(\mathbf{y}) \quad \text{avec } \mathbf{x} \in \partial D \quad (\text{II.78b})$$

### II.6.3 Résolution numérique avec le code BEMUSE

La surface  $\partial D$  est discrétisée selon un maillage non-structuré comportant  $N$  éléments triangulaires de taille  $\Delta$ , la valeur de  $\Delta$  recommandée étant de l'ordre d'un sixième de longueur d'onde pour une précision acceptable. La résolution numérique du problème passe par plusieurs étapes. En premier lieu, il convient, en tenant compte du modèle de source utilisé (on rappelle que dans ce travail, seul un monopôle ponctuel est considéré), de calculer les dérivées normales de la pression incidente sur les parois  $b = \partial_n p^{\text{dir}}$ , ce qui permet de former le membre de droite de l'équation II.77. Le membre de gauche est un produit matriciel de la forme  $A\varphi$ , où  $A$  est une matrice pleine complexe de taille  $N \times N$  et  $\varphi$  un vecteur de taille  $N$  contenant les valeurs à chaque facette. Un module de compression basé sur la méthode *Adaptive Cross Approximation* (ACA), implémenté par Juvigny [100] permet une importante accélération de la résolution du système linéaire  $A\varphi = b$ . Une fois ce système résolu, on obtient  $\phi^{\text{diff}}$  par application de la formule II.76. Le champ total est obtenu en additionnant à cette quantité le champ direct, dont l'expression est simple pour un monopôle ponctuel.



## Chapitre III

# Construction d'un maillage amélioré et réalisation d'une nouvelle simulation de l'écoulement autour de la roue LAGOON

### Sommaire

---

|  |           |
|--|-----------|
| <b>III.1 Rappels sur le calcul précédent et améliorations proposées . . . . .</b>  | <b>54</b> |
| III.1.1 Dimensions principales de la roue LAGOON . . . . .   | 54        |
| III.1.2 Maillage M1 . . . . .  | 54        |
| III.1.3 Définition d'un cahier des charges pour l'amélioration du maillage . . . . .   | 54        |
| <b>III.2 Étude de la génération d'ondes acoustiques artificielles dans les zones<br/>    d'étirement de maillage . . . . .</b> | <b>55</b> |
| III.2.1 Motivation de l'étude . . . . .  | 55        |
| III.2.2 Choix d'un cas-test et paramétrisation des calculs . . . . .   | 56        |
| III.2.3 Résultats . . . . .  | 59        |
| III.2.4 Discussion sur la représentativité du cas-test et conclusion intermédiaire . . . . .                                   | 61        |
| <b>III.3 Réalisation d'une simulation sur un nouveau maillage M2 . . . . .</b>   | <b>62</b> |
| III.3.1 Description du nouveau maillage . . . . .  | 62        |
| III.3.2 Paramètres numériques . . . . .  | 63        |
| III.3.3 Analyse des efforts aérodynamiques . . . . .   | 64        |
| III.3.4 Analyse de l'écoulement pariétal . . . . .   | 65        |
| III.3.5 Analyse du sillage . . . . .   | 67        |
| <b>III.4 Conclusions . . . . .</b>   | <b>70</b> |

---

## III.1 Rappels sur le calcul précédent et améliorations proposées

### III.1.1 Dimensions principales de la roue LAGOON

Les dimensions de la roue LAGOON étudiée dans ce travail, déjà mentionnées au chapitre I, sont présentées sur la figure III.1. On rappelle qu'il s'agit d'une géométrie de révolution, que l'on peut rai-

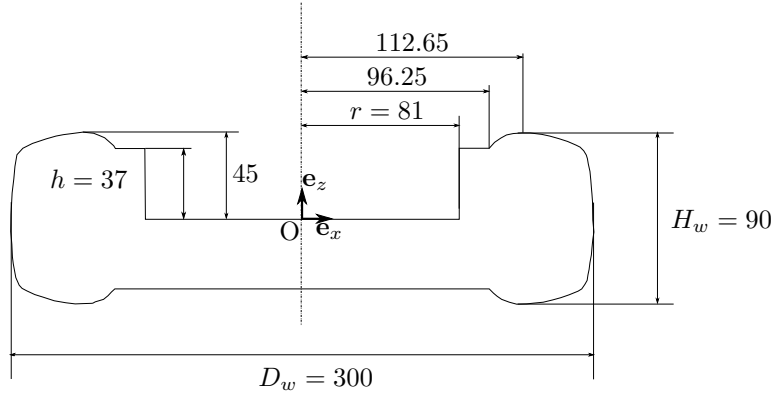


FIGURE III.1 – Vue en coupe de la roue LAGOON et principales dimensions en millimètres

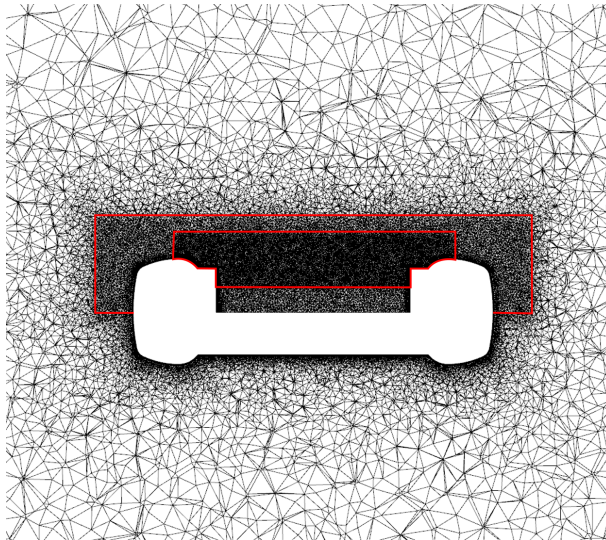
sonnablement assimiler à un cylindre de faible rapport d'aspect  $H_w/D_w = 0.3$ , dans lequel se trouve une cavité peu profonde  $\kappa = h/2r = 0.23$ . La courbure présente autour de la cavité représente la courbure du pneu sur une roue réelle et induit un décollement précoce de l'écoulement avant que celui-ci n'atteigne le bord amont de la cavité du fait de la présence d'un gradient de pression adverse. Cette particularité, déjà relevée par De la Puente [37], représente la différence principale entre ce cas d'étude et les cavités cylindriques académiques étudiées par d'autres auteurs [127], pour lesquelles une couche limite se développe sur le plan supposé infini dans lequel est ménagée la cavité.

### III.1.2 Maillage M1

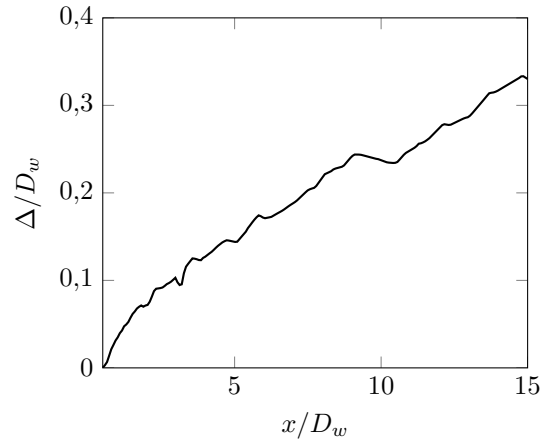
Le maillage utilisé pour cette première étude, noté par la suite M1, a été conçu de façon à simuler précisément le développement de la couche cisailée au-dessus de la cavité, ainsi que son impact avec le bord situé en aval. Pour cela, deux zones de raffinement cylindriques ont été définies. La première, définie par  $0.54 \leq z/h \leq 1.76$  et  $\sqrt{x^2 + y^2}/r \leq 1.42$ , est constituée de cellules tétraédriques de diamètre  $\Delta$  tel que  $\Delta/D_w = 2 \times 10^{-3}$ . Un second raffinement concentrique plus large, défini par  $0 \leq z/h \leq 2.16$  et  $\sqrt{x^2 + y^2}/r \leq 2.22$ , est constitué de tétraèdres de diamètre  $\Delta/D_w = 3.4 \times 10^{-3}$ . En dehors de ces zones de raffinement, le maillage est rapidement étiré selon une progression géométrique telle que  $\beta = \Delta_{n+1}/\Delta_n = 1.8$  jusqu'aux frontières du domaine de calcul, dont les dimensions sont  $(L_x/D_w, L_y/D_w, L_z/D_w) = (40, 24, 18)$ . Une coupe du maillage ainsi défini dans le plan  $xOz$  est présentée en figure III.2. A l'exception du fond de la cavité, traité avec une loi de paroi, 21 couches de prismes sont présentes sur la totalité de la roue, le premier prisme ayant une hauteur  $\Delta/D_w = 3.33 \times 10^{-5}$ , les prismes suivants étant étirés selon une progression géométrique de raison 1.2. Finalement, le maillage M1 comporte au total 15 millions de cellules, pour 3.9 millions de nœuds.

### III.1.3 Définition d'un cahier des charges pour l'amélioration du maillage

Bien qu'aucun résultat expérimental ne soit disponible sur ce cas, les résultats présentés dans l'étude préliminaire de De la Puente [37] semblent indiquer que la couche de cisaillement, ainsi que l'écoulement à l'intérieur de la cavité, sont correctement décrits par la simulation sur le maillage M1. En effet, l'auto-similarité et la croissance linéaire de la couche de cisaillement sont observées, et les valeurs obtenues pour les taux de croissance des épaisseurs de vorticités et de quantité de mouvement semblent correspondre quantitativement aux valeurs observées sur des cavités académiques similaires. En revanche, ce maillage semble *a priori* inadapté à l'étude du sillage de la roue du fait de l'étirement très rapide imposé en aval de cette dernière. En particulier, on note que le maillage M1 présente les inconvénients suivants :



(a) Coupe du maillage M1 dans le plan  $y = 0$ . Les zones délimitées par les rectangles rouges correspondent aux raffinements du maillage



(b) Évolution du diamètre de cellule  $\Delta/D_w$  dans le sillage de la roue ( $y = z = 0$ )

FIGURE III.2 – Maillage M1 utilisé par De la Puente [37]

- L'étirement des cellules directement en aval de la roue est très important et peut donner lieu à des perturbations acoustiques parasites dans le domaine de calcul, dans des proportions qui restent à déterminer.
- La dynamique tourbillonnaire du sillage de la roue ne peut pas être étudiée correctement du fait de la résolution spatiale du calcul. En particulier, la résolution des éventuels tourbillons contra-rotatifs décrits par Zdravkovich [222] et, le cas échéant, leur possible interaction, requerrait une résolution fine du sillage au moins sur quelques diamètres de roue.
- La construction d'une surface de contrôle perméable pour l'évaluation de l'intégrale de FW-H ne fait pas sens lorsque la génération et la propagation des sources volumiques englobées par cette surface ne sont pas assurées. Un point que l'on se propose d'étudier est la possible importance des sources de nature quadripolaire par rapport aux sources dipolaires lorsque la compacité des sources n'est plus garantie (cf. Introduction), ce qui est impossible à partir de la simulation sur le maillage M1.

Les points soulevés ci-dessus définissent donc un certain nombre de contraintes pour le nouveau maillage. On souhaite conserver la résolution de la couche de cisaillement du maillage M1, jugée suffisante, mais également résoudre finement le sillage de la roue dans le but de déterminer la présence ou l'absence des tourbillons contra-rotatifs présents sur des configurations d'écoulements de cylindres académiques de faible rapport d'aspect. Afin d'alléger le coût du calcul, l'étirement des cellules vers l'aval doit se faire avec une génération de bruit parasite négligeable, tout en garantissant une résolution suffisamment fine pour permettre la propagation des ondes acoustiques dans la gamme de fréquences pour laquelle la roue est non-compacte sans erreur notable de dissipation et de dispersion. On dispose, pour ce dernier point, du critère des 20 points par longueur d'onde déjà cité précédemment (cf. § II.2.3.4). La détermination de l'effet de l'étirement du maillage sur la génération d'ondes acoustiques parasites fait l'objet du paragraphe qui suit.

## III.2 Étude de la génération d'ondes acoustiques artificielles dans les zones d'étirement de maillage

### III.2.1 Motivation de l'étude

Comme annoncé dans l'introduction de ce manuscrit, l'objectif principal de ce travail est l'évaluation d'outils numériques pour l'identification des mécanismes générateurs de bruit dans le contexte des

simulations numériques d'écoulement autour de trains d'atterrissage. Un pré-requis à cette évaluation est de disposer d'une méthodologie de simulation robuste et précise, ce qui a été réalisé par De la Puente dans sa thèse [37], notamment à travers la comparaison de différents schémas numériques et de modèles de turbulence, conduisant aux choix des paramètres numériques rappelés au chapitre II. Ces paramètres ont conduit à d'excellents résultats tant aérodynamiques qu'acoustiques sur les géométries simplifiées LAGOON et PDCC-NLG, mais un aspect purement numérique n'a pas été évoqué : les zones d'étirement de maillage. Ces dernières sont pourtant présentes dans la quasi-totalité des simulations aéroacoustiques et l'on sait que l'anisotropie imposée par l'étirement des cellules d'un maillage peut avoir de sévères répercussions sur le champ acoustique calculé en induisant une déformation non physique du champ de vorticité, ce qui crée des fluctuations acoustiques. En pratique, les taux d'étirement imposés dans les calculs acoustiques réalisés avec CEDRE sont déterminés de manière empirique en cherchant un compromis entre un étirement suffisamment lent pour minimiser les fluctuations parasites, et un étirement suffisamment rapide dans le but de dissiper les structures tourbillonnaires, ainsi que les ondes acoustiques avant qu'elles ne puissent atteindre les frontières du domaine de calcul. On se propose, dans ce chapitre, d'effectuer une évaluation quantitative de l'amplitude des fluctuations induites par la traversée d'un tourbillon dans une zone étirée. En premier lieu, on passe en revue les taux d'étirement choisis dans quelques simulations acoustiques réalisées avec CEDRE par d'autres auteurs, en particulier celles réalisées avec les mêmes paramètres numériques que ceux choisis dans cette étude. Ce tour d'horizon permet de déterminer une matrice de cas-tests que l'on présente dans un second temps. Les résultats des tests effectués sont présentés, puis on discute de leur représentativité par rapport à des cas réels, ainsi que des enseignements tirés de cette étude pour la réalisation d'un nouveau maillage.

### III.2.1.1 Taux d'étirement employés dans les précédents travaux avec le code CEDRE

On note  $\Delta$  le diamètre d'une cellule, en rappelant (cf. II.2.3.2) que l'on se réfère au diamètre de la sphère inscrite dans le cas d'un tétraèdre (maillage 3D), et du diamètre du cercle inscrit dans le cas d'un triangle (maillage 2D) \*. On distingue deux types d'étirement : l'un consiste à imposer un étirement linéaire dans une direction de telle manière que  $d\Delta/dx = \alpha$ . Le second type d'étirement consiste à multiplier la taille d'une cellule  $n$  par un facteur  $\beta$  typiquement compris entre 1 et 2, pour obtenir le diamètre de la cellule  $n+1$  selon une progression géométrique de raison  $\beta = \frac{\Delta_{n+1}}{\Delta_n}$ . Ce type d'étirement est classiquement imposé loin de la zone d'intérêt de la simulation afin de dissiper rapidement les structures turbulentes des sillages. Dans le cas de deux cylindres en tandem, et avec des schémas d'ordre 2 en temps et en espace, Houssen *et al.* [93] ont choisi d'imposer  $\beta = 1.7$ . L'étirement n'est toutefois pas démarré directement en aval du deuxième cylindre, mais   une distance de 26 diamètres de cylindre, afin que le sillage puisse se développer dans la zone résolue. La même stratégie a été employée par De la Puente sur le cas LAGOON [38] : après un étirement linéaire avec  $\alpha = 1.2 \times 10^{-3}$  dédié à la résolution du sillage en aval du train, un étirement géométrique est imposé afin de dissiper les structures turbulentes. Afin de limiter le nombre de cellules, et donc le temps de calcul, le maillage peut également présenter un étirement au sein même des zones résolues. Ce dernier doit alors ne pas être trop important pour conserver les propriétés de l'écoulement. Ainsi, sur le cas PDCC-NLG, De la Puente indique appliquer des étirements  $\beta = 1.6$  et  $\beta = 1.66$  au sein des zones résolues sur deux maillages distincts [37]. Sur le même cas, un maillage noté "M2B" présente une unique zone résolue autour du train, dans laquelle un étirement de l'ordre de  $\alpha = 11.8 \times 10^{-3}$  est imposé [37]. Enfin, les calculs de jets supersoniques menés par Langenais [108] présentent dans les zones résolues des étirements  $\alpha = 1 \times 10^{-3}$  pour le cas du jet libre, et  $\alpha = 1.6 \times 10^{-3}$  pour le cas du jet installé dans un carneau. Bien que les types d'écoulements traités par Langenais et De la Puente soient très différents, les schémas numériques employés sont identiques à ceux retenus pour cette étude, et l'on constate que la tendance est d'imposer un étirement linéaire de l'ordre de  $\alpha \sim 10^{-3}$ , ou  $\beta \sim 1.6 - 1.7$  si un étirement suivant une loi géométrique est choisi.

### III.2.2 Choix d'un cas-test et paramétrisation des calculs

En complément du bref examen des pratiques courantes relatives aux zones d'étirement de maillage avec le code CEDRE exposé dans le paragraphe précédent, on souhaite mettre en place une série de tests

---

\*. Dans ce cas, la relation liant le diamètre du cercle inscrit au côté s'écrit  $\Delta \simeq \frac{a}{\sqrt{3}}$  avec égalité pour un triangle équilatéral

dans le cas générique d'un tourbillon advecté par un écoulement uniforme à la traversée d'une zone étirée. Ce tourbillon se trouve l'instant  $t = 0$  dans une zone de maillage uniforme composée de triangles d'arête  $a_0$ .

### III.2.2.1 Le tourbillon de Yee

Le tourbillon isentropique de Yee [217] est une solution bidimensionnelle des équations d'Euler compressibles et correspond à la convection pure d'un tourbillon dans un écoulement porteur. Ce cas académique a par exemple été utilisé à des fins de validation par Lockard et Casper [115] qui rappellent que, comme il s'agit d'un tourbillon "silencieux", toute variation de pression dans le domaine (hormis le tourbillon lui-même) constitue nécessairement une erreur numérique. Cette solution s'écrit formellement :

$$\begin{cases} \frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{(\gamma-1)\Gamma^2}{8\gamma\pi^2} e^{1-r^2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \\ \frac{u}{u_0} = 1 - \frac{\Gamma}{2\pi} \left(\frac{y-y_0}{b}\right) e^{\frac{1-r^2}{2}} \frac{\sqrt{p_0/\rho_0}}{u_0} \\ \frac{v}{u_0} = \frac{\Gamma}{2\pi} \left(\frac{x-x_0}{b}\right) e^{\frac{1-r^2}{2}} \frac{\sqrt{p_0/\rho_0}}{u_0} \\ \frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

avec la distance adimensionnée  $r$  définie telle que  $r^2 = \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{b^2}$ . Le tourbillon est ainsi totalement caractérisé par sa position  $(x_0, y_0)$ , son rayon  $b$  et sa circulation  $\Gamma$ , et on constate qu'on a rapidement  $p \simeq p_0$  à mesure que  $r$  augmente. Le cas de référence est choisi à  $\Gamma = 0.72$ , ce qui entraîne une dépression au centre du tourbillon de l'ordre de  $\Delta p \simeq 1.8$  kPa, valeur typiquement attendue dans le sillage d'une roue du train LAGOON à  $M = 0.23$ . On fixe  $b$  tel que  $\frac{a_0}{b} = 8.5 \times 10^{-2}$ , de sorte que le rayon  $R_{99}$  pour lequel la dépression vaut 1% de la dépression au centre ait une valeur de l'ordre de  $R_{99} = 25a_0$ , assurant une discrétisation initiale correcte du tourbillon. Enfin, le milieu considéré est de l'air à  $\gamma = 1.4$  en écoulement subsonique uniforme à  $M = 0.23$  et les conditions de pression et température sont  $p_0 = 101325 Pa$ ,  $T_0 = 300 K$ . Une coupe transverse du champ de pression passant au centre du tourbillon à l'état initial est représentée en figure III.3.

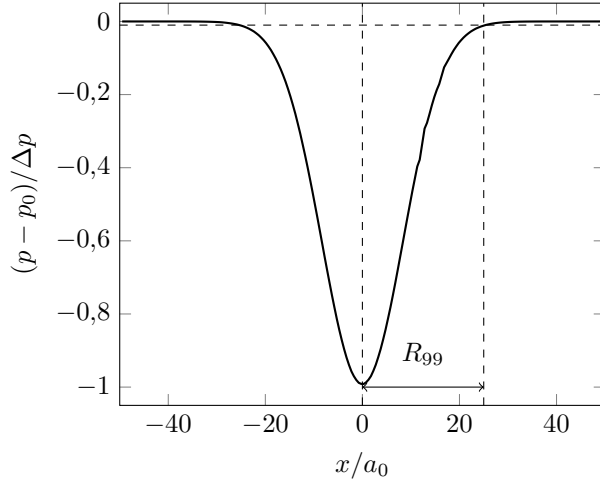


FIGURE III.3 – Profil de pression sur la droite  $y = 0$  à l'instant initial

### III.2.2.2 Paramètres des simulations

#### III.2.2.2.a Domaine de calcul

Le domaine de calcul est rectangulaire et s'étend de  $-50a_0$  à  $1765a_0$  dans la direction de l'écoulement, et de  $-150a_0$  à  $150a_0$  dans la direction transverse. Une zone de maillage uniforme est présente entre  $x/a_0 = \pm 50$  et  $y/a_0 = \pm 100$ . Cette zone représente la région d'intérêt où l'écoulement doit être résolu et d'où les perturbations de pression sont amenées à être extraites. On place à cet effet un capteur numérique à la position  $(x_m/a_0, y_m/a_0) = (23.5, 35.3)$  qui nous permettra de quantifier et déterminer une ordre de



grandeur de l'amplitude des fluctuations de pression dans le domaine. En aval de cette région d'intérêt se trouve la zone où l'étirement est imposé. Selon les cas, on imposera un étirement linéaire de type  $d\Delta/dx = \alpha$  ou un étirement géométrique de type  $\Delta_{n+1}/\Delta_n = \beta$  comme décrit précédemment. Sur les bords du domaine ( $100 \leq |y|/a_0 \leq 150$ ), un étirement géométrique  $\beta = 1.8$  est imposé, afin de dissiper les ondes acoustiques éventuellement générées avant que ces dernières n'atteignent les frontières. On suppose qu'un tel étirement dans une zone de propagation n'induit pas de fluctuations acoustiques parasites supplémentaires et n'agit que comme un amortisseur des ondes acoustiques incidentes. Un schéma du domaine de calcul est présenté en figure III.4a, ainsi qu'un exemple pour un étirement  $\alpha = 10^{-2}$  en figure III.4b :

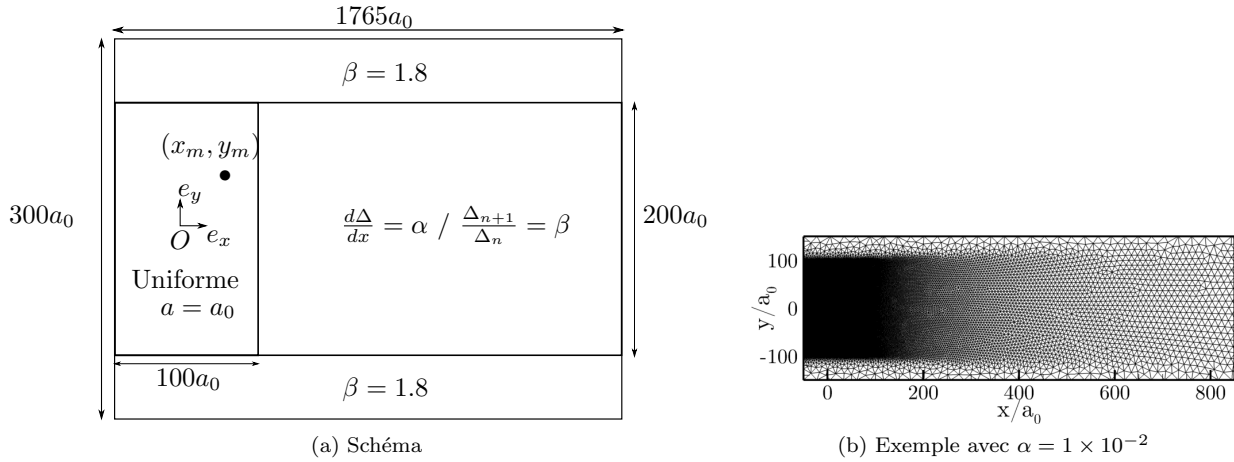


FIGURE III.4 – Domaine de calcul pour les simulations d'advection du tourbillon isentropique de Yee [217]

### III.2.2.2.b Paramètres numériques

Le calcul Euler 2D plan de la convection du tourbillon à travers le domaine précédemment décrit est réalisé en utilisant les schémas numériques mentionnés au chapitre II. La vitesse est imposée à l'entrée et sur les bords du domaine à une valeur correspondant à  $M = 0.23$ , tandis que la pression  $p_0$  est imposée à la sortie. Des conditions de non-réflexion sont également appliquées sur les frontières. Le pas de temps est fixé de sorte que le nombre de CFL vérifie toujours  $CFL \leq 0.2$  dans la région d'intérêt (et donc *a fortiori* dans le reste du domaine). Bien que la non-réflexion soit imposée sur la frontière de sortie du domaine, on interrompt, dans tous les cas, la simulation avant que le tourbillon n'atteigne cette dernière.

### III.2.2.2.c Matrice des tests réalisés

Afin de disposer d'une référence, une première simulation correspondant à la convection du tourbillon sans étirement ( $\alpha = 0$  ou, de manière équivalente,  $\beta = 1$ ) est considérée. Compte tenu des valeurs relevées dans le paragraphe III.2.1.1, on choisit de considérer les étirements rapportés dans le tableau III.1.

|          |                    |                    |                    |                    |                    |
|----------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| $\alpha$ | $1 \times 10^{-3}$ | $3 \times 10^{-3}$ | $5 \times 10^{-3}$ | $1 \times 10^{-2}$ | $5 \times 10^{-2}$ |
| $\beta$  | 1.25               | 1.5                | 1.75               |                    |                    |

TABLEAU III.1 – Étirements considérés pour les tests de convection du tourbillon de Yee

Dans tous les cas, les simulations sont réalisées pour trois valeurs de la circulation  $\Gamma$  afin de connaître l'influence de l'intensité du tourbillon sur la génération des ondes parasites. En plus de la valeur de référence  $\Gamma_{\text{ref}} = 0.72$ , on considérera donc également des circulations égales à 0.5 et 1, donnant respectivement lieu à des dépressions au centre du tourbillon de  $\Delta p = 0.87$  kPa et  $\Delta p = 3.4$  kPa.

### III.2.3 Résultats

#### III.2.3.1 Cas de référence sans étirement

Le champ de pression obtenu pour l'advection pure du tourbillon sans étirement du maillage est présenté à l'instant initial  $t = 0$  en figure III.5a et à l'instant  $t = 18R_{99}/u_0$  en figure III.5b. Comme attendu,

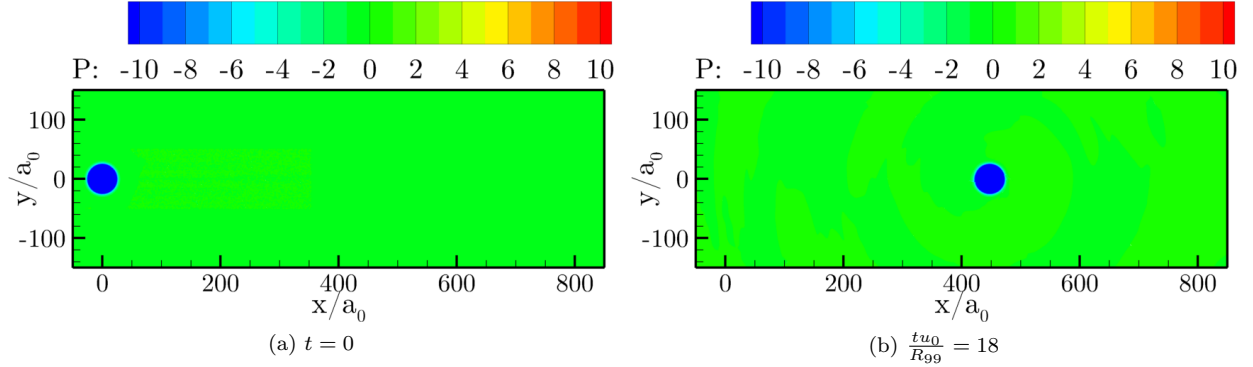


FIGURE III.5 – Contours instantanés du champ de pression fluctuante (en Pascals) lors du passage du tourbillon.  $\alpha = 0$ ,  $\Gamma = 0.5$ .

la forme du tourbillon est conservée lors de son déplacement, de même que la valeur de la dépression au centre (dans les limites imposées par la précision du schéma numérique). Le fluide environnant reste quasiment au repos avec des fluctuations de pression de l'ordre du dixième de Pascal. De manière plus quantitative, l'examen des signaux temporels enregistrés en  $(x_m, y_m)$  et présentés en figure III.6 fait apparaître des variations de pression plus importantes au début de la simulation que dans la suite du signal. Ces variations sont associées au passage du tourbillon à proximité du point d'enregistrement pour

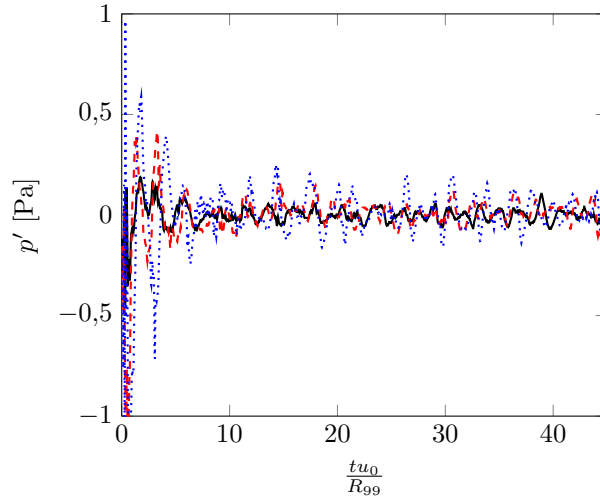


FIGURE III.6 – Pression enregistrée au micro placé en  $(x_m, y_m)$ . (—) :  $\Gamma = 0.5$ , (---) :  $\Gamma = 0.72$ , (···) :  $\Gamma = 1$

des temps de simulation  $tu_0/R_{99}$  typiquement inférieurs à 5. Pour des temps supérieurs, le signal est stationnaire et on relève, pour une circulation  $\Gamma$  et un étirement  $\alpha$ , la perturbation maximale en valeur absolue et notée  $P^\Gamma_\alpha$  :

$$P^\Gamma_\alpha = \max(|p'(t)|) \quad (\text{III.2})$$

On obtient pour les trois simulations les valeurs  $P^{0.5}_0 = 0.16$  Pa,  $P^{0.72}_0 = 0.2$  Pa et  $P^{1.0}_0 = 0.29$  Pa. Ces valeurs extrémales donnent une idée du bruit numérique associé à la convection pure du tourbillon et serviront de référence pour les valeurs relevées avec étirement.

### III.2.3.2 Étirement linéaire

Le cas de référence ayant été établi dans le paragraphe précédent, on passe à l'examen des calculs menés avec un étirement linéaire de taux  $\alpha > 0$ . La figure III.7a présente un instantané du champ de pression pour  $\alpha = 5 \times 10^{-3}$ , tandis qu'on présente en figure III.7b le champ de pression au même instant avec un étirement 10 fois plus élevé. On observe très nettement dans le deuxième cas la naissance d'ondes

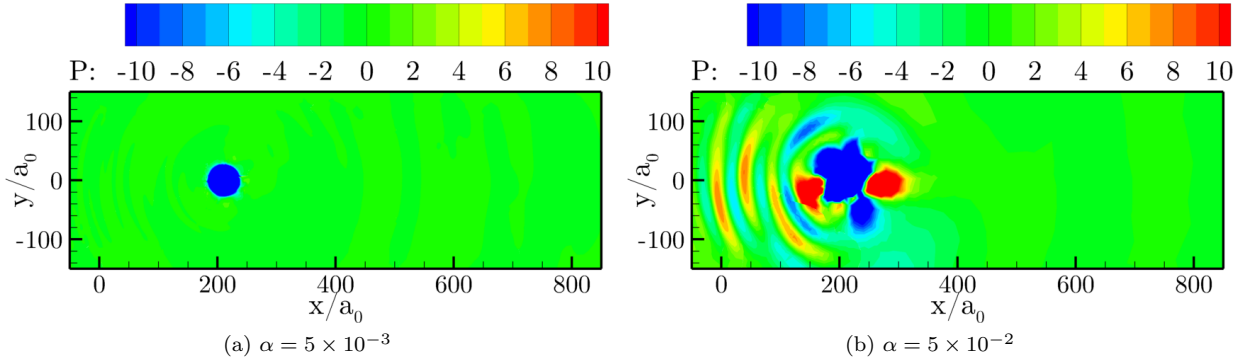


FIGURE III.7 – Contours instantanés du champ de pression fluctuante (en Pascals) lors du passage du tourbillon à travers deux zones d'étirement différent.  $\frac{tu_0}{R_{99}} = 8.5$ ,  $\Gamma = 0.72$ .

acoustiques rétrogrades qui viennent perturber la solution dans le domaine raffiné. Pour chaque valeur de la circulation, les signaux temporels correspondant aux fluctuations enregistrées au point  $(x_m, y_m)$  sont présentés en figure III.8. De même que pour le cas de référence, on constate que l'amplitude des oscillations

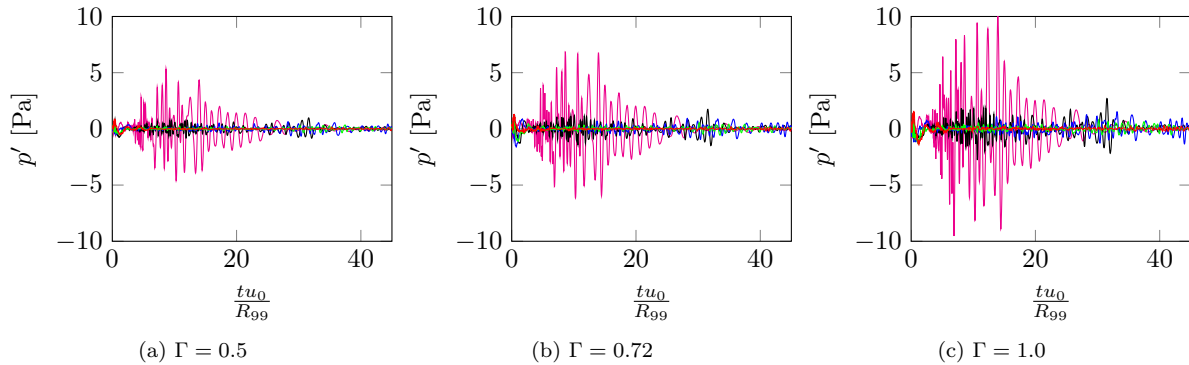


FIGURE III.8 – Signaux temporels enregistrés au microphone placé en  $(x_m, y_m)$ . (—) :  $\alpha = 5 \times 10^{-2}$ , (—) :  $\alpha = 1 \times 10^{-2}$ , (—) :  $\alpha = 5 \times 10^{-3}$ , (—) :  $\alpha = 3 \times 10^{-3}$ , (—) :  $\alpha = 1 \times 10^{-3}$

augmente avec l'intensité du tourbillon convecté. On constate également que leur amplitude augmente très rapidement avec la valeur de  $\alpha$ , jusqu'à atteindre pour  $\alpha = 5 \times 10^{-2}$  des valeurs de l'ordre de 5-10 Pascal, soit près d'un ordre de grandeur de plus que les fluctuations enregistrées pour le cas de référence. On observe également que l'amplitude des perturbations de pression enregistrées atteint un maximum avant de décroître : l'étirement du maillage provoque bien une dissipation du tourbillon qui peut être désirable, mais lorsque cette dissipation est effectuée de manière trop soudaine, d'intenses fluctuations acoustiques sont générées dans le domaine. Le cas  $\alpha = 5 \times 10^{-2}$  est à ce titre une bonne illustration de ce phénomène que l'on souhaite éviter. Les fluctuations extrémales enregistrées sont rapportées dans le tableau III.2. À l'opposé, on constate que pour des étirements de l'ordre de  $10^{-3}$ , l'erreur reste de l'ordre du Pascal, en conformité avec les étirements pratiqués dans les études précédemment citées.

### III.2.3.3 Étirement géométrique

Le cas des étirements selon une progression géométrique est traité dans ce paragraphe, avec des taux d'étirement considérés de 1.25, 1.5 et 1.75. Comme déjà évoqué, ces étirements seront de préférence appliqués dans les directions transverses de l'écoulement afin de dissiper efficacement les ondes acoustiques

| $\Gamma \backslash \alpha$ | 0    | $1 \times 10^{-3}$ | $3 \times 10^{-3}$ | $5 \times 10^{-3}$ | $1 \times 10^{-2}$ | $5 \times 10^{-2}$ |
|----------------------------|------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 0.5                        | 0.1  | 0.16               | 0.35               | 0.65               | 0.98               | 5.34               |
| 0.72                       | 0.16 | 0.2                | 0.57               | 0.94               | 1.74               | 6.85               |
| 1.0                        | 0.25 | 0.29               | 0.81               | 1.53               | 2.78               | 10.13              |

TABLEAU III.2 – Perturbations maximales  $P^\Gamma_\alpha$  (en Pascals) relevées au microphone situé dans la région d'intérêt pour les étirements linéaires testés

avant qu'elles n'atteignent les frontières du domaine. Le champ de pression instantané est présenté pour un étirement  $\beta = 1.25$  en figure III.9a et  $\beta = 1.75$  en figure III.9b. De même que pour l'étirement linéaire,

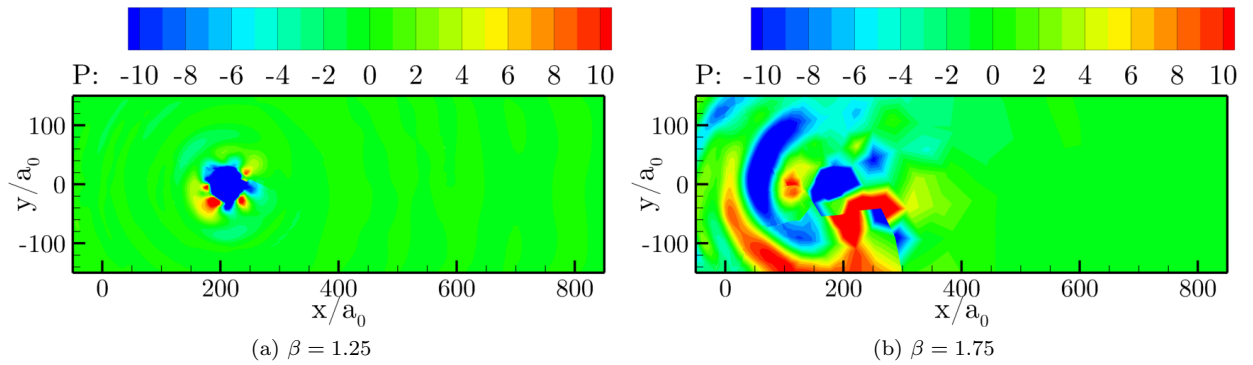


FIGURE III.9 – Contours instantanés du champ de pression (en Pascals) lors du passage du tourbillon.  $\frac{tu_0}{R_{99}} = 8.5$ ,  $\Gamma = 0.72$ .

on constate sur la figure III.10 que le tourbillon est rapidement dissipé du fait de l'important étirement imposé et que le champ revient rapidement au repos. Les valeurs extrémales atteintes, de l'ordre de la dizaine de Pascals, sont en revanche clairement prohibitives pour des applications acoustiques (cf. tableau III.3).

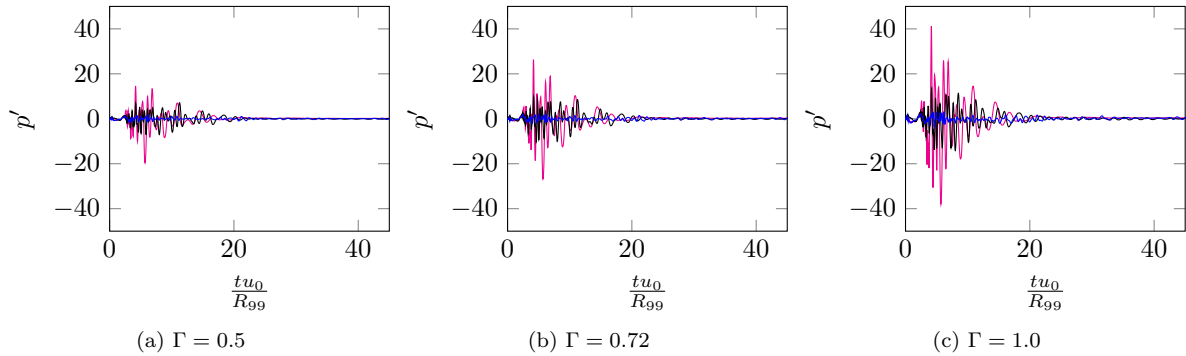


FIGURE III.10 – Signaux temporels enregistrés au microphone placé en  $(x_m, y_m)$ . (—) :  $\beta = 1.75$ , (---) :  $\beta = 1.5$ , (· · ·) :  $\beta = 1.25$

### III.2.4 Discussion sur la représentativité du cas-test et conclusion intermédiaire

Une brève étude préliminaire de la génération d'ondes acoustiques artificielles dans les zones d'étirement de maillage a été réalisée à partir de simulations Euler 2D de l'advection d'un tourbillon isentropique. Il apparaît clairement qu'un étirement trop rapide des cellules du maillage dans la direction de l'écoulement induit des perturbations acoustiques rétrogrades dont l'amplitude augmente avec l'intensité du tourbillon d'une part, et avec le taux d'étirement imposé d'autre part. Un rapide examen des taux

| $\Gamma \backslash \beta$ | 1    | 1.25 | 1.5   | 1.75  |
|---------------------------|------|------|-------|-------|
| 0.5                       | 0.1  | 1.63 | 7.17  | 13.34 |
| 0.72                      | 0.16 | 2.01 | 10.04 | 18.84 |
| 1.0                       | 0.25 | 2.9  | 14.09 | 25.88 |

TABLEAU III.3 – Perturbations maximales  $P^\Gamma_\beta$  (en Pascals) relevées au microphone situé dans la région d'intérêt pour les étirements géométriques testés

utilisés dans de précédentes études avec des schémas numériques similaires nous a conduit à tester des étirements linéaires et géométriques du même ordre de grandeur que ceux relevés. Les résultats obtenus confirment que les étirements linéaires avec  $\alpha \sim 10^{-3}$  ne conduisent pas à des fluctuations parasites beaucoup plus importantes que le bruit numérique occasionné par l'advection pure du tourbillon sur un maillage homogène. Lorsqu'une progression géométrique est adoptée, on constate en revanche l'apparition de perturbations de grande amplitude qui peuvent gravement polluer la solution dans la région d'intérêt. On réservera donc ces étirements aux directions transverses à l'écoulement, tandis que dans la direction de l'écoulement, un étirement linéaire ne dépassant pas  $10^{-2}$  sera employé.

Plusieurs remarques critiques sur ces résultats sont nécessaires. En effet, bien que le tourbillon de Yee constitue un cas académique largement employé à des fins de validation dans la communauté, sa représentativité peut poser question, dans le sens où les écoulements réels sont intrinsèquement tridimensionnels et ne présentent en général pas de structures aussi cohérentes que ce tourbillon. Un second point concerne l'amplitude des fluctuations parasites relevées. En effet, il est difficile de déterminer l'importance de l'erreur occasionnée sur la solution, qui dépend de l'amplitude des fluctuations acoustiques réellement issues de la physique résolue. Cette dernière étant d'autant moins élevée que le nombre de Mach est faible, les erreurs liées à un étirement trop important du maillage peuvent rapidement devenir non négligeables dans le cadre d'un calcul de train d'atterrissage. Des fluctuations de l'ordre de quelques Pascals peuvent alors, à faible nombre de Mach, significativement dégrader la solution. Malgré tout, il convient de remarquer que les valeurs indiquées dans les tableaux III.2 et III.3 sont des valeurs extrémales atteintes *a priori* ponctuellement. L'importance des perturbations sera ainsi probablement moindre dans un cas réel.

### III.3 Réalisation d'une simulation sur un nouveau maillage M2

Compte tenu des contraintes définies au § III.1.3 et des conclusions de l'étude de l'étirement au § III.2.4, un nouveau maillage M2 est présenté. On en donne les dimensions et les tailles de maille associées, et on rappelle les paramètres numériques. Enfin, une étude aérodynamique, menée en mettant l'accent sur le sillage, vient compléter les résultats obtenus antérieurement sur la cavité.

#### III.3.1 Description du nouveau maillage

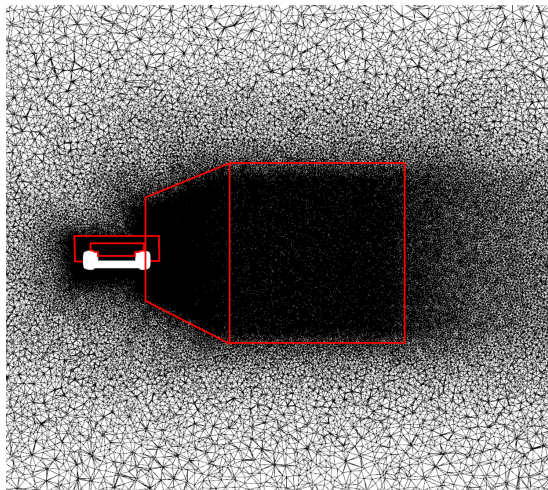
On a choisi de conserver les deux zones de raffinement présentes dans le maillage M1 (cf. §III.1.2), ainsi que la même discrétisation des parois et des couches limites. Le domaine de calcul possède les mêmes dimensions.

Afin de résoudre le sillage de la roue, une première zone de raffinement de forme trapézoïdale est placée directement en aval de la roue. La petite base de ce trapézoïde se trouve dans le plan  $x/D_w = 0.4$  et couvre les intervalles  $|y/D_w| \leq 0.8$  et  $-0.3 \leq z/D_w \leq 0.6$ . La grande base se situe à environ un diamètre de roue en aval dans le plan  $x/D_w = 1.6$ . À partir de l'observation des champs de vorticités instantanés du calcul sur le maillage M1, le choix de l'évasement de cette zone de raffinement a conduit à choisir le même intervalle dans la direction  $\mathbf{e}_y$ , c'est-à-dire  $|y/D_w| \leq 0.8$  et  $-1 \leq z/D_w \leq 1.2$  dans la direction verticale. Les tétraèdres qui composent cette zone sont étirés linéairement de la petite base, où ils possèdent un diamètre  $\Delta/D_w = 3.4 \times 10^{-3}$ , jusqu'à la grande base où leur diamètre atteint  $\Delta/D_w = 7.3 \times 10^{-3}$ . On note que ceci correspond à un taux d'étirement  $\alpha = 3.25 \times 10^{-3}$ , ce qui d'après le § III.2.4 ne devrait pas générer de perturbations acoustiques parasites trop importantes par rapport aux perturbations physiques.

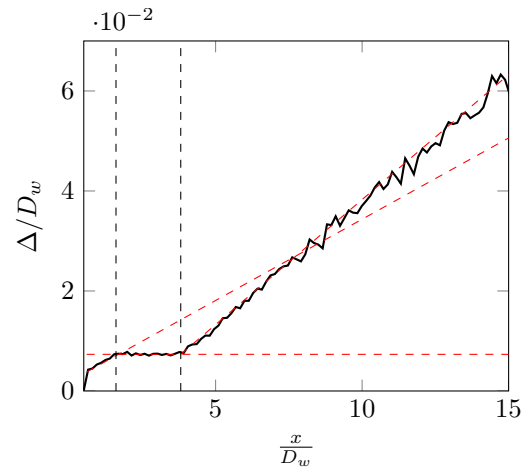
En aval de cette zone se trouve une zone parallélépipédique entre  $x/D_w = 1.6$  et  $x/D_w = 3.8$  dont

la section est identique à la grande base de la zone étirée. Cette zone est constituée de tétraèdres de diamètre constant  $\Delta/D_w = 7.3 \times 10^{-3}$ . Ces cellules étant les plus larges dans le domaine résolu, elles permettent le calcul de la fréquence de coupure acoustique théorique du maillage. À partir du critère de 20 points par longueur d'onde, sachant que le nombre de Mach considéré est égal à 0.23, on obtient un nombre de Strouhal maximal théorique  $St_{D_w}^{\max} = 23.5$  pour les ondes se propageant vers l'amont du domaine et  $St_{D_w}^{\max} = 37.2$  pour les ondes se propageant vers l'aval du domaine. Conformément à la définition du nombre de Helmholtz donnée au § II.3.5, les plus hautes fréquences supportées par le maillage seront donc bien dans la gamme de fréquences pour laquelle la roue est non compacte. En effet, on obtient, pour le nombre de Mach considéré, des nombres de Helmholtz maximaux de l'ordre de 5.4 pour les ondes se propageant vers l'amont et 8.6 pour les ondes se propageant vers l'aval. On note que si la longueur caractéristique pour le calcul de ces nombres sans dimension est prise égale à  $H_w$  (épaisseur de la roue, cf. fig. III.1) plutôt que  $D_w$ , ces valeurs sont multipliées par 0.3 et restent supérieures à l'unité.

En aval de cette région le maillage est lentement étiré linéairement dans la direction de l'écoulement avec un paramètre  $\alpha = 5 \times 10^{-3}$ . La résolution fine imposée dans le sillage a considérablement augmenté le nombre d'éléments qui passe pour ce maillage M2 à un total d'environ 60 millions (12.5 millions de nœuds), soit quatre fois plus que le maillage M1.



(a) Coupe du maillage M2 dans le plan  $y = 0$



(b) Évolution du diamètre de cellule  $\Delta/D_w$  dans le sillage de la roue ( $y = z = 0$ )

FIGURE III.11 – Maillage M2

### III.3.2 Paramètres numériques

Les schémas numériques et la modélisation de la turbulence utilisés pour le calcul sont ceux décrits aux § II.2.3.3 et II.2.3.4. Les conditions à l'infini sont celles de la campagne LAGOON BANC-II dans la soufflerie CEPRA19 de l'ONERA, c'est-à-dire :  $P_\infty = 96772.3$  Pa,  $T_\infty = 288.39$  K,  $\rho_\infty = 1.18$  kg.m<sup>-3</sup>, et  $M_\infty = 0.23$ . Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la roue est  $Re_{D_w} = 1.56 \times 10^6$ , ce qui est comparable aux nombres de Reynolds des autres études portant sur des géométries similaires (cf. fig. I.21). La discrétisation des parois à l'aide des prismes décrits précédemment permet d'atteindre une valeur de  $y^+$  de l'ordre de l'unité partout, sauf au fond de la cavité où l'écoulement à la paroi est résolu à l'aide d'une loi de paroi. Le pas de temps de la simulation est fixé, comme pour le maillage M1 à  $\Delta t \frac{U_\infty}{D_w} = 1.3 \times 10^{-3}$ , permettant d'obtenir un nombre de CFL de l'ordre de 0.8 au sein du volume résolu du sillage, afin d'assurer la propagation du bruit des sources volumiques. Une phase d'initialisation du calcul a été menée à partir d'un calcul en mode RANS pendant une durée  $T_{ini}$  telle que  $T_{ini} \frac{U_\infty}{D_w} = 55.78$ . Après un transitoire suivant l'activation de la Z-DES, l'enregistrement des données de la simulation a été réalisé pour une durée totale  $T$  telle que  $T \frac{U_\infty}{D_w} = 85.5$ , produisant un nombre total d'échantillons égal à  $N_{it} = 2^{16}$ .

### III.3.3 Analyse des efforts aérodynamiques

#### III.3.3.1 Évaluation de la convergence de la simulation

Les efforts aérodynamiques exercés par l'écoulement sur la roue après la phase transitoire d'activation de la Z-DES sont présentés en figure III.12 et attestent que la simulation a bien atteint un régime statistiquement stationnaire. En termes d'amplitude, comme attendu pour un corps non profilé, la traînée

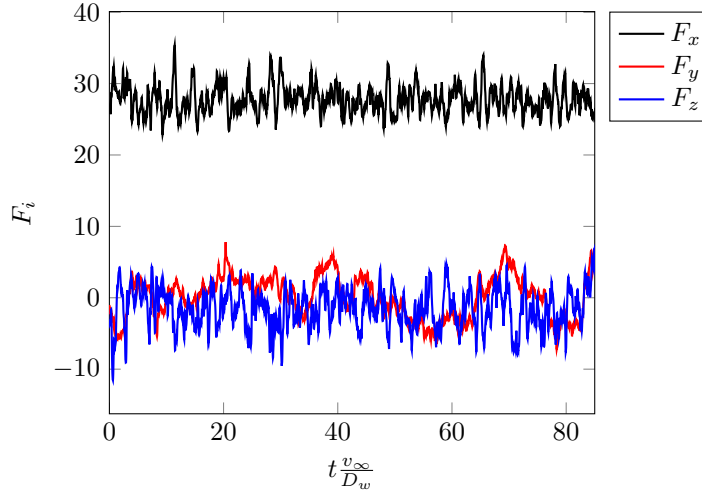


FIGURE III.12 – Efforts aérodynamiques exercés par l'écoulement sur la roue

$F_x$  est clairement dominante avec une valeur moyenne de  $\overline{F_x} = 27.74$  N. Dans la direction transverse, l'amplitude moyenne de  $F_y$  est égale à  $\overline{F_y} = 6 \times 10^{-2}$  N et présente des variations de l'ordre de  $\pm 5$  N à basse fréquence mais qui ne semblent pas correspondre à un mécanisme périodique. Dans la direction verticale, la valeur moyenne de la force  $F_z$  est orientée vers le fond de la cavité et vaut  $\overline{F_z} = -1.5$  N.

#### III.3.3.2 Comparaison du coefficient de traînée à la littérature

Comme montré par Zdravkovich *et al.* [222], les extrémités libres d'un cylindre de longueur  $L$  et de diamètre  $D$  contribuent d'autant plus à la traînée totale que le cylindre est court ( $L/D \ll 1$ ). En particulier, contrairement à la décroissance attendue, les auteurs observent une augmentation du coefficient de traînée  $C_D$  lorsque  $L/D \rightarrow 0$ , particulièrement marquée lorsque les arêtes du cylindre sont vives, qu'ils expliquent par la formation de bulles de recirculation sur les extrémités libres du cylindre. Afin de résoudre ce paradoxe, ils proposent de prendre la section du cylindre  $\pi \frac{D^2}{4}$  plutôt que la surface projetée  $LD$  comme surface de référence afin d'obtenir le coefficient de traînée modifié  $C_{DS}$  :

$$C_{DS} = \frac{4|\overline{F_x}|}{0.5\rho U_\infty^2 \pi D^2} = C_D \frac{L}{D} \frac{4}{\pi} \quad (\text{III.3})$$

La figure III.13 présente le coefficient  $C_{DS}$  relevé dans les travaux de Spagnolo [185], Wang *et al.* [207], ainsi que les valeurs mesurées par Zdravkovich *et al.* [222].

On remarque que, dans le cas présent comme dans les travaux menés à l'Université de Southampton par Wang *et al.* et par Spagnolo, le coefficient de traînée est bien moindre que celui mesuré par Zdravkovich *et al.* pour un rapport  $L/D$  donné. Ceci peut s'expliquer par le fait que les mesures fournies par Zdravkovich *et al.* ont été relevées sur des cylindres à arêtes vives, tandis que les modèles considérés dans les autres études présentent des bords arrondis. En effet, pour un rapport  $L/D = 3 \times 10^{-2}$ , la réduction du coefficient de traînée mesurée par Zdravkovich *et al.* est de l'ordre de 18%. Cette réduction augmente rapidement à 34% pour  $L/D = 5 \times 10^{-2}$ .

#### III.3.3.3 Contribution de la cavité à la traînée totale

Une seconde remarque concerne la contribution de la cavité à la traînée totale. Selon Marsden *et al.* [127], et en accord avec d'autres auteurs, l'augmentation du coefficient de traînée due à la présence

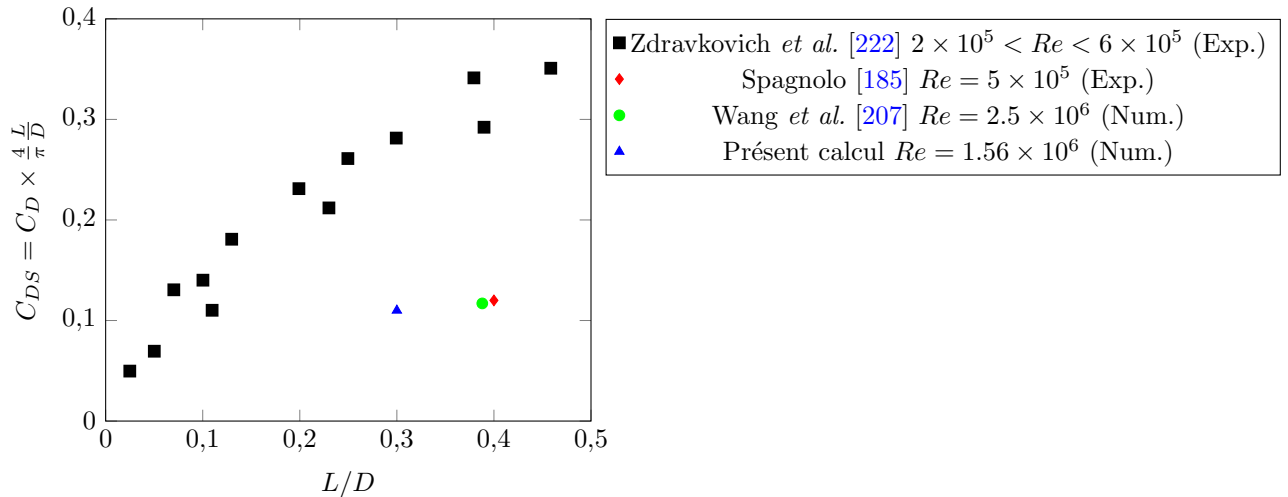


FIGURE III.13 – Comparaison du coefficient de traînée de la roue LAGOON à ceux relevés dans la littérature pour des géométries similaires

d'une cavité circulaire de rapport d'aspect  $0 < \kappa < 1$  est maximale lorsque  $\kappa = 0.5$ , mais diminue à mesure que  $\kappa$  s'éloigne de cette valeur critique. Afin d'évaluer cette contribution, les efforts dans la direction de l'écoulement ont été intégrés sur la surface intérieure de la cavité uniquement et sont présentés en figure III.14. Une valeur moyenne de  $\overline{F_x}^{\text{cav}} = 4.12 \text{ N}$  est obtenue, indiquant que la présence de la cavité contribue

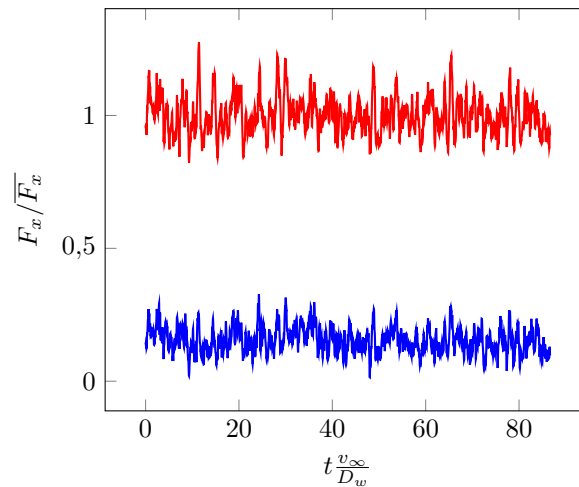


FIGURE III.14 – Fluctuations de la traînée  $F_x$  normalisée par la traînée moyenne  $\overline{F_x}$ . (–) : contribution de la roue entière, (–) : contribution de la cavité

pour 15% à la traînée totale de la roue.

### III.3.4 Analyse de l'écoulement pariétal

#### III.3.4.1 Comparaison du coefficient de pression périphérique à la littérature

Les travaux expérimentaux de Lazos [111, 110, 112] cités au chapitre I (§ I.3.3.1), ont mis en évidence la complexité de l'écoulement pariétal sur les roues du train d'atterrissage SLG *via* l'observation des lignes de courant à la paroi. Dans le cas d'une roue isolée, l'absence d'interaction avec une roue située plus en aval simplifie la topologie de l'écoulement. Toutefois, ce dernier présente toujours d'intéressantes caractéristiques proches de celles proposées par Zdravkovich *et al.* [222], comme présenté dans les études menées à l'Université de Southampton, notamment par Zhang *et al.* [223]. Le coefficient de pression moyen  $\overline{C_p}$ , défini par le rapport entre la fluctuation de pression moyenne  $\overline{p} - P_\infty$  à la paroi et la pression



dynamique à l'infini par :

$$\overline{C_p} = \frac{\overline{p} - P_\infty}{0.5\rho U_\infty^2} \quad (\text{III.4})$$

est présenté en figure III.15.

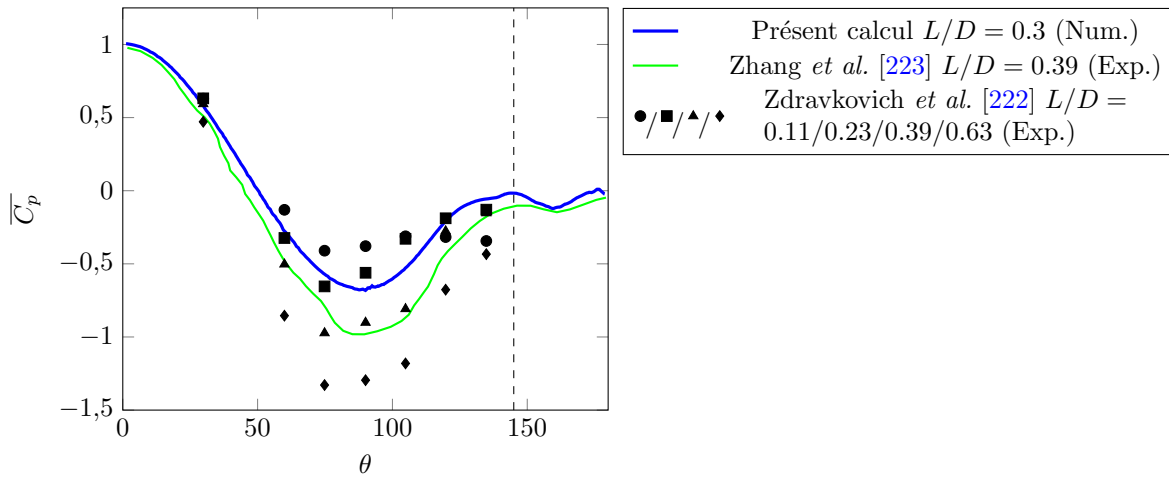


FIGURE III.15 – Variation azimuthale du coefficient de pression moyen sur le pneu dans le plan  $z = 0$

On constate qu'en dépit des écarts précédemment trouvés pour le coefficient de traînée, attribués à la présence d'un rayon de courbure sur les roues, le coefficient de pression sur le pourtour de la roue (dans le plan  $z = 0$ ) présente une variation comparable aux mesures de Zdravkovich *et al.* Du fait de l'absence de données pour  $L/D = 0.3$ , le coefficient de pression obtenu sur la roue LAGOON ne peut être directement comparé aux mesures de Zdravkovich *et al.*, mais on constate tout de même qu'il est compris entre les courbes  $L/D = 0.23$  et  $L/D = 0.39$ , ce qui donne confiance dans sa description par le présent calcul. Contrairement au plateau atteint en aval d'un cylindre infini, on observe un maximum local de  $\overline{C_p}$  à environ 145 degrés, suivi d'une diminution et d'une nouvelle augmentation jusqu'à 180 degrés. On attribue ce comportement, observé également par Lazos [111], à la formation de tourbillons résultant du décollement de l'écoulement en aval de la roue. L'étude de ces tourbillons est plus aisée à partir des lignes de frottement, que l'on présente dans le paragraphe qui suit.

### III.3.4.2 Examen des lignes de frottement sur la roue

Les lignes de frottement, définies comme la limite des lignes de courant lorsque la distance à la paroi tend vers zéro [41], sont présentées en figure III.16 sous plusieurs angles de vue. On observe naturellement la présence d'un nœud d'attachement à l'avant de la roue. L'observation des parois latérales fait ressortir clairement les effets tridimensionnels liés à l'épaisseur finie de la roue. Ainsi, une partie de l'écoulement est déviée vers ses faces externes et internes dans la moitié amont de la roue. Sur le fond de la cavité, les lignes de frottement dirigées vers l'amont traduisent la présence d'une bulle de recirculation. Sur la face opposée, on voit très distinctement la présence d'une bulle de recirculation, comme décrit par Zdravkovich *et al.* sur des cylindres présentant une arête vive (cf figure I.17) et la déviation de l'écoulement vers les cotés dans la partie aval de la roue. Enfin, la vue la plus intéressante est celle d'un observateur situé en aval de la roue. On y observe la présence de points singuliers qui traduisent la naissance de deux paires de tourbillons contra-rotatifs possédant un axe aligné avec la direction de l'écoulement et dont la position des foyers a été relevée en  $(x/D_w, y/D_w, z/D_w) = (0.42, \pm 0.25, 0.1)$  pour le coté cavité et  $(x/D_w, y/D_w, z/D_w) = (0.45, \pm 0.19, -0.1)$  pour le côté extérieur. Notons que l'espacement entre la paire du côté de la cavité est plus important que pour la paire située du côté extérieur. On peut conclure de ces observations que malgré la présence de la cavité et de bords arrondis, la topologie de l'écoulement autour d'une roue de train d'atterrissage isolée suit celle proposée par Zdravkovich *et al.* pour des géométries académiques de cylindres  $L/D < 1$ .

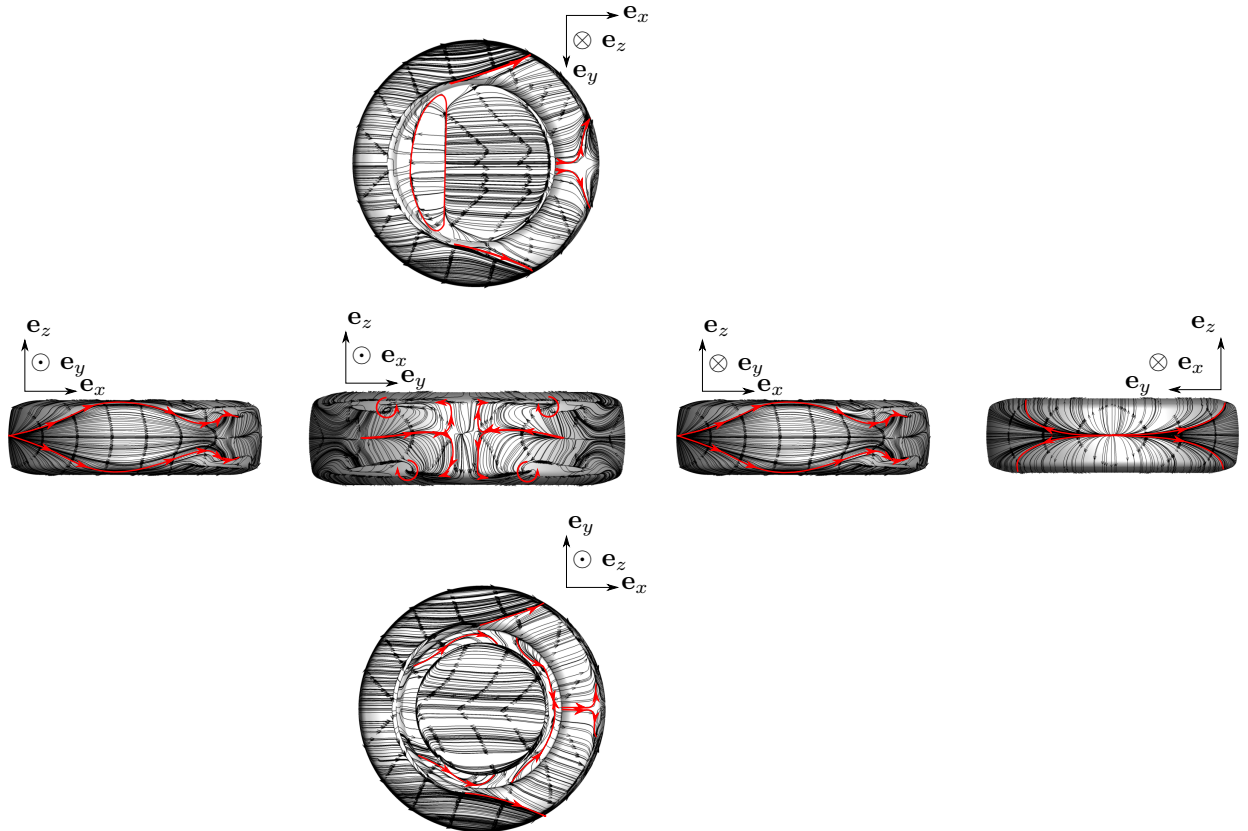


FIGURE III.16 – Lignes de frottement à la paroi

### III.3.5 Analyse du sillage

La fine résolution du maillage dans le sillage de la roue, ainsi que les propriétés aérodynamiques exposées dans les paragraphes précédents, nous conduisent à effectuer l'analyse aérodynamique de ce dernier.

#### III.3.5.1 Visualisation de l'écoulement instantané

La figure III.17 présente une visualisation instantanée de la superposition de l'amplitude du vecteur de vorticité coloré avec  $75 \leq \Omega \leq 2000$  rad/s et de la norme du gradient de pression en niveaux de gris sur une échelle arbitraire, afin de faire ressortir les ondes acoustiques selon une méthode de pseudo-Schlieren numérique. L'observation des niveaux de vorticité permet d'apprécier qualitativement la résolution des structures turbulentes aux fines échelles. On rappelle à ce titre que le modèle de Spalart-Allmaras utilisé pour ce calcul opère dans sa version *fully turbulent* (c'est-à-dire "No-ft2", cf. § II.2.2.2). Les équations de Navier-Stokes compressibles étant résolues, on observe de plus la présence de fronts d'onde se propageant dans le domaine, dans la limite permise par le maillage. En effet, à l'exception du sillage, au voisinage duquel on observe distinctement la présence d'ondes acoustiques associées au mouvement turbulent, on a vu que le maillage était rapidement étiré dans toutes les directions. Ajoutons que le domaine ne présente pas, du moins en apparence, d'ondes acoustiques rétrogrades liées à un étirement trop important du maillage dans la direction de l'écoulement, ni d'interférences associées à des réflexions sur les limites du domaine de calcul. Ces considérations ne sont toutefois basées que sur l'observation et doivent être prises avec précaution.

Les iso-surfaces du critère  $Q$ , colorées par la vitesse locale de l'écoulement, sont présentées en figure

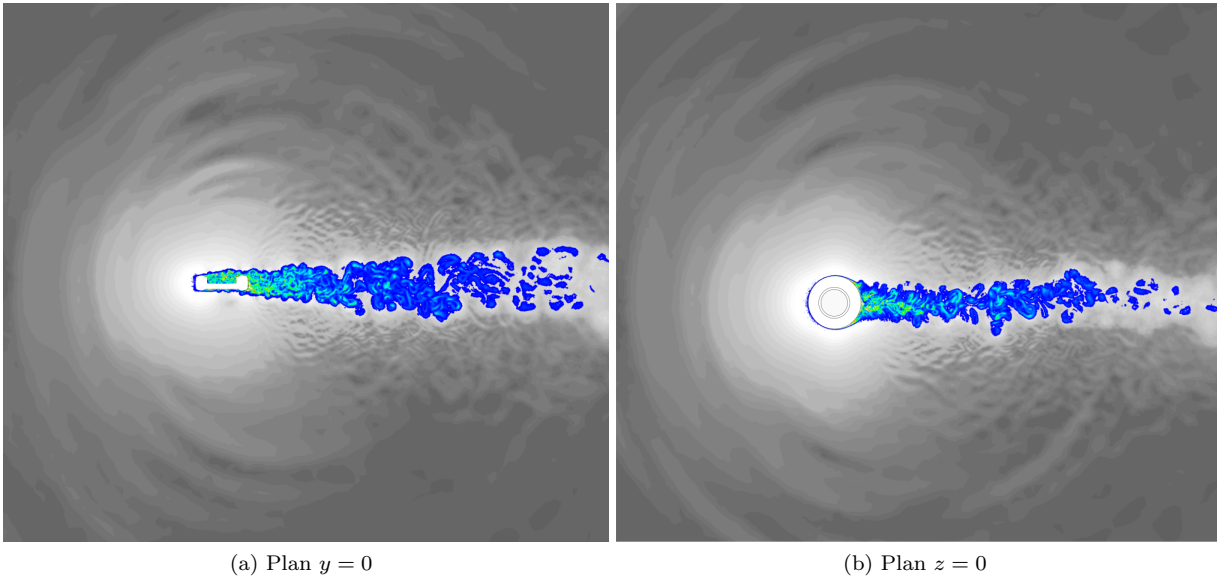


FIGURE III.17 – Contours instantanés du module de la vorticité  $75 \leq \Omega \leq 2000$  rad/s et du gradient de pression  $|\nabla p|$  sur une échelle arbitraire

III.18 pour  $Q = 100 \text{ s}^{-2}$ . On rappelle la définition de  $Q$  :

$$Q = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right] \quad (\text{III.5})$$

En comparant les deux faces de la roue, on constate la présence de tourbillons en épingle à cheveux sur la face extérieure (figure III.18a). Sur la face contenant la cavité (figure III.18b), on observe la formation de rouleaux traduisant les instabilités de Kelvin-Helmholtz se développant à la naissance de la couche de cisaillement. Le développement de cette dernière est plus important dans le plan médian de la roue et décroît à proximité des bords de la cavité.

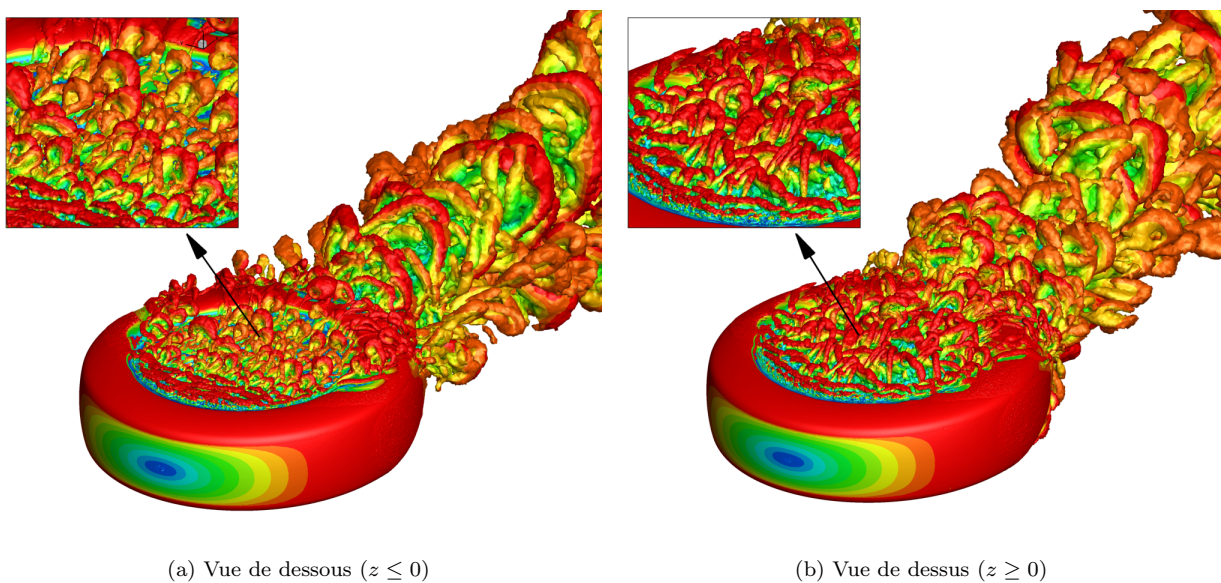
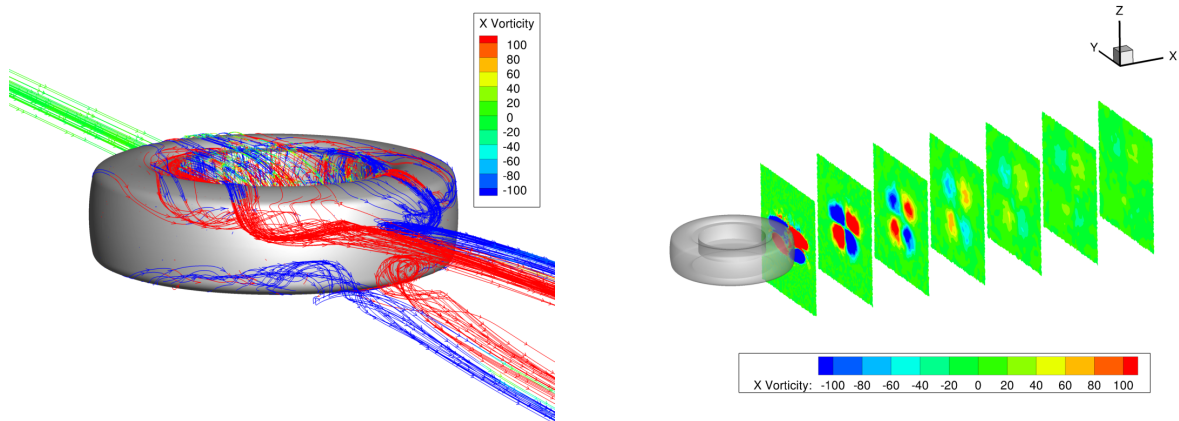


FIGURE III.18 – Iso-surfaces du critère  $Q = 100 \text{ s}^{-2}$  colorées par le module de la vitesse locale de l'écoulement

### III.3.5.2 Lignes de courant

En complément des lignes de frottement présentées précédemment, les lignes de courant autour de la roue, colorées par la composante de la vorticité selon la direction de l'écoulement, sont présentées en figure III.19a, ainsi que des coupes transverses de la vorticité moyenne à différentes positions  $x/D_w$  en figure III.19b. La présence de quatre tourbillons contra-rotatifs est bien confirmée. La décroissance de la vorticité moyenne avec la distance montre que la partie *a priori* importante en terme de production acoustique est localisée directement à l'aval de la roue et contenue dans la zone résolue par le maillage.



(a) Lignes de courant moyennes colorées par la composante de la vorticité selon l'axe  $e_x$

(b) Contours de la vorticité moyenne selon la direction  $x$  dans les plans  $x/D_w = 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3$  et  $3.5$

FIGURE III.19 – Visualisation des deux paires de tourbillons contra-rotatifs dans le sillage de la roue

### III.3.5.3 Profils de vitesse moyenne

Afin d'étudier l'écoulement moyen dans le sillage de manière plus quantitative, les profils de vitesse longitudinale sont présentés à différentes positions en aval de la roue. La figure III.20a présente le rapport de la vitesse moyenne à la vitesse à l'infini  $\bar{U}/U_\infty$  à six positions correspondant à  $x/D_w = 1, 1.5, 2, 2.5, 3$  et  $3.5$ . La forme gaussienne, typiquement obtenue dans le sillage d'objets cylindriques (cf. par exemple Schlichting [173]), est observée. Le déficit de vitesse diminue rapidement avec la distance, alors que le sillage a tendance à s'évaser. Le déficit de vitesse longitudinale selon la direction verticale est asymé-

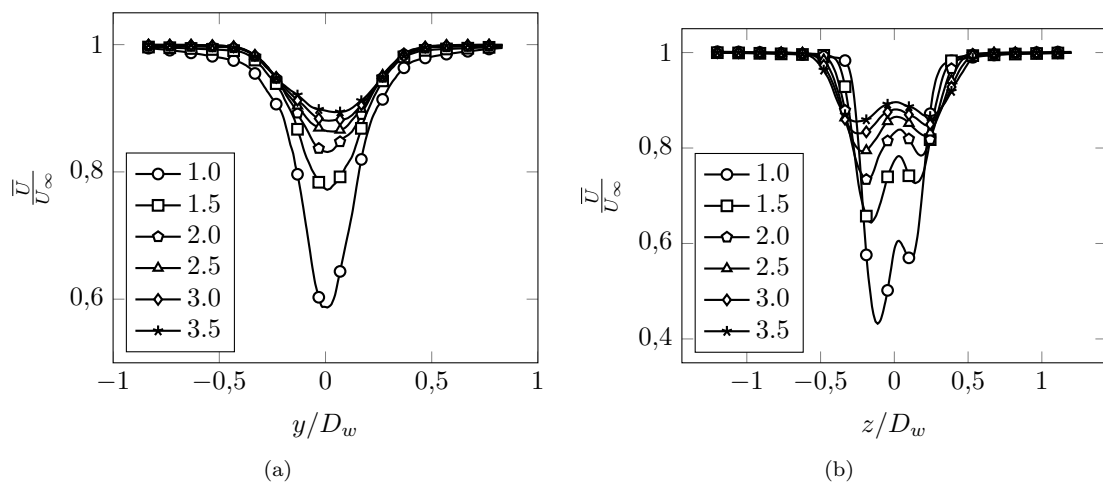


FIGURE III.20 – Déficit de vitesse moyen à six positions  $x/D_w$  dans le sillage de la roue LAGOON

trique, ce qui est attendu compte tenu du fait qu'une face comporte la cavité, tandis que l'autre face est quasi plane. En particulier, l'écoulement est plus rapide du côté de la cavité que de l'autre côté, ce qui

semble confirmer à nouveau que les faces latérales d'un cylindre de faible rapport d'aspect induisent une considérable augmentation de la traînée, comme suggéré par Zdravkovich *et al.* Bien que la cavité induise une partie de la traînée, on devine que l'effet d'entraînement lié à la recirculation au sein de la cavité tend à moins ralentir l'écoulement que la bulle de recirculation mise en évidence sur la face externe. De plus, le sillage tend à devenir quasi axisymétrique avec la distance ; en effet, le dernier profil à  $x/D_w = 3$  est quasiment symétrique à la fois dans les plans  $y = 0$  et  $z = 0$ .

### III.3.5.4 DSP des fluctuations de vitesse

La densité spectrale de puissance des composantes transverses de la vitesse a été calculée aux mêmes distances que les profils présentés précédemment et représentée en figure III.21. La pente en  $St^{-5/3}$  est tracée en tirets. On observe que, globalement, l'énergie portée par les différentes échelles de l'écoulement décroît significativement avec la distance, comme attendu. De plus, on observe pour les deux composantes qu'aucun nombre de Strouhal particulier ne ressort dans les spectres. Les effets liés à la tridimensionalité de l'écoulement empêchent probablement l'apparition d'un mécanisme de lâcher tourbillonnaire cohérent de type allée de Von Karman. Notons que les capteurs de vitesse considérés se trouvent en  $y = z = 0$ . Si une nouvelle simulation devait être réalisée sur cette configuration, des capteurs devraient être placés sur la trajectoire des quatre tourbillons mis en évidence précédemment.

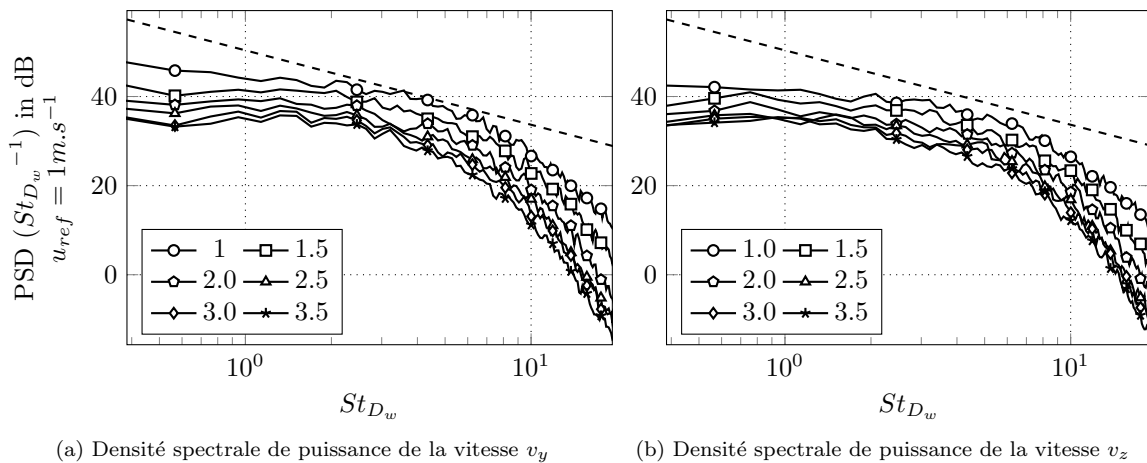


FIGURE III.21 – Densité spectrale de puissance des composantes transverses de la vitesse à six positions  $x/D_w$  dans le sillage de la roue. (- -) : Loi de Kolmogorov

## III.4 Conclusions

La géométrie de la roue LAGOON a été rappelée, ainsi que le maillage M1 utilisé par De la Puente *et al.* [35] sur ce cas. Un cahier des charges pour l'amélioration de ce maillage a été établi, consistant essentiellement en la définition d'une zone de raffinement dans le sillage de la roue. La définition de ce raffinement répond à plusieurs objectifs. D'une part, un étirement moins rapide du maillage a été imposé pour minimiser les fluctuations de pression parasites associées à la déformation des structures tourbillonnaires du sillage. Cet étirement a été sélectionné suite à l'étude d'un tourbillon isentropique convecté à travers des zones présentant différents taux d'étirement, eux-mêmes choisis à partir d'une brève revue des étirements mis en place par d'autres utilisateurs de CEDRE avec des schémas numériques similaires à ceux utilisés dans cette étude. D'autre part, la résolution du maillage dans le sillage a été imposée de sorte que la dynamique tourbillonnaire soit correctement résolue, et que les ondes acoustiques soient supportées par le maillage jusqu'à des fréquences suffisamment élevées pour lesquelles la roue est acoustiquement non-compacte. Une étude aérodynamique a été menée, orientée principalement sur l'analyse des efforts aérodynamiques, l'écoulement pariétal, et le sillage désormais résolu. Les résultats obtenus ont été comparés à des écoulements similaires trouvés dans la littérature et sont cohérents avec ces derniers, donnant confiance dans la fidélité de la simulation, et permettant l'emploi des méthodes

intégrales décrites au chapitre II pour calculer le bruit émis par la roue. Ces calculs ont été menés à partir des données obtenues dans ce chapitre et sont présentés dans le chapitre qui suit.



# Chapitre IV

## Application de méthodes intégrales et analyse des sources dans le formalisme de l'analogie acoustique de Ffowcs-Williams & Hawkings

### Sommaire

---

|   |           |
|---|-----------|
| <b>IV.1 Introduction</b> . . . . .  | <b>74</b> |
| <b>IV.2 Mise en place des calculs</b> . . . . .   | <b>75</b> |
| IV.2.1 Position des observateurs en champ lointain . . . . .                              | 76        |
| IV.2.2 Discrétisation des parois . . . . .  | 76        |
| IV.2.3 Définition d'une surface d'intégration perméable . . . . .                         | 76        |
| IV.2.4 Convergence statistique . . . . .  | 77        |
| <b>IV.3 Calcul des fluctuations acoustiques en champ lointain</b> . . . . .               | <b>78</b> |
| IV.3.1 Calcul à partir des efforts instationnaires globaux . . . . .                      | 78        |
| IV.3.2 Calcul à partir des fluctuations de pression pariétale . . . . .                   | 79        |
| IV.3.3 Calcul à partir d'une surface de contrôle perméable . . . . .                      | 83        |
| IV.3.4 Comparaison des approches solide et perméable . . . . .                            | 89        |
| <b>IV.4 Localisation des sources par formation de voies à partir des signaux calculés</b> | <b>92</b> |
| IV.4.1 Réseau de microphones utilisé . . . . .  | 93        |
| IV.4.2 Plan de focalisation . . . . .   | 93        |
| IV.4.3 Cartes de bruit obtenues . . . . .   | 94        |
| <b>IV.5 Conclusions</b> . . . . .   | <b>96</b> |

---



## IV.1 Introduction

La simulation numérique directe du bruit généré par un écoulement turbulent libre ou en présence de surfaces doit faire face à certaines difficultés pratiques. En particulier, la grande disparité entre les ordres de grandeur des fluctuations aérodynamiques d'une part et acoustiques d'autre part rend nécessaire l'utilisation de schémas numériques peu dissipatifs. Les échelles spatiales mises en jeu dans un problème aéroacoustique présentent également une grande disparité, si bien qu'il est impossible pour des problèmes de complexité industrielle de faire se propager les fluctuations acoustiques jusqu'en champ lointain par résolution directe des équations de Navier-Stokes compressibles.

En pratique, des approches basées sur un couplage faible [161] ou fort [108] du domaine aérodynamique Navier-Stokes et du domaine de propagation acoustique Euler peuvent être considérées. Ces approches sont particulièrement intéressantes dans des situations où les ondes acoustiques subissent d'importantes altérations entre leur génération et leur propagation en champ lointain *via*, par exemple, des réflexions (effets d'installation), ou la réfraction par l'inhomogénéité de l'écoulement. Une autre solution, lorsque le corps considéré rayonne dans un espace illimité et dans un écoulement relativement homogène consiste à utiliser une méthode intégrale, dont on a décrit certaines formulations dans le chapitre II. Ces méthodes reposent sur des simplifications de la solution proposée par Ffowcs-Williams et Hawkins [61]. En particulier, comme déjà souligné, l'hypothèse selon laquelle les sources volumiques quadripolaires sont négligeables devant les sources dipolaires à faible nombre de Mach conduit à une expression avantageuse du champ de pression lointain. En effet, elle permet de réduire le calcul de ce dernier à l'intégration des perturbations de pression pariétale (méthode "solide", cf. équation II.41), voire au calcul de la dérivée temporelle des efforts aérodynamiques (cf. équation II.38) exercés par la surface rigide et non vibrante sur le milieu fluide environnant. La généralité de cette hypothèse ne fait toutefois pas consensus. Ainsi, on peut trouver dans la littérature quelques études remettant en cause, plus ou moins explicitement, sa validité. Quelques exemples issus de la littérature sont proposés dans le tableau IV.1, pour plusieurs classes d'écoulement, allant du cylindre isolé à l'avion complet.

On constate qu'en dépit des faibles nombres de Mach présentés, les "hautes" fréquences semblent particulièrement affectées par la non prise en compte des sources quadripolaires, en accord avec les arguments théoriques liés à la compacité des sources cités au chapitre II, § II.3.5 et rappelés, par exemple, par Spalart [190]. Ce dernier affirme de plus que la loi d'échelle des quadripôles, *en présence de dipôles*, est une fonction de  $M^7$ , et non de  $M^8$ . L'objectif de ce chapitre est de calculer le bruit émis par la roue LAGOON à partir des données aérodynamiques issues de la simulation réalisée dans le chapitre précédent sur le maillage M2. Plusieurs niveaux de simplification successifs, du plus économique au plus coûteux, sont considérés dans l'évaluation de l'intégrale de FW-H. En premier lieu, on ne considérera que la formulation basée sur les efforts instationnaires. Ensuite, le calcul sera effectué à partir des fluctuations de pression pariétale et, enfin, à partir d'une surface d'intégration perméable. Précisons que, parmi les rares études numériques de roue isolée présentées au chapitre I, toutes font l'hypothèse que les sources volumiques sont négligeables. Leur évaluation indirecte par comparaison des approches "solide" et "perméable" constitue donc une nouveauté apportée par le présent travail. On ajoute également que la mise en évidence d'une contribution dominante des sources volumiques sur les termes surfaciques à partir de simulations incompressibles avait conduit Pérot [149] dans sa thèse à formuler l'hypothèse qu'il pourrait en être autrement pour des simulations compressibles. À ce titre, l'utilisation d'un solveur compressible dans cette étude devrait permettre de lever ce doute. Enfin, comme judicieusement souligné par Casper *et al.* [27], les différences obtenues entre l'application de la formulation solide et de la formulation perméable ne signifient pas nécessairement l'existence de sources volumiques non-négligeables, mais peuvent également traduire la présence d'artefacts numériques. Un certain nombre de tests sont donc réalisés sur le calcul avec la surface perméable, avant que la comparaison avec le calcul "solide" ne soit présentée. Le chapitre présente, pour terminer, la localisation des sources sur la roue lorsque les signaux acoustiques en champ lointain sont obtenus avec intégration sur les surfaces solide et perméable.

| Référence                    | Géométrie                                      | Mach            | Conclusions   |
|------------------------------|--|-----------------|---|
| Pérot <i>et al.</i> [150]    | Cylindre (2D-périodique)                       | 0.16            | La contribution du terme volumique, calculée explicitement, domine le terme surfacique à haute fréquence.   |
| Brès <i>et al.</i> [17]      | Deux cylindres en tandem (3D et 2D-périodique) | 0.127           | Meilleur accord avec les mesures expérimentales à hautes fréquences pour l'approche perméable.  |
| Greschner <i>et al.</i> [78] | Cylindre-profil 2D-périodique                  | 0.2             | Les hautes fréquences sont en meilleur accord avec les mesures expérimentales de Jacob [99] lorsque les sources volumiques sont prises en compte par une surface perméable.                                 |
| Giret <i>et al.</i> [68]     |  | 0.2             | Les sources quadripolaires sont significatives pour $St \geq 1$ et $St \leq 0.05$ .   |
| Wolf <i>et al.</i> [215]     |  | 0.1, 0.3 et 0.5 | Les tensions de Reynolds dominent les fluctuations d'entropie et les effets visqueux. Les sources quadripolaires sont importantes à hautes fréquences et ne peuvent pas être négligées à $M=0.3$ et $0.5$ . |
| Yu et Lele [218]             |  | 0.1, 0.3 et 0.5 | Les sources volumiques ne peuvent pas être négligées, même à bas Mach, et sont dominantes dans la région d'interaction du sillage.  |
| Souliez <i>et al.</i> [184]  | Train d'atterrissage                           | 0.2             | Les fluctuations acoustiques calculées avec une surface perméable sont en meilleur accord avec la simulation compressible directe que lorsque la surface solide est employée.                               |
| Spalart <i>et al.</i> [193]  |  | 0.115           | Même à $M=0.115$ , les prédictions avec une surface FW-H solide ne permettent pas d'obtenir une erreur de moins de 1 dB.  |
| De la Puente [37]            |  | 0.166           | L'utilisation d'une surface perméable permet l'inclusion des réflexions acoustiques sur la portion de fuselage et améliore les prédictions du bruit dans la direction "sideline".                           |
| Appelbaum <i>et al.</i> [5]  | Avion complet                                  | 0.23            | Les fluctuations acoustiques calculées avec une surface perméable sont en meilleur accord avec le calcul direct (LBM) que l'approche solide.  |

TABLEAU IV.1 – Références bibliographiques de calculs numériques de bruit en présence de surfaces relevant une possible importance des sources quadripolaires

## IV.2 Mise en place des calculs

À l'exception des calculs acoustiques basés sur les seuls efforts instationnaires, pour lesquels n'est nécessaire que l'application d'une simple dérivée temporelle suivie d'un produit scalaire, les résultats

obtenus pour le calcul du champ lointain acoustique sont calculés avec le code KIM qui résout les équations décrites au chapitre II, § II.3.6.6. On détaille dans ce paragraphe les notations utilisées pour décrire la position des observateurs en champ lointain. La détermination des dimensions de la surface d'intégration perméable est un autre point crucial résultant d'un compromis entre sa discrétisation (qui conditionne le coût mémoire associé à la sauvegarde des données aérodynamiques) et ses dimensions. Ces dernières doivent permettre à la fois d'englober la partie acoustiquement efficace du sillage et de ne pas croiser ce dernier dans une zone où les perturbations aérodynamiques sont trop intenses, afin de limiter les sources de bruit parasites.

### IV.2.1 Position des observateurs en champ lointain

Dans tous les calculs acoustiques, le champ acoustique est évalué sur une sphère à une distance  $R_{\text{obs}}$  du centre géométrique de la roue. Pour des raisons de clarté dans la présentation des résultats, on retient quatre positions notées P1, P2, P3 et P4 dans le plan médian de la roue ( $y = 0$ ). Dans ce plan, l'angle permettant de repérer ces points est noté  $\varphi$ , et on retient la convention  $\varphi = 0^\circ$  dans la direction normale au fond de la cavité (cf. figure IV.1). Les points P2 et P3, symétriques l'un de l'autre par rapport à la

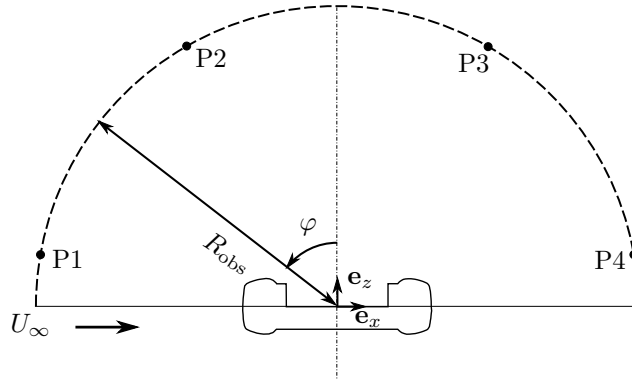


FIGURE IV.1 – Position des observateurs pour le calcul du champ lointain acoustique

normale à la cavité, ont été choisis tels que  $\varphi = \pm 30^\circ$  afin de détecter la présence éventuelle d'une réponse tonale de la cavité. En effet, la directivité du bruit de cavité est typiquement orientée vers l'amont, et le calcul M1 a déjà montré une émergence à des angles de l'ordre de  $30^\circ$ . Les points P1 et P4 sont situés à un angle d'observation  $\varphi = \pm 80^\circ$ . Le choix de cet angle a été motivé par le fait que les niveaux intégrés dans les directions rasantes sont particulièrement sensibles aux erreurs induites par la troncature du domaine source (cf. par exemple Rahier *et al.* [158] ou encore Ikeda *et al.* [97]). Sauf mention contraire, on prendra  $R_{\text{obs}} = 50D_w$ .

### IV.2.2 Discrétisation des parois

La surface d'intégration utilisée pour l'évaluation de la solution de FW-H dans sa formulation solide coïncide par définition avec les parois de la roue. Pour des raisons de simplicité, et pour ne pas introduire une interpolation supplémentaire, le maillage décrivant la surface FW-H a été pris identique au maillage CFD décrivant la surface de la roue. Les éléments de surface  $dS$  ainsi obtenus sont donc triangulaires et de diamètre correspondant à la résolution imposée dans les zones cylindriques décrites dans le paragraphe III.1.2, c'est-à-dire  $\Delta_\Sigma/D_w \simeq 2 \times 10^{-3}$  à l'intérieur de la cavité et sur ses bords, et  $\Delta_\Sigma/D_w \simeq 3.4 \times 10^{-3}$  sur le reste de la roue. Une telle résolution spatiale est jugée suffisante pour décrire correctement les variations de pression à la surface de la roue.

### IV.2.3 Définition d'une surface d'intégration perméable

La surface perméable utilisée par la suite a été prise aussi large que le permettait le maillage M2 décrit précédemment (cf. § III.3.1). Elle s'étend ainsi dans la direction transverse sur l'intervalle  $|y/D_w| \leq 0.8$  sur toute sa longueur. De même que les zones volumiques de raffinement définies pour le maillage, elle se compose de deux parallélépipèdes joints par un trapèzoïde central destiné à englober totalement le sillage

et son évasement sur une distance de  $3.3D_w$ . Les dimensions de la surface ainsi définie sont présentées sur la figure IV.2. Cette surface est divisée en éléments rectangulaires  $dS$  dont la taille  $\Delta_\Sigma$  n'a pas pu être prise

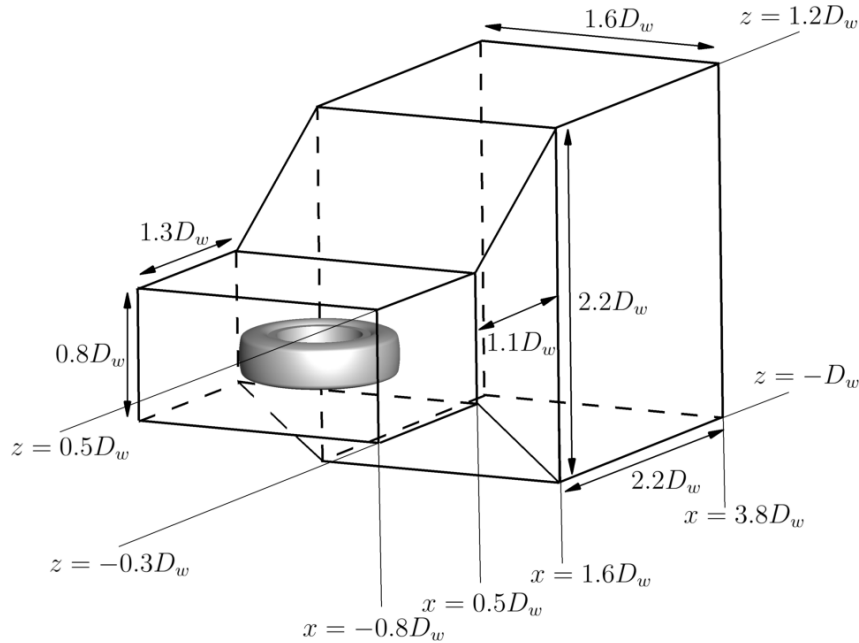


FIGURE IV.2 – Surface perméable utilisée pour le calcul du champ lointain

aussi petite que les éléments de surface discrétisant les parois de la roue pour des raisons de coût mémoire. En effet, contrairement à la surface solide, les fluctuations de densité, de pression, et des trois composantes de la vitesses doivent être enregistrées, ce qui augmente considérablement l'espace de stockage nécessaire par rapport à la surface solide qui ne nécessite que la pression. Dans le but de déterminer la sensibilité des résultats fournis par le calcul "perméable", trois niveaux de discrétisation seront testés, correspondant à  $\Delta_\Sigma/D_w = 1.67 \times 10^{-2}$  pour le plus fin. Une résolution intermédiaire  $\Delta_\Sigma/D_w = 3.3 \times 10^{-2}$  est obtenue en ne prenant qu'un point sur deux, et enfin une résolution grossière en ne prenant qu'un point sur quatre, conduisant à une taille des éléments de surface  $\Delta_\Sigma/D_w = 6.67 \times 10^{-2}$ .

#### IV.2.4 Convergence statistique

La convergence statistique des fluctuations acoustiques calculées en champ lointain a été évaluée à partir d'un calcul en formulation solide pour un observateur situé au point P2 ( $\varphi = 30^\circ$ ) pour trois durées de signaux d'entrée. La simulation préliminaire de De la Puente [37] présentait  $T_1 = 128$  ms de signal utile, correspondant à 192 périodes  $T^{(011)}$  du mode de profondeur d'ordre (011) de cette cavité (voir chapitre VI). Ce calcul a été poursuivi pour une durée de  $T_2 = 328$  ms ( $492T^{(011)}$ ), correspondant à la durée des signaux enregistrés lors de la simulation sur le maillage M2. En concaténant les résultats des deux simulations, on obtient des signaux d'entrée d'une durée totale  $T_3 = 456$  ms ( $684T^{(011)}$ ). La DSP des fluctuations de pression au point P2 pour ces trois durées est présentée en figure IV.3, où la fréquence  $f^{(011)} = 1570$  Hz correspondant au mode de profondeur (011) est représentée en tirets. On note en premier lieu que la composante pseudo-tonale déjà observée sur le calcul M1 (128ms) est mieux décrite lorsque le temps de simulation est augmenté à 328 ms. De plus, les niveaux obtenus ne varient plus entre 200 Hz et 10 kHz lorsque le temps de simulation passe à 456 ms, indiquant que la durée de la simulation choisie pour le calcul M2 est suffisante pour obtenir des résultats convergés (au sens statistique) pour des fréquences jusqu'à 200 Hz. On rappelle que le nombre de Strouhal maximum supporté par le maillage est de 37.2 (9.7 kHz) pour les ondes se déplaçant vers l'aval du domaine et 23.5 (6.1 kHz) pour les ondes se déplaçant vers l'amont. On choisit par conséquent, et pour le reste des analyses, de présenter les spectres des fluctuations obtenues en champ lointain sur la gamme de fréquences [200 Hz, 10 kHz], tout en gardant à l'esprit que les erreurs de dissipation et/ou dispersion peuvent commencer à avoir une influence à partir de 6 kHz.

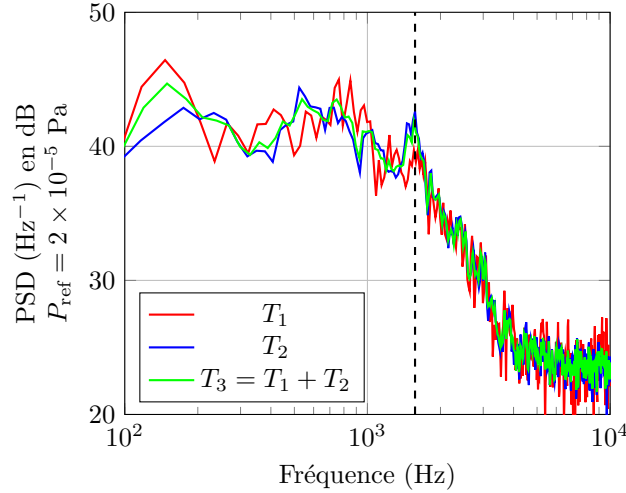


FIGURE IV.3 – DSP des fluctuations de pression calculées au point P2 à partir de l'équation de FW-H solide et pour trois durées des signaux d'entrée croissantes  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$ . (- -) : mode (011) de la cavité circulaire.

## IV.3 Calcul des fluctuations acoustiques en champ lointain

### IV.3.1 Calcul à partir des efforts instationnaires globaux

Dans ce paragraphe, le bruit émis par la roue est calculé à partir de la formulation la plus simple. La roue est assimilée à une source ponctuelle située en  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  et la variation des temps retardés est supposée faible sur sa surface, de sorte que le champ lointain peut être calculé à partir de la dérivée temporelle des efforts instationnaires, selon la formule présentée au chapitre II et que l'on rappelle ici :

$$p'(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi r^2 c_0} \times r_i \frac{\partial [F_i(t)]_{\text{ret}}}{\partial t} \quad (\text{IV.1})$$

On note que, pour les points considérés, le produit scalaire implique que la contribution du dipôle latéral est nulle. Les fluctuations acoustiques calculées sont donc une combinaison linéaire de la dérivée temporelle des fluctuations de traînée  $F_x$  et de portance  $F_z$ .

#### IV.3.1.1 Évaluation de l'influence du maillage

La densité spectrale de puissance calculée aux points P1, P2, P3 et P4 est présentée en figure IV.4 à partir des efforts instationnaires issus des simulations sur les maillages M1 et M2. On observe que l'accord entre les deux simulations est très bon jusqu'à des fréquences de l'ordre de 2 kHz. Au-delà, d'importants écarts sont constatés pour les quatre positions considérées. Afin de comprendre l'origine de ces écarts, on a calculé séparément les fluctuations de pression dues au dipôle de portance et au dipôle de traînée. Pour des raisons de clarté, et parce que les mêmes conclusions peuvent être tirées pour les quatre points, on présente les résultats issus de cette décomposition au point P1 en figure IV.5.

Le dipôle de portance calculé sur M1 et M2 présentant le même spectre sur toute la gamme de fréquence considérée (cf. figure IV.5b), on peut déduire que les importants écarts mis en évidence précédemment sont dus à la traînée. Comme visible sur la figure IV.5a, ces écarts se situent à haute fréquence. Or, l'unique modification apportée entre les simulations M1 et M2 a été la modification du maillage par ajout de la zone raffinée en aval de la roue (cf. chapitre III). On a également vu que les perturbations acoustiques parasites associées à un étirement très rapide, comme celui présenté par le maillage M1, se propageaient principalement vers l'amont (cf. figure III.7b) et présentaient une amplitude d'autant plus importante que l'étirement était rapide (cf. tableau III.2). Toutes ces observations nous conduisent à conclure que l'étirement géométrique du maillage M1 (avec les notations du chapitre III,  $\beta = 1.8$ ) génère des fluctuations de pression parasites à l'aval de la roue. Ces fluctuations, dont l'amplitude devient non négligeable pour des fréquences supérieures à 2 kHz, induisent ainsi des fluctuations de traînée non physiques à haute fréquence sur les parois de la roue, qui se manifestent enfin dans les spectres de pression calculés en champ lointain.

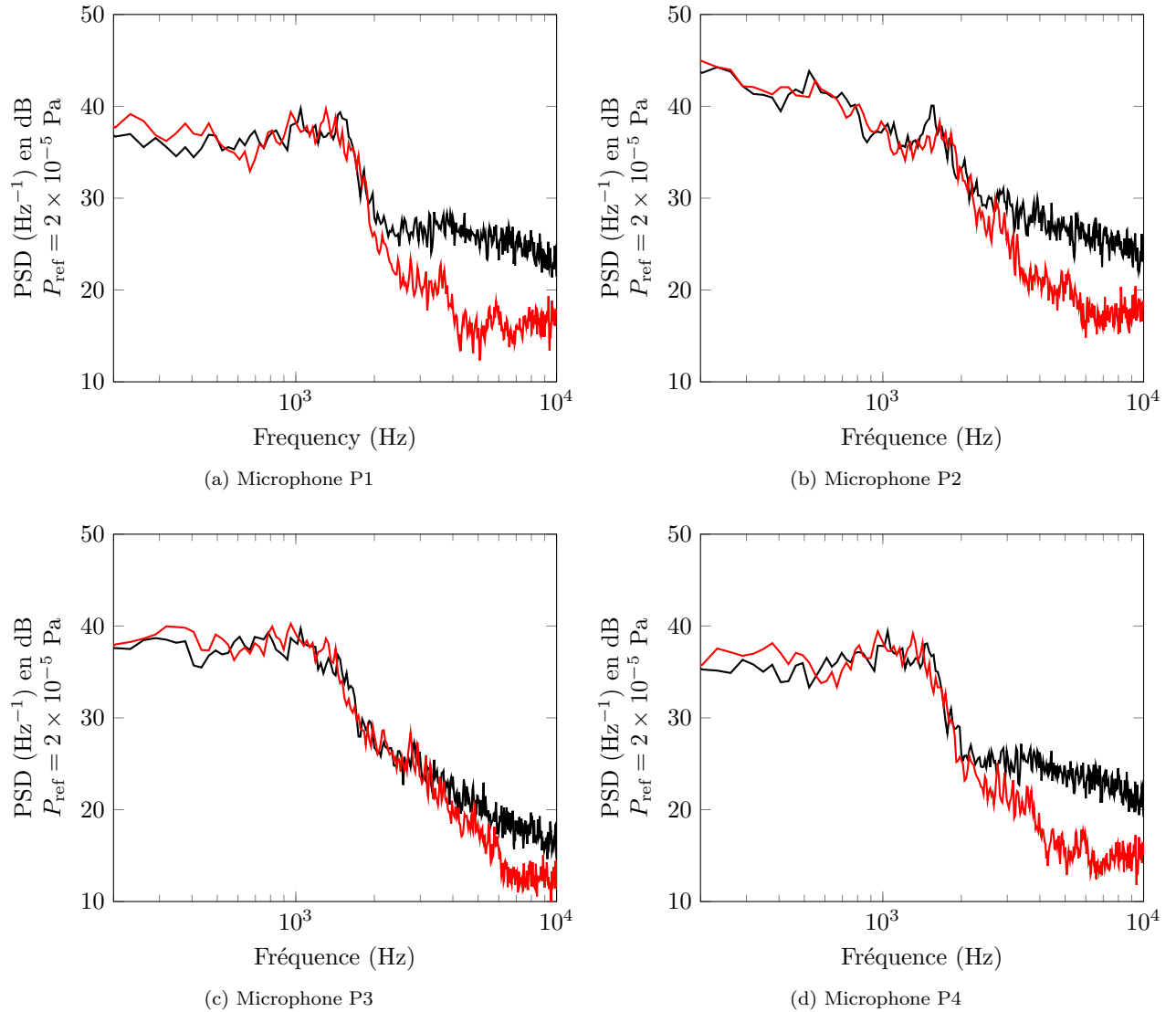


FIGURE IV.4 – DSP des fluctuations de pression calculées à partir de la formulation basée sur les efforts instationnaires issus des simulations M1 (—) et M2 (---)

### IV.3.2 Calcul à partir des fluctuations de pression pariétale

La formulation utilisée pour le calcul acoustique présenté ci-dessus suppose que les compensations de phases sur la surface de l'objet peuvent être négligées et que l'on peut réduire ce dernier à une source ponctuelle. Seules les variations temporelles des efforts aérodynamiques sont alors nécessaires, ce qui permet un calcul quasi-instantané des fluctuations acoustiques en champ lointain. La sauvegarde des fluctuations de pression pariétale sur la surface de la roue permet de relaxer cette hypothèse en calculant le bruit émis par cette dernière en utilisant la formulation "solide" de l'équation de FW-H.

#### IV.3.2.1 Évaluation de l'influence du maillage et analyse du champ lointain

On a vu que la formulation basée sur les efforts instationnaires présentait d'importants écarts à haute fréquence dans le champ acoustique calculé entre les simulations M1 et M2, attribués à un étirement trop rapide du maillage M1. Les densités spectrales de puissance calculées avec la formulation "solide" sont présentées en figure IV.6 pour les mêmes points d'observation.

On observe à nouveau un excellent accord entre les deux simulations jusqu'à environ 2 kHz et d'importants écarts à plus haute fréquence, qui peuvent atteindre 10 dB pour les angles rasants P1 et P4. Dans les deux cas, on observe l'émergence d'une composante pseudo-tonale associée à l'émission de la cavité peu profonde aux points P1 et P2. Le fait que cette composante pseudo-tonale présente la même

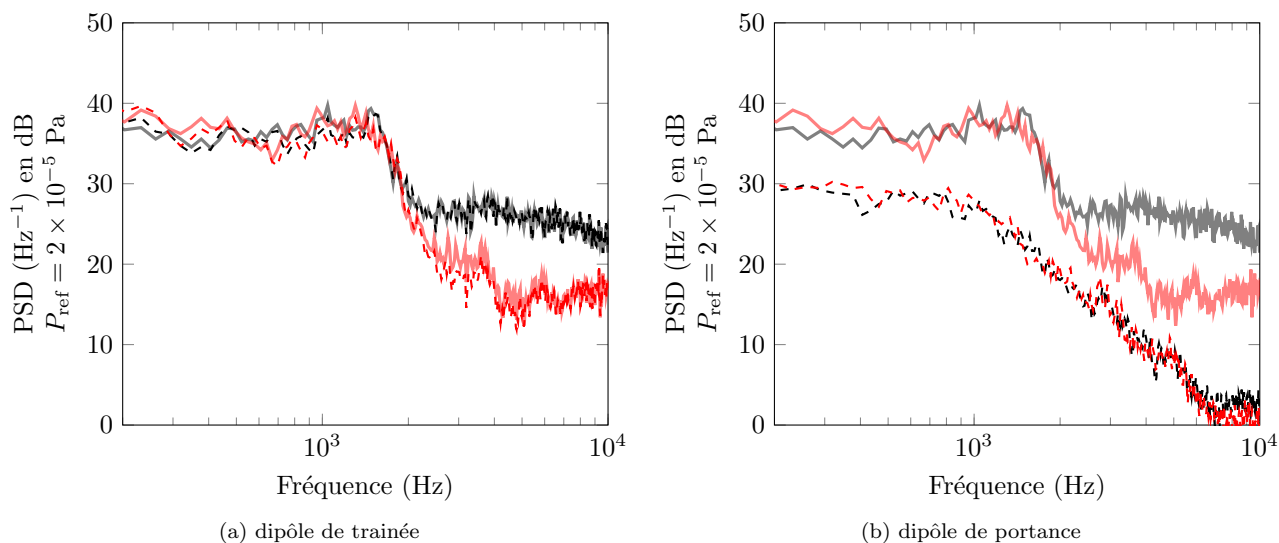


FIGURE IV.5 – Comparaison des contributions de la trainée et de la portance (tirets) aux DSP totales (traits pleins) pour le point P1. (–) : M1, (–) : M2

amplitude dans les deux simulations peut provenir du fait que la couche de cisaillement est résolue avec la même résolution dans les deux simulations. Cette composante ne présente pas la forme d'un pic très marqué, signe que le facteur de qualité de la cavité est relativement faible, en accord avec le raisonnement proposé par Heller *et al.* [90] et les observations de Wang *et al.* [210] qui n'obtiennent pas de pic fréquentiel sur la roue CADWIE. Ce pic disparaît aux points P3 et P4, où une autre composante pseudo-tonale à environ 1850 Hz est visible. Il est intéressant de noter que cette composante n'apparaissait pas sur les spectres calculés à partir des efforts instationnaires dans la partie précédente, traduisant un effet non négligeable des compensations de phase dans les perturbations de pression pariétale. L'origine de cette émission pseudo-tonale n'est pas clairement identifiée et ne correspond pas *a priori* à un mode de profondeur de la cavité. Un phénomène périodique lié à l'interaction des tourbillons contra-rotatifs mis en évidence dans le sillage de la roue est une hypothèse qu'une prochaine étude pourrait tâcher de vérifier.

L'examen des niveaux intégrés entre 200 Hz et 10 kHz, présentés en figure IV.7, permet d'apprécier la directivité typique du bruit de cavité dans le plan  $xOz$ , avec une émission maximale pour  $\varphi \simeq 20^\circ$ , et une directivité de type dipolaire dans le plan  $yOz$ , avec un excédent de l'ordre de 4 dB côté cavité par rapport au côté opposé. Ces deux caractéristiques sont également retrouvées par Wang *et al.* [210] sur la roue CADWIE et confirment leur analyse selon laquelle la cavité contribue largement au rayonnement total, avec une augmentation de 4 dB des niveaux acoustiques dans cette direction.

Enfin, ajoutons que les écarts entre les deux simulations semblent artificiellement moins importants lorsque les niveaux intégrés sont considérés, car ces derniers favorisent les basses fréquences. Les écarts les plus importants dans les niveaux intégrés sont trouvés dans la direction amont. Ceci semble conforter l'hypothèse selon laquelle ces écarts résultent d'une source parasite liée à l'étirement du maillage.

#### IV.3.2.2 Évaluation de l'importance des compensations de phase

On a montré que la simulation M1 reproduisait globalement les mêmes caractéristiques que la simulation M2 en champ lointain. Toutefois, un excédent d'émission acoustique de l'ordre de 2 dB est trouvé dans la direction amont pour les niveaux intégrés. Cet excédent est encore plus important lorsque les spectres en bande fine sont considérés et peut s'élever à presque 10 dB dans certaines directions. Par conséquent, dans tout le reste de ce chapitre, on ne considérera plus que les résultats issus de la simulation M2, que l'on suppose exempts d'artefacts numériques liés au maillage.

Le passage de la formulation basée sur les efforts instationnaires à la formulation "solide" revient à calculer le bruit en considérant la roue comme un dipôle compact ou comme une distribution de dipôles sur la surface de la roue. Cette distribution de dipôles, en tenant compte de l'étendue spatiale de la surface de la roue, peut induire des compensations de phase dont on évalue l'importance en figure IV.8.

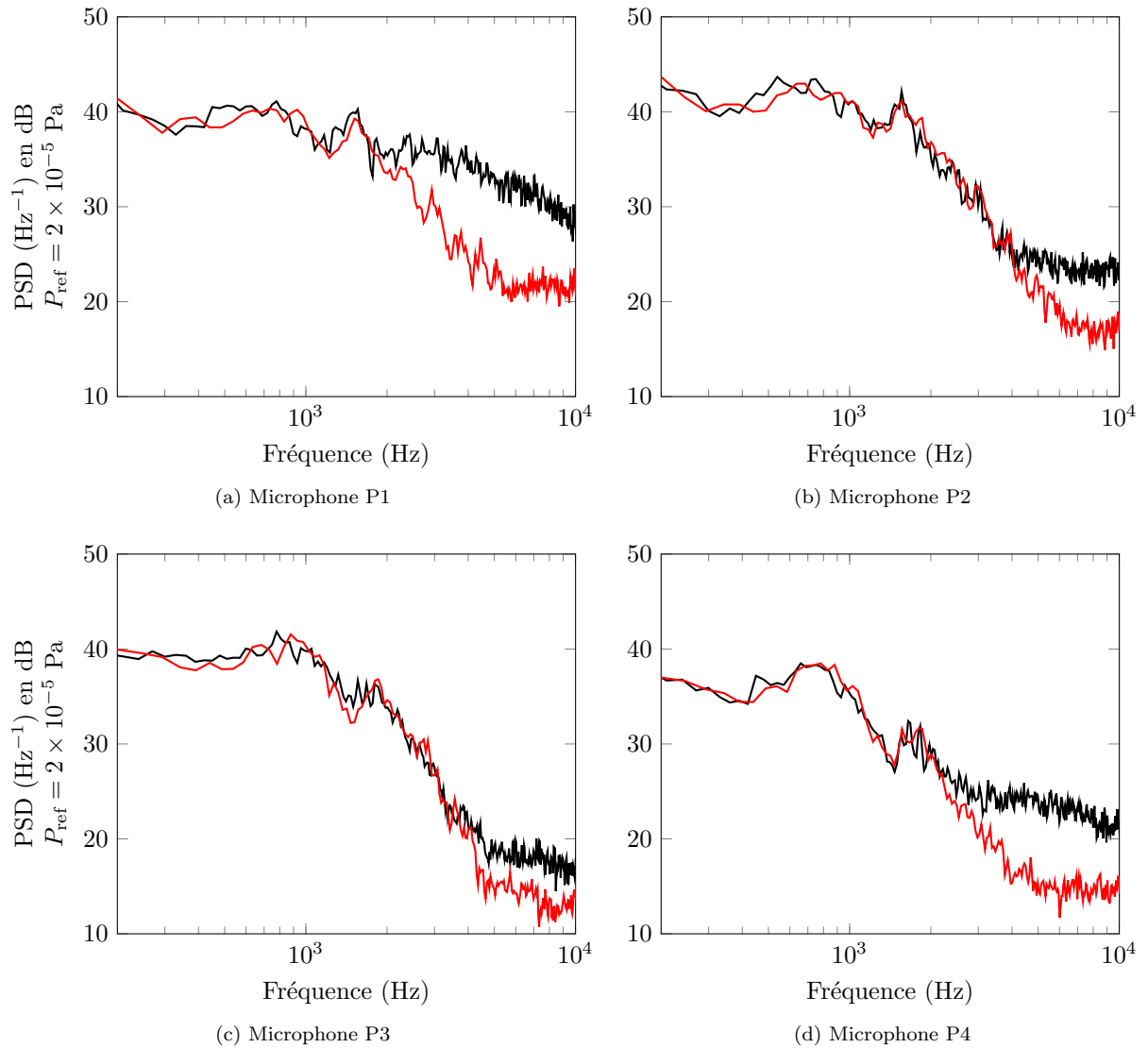


FIGURE IV.6 – DSP des fluctuations de pression calculées à partir de la formulation "solide" à partir des simulations (—) : M1 et (—) : M2

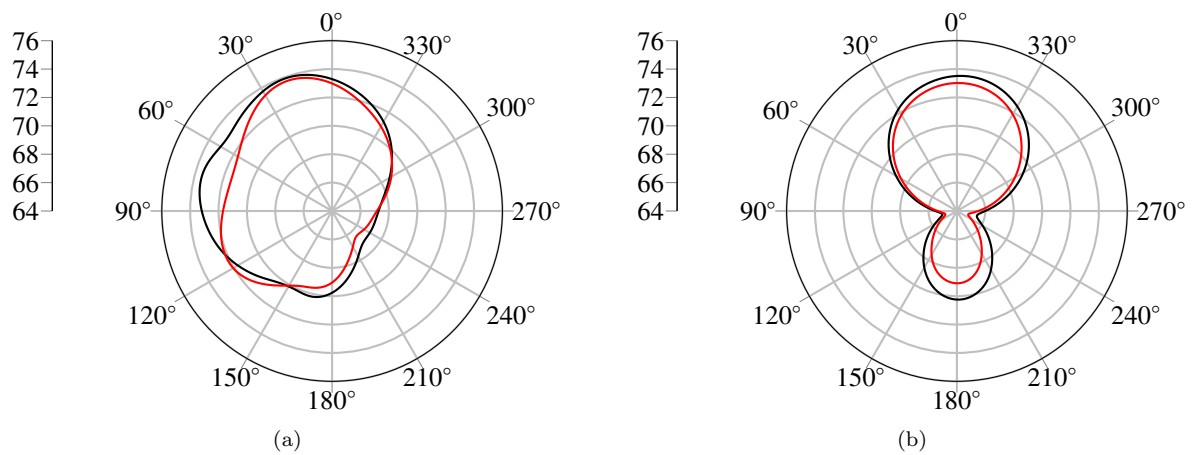


FIGURE IV.7 – Niveaux OASPL (dB) obtenus à partir des simulations M1 (—) et M2 (—) dans les plans (a) :  $(xOz)$  et (b) :  $(yOz)$ .



On observe que l'ordre de grandeur des fluctuations obtenues en champ lointain est similaire avec les deux

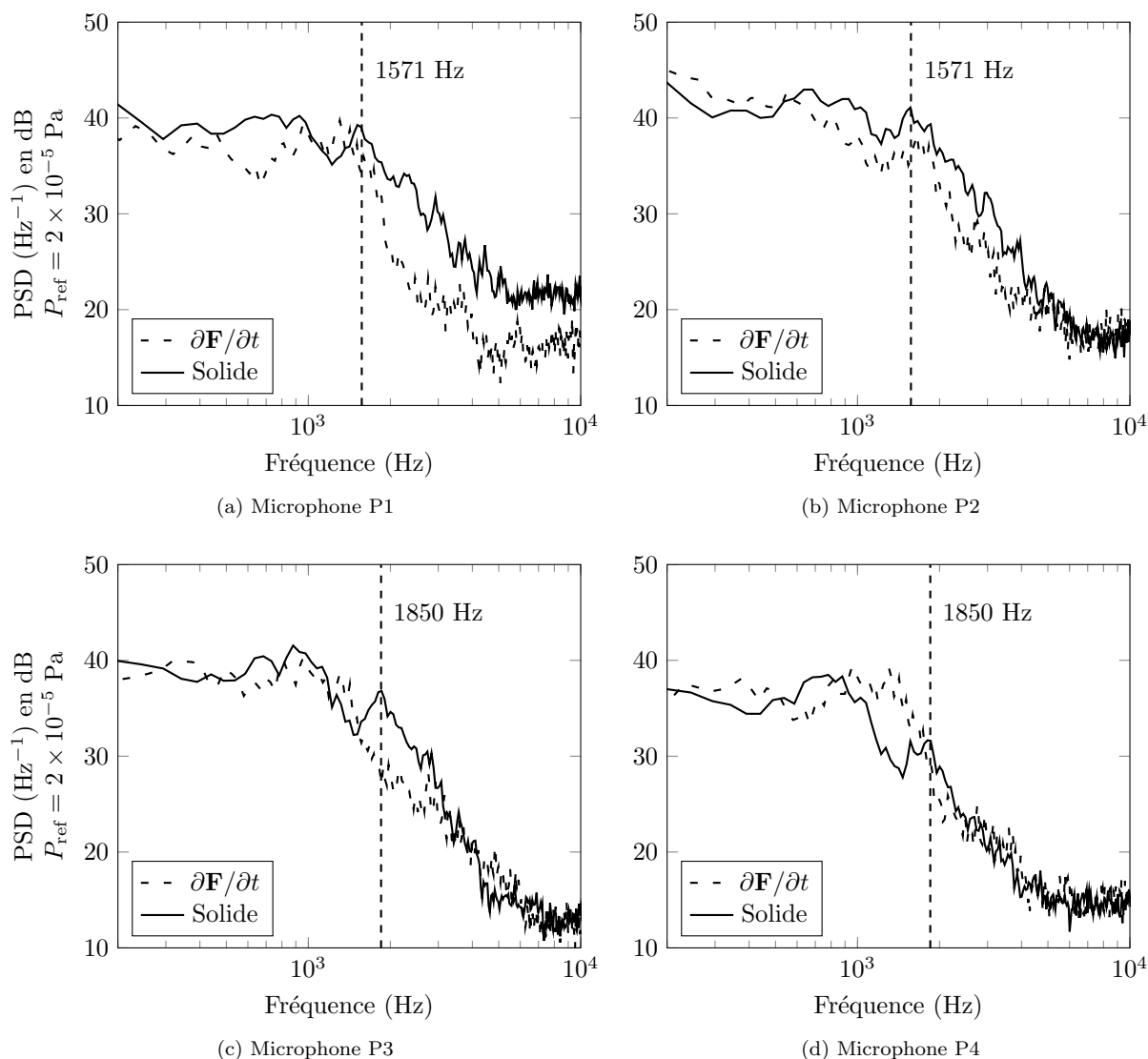


FIGURE IV.8 – Comparaison des DSP des fluctuations de pression obtenues en champ lointain à partir de : (—) la méthode "solide", et (- -) : la méthode basée sur les efforts instationnaires.

formulations lorsque l'on s'intéresse à la partie "basse fréquence" du spectre, c'est-à-dire lorsque la roue est compacte acoustiquement. Au point P1, on observe des niveaux acoustiques bien moindres pour des fréquences supérieures à 1 kHz, lorsque la roue est considérée comme un dipôle compact. Curieusement, à mesure que l'angle d'observation se rapproche de la direction de l'écoulement, les plus hautes fréquences calculées dans les deux formulations donnent des résultats très similaires. Par ailleurs, les composantes pseudo-tonales à 1.5 kHz, et en particulier à 1.85 kHz, sont présentes dans les résultats obtenus avec l'approche "solide", mais pas lorsque le calcul est basé sur les efforts instationnaires, indiquant que l'effet des compensations de phase *via* l'utilisation de l'approche "solide" est important dans le cas étudié. Ce résultat était attendu, compte tenu de la complexité géométrique du cas considéré et de la topologie de l'écoulement associé.

### Conclusion intermédiaire

- La comparaison M1/M2 indique un résultat qui semble *a priori* contre-intuitif : le maillage "grossier" fournit des niveaux en champ lointain plus élevés alors qu'un maillage grossier favorise la dissipation. Le point critique semblerait ici être l'étirement imposé sur le maillage M1.
- En formulation solide, la source parasite associée à l'étirement du maillage ne peut pas être englobée par la surface d'intégration. Malgré tout, des fluctuations parasites sont observées en champ lointain.

On a vu que ceci était dû à la composante haute fréquence de la traînée. On ne peut donc pas faire l'économie d'un maillage étiré lentement, même lorsque la surface solide, ou la formulation basée sur les efforts aérodynamiques, est employée.

- L'utilisation des OASPL peut minimiser, voire presque masquer d'importantes différences dans les niveaux acoustiques lorsque celles-ci sont situées dans les hautes fréquences. Par conséquent, les conclusions sur la prédominance des dipôles sur les quadripôles, lorsqu'elles sont basées sur des comparaisons d'OASPL, doivent être considérées avec précaution.
- Une composante pseudo-tonale à 1.85 kHz est observée, avec les deux maillages, pour les points P3 et P4, lorsque la surface solide est employée, alors qu'elle n'apparaît pas avec les efforts instantanés. Ceci indique que dans le cas présent, les compensations de phase sur la surface de la roue sont importantes.
- La directivité dans le plan  $xOz$  est maximale à environ 20 degrés de la direction normale et vers l'amont, en concordance avec les directivités typiques observées pour les écoulements de cavités subsoniques. Une composante pseudo-tonale à 1.5 kHz, correspondant vraisemblablement au mode (011) de la cavité, est présente pour les points P1 et P2. La faible émergence de cette composante est en accord à la fois avec le raisonnement qualitatif de Heller *et al.* [90] et les observations quantitatives de Wang *et al.* [210] sur la roue CADWIE.
- La directivité dans le plan  $yOz$  présente une forme dipolaire avec un maximum d'émission coté cavité, de l'ordre de 4 dB supérieur à celui atteint coté extérieur. Des observations similaires ont été faites par Wang *et al.* [210], aussi bien qualitativement que quantitativement.

### IV.3.3 Calcul à partir d'une surface de contrôle perméable

Les calculs menés précédemment étaient basés sur l'hypothèse que les sources volumiques, correspondant au rayonnement "direct" des sources acoustiques liées au mouvement turbulent, étaient négligeables devant les sources surfaciques. On rappelle que ces dernières traduisent la diffraction des sources volumiques. Dans cette partie, le rayonnement acoustique de la roue LAGOON est calculé à partir de la surface perméable définie dans le paragraphe IV.2.3. On sait que le calcul de cette intégrale requiert certaines précautions, et avant de mener la comparaison du champ calculé avec le champ obtenu par l'approche solide, on procède à l'examen de l'influence de certains paramètres de cette surface. L'hypothèse de champ lointain est vérifiée en premier lieu dans le paragraphe qui suit.

#### IV.3.3.1 Influence de la distance d'observation

On rappelle l'équation de FW-H implémentée dans le solveur KIM et donnée au chapitre II :

$$4\pi p'(\mathbf{x}, t)H(f) = \int_{\tau \Sigma(f=0)} \int \int \left( \tilde{F}_i \frac{\partial d}{\partial x_i} - \tilde{Q}v_\infty \frac{\partial d}{\partial x_1} \right) \frac{\delta(g)}{d^2} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau \Sigma(f=0)} \int \int \left( \tilde{F}_i \frac{\partial g}{\partial x_i} - \tilde{Q}v_\infty \frac{\partial g}{\partial x_1} + \tilde{Q} \right) \frac{\delta(g)}{d} dS(\mathbf{y}) \quad (\text{IV.2})$$

Cette expression fait apparaître des termes que l'on peut hiérarchiser selon leur dépendance à la distance  $d$ . En effet, en injectant l'expression des gradients de  $d$  et  $g$  (cf. équations II.48 et II.49) dans cette expression, on fait apparaître des termes dits "de champ proche" qui possèdent une dépendance en  $O(1/d^2)$  et en  $O(1/d^3)$ , par contraste avec les termes de champ lointain en  $O(1/d)$ , qui restent les seuls efficaces lorsque  $d \rightarrow \infty$  (divergence sphérique).

Ces termes de champ proche peuvent être négligés afin de gagner en temps de calcul, mais le code KIM nécessite leur évaluation pour le calcul des termes correctifs présentés au paragraphe II.3.6.6.b.

Afin d'évaluer l'influence de la distance d'observation sur les résultats, les spectres obtenus aux points P1, P2, P3 et P4 sont présentés en figure IV.9 pour des valeurs de  $R_{\text{obs}}$  respectivement égales à 5, 10, 50 et 100 diamètres de roue  $D_w$ . Ces spectres sont normalisés sur la base de l'atténuation sphérique (amplitude en  $1/R$ ), en prenant pour référence  $R_{\text{obs,ref}} = 50D_w$ . De plus, on choisit d'utiliser la surface la plus fine disponible, à savoir  $\Delta_\Sigma/D_w = 1.67 \times 10^{-2}$ , l'influence de la discrétisation de la surface faisant

l'objet du prochain paragraphe. On constate en premier lieu que la normalisation avec la distance est

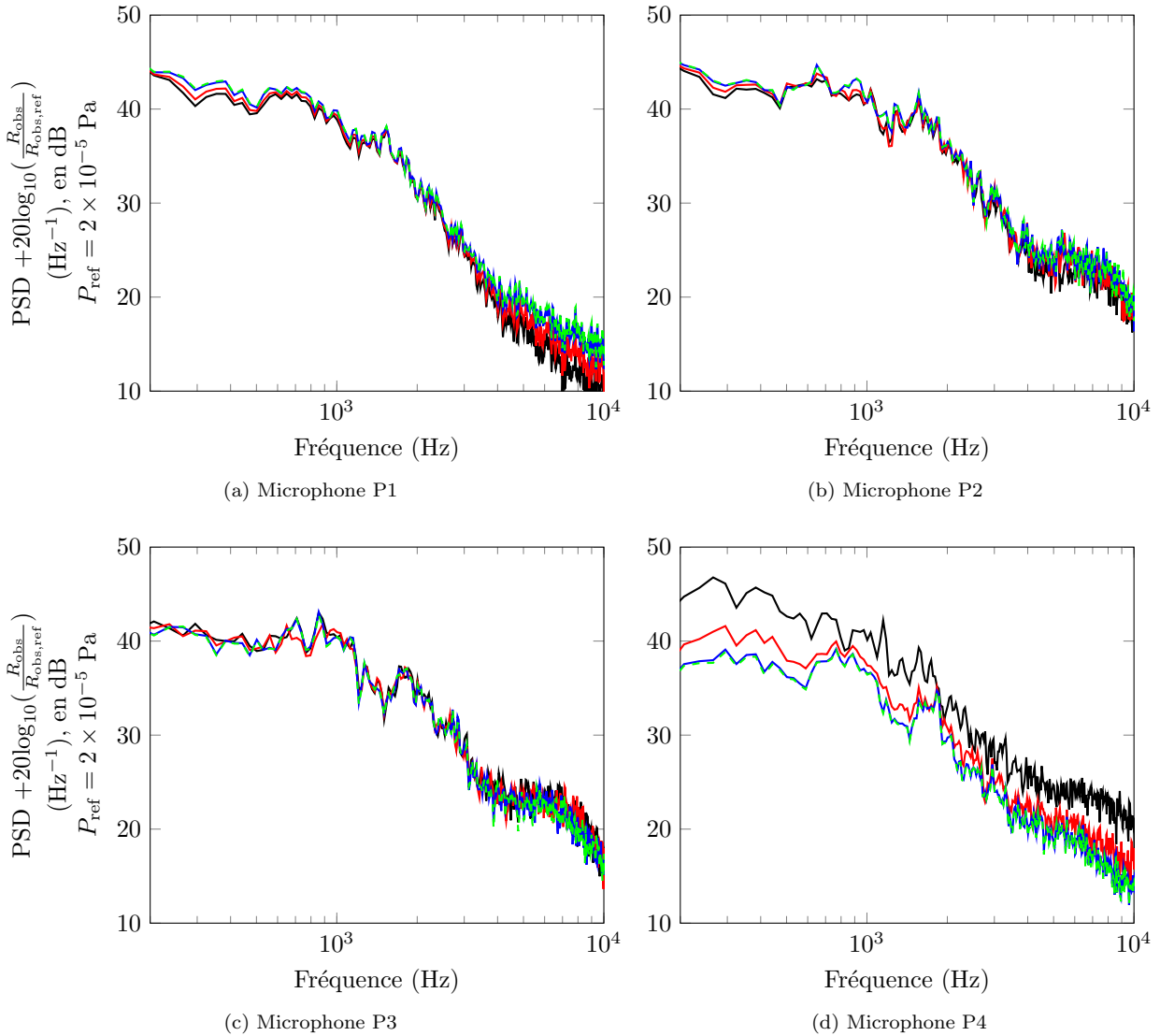


FIGURE IV.9 – DSP des fluctuations de pression obtenues en champ lointain à partir de la méthode perméable pour plusieurs distances d'observation. (—) :  $R_{\text{obs}} = 5D_w$ , (—) :  $R_{\text{obs}} = 10D_w$ , (---) :  $R_{\text{obs,ref}} = 50D_w$ , (- -) :  $R_{\text{obs}} = 100D_w$ .

particulièrement peu vérifiée pour l'observateur situé au point P4 lorsque  $R_{\text{obs}} = 5D_w$ . Ceci était attendu, compte tenu du fait que la distance est prise au centre géométrique de la roue, et non au centre de la surface, qui s'étend jusqu'à  $x = 3.8D_w$ . Les termes d'ordre  $O(1/d^2)$  et  $O(1/d^3)$  ont donc une influence notable pour cette position d'observation. Les autres points présentent une réduction avec la distance plus cohérente avec la décroissance en  $1/d$ . On remarque que la réduction des spectres est strictement vérifiée entre  $R_{\text{obs}} = 50D_w$  et  $R_{\text{obs}} = 100D_w$ , ce qui valide *a posteriori* le fait que les conditions de champ lointain sont vérifiées pour tous les points d'observation lorsque  $R_{\text{obs}} = 50D_w$ . Dans tout ce qui suit, cette distance d'observation sera donc retenue.

#### IV.3.3.2 Influence de la discrétisation de la surface

On rappelle que la surface utilisée pour l'intégration est composée de facettes dont la dimension est de l'ordre de  $\Delta_\Sigma/D_w = 1.67 \times 10^{-2}$ . Dans l'idéal, comme suggéré par Casalino *et al.* [24], les points composant la surface FW-H devraient coïncider avec le maillage CFD, afin d'assurer la meilleure résolution possible, tout en évitant les possibles erreurs d'interpolation entre le maillage CFD et la surface d'intégration. Notons tout de même qu'il n'y a pas *a priori* de lien entre le critère de résolution acous-

tique (20 points par longueur d'onde), qui est une caractéristique du schéma numérique utilisé, et la taille requise pour discrétiser correctement la surface FW-H, qui permet de considérer que chaque facette se comporte comme une source ponctuelle. Dans le cas présent, la coïncidence des deux maillages aurait été impossible à mettre en œuvre en pratique du fait du coût mémoire trop important. Par conséquent, afin d'évaluer la qualité de la discrétisation de la surface, on a effectué le calcul en omettant un point sur deux (résolution "medium"), puis un point sur quatre (résolution "grossière"). Les résultats issus des calculs avec ces résolutions sont présentés en figure IV.10. On constate que, quelle que soit la direction

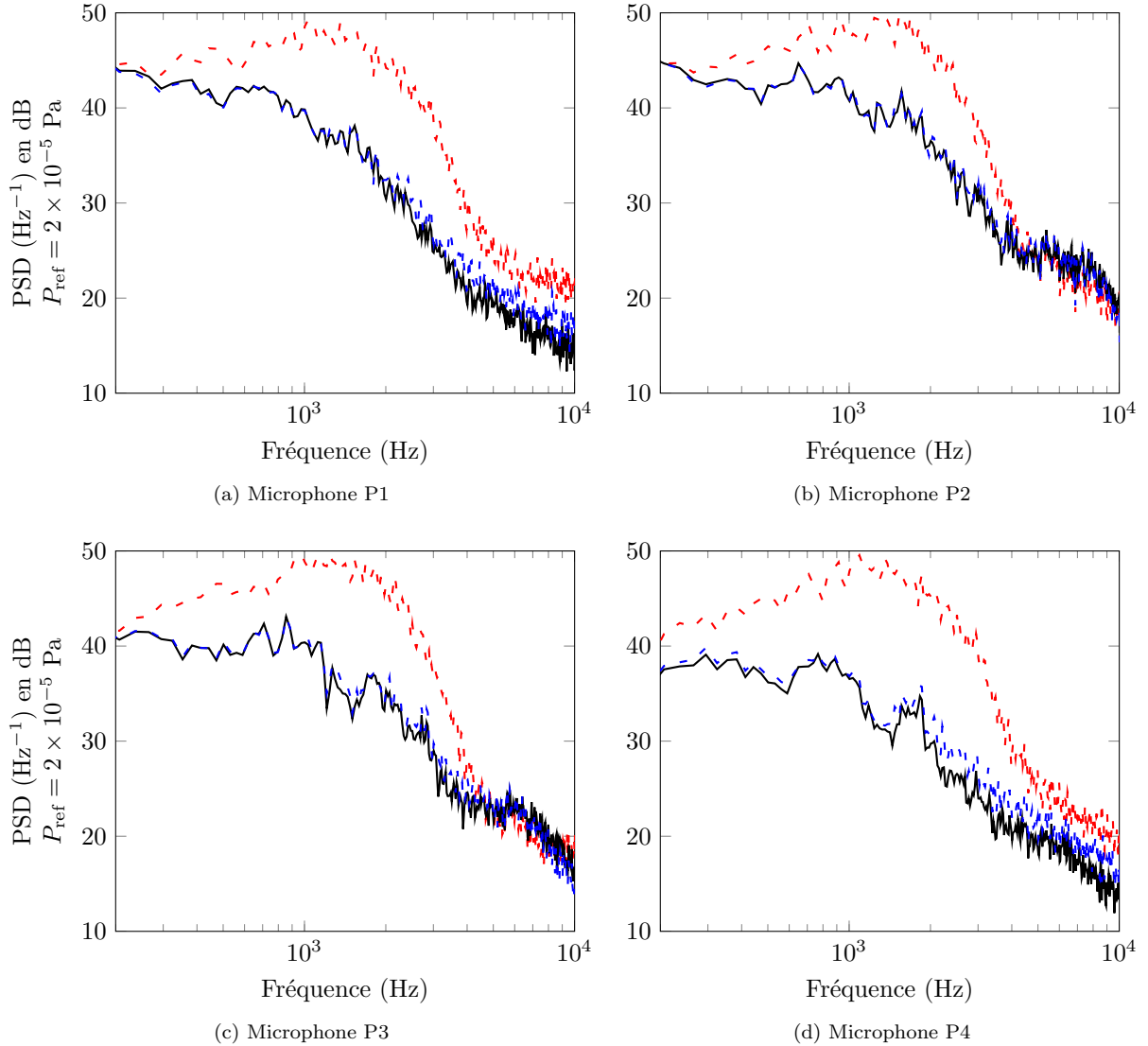


FIGURE IV.10 – Influence de la discrétisation de la surface perméable sur la DSP des signaux obtenus en champ lointain. (—) : résolution fine, (---) : medium, (- -) : grossière.

d'observation, les niveaux acoustiques émis en champ lointain sont nettement supérieurs pour la surface dont la discrétisation est la plus grossière. Entre la résolution intermédiaire et la résolution la plus fine, les écarts aux points P2 et P3 ne sont pas significatifs. Pour les points P1 et P4, de faibles écarts sont observés pour les plus hautes fréquences, mais un raffinement supplémentaire de la surface d'intégration aurait été trop coûteux, et cette résolution a donc été retenue pour l'analyse.

### IV.3.3.3 Influence de la troncature spatiale du domaine source

L'étendue de la surface d'intégration présentée dans le paragraphe IV.2.3 a été choisie de manière à contenir la partie la plus énergétique du sillage de la roue. On a vu au chapitre III que les champs moyens, ainsi que les densités spectrales de puissance de la vitesse, traduisaient un état quasi auto-similaire du

sillage à une distance  $x = 3.5D_w$  de la roue, alors que la fermeture de la surface d'intégration se situe en  $x = 3.8D_w$ . La traversée de cette surface par le sillage est malgré tout inévitable. Les sources volumiques non englobées par cette dernière ne sont *a priori* pas compensées par l'intégration surfacique, ce qui occasionne des fluctuations parasites dans le domaine. On a passé en revue au chapitre II plusieurs manières d'atténuer ces fluctuations parasites. La plus simple d'entre elles consiste à "ouvrir" la surface, en omettant la partie aval lors du calcul. Notons que le formalisme mathématique de l'analogie de FW-H requiert une surface d'intégration fermée et que cette méthode introduit nécessairement une part d'erreur dans la solution. Dans un second temps, afin de conserver la surface fermée, on a employé les termes correctifs proposés par Rahier *et al.* [158] et implémentés dans KIM. L'effet de ces deux méthodes sur les spectres en champ lointain est présenté dans les paragraphes qui suivent.

#### IV.3.3.3.a Ouverture de la surface

L'effet produit par l'ouverture de la surface d'intégration est présenté en figure IV.11, où les courbes en trait plein correspondent à la surface fermée, et les courbes en tirets correspondent aux résultats obtenus avec la surface ouverte. On remarque en premier lieu que les écarts importants constatés précédemment

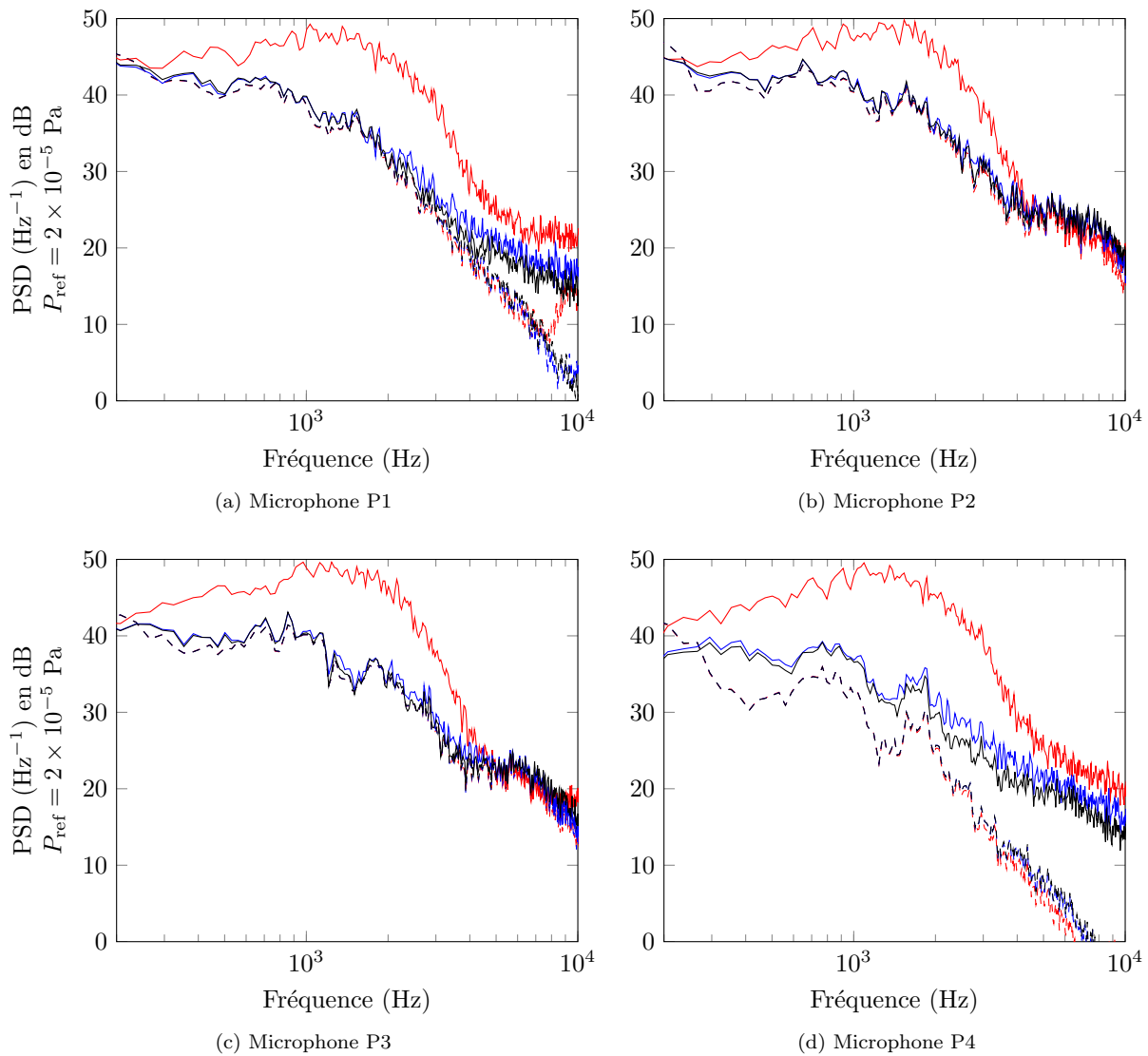


FIGURE IV.11 – Influence de l'ouverture de la surface sur les DSP en champ lointain pour les trois niveaux de résolution. (–) : résolution grossière, (–) : résolution medium, (–) : résolution fine. Traits pleins : surface fermée, tirets : surface ouverte.

entre la surface "grossière" et les deux autres surfaces sont considérablement réduits par l'ouverture de la surface. On constate également que, quelle que soit la discrétisation adoptée pour la surface d'intégra-

tion, les résultats obtenus sont presque strictement identiques lorsque la surface est ouverte. Ce résultat inattendu semble suggérer que la discrétisation de la surface FW-H est particulièrement critique sur sa partie sujette à des fluctuations hydrodynamiques. De plus amples investigations sur ce point semblent nécessaires et pourraient faire l'objet de futurs travaux.

Une seconde remarque peut être faite sur l'influence de l'ouverture de la surface pour des observateurs situés à des directions rasantes. En effet, alors que l'ouverture de la surface ne se traduit pour les points P2 et P3 que par une réduction des niveaux à basse fréquence de l'ordre de quelques dB, les points P1 et en particulier P4 présentent d'importants écarts liés à la non-prise en compte de la partie aval de la surface. Rien ne permet en toute rigueur d'affirmer que les résultats obtenus avec la surface ouverte ne sont pas corrects, mais on constate tout de même que les niveaux sont inférieurs à 0 dB pour les plus hautes fréquences présentées, alors que les résultats obtenus avec la formulation solide (cf. figure IV.6) présentaient des niveaux entre 10 et 15 dB plus élevés sur ces fréquences. C'est ce qui a motivé l'utilisation des termes correctifs développés par Rahier *et al.* [158], dont on présente l'influence sur les spectres en champ lointain dans le paragraphe qui suit.

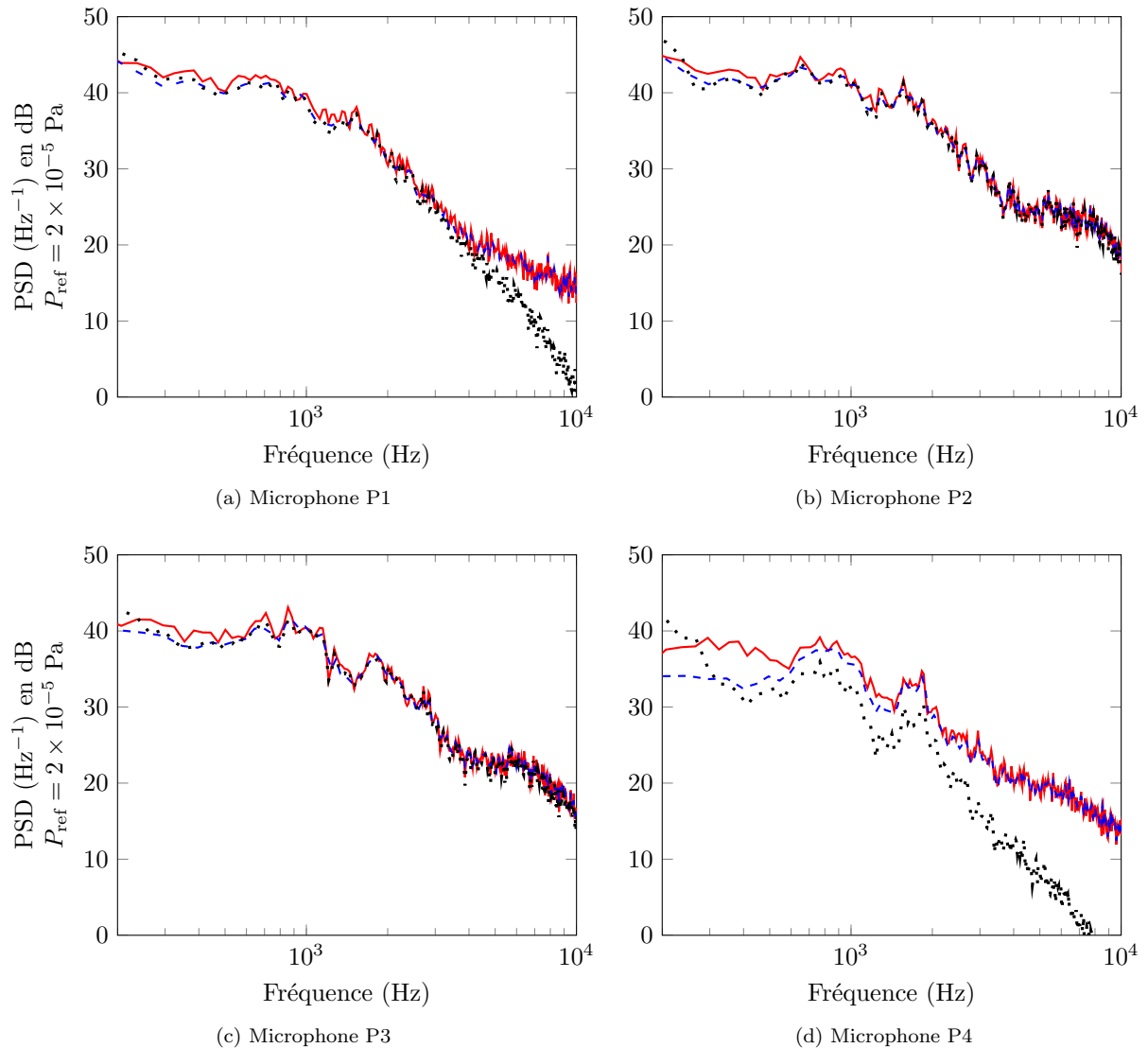


FIGURE IV.12 – Influence du traitement de la partie aval de la surface. (—) : surface fermée sans correction, (---) : surface fermée avec correction, (···) : surface ouverte.

#### IV.3.3.3.b Effet des termes correctifs

La figure IV.12 compare les cas où la surface d'intégration est fermée, fermée avec correction, et enfin ouverte. L'examen des spectres obtenus aux points P2 et P3, où l'influence attendue de la fermeture de

la surface est faible par rapport aux directions rasantes, indique que l'effet des termes correctifs se trouve principalement dans les basses fréquences, avec une réduction des niveaux de l'ordre du dB. On remarque de plus que, pour ces points, l'application de ces termes correctifs est, à la fraction de dB près, équivalente à l'ouverture de la surface.

Le point P1, et plus particulièrement le point P4, sont en revanche plus sensibles à la contribution de la surface aval. Ils présentent d'importants écarts entre la surface fermée et corrigée d'une part et la surface ouverte d'autre part. En effet, alors que l'ouverture de la surface entraînait une chute de près de 15 dB des niveaux à haute fréquence par rapport aux résultats obtenus avec la surface solide, on constate que l'usage des termes correctifs entraîne une diminution des niveaux à basse fréquence uniquement, de l'ordre de 4 dB au point P4. Les hautes fréquences ne sont pas affectées par l'usage de ces termes correctifs et sont identiques aux résultats obtenus avec une surface fermée sans correction.

L'influence des termes correctifs semble donc principalement restreinte aux basses fréquences, et doit donc avoir une influence notable sur la directivité, si celle-ci est calculée à partir des niveaux OASPL. Afin d'apprécier l'effet des termes correctifs sur les niveaux OASPL, on présente les niveaux intégrés avec et sans correction dans le plan  $xOz$  en figure IV.13. La directivité obtenue par application des

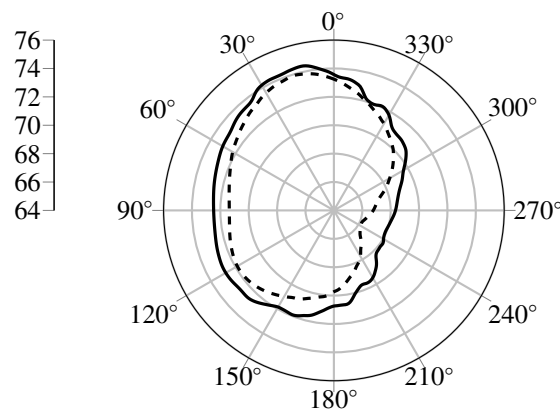


FIGURE IV.13 – Niveaux OASPL (dB) obtenus à partir de la surface perméable fermée (—) : sans correction et (- -) : avec correction dans le plan  $xOz$ .

termes correctifs est plus régulière et semble en meilleur accord avec celle obtenue avec la surface solide, y compris pour les directions rasantes. On en conclut que l'utilisation des termes correctifs est préférable à l'ouverture de la surface.

#### IV.3.3.4 Calcul du champ à l'intérieur de la surface

Comme on l'a vu au chapitre II, § II.3.6.1, résoudre l'équation de FW-H revient à résoudre une équation sur la variable généralisée  $p'H$ , où  $H$  est la fonction de Heaviside, égale à 1 sur les frontières et à l'extérieur de la surface de contrôle, et nulle à l'intérieur de cette dernière. Une manière de vérifier la consistance du calcul de l'intégrale de FW-H sur une surface perméable est donc de vérifier que le champ calculé à l'intérieur de la surface s'annule [189, 69, 167]. Une ligne de 40 points d'écoute a ainsi été définie en  $x = y = 0$ , pour  $|z/D_w| \leq 1$ , pour lesquels on a calculé les niveaux OASPL entre 200 Hz et 10 kHz. Le profil ainsi obtenu est présenté en figure IV.14. On observe qu'au sein de la surface, délimitée par l'intervalle  $-0.3D_w \leq z/D_w \leq 0.5/D_w$  à cette position  $(x, y)$  (cf. figure IV.2), les niveaux OASPL sont d'environ 30 dB inférieurs aux niveaux atteints à l'extérieur de la surface. Le champ n'est pas donc pas à strictement parler nul à l'intérieur, ce qui peut résulter de plusieurs facteurs. D'une part, la surface n'est pas de classe  $C^1$ , comme le veut la théorie. De plus, même si un soin particulier a été apporté à la prise en compte de la majorité des sources volumiques, une certaine partie a nécessairement été omise. Enfin, la solution aérodynamique calculée par le solveur Navier-Stokes comporte elle-même une part d'erreur, *a priori* faible mais non nulle. Notons tout de même que Spalart [189] obtient également une différence de l'ordre de 30 dB entre les champs intérieur et extérieur sur un cas différent. Une seconde remarque concerne le champ calculé au voisinage direct de la surface. Comme on le voit sur la figure IV.14, ce dernier présente un comportement non régulier à la traversée du plan  $z = 0.5D_w$ . Ceci est lié au fait que, pour que le calcul ait un sens, un observateur doit "voir" la surface comme étant continue, et donc être

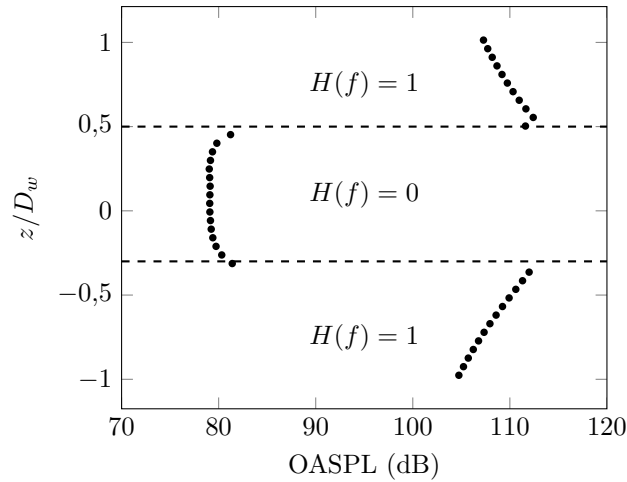


FIGURE IV.14 – Niveaux intégrés (200 Hz, 10 kHz) obtenus sur la ligne verticale  $x = y = 0$ .

situé à une distance qui soit au moins de l'ordre de la dimension d'un élément de surface. Malgré ces légères imperfections, on peut conclure que le calcul de l'intégrale avec le code KIM respecte globalement les propriétés mathématiques élémentaires du formalisme de FW-H.

### Conclusion intermédiaire

Avant d'effectuer la comparaison entre les résultats issus de l'intégrale de FW-H sur surface solide et perméable, quelques tests ont été menés sur différents paramètres de la surface perméable :

- L'hypothèse de champ lointain a été vérifiée pour  $R_{\text{obs}} = 50D_w$ , permettant la comparaison avec la méthode solide pour les observateurs proche de la direction aval et l'évaluation des termes correctifs.
- La sensibilité des résultats à la discrétisation de la surface a été contrôlée et a montré, à l'exception d'écarts de l'ordre du dB aux points P1 et P4 pour les plus hautes fréquences, que la résolution la plus fine permettait un calcul suffisamment précis de l'intégrale.
- L'influence de l'ouverture de la surface a été examinée et a montré que la résolution de la surface était critique sur sa partie aval. Une baisse très significative et probablement non-physique des niveaux acoustiques est observée pour les observateurs à l'aval.
- L'utilisation des termes correctifs induit une diminution de l'ordre de quelques dB dans les basses fréquences et permet d'éviter la chute des niveaux à haute fréquence provoquée par l'ouverture de la surface pour les points situés à des angles rasants. La directivité obtenue après leur utilisation est plus régulière et semble qualitativement plus proche de celle observée avec la méthode solide.
- Le calcul du champ acoustique à l'intérieur de la surface d'intégration est de 30 dB inférieur au champ extérieur, ce qui confirme que le calcul effectué par le code KIM respecte bien le formalisme de base de la théorie de FW-H.

## IV.3.4 Comparaison des approches solide et perméable

La consistance des résultats obtenus avec la surface perméable a été montrée à partir de quelques tests portant sur les différents paramètres du calcul de l'intégrale de surface. La comparaison des spectres en champ lointain obtenus avec l'approche "solide" va donc être effectuée avec les spectres obtenus par l'approche "perméable", sur la surface la plus fine dont on dispose ( $\Delta_{\Sigma}/D_w = 1.67 \times 10^{-2}$ ), à une distance d'observation  $R_{\text{obs}} = 50D_w$  pour laquelle les conditions de champ lointain sont remplies. On choisit pour la comparaison de conserver la surface fermée en appliquant les termes correctifs.

### IV.3.4.1 Comparaison des DSP aux points $P_n$

L'utilisation du diamètre de la roue comme longueur caractéristique fournit une fréquence de 1133 Hz pour la délimitation des régimes compact/non-compact ( $MSt_{D_w} = 1$ ). La comparaison des niveaux obtenus avec les approches solide d'une part et perméable d'autre part est présentée en figure IV.15.



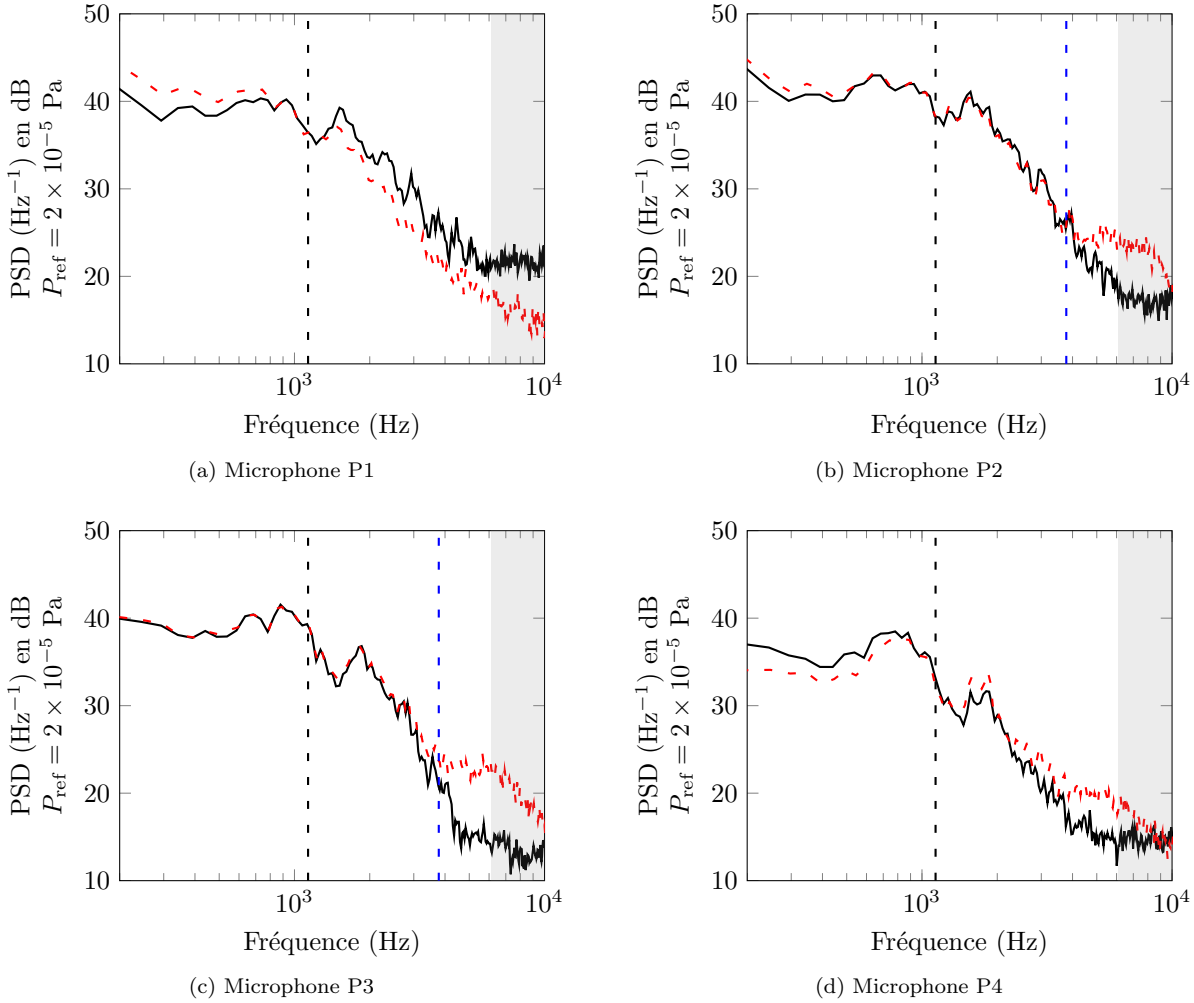


FIGURE IV.15 – Comparaison des DSP obtenues en champ lointain à partir des approches (–) : solide et (– –) : perméable. (– –) :  $MSt_{D_w} = 1$ , (– –) :  $MSt_{H_w} = 1$ . Zone grise : coupure acoustique du maillage CFD.

Analysons en premier lieu les résultats aux points P2 et P3. À l'exception du point P2 qui présente des écarts de l'ordre du dB entre 200 et 500 Hz, les écarts entre la formulation solide et la formulation perméable sont de l'ordre de la fraction de dB jusqu'à environ 3 kHz. D'un point de vue numérique, un accord d'une telle précision sur ces fréquences confirme la résolution correcte des fluctuations aérodynamiques à l'intérieur de la surface d'intégration et la propagation précise des sources acoustiques associées. On note également que l'utilisation des termes correctifs a permis une sensible diminution des niveaux à basse fréquence, améliorant ainsi l'accord entre les deux formulations, et confirmant la pertinence de leur utilisation. Les écarts négligeables entre les deux formulations sur cette gamme de fréquence sont également en accord avec la théorie qui prévoit que les sources surfaciques dominent les sources volumiques dans le cas compact. De plus, les observations effectuées précédemment concernant les émissions pseudo-tonales sont maintenues et le bruit généré par la cavité est aussi bien décrit par une formulation que par l'autre. À des fréquences supérieures à 3 kHz, on observe d'importants écarts entre les deux formulations, avec les résultats obtenus par l'intégration perméable jusqu'à 10 dB supérieurs aux résultats obtenus par l'intégration solide. De tels écarts sont, une fois de plus, cohérents avec la théorie, et traduisent la perte d'efficacité des effets de diffraction. Ils sont également cohérents avec les observations des auteurs cités au début de ce chapitre (cf. tableau IV.1) et suggèrent que la condition de faible nombre de Mach ( $M \ll 1$ ) est insuffisante. Une condition du type  $MSt \ll 1$  semble plus précise. On constate sur ce point que l'utilisation du diamètre de la roue comme longueur caractéristique ne permet pas de délimiter la fréquence à laquelle les sources volumiques ne sont plus négligeables, cette dernière se situant plutôt aux alentours de  $MSt \simeq 3$ . Ceci pourrait indiquer que la dimension pertinente serait dans le cas présent l'épaisseur  $H_w$  de la roue. La connaissance de la fréquence exacte à partir de laquelle l'approche solide n'est plus valable

serait une information précieuse dans un calcul sur une configuration industrielle, mais semble difficile à déterminer dans le cas d'un corps de forme arbitraire.

Pour résumer, on souhaite souligner à ce stade que les écarts observés ne sont certainement pas négligeables lorsque les hautes fréquences sont considérées. La prise en compte des sources volumiques semble donc indispensable pour obtenir des prédictions du bruit aérodynamique précises, en particulier si des métriques adaptées à l'audition humaine sont considérées, car ces dernières favorisent les hautes fréquences.

Alors que les résultats obtenus aux points P2 et P3 étaient conformes aux résultats attendus, les spectres obtenus aux directions rasantes P1 et P4 sont plus difficiles à interpréter. Dans les deux cas, les spectres obtenus avec les deux approches semblent présenter la même forme globale. On observe toutefois pour le point P1 que l'approche perméable fournit des niveaux plus élevés à basse fréquence et plus faibles à haute fréquence relativement à l'approche solide. Ces écarts sont de l'ordre de  $\sim 3$  dB, et le comportement inverse est observé au point P4. On note également que les deux formulations semblent être équivalentes lorsque  $MSt = 1$ , mais rien n'indique *a priori* que l'accord des deux formulations à cette fréquence ne soit pas fortuit. Les différences observées à ces angles pourraient être dues à des effets de l'écoulement non-homogène au sein de la surface perméable, non restitués par l'approche solide.

#### IV.3.4.2 Niveaux OASPL et directivité associée

Les niveaux intégrés entre 200 Hz et 10 kHz sont présentés pour les deux formulations en figure IV.16. La prise en compte des sources quadripolaires par la surface perméable entraîne une très sensible augmentation des niveaux intégrés du côté de la cavité, mais c'est du côté extérieur que cette augmentation est la plus significative. En particulier, la directivité observée dans le plan  $(yOz)$  avec la surface solide était de type dipolaire, avec deux lobes orientés perpendiculairement à la cavité. L'inclusion des sources quadripolaires à l'aide de la surface perméable induit une augmentation des niveaux OASPL de 3 dB dans les directions orthogonales à ces lobes.

On souligne également une seconde fois que, bien que les écarts entre la formulation solide et la formulation perméable soient de l'ordre de 10 dB à haute fréquence pour les points P2 et P3, les écarts dans les niveaux intégrés sont bien moindres, du fait du bon accord des basses fréquences obtenues avec ces deux approches. On observe également qu'aux points P1 et P4, bien que les spectres obtenus présentent d'importants écarts sur toute la gamme de fréquence considérée, les niveaux OASPL sont presque égaux.

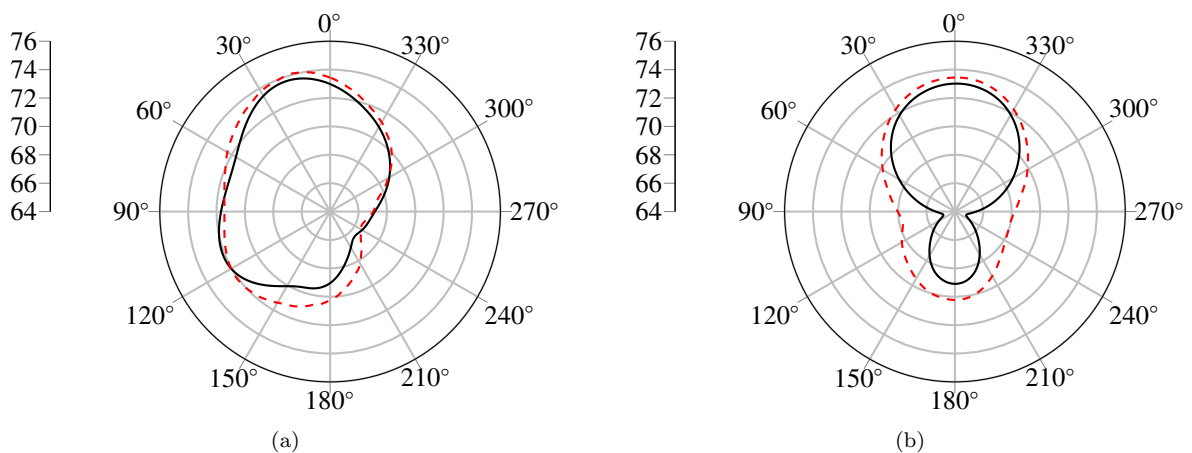


FIGURE IV.16 – Niveaux OASPL (dB) obtenus à partir de la méthode solide (—) et la méthode perméable (- -) dans les plans (a) :  $(xOz)$  et (b) :  $(yOz)$ .

#### IV.3.4.3 Comparaison des approches solide et perméable à la simulation numérique compressible directe

Le caractère compressible de la simulation aérodynamique réalisée assure que les fluctuations acoustiques en champ proche sont, dans la limite permise par le maillage, correctement résolues par le solveur

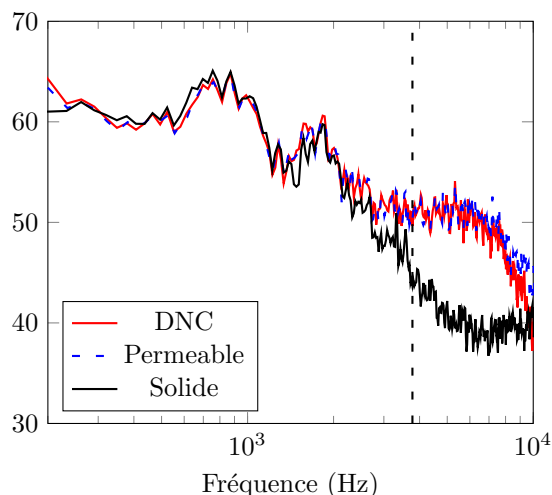


FIGURE IV.17 – Comparaison des approches solide, perméable et du calcul direct à un point situé dans la zone résolue par le code CFD. (- -) :  $MSt_{H_w} = 1$ .

Navier-Stokes. L'approche perméable employée dans ce travail consiste en une méthode d'extrapolation du champ acoustique basée sur l'équation de FW-H [69]. Afin de tirer profit du caractère compressible de la simulation, on peut également comparer les résultats obtenus avec les approches solide et perméable au calcul direct du bruit. Cette dernière méthode ne faisant intervenir ni modélisation, ni hypothèse, fournit le "vrai bruit" de l'écoulement en champ proche.

On choisit à cet effet un point situé sur la face supérieure de la surface d'intégration perméable, situé en  $(x/D_w, y/D_w, z/D_w) = (2.7, 0, 1.2)$ . Le calcul perméable est réalisé à une distance  $\epsilon \simeq 2\Delta_\Sigma$  du point considéré afin de pallier le problème lié au caractère discret de la surface, déjà soulevé au § IV.3.3.4. Les termes de champ proche sont évidemment inclus dans le calcul, et la DSP des fluctuations de pression mesurée dans la simulation est comparée aux DSP obtenues avec les formulations respectivement solide et perméable en figure IV.17. Un excellent accord entre le spectre obtenu *via* l'intégration sur la surface perméable et la solution de référence (DNC) est observé. Ceci confirme une fois de plus la consistance du calcul acoustique effectué car l'on retrouve le signal d'origine en sommant les contributions de plusieurs facettes. De même que précédemment, des écarts qui peuvent atteindre la dizaine de dB sont observés lorsque l'on s'intéresse à la gamme de fréquences pour lesquelles la roue est non-compacte, ce qui confirme à nouveau que l'intégration sur les parois physiques de la roue ne permet pas de rendre compte d'une partie importante du rayonnement à haute fréquence. Ces conclusions, consistantes avec la théorie, rejoignent également celles tirées par Pérot [149] sur un cas géométriquement moins complexe. Ajoutons que la compressibilité du solveur utilisé pour le calcul de l'intégrale "solide" de FW-H ne semble pas pour autant permettre de négliger les sources volumiques, comme déjà suggéré par Yu et Lele [218].

## IV.4 Localisation des sources par formation de voies à partir des signaux calculés

La localisation des sources acoustiques à l'aide de réseaux de microphones est, comme déjà mentionné au chapitre I, couramment employée en aéroacoustique expérimentale et permet d'obtenir une estimation de la position des sources dans un plan de focalisation donné. Récemment, ce type d'analyse a été étendu au cas où les signaux aux microphones sont obtenus à partir de la simulation numérique. Ainsi, Bulté et Redonnet [19] ont comparé les résultats obtenus dans le cas du train d'atterrissage LAGOON à partir des algorithmes de formation de voies "classique" et DAMAS lorsque les signaux provenaient d'une simulation hybride CFD/CAA et de mesures dans les souffleries F2 et C19 de l'ONERA. Le chaînage d'un calcul FW-H et d'une méthode de localisation a été mis en œuvre par plusieurs équipes pour des types d'écoulement différents, incluant le cas du jet supersonique [51, 145], ou encore d'un cylindre isolé [224].

En rappelant que la formulation de la formation de voies "classique" présentée au chapitre II (cf. eq. II.56) fait intervenir la matrice interspectrale des microphones en champ lointain  $\Gamma$ , on souhaite pousser

l'analyse menée précédemment sur la comparaison des approches solide et perméable en effectuant la localisation des sources associées au rayonnement de la roue à partir du champ acoustique fourni par ces deux approches.

#### IV.4.1 Réseau de microphones utilisé

Après plusieurs tests, on a opté pour un réseau de microphones plan en forme de croix inspiré de celui utilisé par Bulté et Redonnet [19] sur la configuration LAGOON dans la simulation "C19 open-jet". Chaque branche contient 50 microphones équirépartis sur une distance de  $100D_w$ . La première est alignée avec la direction de l'écoulement, et la seconde lui est perpendiculaire, comme visible sur la figure IV.18. Ce réseau de microphones est placé à une distance verticale de  $50D_w$  du fond de la cavité. Ceci implique

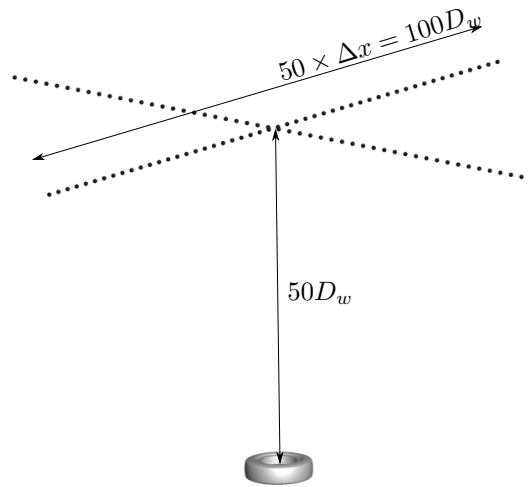


FIGURE IV.18 – Antenne (échelle non respectée)

qu'avec la convention de la partie précédente, l'angle  $\varphi$  balayé varie entre  $-45^\circ$  et  $+45^\circ$ .

#### IV.4.2 Plan de focalisation

Le plan de focalisation dans lequel sont recherchées les sources est pris parallèle au réseau de microphones et rasant la cavité, c'est-à-dire  $z/D_w = 0.12$ . Son étendue dans les directions  $x$  et  $y$  correspond à l'étendue de la zone résolue par le calcul CFD et de la surface d'intégration perméable utilisée pour le calcul avec KIM. Ce plan est discrétisé avec  $461 \times 161$  éléments carrés de côté  $c/D_w = 1 \times 10^{-2}$ .

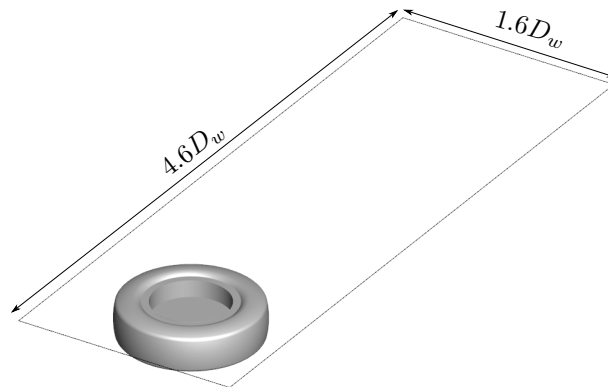


FIGURE IV.19 – Plan de focalisation utilisé pour le calcul des cartes de bruit

### IV.4.3 Cartes de bruit obtenues

Les cartes de bruit calculées correspondent à la valeur prise par la puissance acoustique du monopôle "équivalent" (au sens de la formation de voies) à chaque point du plan de focalisation. La matrice interspectrale est calculée pour chaque couple de microphones à partir de l'estimateur de Welch avec un recouvrement de 50%. Le nombre de blocs est choisi pour obtenir une résolution de 100 Hz. Un fenêtrage de Hanning est employé en espace sur chaque branche de l'antenne afin de limiter les effets de bords. Enfin, pour chaque fréquence, les contours sont présentés avec une dynamique de 10 dB, la valeur maximale étant prise égale au maximum obtenu avec les résultats issus de la solution perméable.

Compte tenu des observations faites aux points P2 et P3 (cf. figure IV.15), on a choisi de distinguer les résultats obtenus pour des fréquences inférieures à 4 kHz ( $MSt_{H_w} < 1$ ), présentés en figure IV.20, des résultats obtenus pour des fréquences plus élevées, pour lesquelles on a montré que les sources quadripolaires étaient dominantes, montrés en figure IV.21. On a vu précédemment que les spectres obtenus en

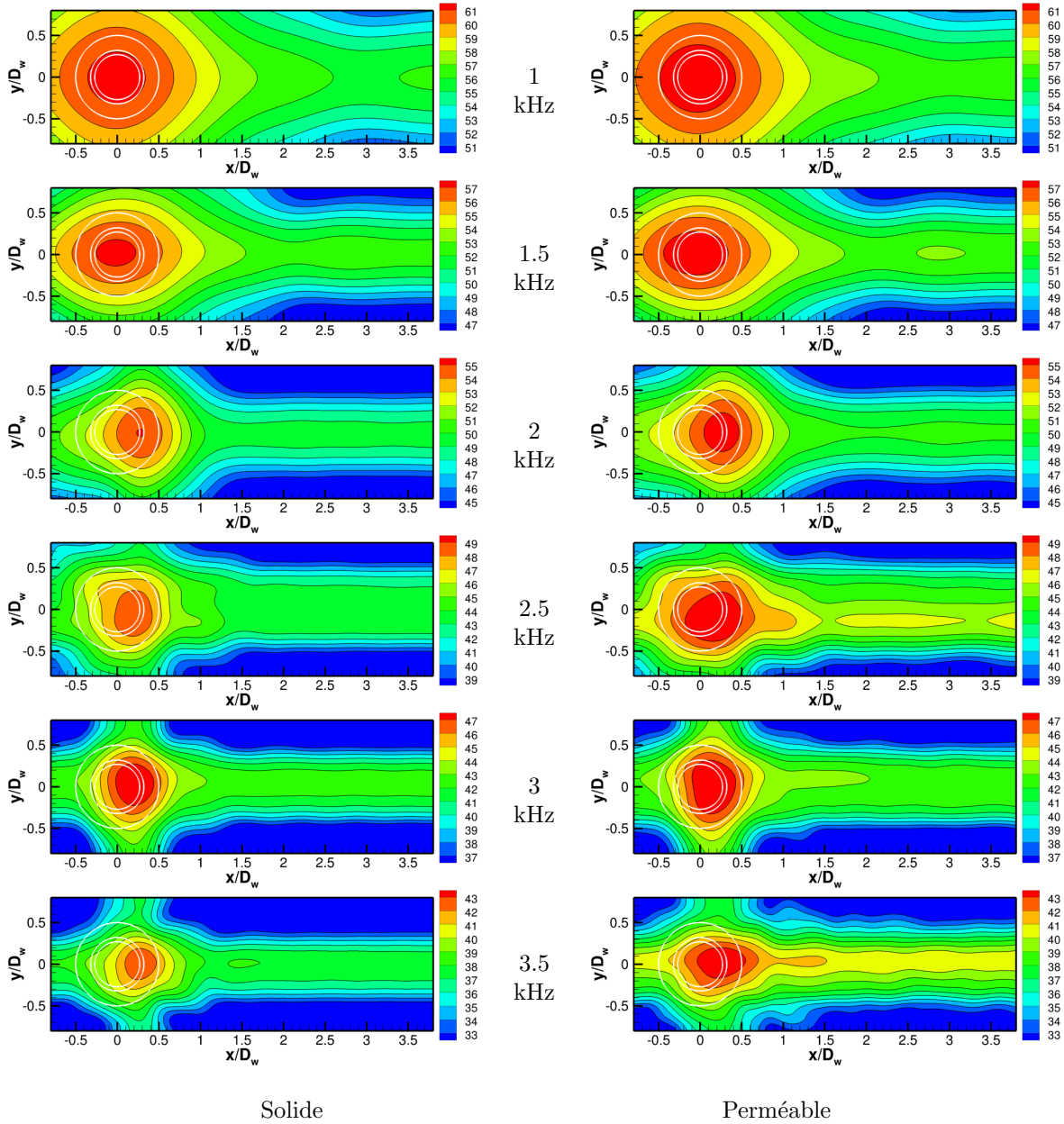


FIGURE IV.20 – Cartes de bruit obtenues dans le régime  $H_w/\lambda < 1$ , à des fréquences de (de haut en bas) 1, 1.5, 2, 2.5, 3 et 3.5 kHz pour des signaux d'entrée provenant de la méthode FW-H solide (gauche) et perméable (droite)

champ lointain avec les deux formulations FW-H étaient quasi-strictement identiques pour les fréquences représentées sur la figure IV.20, traduisant un effet dominant des sources surfaciques. On remarque en

premier lieu que cette similarité dans les spectres en champ lointain se retrouve très logiquement dans les cartes de bruit calculées. La décroissance du lobe principal est relativement lente pour les plus basses fréquences, à l'instar des cartes de bruit obtenues par Bulté et Redonnet [19], mais le pouvoir de résolution spatiale augmente avec la fréquence et l'on peut clairement distinguer à partir de 2 kHz que la zone source, à ces fréquences, semble être située sur le bord aval de la cavité. Un tel résultat est cohérent avec les observations de Heller *et al.* [90] sur une cavité peu profonde rectangulaire, qui ont décrit le mécanisme de génération de bruit d'une cavité peu profonde comme piloté par une source acoustique localisée à proximité de son coin aval. On observe néanmoins à 3.5 kHz que la zone source obtenue avec la formulation perméable est légèrement plus étendue dans la direction de l'écoulement que la zone source obtenue avec la formulation solide. Cette tendance est confirmée par l'examen de la figure IV.21. Alors

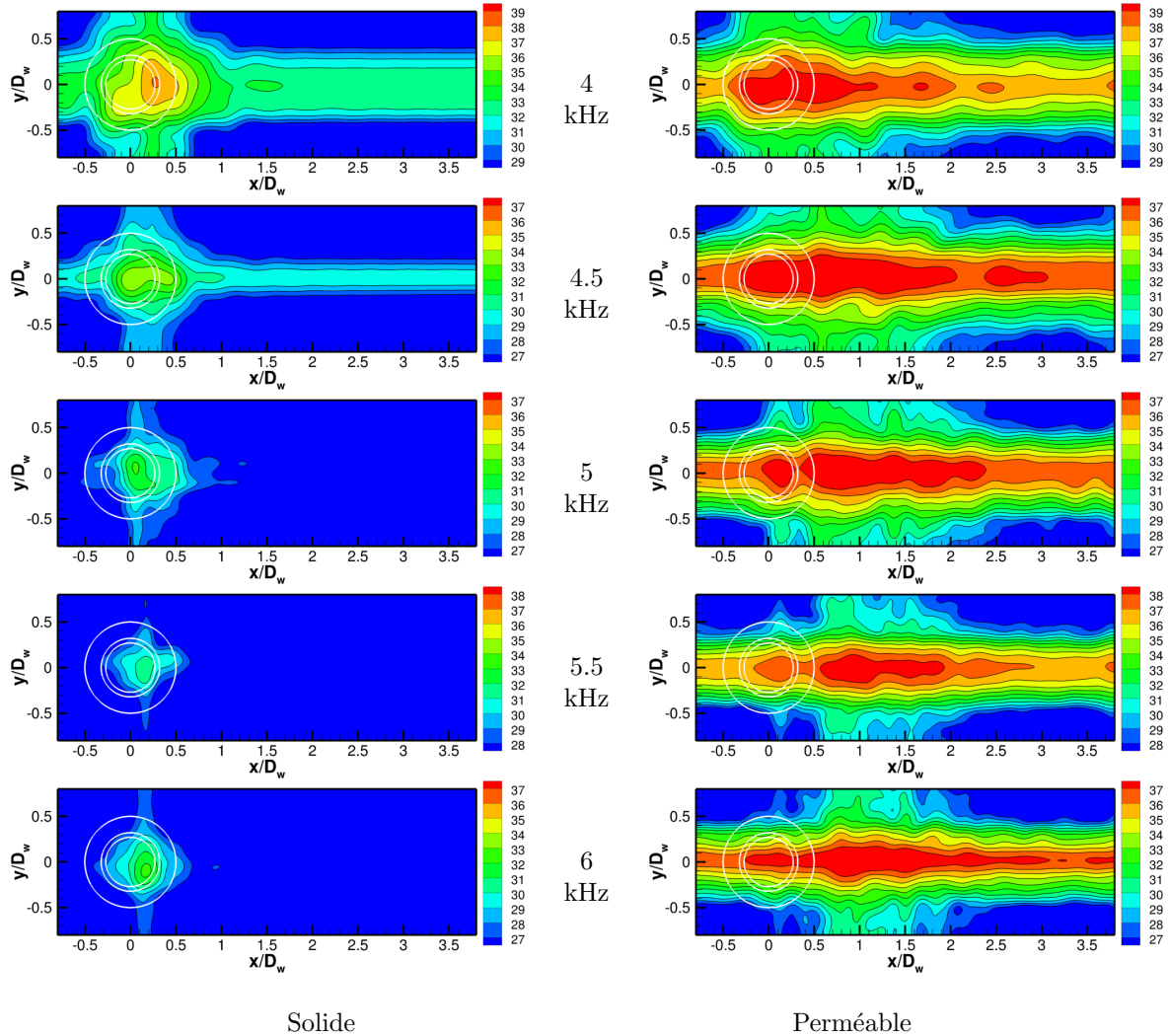


FIGURE IV.21 – Cartes de bruit obtenues dans le régime  $H_w/\lambda > 1$ , à des fréquences de (de haut en bas) 4, 4.5, 5, 5.5 et 6 kHz pour des signaux d'entrée provenant de la méthode FW-H solide (gauche) et perméable (droite)

que les cartes issues du calcul "solide" continuent d'indiquer le coin aval de la cavité comme étant la zone source, les cartes obtenues avec la formulation perméable présentent une zone étendue au dessus de la cavité et dans le sillage de la roue.

Pour conclure, on en déduit ainsi que le mécanisme dominant entre 2 et 3.5 kHz ( $MSt_{H_w} < 1$ ) est la diffraction des sources volumiques par le coin aval de la cavité. À plus haute fréquence, les sources volumiques contenues dans le sillage gagnent en importance et deviennent dominantes devant les sources surfaciques. En dessous de 2 kHz, le faible pouvoir de résolution de l'antenne ne permet pas de distinguer une zone particulière. Les calculs de localisation de sources effectués dans ces travaux sont rudimentaires, et pourraient être complétés par une étude plus approfondie de différents paramètres tels que la définition de l'antenne, notamment en vue d'accroître son pouvoir de résolution, ou l'usage d'algorithmes

de déconvolution plus évolués tels que DAMAS ou CLEAN. Ces premiers résultats montrent néanmoins l'ambiguïté qui peut résulter d'un chaînage FW-H/formation de voies lorsque l'analyse des résultats ne tient pas compte de la non-compacité éventuelle des objets analysés.

## IV.5 Conclusions

Les résultats obtenus dans ce chapitre permettent de tirer des conclusions spécifiques au rayonnement acoustique en champ lointain d'une roue isolée de train d'atterrissage dans un écoulement subsonique. Une part importante du raisonnement suivi dans ce chapitre visait également à tirer des conclusions plus générales sur l'utilisation de la méthode d'extrapolation des ondes basée sur l'équation de FW-H dans le cadre de la prédiction du bruit aérodynamique d'un corps complexe non-profilé, par intégration des quantités aérodynamiques obtenues sur des surfaces de contrôle correspondant soit aux parois physiques, soit à une surface fictive, à l'aide d'un solveur compressible.

L'émission acoustique de la roue LAGOON est maximale du côté de la cavité cylindrique, comme observé par Wang *et al.* [210] sur le prototype CADWIE, avec un écart dans les niveaux globaux de l'ordre de 4 dB du côté intérieur ( $\varphi = 0^\circ$ ) par rapport au côté extérieur ( $\varphi = 180^\circ$ ) lorsque les sources quadripolaires sont négligées. Cet écart est réduit à 3 dB lorsque ces dernières sont prises en compte dans le calcul. La présence de la cavité induit un maximum de directivité vers l'amont typique des écoulements de cavité. Plus spécifiquement, l'angle d'émission maximale est trouvé à  $20^\circ$  de la normale à la cavité dans la direction amont. Dans le plan médian de la roue et orthogonal à la direction de l'écoulement, la structure spatiale du rayonnement est de type dipolaire et minimale dans les directions parallèles au fond de la cavité. Dans ces directions, la prise en compte des sources volumiques induit une augmentation de 3 dB dans les niveaux intégrés.

L'examen des densités spectrales de puissance au dessus de la cavité fait apparaître l'émergence d'une composante pseudo-tonale dont l'amplitude n'est pas aussi marquée que pour des cavités plus profondes, ce qui est en accord avec le raisonnement de Heller *et al.* [90]. La fréquence de cette émission correspond au premier mode de profondeur de la cavité. Une seconde composante pseudo-tonale est observée vers l'aval à plus haute fréquence mais son origine n'a pas encore été clairement établie.

Le calcul des fluctuations acoustiques en champ lointain a été effectué en premier lieu à partir des efforts aérodynamiques instationnaires intégrés sur la surface totale de la roue. L'influence de l'étirement du maillage sur ces résultats a été évaluée par comparaison des résultats obtenus lorsque les efforts instationnaires étaient issus de la simulation M1 (maillage très étiré) et de la simulation M2 (mêmes paramètres numériques mais sillage résolu avec précision). On observe que dans le cas de maillage très étiré, les fluctuations acoustiques rétrogrades décrites au chapitre III se manifestent sous la forme d'écarts importants dans la composante haute fréquence du dipôle de traînée, tandis que le spectre du dipôle de portance reste identique entre les deux simulations. Ces écarts se manifestent dans les spectres de pression en champ lointain par une augmentation importante des niveaux à haute fréquence. De tels résultats sont également observés lorsque les compensations de phase sont prises en compte *via* l'utilisation de l'équation de FW-H solide et indiquent qu'un étirement trop important du maillage dans la direction de l'écoulement peut avoir des répercussions importantes sur les niveaux calculés en champ lointain, même lorsque l'approche par surface solide est employée. De plus, la comparaison entre les résultats obtenus par l'approche basée sur les efforts instationnaires et par l'approche solide montre très clairement que, dans un cas complexe comme une roue de train d'atterrissage, l'influence des compensations de phase à la surface est importante.

En second lieu, l'intégration de l'équation de FW-H a été réalisée sur une surface perméable située aussi loin que possible de la roue, dans le but d'englober au mieux les sources volumiques. L'examen de la discrétisation de la surface et de son ouverture possible a montré que l'effet de la discrétisation était particulièrement prononcé sur la partie de la surface sujette aux fluctuations hydrodynamiques du sillage. On a également montré que les termes correctifs servant à compenser les fluctuations parasites liées à la traversée de la surface perméable par le sillage étaient équivalents à l'ouverture de la surface pour des directions normales à l'écoulement. Pour des angles plus rasants, leur usage permet de réduire les perturbations parasites tout en évitant la diminution non-physique des niveaux à haute fréquence liée à l'ouverture de la surface. La consistance du calcul acoustique a été montrée en vérifiant que le champ acoustique était négligeable à l'intérieur de la surface (relativement à l'extérieur), et que le calcul

perméable pour un observateur situé sur la surface retrouvait bien le signal fourni par le solveur Navier Stokes à ce point.

Après ces vérifications, les résultats obtenus par les approches solide et perméable ont été comparés, et on constate que, même avec un solveur compressible, les spectres obtenus par l'approche solide sous-estiment les niveaux par rapport à la surface perméable lorsque la roue est non-compacte acoustiquement. Les écarts obtenus peuvent atteindre 10 dB pour certaines fréquences et indiquent que, même en régime subsonique, les sources volumiques prises en compte par la surface perméable peuvent dominer les hautes fréquences, lorsque  $MSt \gg 1$ . Alors que la précision désirée dans les prédictions acoustiques est de plus en plus élevée, un tel résultat semble indiquer que seule l'approche perméable permet d'accéder à une description correcte des hautes fréquences.

Enfin, on a souhaité déterminer l'impact des différences entre les deux méthodes sur les cartes de bruit fournies par un algorithme de localisation des sources acoustiques. Lorsque la longueur d'onde acoustique est supérieure à l'épaisseur de la roue, les cartes de bruit sont identiques avec les deux méthodes. Pour des fréquences comprises entre 2 et 3.5 kHz, les deux méthodes localisent le bord aval de la cavité comme la source principale. Ceci indique qu'à ces fréquences, le mécanisme prédominant est la diffraction des structures turbulentes par le coin aval de la cavité. À plus haute fréquence, la surface perméable fournit une zone source étendue au dessus de la roue et dans son sillage, signifiant que le rayonnement "direct" de la turbulence est dominant dans le régime non-compact.

Ce chapitre illustre l'ambiguïté qui peut résider dans l'interprétation des sources de bruit lorsque celles-ci sont abusivement réduites aux seules fluctuations de pression pariétale. L'utilisation de méthodes intégrales, couplée avec des algorithmes d'antennerie, permet donc bien de renseigner sur les mécanismes physiques mis en jeu dans la génération de bruit par un corps non profilé tel que la roue LAGOON. Toutefois, la mise en place de cette approche nécessite la sauvegarde d'une grande quantité de données, et nécessite une extrême minutie afin de fournir des résultats exploitables (exempts d'artefacts numériques). De plus, l'interprétation des résultats n'est pas aisée. Dans cette optique, le chapitre suivant se propose d'adopter une approche plus directe en recherchant un lien entre le champ aérodynamique et le champ acoustique à partir des champs spatio-temporels directement issus de la simulation CFD.





# Chapitre V

## Analyse directe des sources acoustiques par recherche de lien causal entre le champ proche de pression et l'écoulement affleurant la cavité

### Sommaire

---

|   |            |
|---|------------|
| <b>V.1 Introduction</b> . . . . .   | <b>100</b> |
| <b>V.2 Analyse de la couche cisailée</b> . . . . .  | <b>100</b> |
| <b>V.3 Champ de pression au voisinage de la cavité</b> . . . . .  | <b>102</b> |
| V.3.1 Moments statistiques d'ordre 3 et 4 sur les antennes . . . . .  | 103        |
| V.3.2 Évolution des DSP de la pression en fonction de la distance verticale à la cavité   | 104        |
| <b>V.4 Filtrage du champ de pression</b> . . . . .  | <b>105</b> |
| V.4.1 Évaluation des méthodes de filtrage en un point au-dessus de la couche de ci-<br>saillement . . . . .                                     | 105        |
| V.4.2 Comparaison des spectres obtenus avec les différentes méthodes de filtrage . . .  | 113        |
| V.4.3 Évaluation de la décroissance spatiale des parties filtrées . . . . .   | 114        |
| <b>V.5 Estimation stochastique linéaire du champ de vitesse associé à la pression<br/>    acoustique filtrée : premiers résultats</b> . . . . . | <b>116</b> |
| <b>V.6 Conclusions</b> . . . . .  | <b>118</b> |

---

## V.1 Introduction

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, le formalisme de l'analogie acoustique de Ffowcs-Williams & Hawkings permet de définir des termes qui, mathématiquement, représentent une distribution de sources équivalentes au problème réel. Ces termes, qui apparaissent formellement comme des sources acoustiques élémentaires (monopôles, dipôles et quadripôles), ne sont néanmoins que des termes équivalents et leur interprétation physique peut être délicate. Une approche plus empirique des sources de bruit consiste à rechercher un lien direct entre les grandeurs aérodynamiques au sein de l'écoulement turbulent (la cause) et le champ acoustique résultant (la conséquence). Ce type d'approche a été adopté en particulier pour l'étude du bruit de jet turbulent, notamment par Bogey et Bailly [12] à partir de données issues d'une simulation aux grandes échelles, mais a été peu adopté en présence de parois rigides. En particulier, dans le cadre de configurations représentatives d'un train d'atterrissage, peu de travaux ont été menés dans le but d'obtenir une représentation spatio-temporelle des événements aérodynamiques responsables de la génération des ondes acoustiques présentes en champ lointain (voir chapitre I). L'objectif de ce chapitre est de "zoomer" sur l'écoulement affleurant la cavité installée dans la roue LAGOON, dans le but de rechercher un lien causal entre le champ acoustique calculé directement grâce à la simulation compressible réalisée et les grandeurs aérodynamiques au sein de l'écoulement turbulent.

Pour cela, on adopte une démarche inspirée de l'approche proposée par Kerhervé *et al.* [101] dans le cadre du bruit de jet. Cette démarche consiste, dans un premier temps, à extraire du champ proche de pression la composante propagative (cf. chapitre II, § II.5.1), puis à en déduire, par estimation stochastique linéaire, une approximation du champ aérodynamique associé à la production effective de la composante acoustique du champ de pression. L'interprétation du champ aérodynamique reconstruit peut permettre une meilleure compréhension des événements aérodynamiques donnant lieu à la génération d'ondes acoustiques, ou encore une modélisation "simple" de ces événements (par exemple, une structure de type "paquets d'ondes" dans le cas du bruit de jet).

Ce chapitre est donc organisé en trois parties. En premier lieu, l'écoulement au dessus de la cavité et le champ proche de pression sont analysés. Par la suite, les méthodes de filtrage des perturbations hydrodynamiques décrites dans le chapitre II, § II.5.3 et § II.5.4, sont implémentées et mises en œuvre. Contrairement à l'étude de Kerhervé *et al.* [101] où n'est considéré que le filtrage "classique" en fréquence-nombre d'onde, que l'on appellera par commodité  $k-\omega$  par la suite, on a choisi dans cette étude d'employer en plus les méthodes proposées par Grizzi et Camussi [80] et Mancinelli *et al.* [120], basées sur la transformée en ondelettes. On a vu au chapitre II l'intérêt que présentait cette transformée par rapport à la transformée de Fourier classique pour l'étude du champ de pression dans un problème d'aéroacoustique. Précisons néanmoins que ces méthodes de filtrage sont relativement récentes et n'ont été évaluées que dans le cadre de données expérimentales de bruit de jet subsonique. Dans le cas présent, leur évaluation sur des données numériques, qui présentent des durées bien moindres et des fréquences d'échantillonnage élevées, et sur un cas à faible nombre de Mach, représente une originalité par rapport aux travaux antérieurs. Enfin, une troisième partie présente quelques résultats préliminaires de reconstruction du champ de vitesse par estimation stochastique linéaire. Les signaux conditionneurs utilisés à cet effet sont issus des différentes méthodes de filtrage évaluées précédemment, dans une approche similaire à celle adoptée par Grassucci *et al.* [77]. Les conclusions tirées de ces premiers résultats sont discutées, ainsi que les perspectives possibles pour leur amélioration.

## V.2 Analyse de la couche cisailée

Dans un premier temps, le champ aérodynamique surplombant la cavité est décrit. Les résultats présentés dans cette partie ont en partie été décrits par De la Puente [37], mais sont rappelés ici préalablement à l'étude du champ proche de pression qui suivra.

En premier lieu, la norme instantanée du vecteur vorticité est présentée dans trois plans en figure V.1. On observe très distinctement la formation d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz dans la première moitié de la cavité ( $x < 0$ ). Ces instabilités se développent, non pas à partir du coin amont de la cavité, comme dans les études de cavités "académiques", mais à partir du décollement causé par la présence d'un gradient de pression adverse sur la partie arrondie constituée par le pneu en  $x/R = -1.39$ . Dans un premier temps, le développement de ces instabilités est relativement bidimensionnel, comme visible

en figure V.1b et déjà observé en figure III.18b. À l'inverse, la seconde moitié de la cavité présente un écoulement moins organisé spatialement, comme l'illustre la figure V.1c.

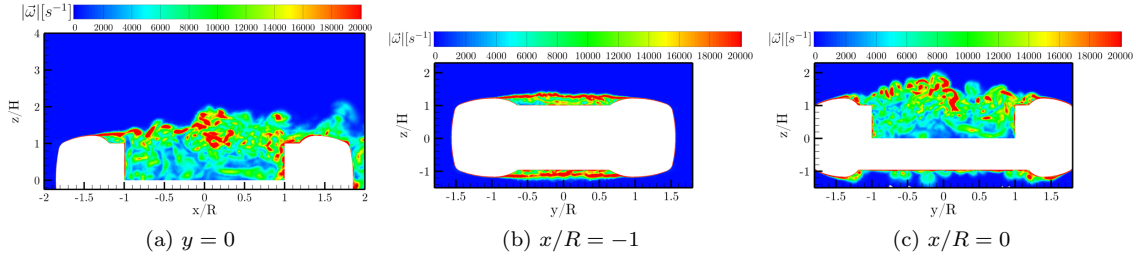


FIGURE V.1 – Contours instantanés de la norme du vecteur vorticité dans les plans  $y = 0$ ,  $x/R = -1$  et  $x/R = 0$ .

L'analyse des profils de vitesse moyenne présentés en figure V.2 permet d'identifier une large zone de recirculation occupant toute la hauteur de la cavité, ainsi qu'une seconde zone de recirculation, plus petite, localisée entre le décollement et le coin amont, c'est-à-dire pour  $-1.39 \leq x/R \leq -1$ . La vitesse moyenne de la composante verticale  $w$ , initialement positive, traduit la déflexion de l'écoulement moyen par la présence de la roue. Pour des positions  $x > 0$ , elle devient négative, signifiant non seulement qu'une part de l'écoulement est réinjectée dans la cavité et alimente la recirculation, mais également qu'une autre part contribue au sillage turbulent décrit au chapitre III.

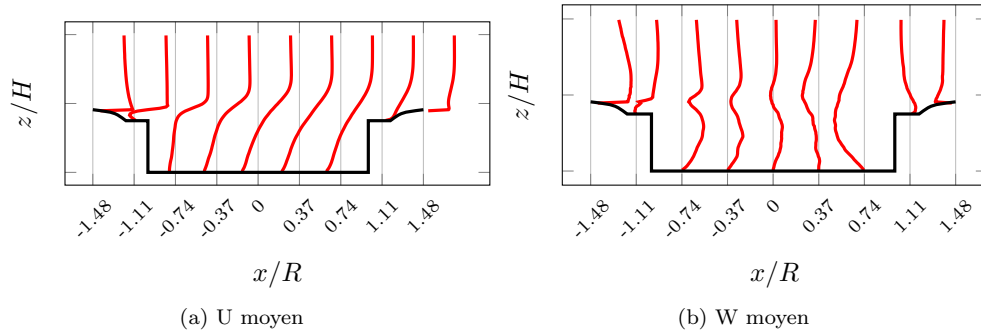


FIGURE V.2 – Profils de vitesse moyenne dans le plan  $y = 0$  de la cavité

Les profils des tensions de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{w'^2}$  au sein de la cavité sont présentés en figure V.3. Alors que les maxima des valeurs efficaces des fluctuations de vitesse horizontale et verticale sont initialement concentrés autour de  $z/H = 1.3$  dans la première moitié de la cavité, les profils ont tendance à s'évaser avec le développement de la couche de cisaillement. On observe également des niveaux RMS importants sur le fond de la cavité pour la composante longitudinale de la vitesse, traduisant la présence d'un cisaillement important sur ce dernier, comme observé par Marsden *et al.* [126, 127] sur des cavités cylindriques de divers rapports d'aspect  $\kappa$ .

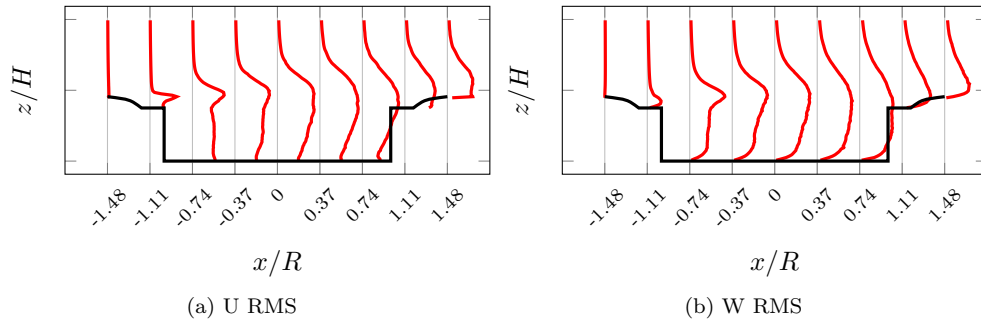


FIGURE V.3 – Profils des tensions de Reynolds  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{w'^2}$  dans le plan  $y = 0$  de la cavité

L'évolution de l'épaisseur de vorticité, notée  $\delta_\omega$ , est présentée en figure V.4. L'épaisseur de vorticité permet de quantifier l'épaisseur de la couche de cisaillement qui surplombe la cavité. Elle s'exprime en

fonction de la vitesse par la relation :

$$\delta_\omega(x) = \frac{U_\infty}{\max_z \left( \frac{\partial \bar{u}(x,y,z)}{\partial z} \right)} \Big|_x \quad (\text{V.1})$$

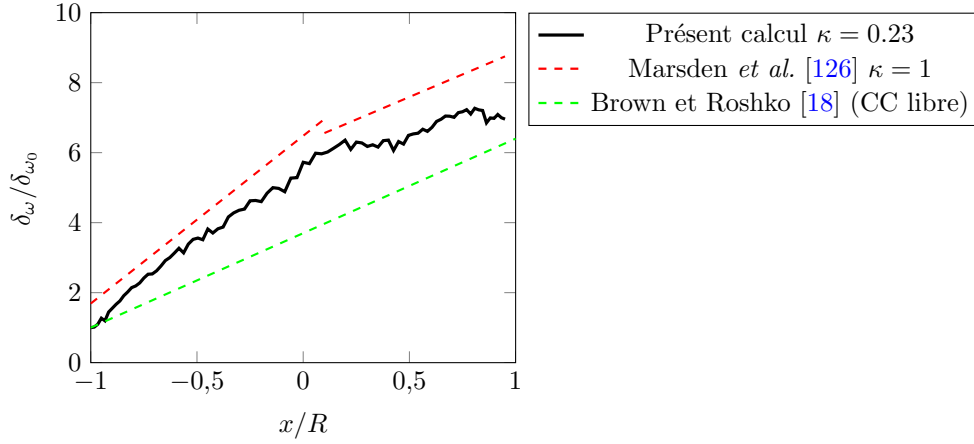


FIGURE V.4 – Évolution de l'épaisseur de vorticité au dessus de la cavité

L'épaisseur de vorticité initiale  $\delta_{\omega_0}$  est mesurée à partir du coin amont de la cavité, en  $x/R = -1$  et vaut  $\delta_{\omega_0} = 0.13H$ . Comme déjà souligné par De la Puente *et al.* [35], son évolution suit une croissance linéaire "par morceaux", à l'instar du comportement observé par Marsden *et al.* [126] sur une cavité circulaire de rapport d'aspect  $\kappa = 1$ . Ce comportement diffère de celui observé sur une couche de cisaillement libre, dont une description a été donnée par Brown et Roshko [18] qui prévoient une croissance linéaire dont ils expriment la pente par la relation empirique suivante :

$$\frac{d\delta_\omega}{dx} = 0.181 \times \frac{u_1 - u_2}{u_1 + u_2}, \quad (\text{V.2})$$

où  $u_1$  et  $u_2$  représentent respectivement les vitesses dans les parties supérieure et inférieure de la couche cisailée. Dans le cas présent, De la Puente *et al.* [35] relèvent une valeur de 1.05 pour le rapport  $(u_1 - u_2)/(u_1 + u_2)$ . L'application de la relation V.2 fournit donc une pente de 0.19, que l'on a représentée en vert sur la figure V.4. Dans le cas présent, la croissance de l'épaisseur de vorticité présente une pente plus importante, et en relativement bon accord avec la pente observée par Marsden *et al.* [126] sur une cavité plus profonde. Dans la seconde partie de la cavité, en revanche, la croissance observée dans le cas présent est bien moindre que celle trouvée par Marsden *et al.* Il est également intéressant de noter que la rupture de pente semble avoir lieu dans la seconde moitié de la cavité, à l'endroit où les instabilités de Kelvin-Helmholtz laissent place à un écoulement pleinement turbulent.

### V.3 Champ de pression au voisinage de la cavité

Afin d'examiner le champ de pression au voisinage de la cavité, deux "antennes" linéaires numériques ont été définies à des positions  $z = 2.7H$  et  $z = 4H$ . On note que ces deux antennes se situent dans une zone quasi-irrotationnelle de l'écoulement. La DSP des fluctuations de pression enregistrées sur ces antennes est présentée en figure V.5.

On constate en premier lieu que l'émergence pseudo-tonale liée à un mode de profondeur de la cavité et observée en champ lointain au chapitre IV est visible sur les deux antennes. Dans les deux cas, cette émergence est maximale pour une position  $x/R = -1.11$ , correspondant à un angle d'émission  $\varphi = 31.3^\circ$ . Cet angle correspond au point P2 du chapitre IV, où l'on retrouve l'émergence tonale associée à la cavité.

On constate également que les niveaux obtenus dans les plus basses fréquences sont nettement plus élevés pour l'antenne la plus proche. Ce comportement ne peut pas être expliqué par la seule décroissance du champ de pression avec la distance. En effet, cette augmentation est de plus en plus marquée et affecte

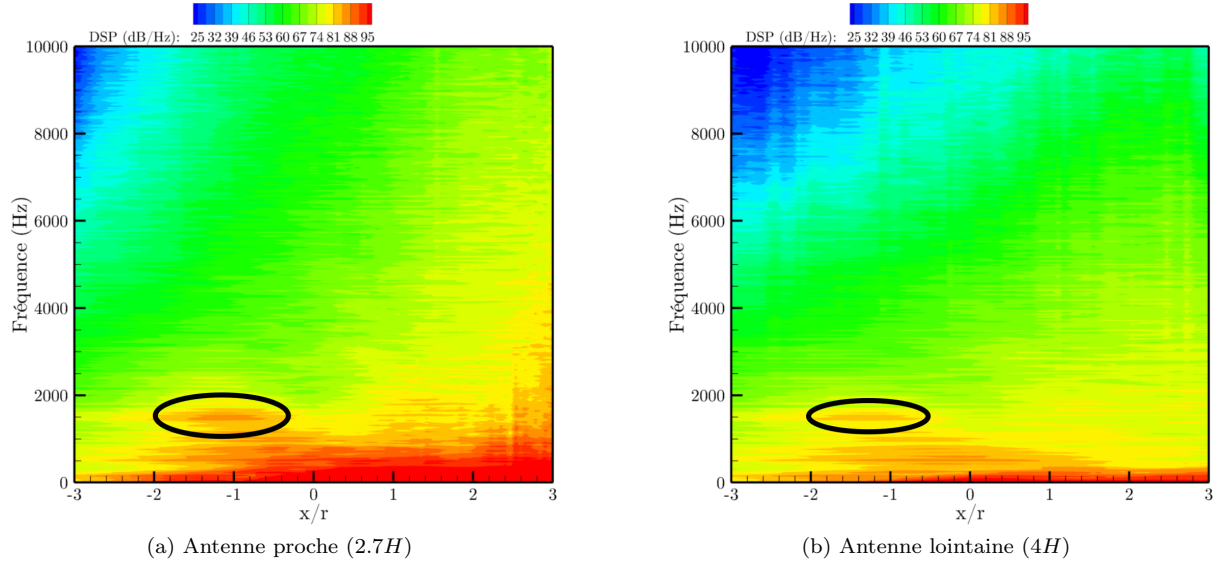


FIGURE V.5 – DSP des fluctuations de pression sur une antenne située à (a) :  $z = 2.7H$  et (b) :  $z = 4H$ .

une gamme de fréquence d'autant plus large que l'observateur se trouve en aval sur l'antenne. Elle traduit la présence de perturbations hydrodynamiques directement liées à la convection des grosses structures turbulentes de la couche de cisaillement.

### V.3.1 Moments statistiques d'ordre 3 et 4 sur les antennes

On a vu dans le chapitre II que dans plusieurs méthodes de filtrage du champ proche, la composante acoustique est supposée présenter une fonction densité de probabilité suivant une distribution gaussienne, c'est-à-dire, en notant  $\mu$  la moyenne du signal et  $\sigma$  son écart-type, une fonction du type :

$$\text{PDF}_G(p) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(p-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{V.3})$$

Au contraire, les perturbations de nature hydrodynamique, correspondant au passage intermittent d'intenses variations de pression à proximité directe du point d'écoute, ont tendance à s'écarter de la distribution gaussienne par une augmentation de la valeur prise par cette dernière pour les valeurs extrémales du signal.

Les moments statistiques d'ordre 3 et 4 d'un signal  $p$ , appelés respectivement coefficient d'asymétrie (noté  $S$ ) et coefficient d'aplatissement (noté  $K$ ), sont définis par :

$$S = \frac{\overline{p^3}}{\sigma^3}, \quad K = \frac{\overline{p^4}}{\sigma^4} \quad (\text{V.4})$$

Ces deux nombres quantifient la déformation de la PDF de ce signal par rapport à une distribution gaussienne. En effet, les valeurs de référence pour une loi gaussienne sont  $S = 0$  et  $K = 3$ . Ces coefficients ont été calculés sur la longueur des deux antennes définies précédemment et leur évolution est présentée en figure V.6. Le coefficient d'asymétrie  $S$  est, pour l'antenne située en  $z = 4H$ , légèrement positif avec une valeur moyenne de de 0.31. On observe une oscillation autour de cette valeur au-dessus de la cavité, entre  $x/R = -1$  et  $x/R = 1$ . Cette oscillation est également présente sur l'antenne située en  $z = 2.7H$ , mais avec une amplitude plus importante. On remarque également qu'en aval de la roue ( $x/R \geq 1.85$ ), le coefficient d'asymétrie s'écarte très rapidement de la valeur de référence, jusqu'à atteindre -2 en  $x/R = 3$ . Les mêmes remarques peuvent être faites à propos du coefficient d'aplatissement, dont la valeur moyenne sur l'antenne  $z = 4H$  est de 3.66. De la même manière, le coefficient  $K$  s'éloigne très rapidement de 3 en aval de la roue sur l'antenne située en champ proche.

L'interprétation physique de ces coefficients n'est pas immédiate, néanmoins on peut d'ores et déjà conclure que l'antenne située en  $z = 4H$ , qui semble relativement peu affectée par les perturbations

hydrodynamiques d'après la figure V.5, présente des moments statistiques approchant une distribution gaussienne. Au contraire, l'antenne située à une distance plus faible de la couche cisaillée, et donc plus sensible aux perturbations hydrodynamiques, présente des PDF d'autant moins gaussiennes que le point d'observation se rapproche de la zone la plus perturbée de l'écoulement. Mancinelli *et al.* [120] ont également observé de telles déviations du coefficient d'aplatissement sur un jet turbulent à  $M = 0.6$  et  $M = 0.9$  directement à la sortie de la buse.

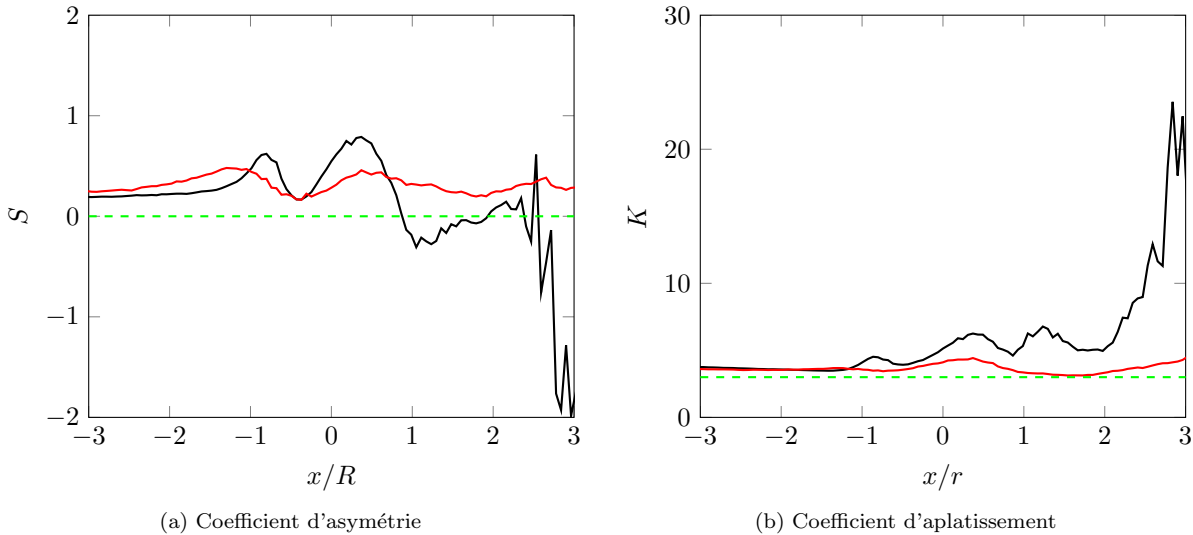


FIGURE V.6 – Évolution des moments statistiques d'ordre 3 et 4 en fonction de la position au-dessus de la roue. (–) :  $z = 2.7H$ , (—) :  $z = 4H$ , (– –) : Valeurs de référence pour une distribution gaussienne.

### V.3.2 Évolution des DSP de la pression en fonction de la distance verticale à la cavité

Les méthodes développées par Grizzi et Camussi [80] et Mancinelli *et al.* [120] s'appliquent au champ proche de pression d'un jet turbulent. Sans plus de précisions, la notion de champ proche apparaît toutefois *a priori* vague et une définition plus quantitative est nécessaire. Les difficultés liées à une définition rigoureuse du champ proche d'un jet ont été exposées par Coiffet [29] dans sa thèse. De plus, comme le font remarquer Arndt *et al.* [6], la démarcation entre le champ proche et le champ lointain dépend de la fréquence considérée et n'est pas une position fixe dans l'espace. Comme déjà mentionné au chapitre II, pour une distance d'observation  $r$  donnée, la définition du champ lointain peut être basée quantitativement sur le produit  $k_0 r$ , où  $k_0$  est le nombre d'onde acoustique considéré. L'analyse dimensionnelle (cf. par exemple Crighton [30]) montre que l'équation régissant le champ de pression tend vers une équation de Poisson en basses fréquences. En effet, si  $L$  est une longueur caractéristique du champ de pression et que l'on note  $\tilde{\Delta}$  l'opérateur Laplacien adimensionné, on a :

$$\left(\tilde{\Delta} + (k_0 L)^2\right) p \simeq \tilde{\Delta} p \text{ lorsque } k_0 L \ll 1$$

À l'inverse, un observateur situé à une distance  $r$  du volume source peut être considéré dans la région acoustique dès lors que  $k_0 r \geq 1$ . Naturellement, le passage d'un régime à l'autre se fait de manière continue, si bien que la démarcation peut varier selon les auteurs (par exemple,  $k_0 r = 1$  pour Jacob [98] et Harper-Bourne [87]), ou  $k_0 r = 2$  pour Arndt *et al.* [6]).

Dans le cas présent, une estimation raisonnable de la distance source-observateur pourrait être prise égale à la distance entre le plan rasant la cavité  $z/H = 1$  et le point considéré. Sur l'antenne  $z = 2.7H$ , cela se traduit par un Strouhal critique de l'ordre de 3.32 à partir duquel les perturbations de pression peuvent d'emblée être considérées comme acoustiques. En considérant les signaux de pression enregistrés sur une ligne verticale composée de 11 points à  $x = 0.62R$  et également espacés de  $z = 2.7H$  à  $z = 4H$ , les DSP de la pression ont été réduites sur la base d'une normalisation avec l'inverse de la distance, c'est-à-dire

que l'on a tracé  $\text{PSD} \times r^2$ , en prenant arbitrairement pour référence le point situé en  $z = 2.7H$ . La figure V.7a présente le résultat obtenu, où le spectre obtenu en  $z = 2.7H$  est représenté en rouge et le spectre obtenu en  $z = 4H$  est représenté en vert. Le rectangle grisé correspond aux nombres de Strouhal tels que  $St \geq 3.32$ . Ce nombre de Strouhal de démarcation devrait théoriquement varier avec la distance, comme expliqué précédemment. Toutefois, comme la démarcation n'est pas strictement obtenue pour  $k_0r = 1$ , on le considérera constant par souci de simplicité. On observe que les 11 spectres se superposent de manière relativement satisfaisante pour  $3.32 \leq St \leq 10$  et presque parfaitement pour  $St > 10$ , confirmant de ce fait la décroissance en  $r^{-1}$  de la pression acoustique pour les plus hautes fréquences.

Les spectres ont également été réduits selon le modèle d'atténuation en champ proche en  $r^{-2}$  (ie  $\text{PSD} \times r^4$ , [98]) et présentés en figure V.7b. Cette fois, seuls les trois points les plus lointains présentent un comportement en accord avec ce modèle puis, à mesure que la distance avec l'écoulement diminue, on observe que la correspondance est de moins en moins bonne. Le point le plus proche, en particulier, présente des écarts qui peuvent atteindre 5 dB avec le comportement attendu pour le champ proche acoustique.

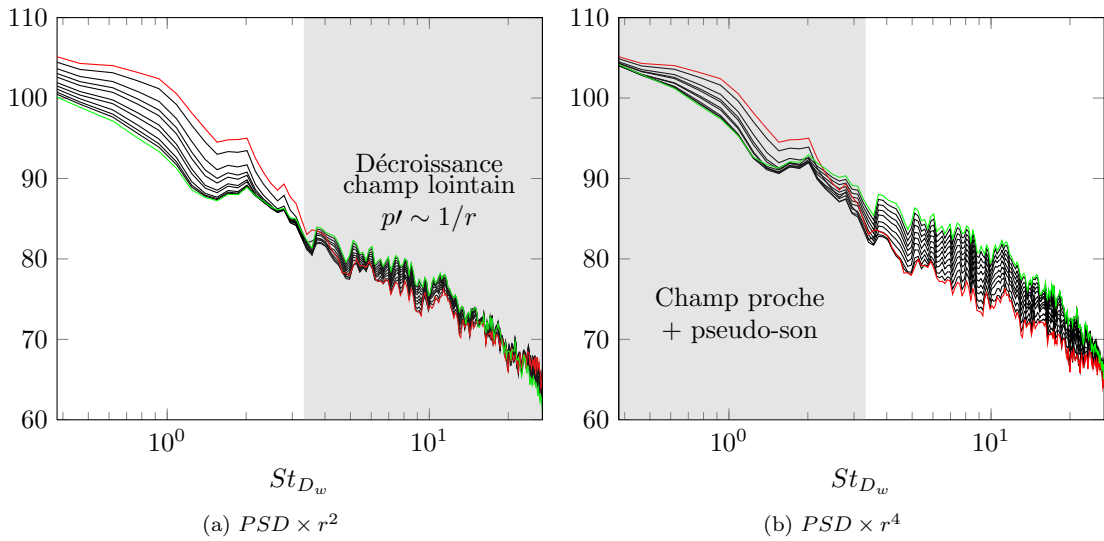


FIGURE V.7 – Réduction de la DSP des fluctuations de pression sur une ligne verticale en  $x = 0.62R$  et  $z$  entre (—)  $2.7H$  et (—)  $4H$ . Modèle d'atténuation : (a) champ lointain  $1/r$  et (b) champ proche  $1/r^2$ .

À ce stade, on a mis en évidence la présence d'une composante hydrodynamique dont la signature spectrale est concentrée dans les basses fréquences. Cette composante est d'autant plus importante que l'on se place vers l'aval, où les fluctuations aérodynamiques sont les plus importantes, et également d'autant plus que l'on se rapproche de l'écoulement. Dans ce contexte, il est intéressant d'évaluer la capacité des algorithmes de filtrage basés sur la transformée en ondelettes à effectivement extraire la partie non-propagative des signaux de pression en champ proche. Ces algorithmes seront mis en œuvre en un point donné pour des raisons de clarté et comparés au filtrage  $k - \omega$  plus classique.

## V.4 Filtrage du champ de pression

### V.4.1 Évaluation des méthodes de filtrage en un point au-dessus de la couche de cisaillement

Les algorithmes de filtrage décrits au chapitre II ont été implémentés au cours de cette thèse sous la forme de procédures écrites en Fortran 90. Ces procédures sont basées sur une réécriture en Fortran de la librairie *open source* WaveLab 850 [194] réalisée par Lorteau [118]. Un certain nombre de tests, non présentés dans ce document, ont été réalisés au préalable afin de s'assurer que les routines de transformées en ondelette directe et inverse étaient correctement implémentées en Fortran.

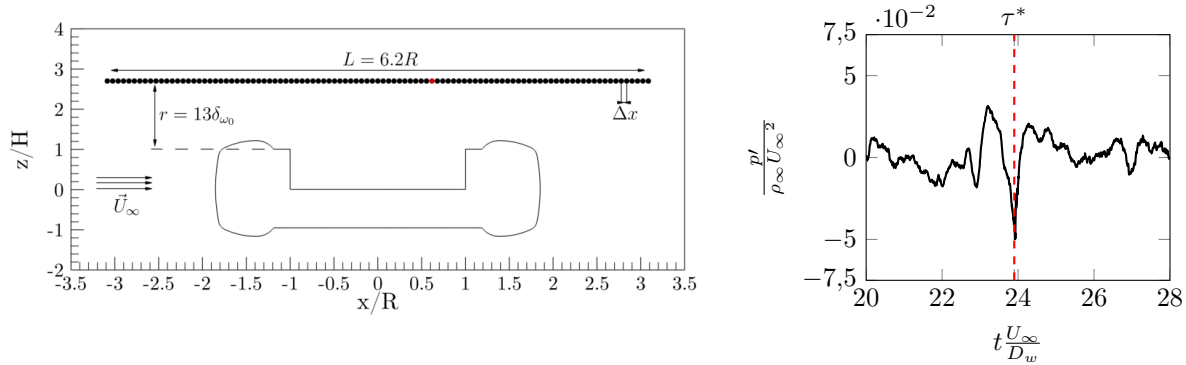
Dans tous les résultats présentés par la suite, on a utilisé une ondelette de type Daubechies à 8 moments nuls pour réaliser la décomposition des signaux temporels. Grizzi et Camussi [80], Camussi et



al. [21], Mancinelli *et al.* [120], Koenig *et al.* [105] ont tous rapporté que les résultats issus du filtrage des coefficients d'ondelettes étaient indépendants de la famille utilisée pour la décomposition. Perrier *et al.* [151] ont montré que le nombre de moments nuls d'une ondelette devait être suffisamment élevé pour que l'analyse des coefficients issus de la décomposition ait un sens. Dans le cas présent, on a vérifié qu'un nombre de moments nuls supérieur à 8 n'avait pas d'incidence sur les résultats finaux.

Afin de mettre en œuvre le filtrage  $k - \omega$ , le champ de pression fluctuante a été enregistré sur 101 microphones également espacés d'une distance  $\Delta x = D_w/60$  sur l'antenne située à  $z = 2.7H$ , comme présenté sur la figure V.8a. Une telle antenne présente donc une résolution en nombre d'onde  $\Delta k = 6.22 m^{-1}$ . Ajoutons qu'une différence notable entre le filtrage  $k - \omega$  et les méthodes basées sur la transformée en ondelettes réside dans le caractère local de ces dernières, qui peuvent n'être appliquées qu'en un point, tandis que le filtrage  $k - \omega$  nécessite une description spatio-temporelle du champ de pression.

Compte tenu des résultats présentés dans les paragraphes précédents, on a choisi de présenter le résultat du filtrage dans une zone soumise à des fluctuations hydrodynamiques. Le point ( $x/r = 0.62, z/H = 2.7$ ), représenté par un point rouge sur la figure V.8a a donc été retenu pour l'analyse. Les fluctuations de pression à ce point, adimensionnées par la pression dynamique  $\rho_\infty U_\infty^2$ , sont représentées en figure V.8b. On observe très nettement la présence d'une intense perturbation localisée en temps à un instant  $\tau^*$ . On reconnaît la signature temporelle des perturbations liées à la convection des larges structures turbulentes dans une couche cisailée. On rappelle que les signaux temporels considérés sont constitués



(a) Antenne  $z = 2.7H$  et position du point retenu pour l'évaluation des méthodes de filtrage (point rouge) (b) Fluctuation de pression instantanée normalisée au point ( $x/R = 0.62, z/H = 2.7$ )

FIGURE V.8 – Position du point retenu pour le filtrage et fluctuations à ce point

de  $N_{it} = 2^{16}$  échantillons avec un pas de temps  $\Delta t = 5\mu s$ . La fréquence de Nyquist correspondant à ce pas de temps est donc de 100 kHz, bien au-delà de la fréquence de coupure acoustique du maillage, qui se situe à environ 10 kHz dans les raffinements de la couche cisailée au dessus de la cavité. L'estimateur de Welch est utilisé pour le calcul des DSP de la pression, une fenêtre de Hanning étant appliquée aux blocs avant leur moyennage.

#### V.4.1.1 Filtrage $k - \omega$

Le spectre bidimensionnel obtenu par application de la double transformée de Fourier II.65 à l'antenne présentée ci-dessus est représenté en figure V.9a. Dans un tel diagramme, les vitesses de phase apparaissent sous la forme de droites correspondant à la relation de dispersion. Dans le cas présent, avec  $\omega = 2\pi f$  représentant la pulsation et  $k_x$  le nombre d'onde acoustique, la vitesse de phase  $v_\varphi$  s'écrit donc :

$$v_\varphi = \omega k_x^{-1} \quad (V.5)$$

On note que, selon le signe de  $k_x$ , on est en mesure grâce à ce type d'analyse de discerner la direction de propagation d'une onde mesurée par l'antenne. Ainsi, un lobe tel que  $k_x < 0$  et  $\omega > 0$  correspond à une propagation dans la direction  $x < 0$ , c'est-à-dire vers l'amont dans le cas présent.

En l'occurrence, on observe deux zones du diagramme faisant apparaître un mouvement convectif caractérisé par une vitesse de phase de l'ordre de  $0.77U_\infty$  et une propagation acoustique correspondant à une célérité apparente  $|v_\varphi| \geq c_0 - U_\infty$  vers la direction amont. Une telle propagation acoustique dans la

zone  $k_x \leq 0$  est consistante avec la directivité du bruit émis par la cavité observée à plusieurs reprises dans ce travail. On observe également que l'amplitude du spectre  $k - \omega$  décroît rapidement lorsque le nombre de Strouhal augmente dans la région convective. Ceci est consistant avec les observations précédentes et illustre une fois de plus que le pseudo-son est concentré dans la partie basses fréquences des spectres de pression.

Cette mise en évidence des deux contributions sur la base de leur célérité apparente rend leur séparation possible en filtrant le spectre  $k - \omega$ . Un tel filtre est construit sous la forme d'un "cône" acoustique tel que décrit par la formule II.66. Désormais, on notera  $p'$  la pression fluctuante non filtrée. Dans le cadre des algorithmes de filtrage en ondelettes, la composante associée aux fluctuations hydrodynamiques correspond aux coefficients  $\gamma_{j,k}$  dont l'amplitude est supérieure à un seuil  $T$ . Par conséquent, cette composante sera notée  $(p')_{>}$ , et on notera à l'inverse la composante acoustique  $(p')_{<}$ . Après reconstruction dans l'espace physique  $(x, t)$ , les différentes contributions sont présentées en figures V.9b et V.9c. On observe que la méthode filtre avec succès la perturbation hydrodynamique décrite précédemment au temps  $\tau^*$ . En terme de spectre, on retrouve bien la forme typique des composantes hydrodynamique et acoustique observée par Mancinelli *et al.* [120] sur le jet. La composante hydrodynamique est dominante pour les plus basses fréquences, et la composante acoustique domine pour  $St_{D_w} > 5$  car à ces fréquences, la condition de champ lointain acoustique est vérifiée.

#### V.4.1.2 WT1 - Corrélation avec un observateur en champ lointain

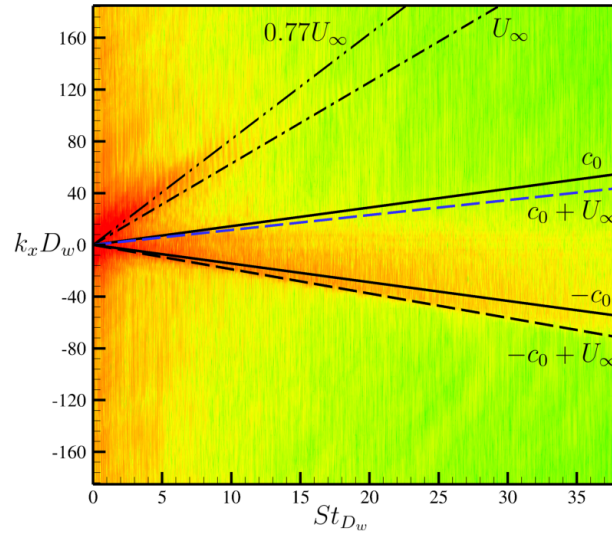
La méthode WT1, décrite au paragraphe II.5.4.2.c, nécessite un signal de référence acoustique pris en champ lointain. On rappelle que l'objectif de cette méthode est de déterminer le seuil maximisant la corrélation entre le signal filtré selon le filtre II.68 et le champ lointain. À cet effet, les fluctuations acoustiques ont été calculées à partir d'une intégration de l'équation de FW-H dans sa version solide, comme présenté au chapitre IV, à la position  $(x/D_w, y/D_w, z/D_w) = (-2.5, 0, 4.33)$ , c'est-à-dire à une distance égale à  $5D_w$  et un angle  $\varphi = 30^\circ$  pour lequel l'émission acoustique est maximale. Alors que la corrélation entre le signal brut et le champ lointain ne dépasse pas 0.24, le maximum de corrélation obtenu après application du filtre optimal atteint une valeur de 0.33, comme visible sur la figure V.10a. On observe également que le temps de retard  $\tau$  pour lequel ce maximum est atteint est tel que  $\tau c_0/D_w = 5.45$ , en accord avec la présence de l'écoulement moyen et la distance de propagation.

Les signaux temporels et les spectres résultant de ce filtrage sont présentés en figures V.10b et V.10c. La composante  $(p')_{>}$  est bien dominante dans les basses fréquences, et  $(p')_{<}$  pour  $St_{D_w} > 3$ . La composante basse fréquence de  $(p')_{<}$  présente, à l'instar des résultats obtenus par Grizzi et Camussi [80] et Mancinelli *et al.* [120], une forme de "plateau" à environ 92 dB, alors que l'amplitude des basses fréquences décroît avec la fréquence de manière uniforme avec le filtrage  $k - \omega$ . Enfin, l'examen des signaux temporels des différentes composantes du signal indique que l'événement identifié précédemment à l'instant  $\tau^*$  est en majeure partie compris dans la partie hydrodynamique, ce qui souligne la capacité de la transformée en ondelettes à traiter des événements localisés en temps.

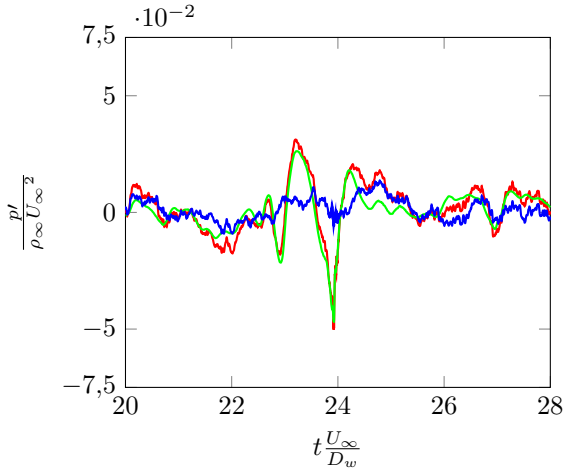
#### V.4.1.3 WT2 - Similarité de la fonction densité de probabilité avec une distribution gaussienne de référence

Dans le cadre de la méthode de filtrage WT2, le bruit large-bande rayonné par la roue en champ lointain est supposé suivre une distribution gaussienne. Par conséquent, la composante acoustique du champ proche de pression doit également être gaussienne et sa fonction densité de probabilité (cf. chap. II, § II.5.2.2) doit suivre la loi normale V.3. Le seuil utilisé pour le filtrage des coefficients a donc été progressivement diminué de la plus haute valeur possible  $T_m = \max(|\gamma_{j,k}|)$  jusqu'à ce qu'un test du  $\chi^2$  indique que la partie  $(p')_{<}$  vérifie une loi normale. Les PDF ont été calculées en prenant un nombre de segments  $N_{\text{bin}} = 51$ , et le paramètre  $\epsilon$  a été fixé à une valeur  $\epsilon = 10^{-4}$ , comme proposé par Mancinelli *et al.* [120].

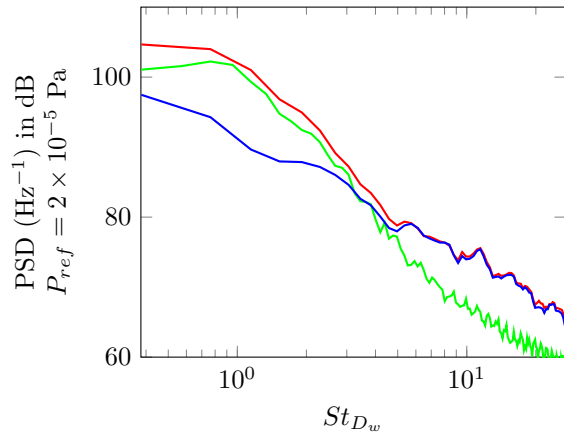
La PDF du signal original ainsi que du signal filtré sont présentées en figure V.11a, où l'on a également représenté la distribution gaussienne de référence calculée avec la moyenne et la variance du signal filtré. Alors que le signal de pression original présente d'importantes déviations aux valeurs extrémales associées aux événements hydrodynamiques de grande amplitude, comme décrit qualitativement au § II.5.2.2, la composante filtrée suit une distribution gaussienne sur la totalité de l'intervalle des valeurs prises par la



(a) Spectre bidimensionnel  $St_{D_w} - k_x D_w$  de la pression sur l'antenne. (—) :  $|\omega k_x^{-1}| = c_0$ , (- -) :  $\omega k_x^{-1} = c_0 + U_\infty$ , (- · -) :  $\omega k_x^{-1} = -c_0 + U_\infty$ , (- - -) :  $\omega k_x^{-1} = U_\infty$ , (- · · -) :  $\omega k_x^{-1} = 0.77U_\infty$ . Échelle de couleur arbitraire



(b) Superposition des signaux temporels issus du filtrage  $k - \omega$



(c) DSP des signaux issus du filtrage

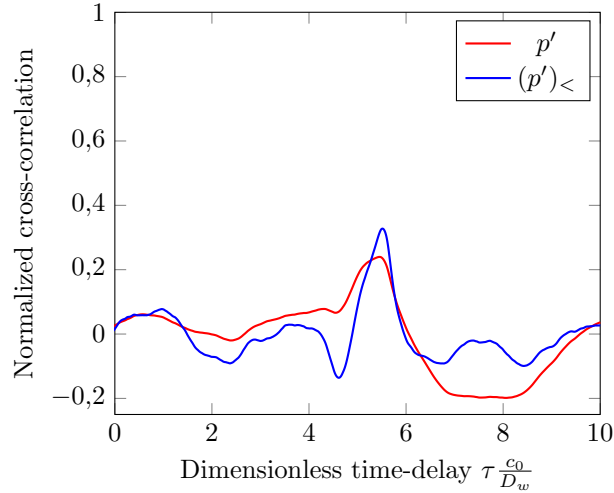
FIGURE V.9 – Résultats issus du filtrage  $k - \omega$  pour extraire la composante se propageant à  $c_0 - U_\infty$  (—) : signal total, (- -) :  $(p')_>$ , (- · -) :  $(p')_<$

pression au point considéré. Les signaux temporels ainsi que les spectres correspondant aux différentes composantes du signal sont présentés en figures V.11b et V.11c. Qualitativement, les mêmes commentaires peuvent être faits sur la forme des spectres et sur les signaux temporels que la méthode WT1 : on observe à nouveau la forme de plateau pour la partie basse fréquence de la composante acoustique, qui à partir de  $St = 3$  devient confondue avec le signal original de pression.

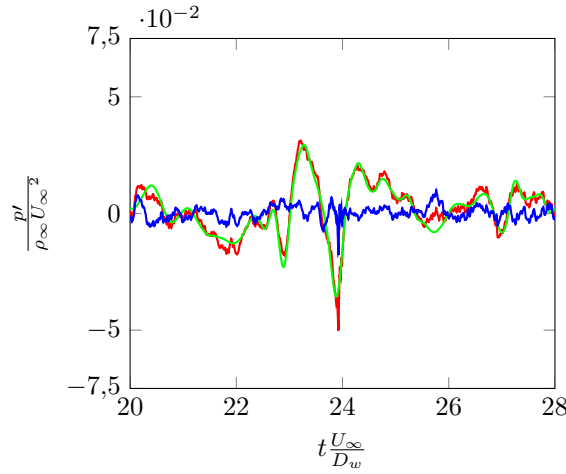
#### V.4.1.4 WT3 - Filtrage récursif de la pression basé sur l'algorithme Coherent Vortex Extraction

Le filtrage à partir de l'algorithme WT3 ne nécessite la connaissance de la pression qu'en un point en champ proche. Il consiste à appliquer à la pression l'algorithme Coherent Vortex Extraction, initialement proposé par Farge *et al.* [59] et décrit en Annexe A.

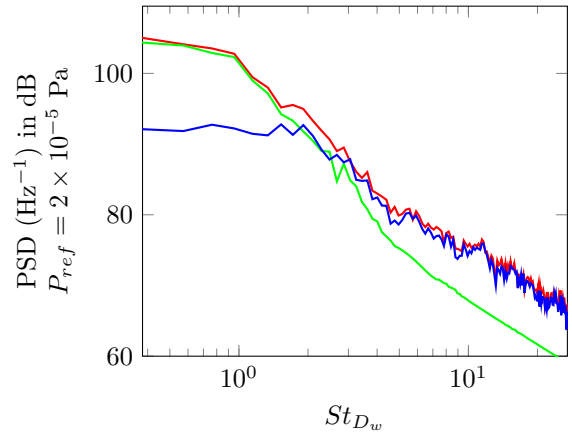
La valeur du seuil  $T^{(n)}$  à chaque itération  $n$ , ainsi que la proportion de coefficients d'ondelettes inférieurs à ce seuil  $N_i/N_{tot}$  sont présentés en figure V.12a. Dans le cas présent, la convergence est atteinte après 32 itérations, la variation du seuil étant bien plus importante au cours des quelques premières itérations que par la suite. L'idée principale derrière la méthode CVE est que les perturbations hydro-



(a) Corrélation croisée entre (—) : champ lointain-signal original et (—) : champ lointain-signal filtré



(b) Superposition des signaux temporels issus du filtrage WT1



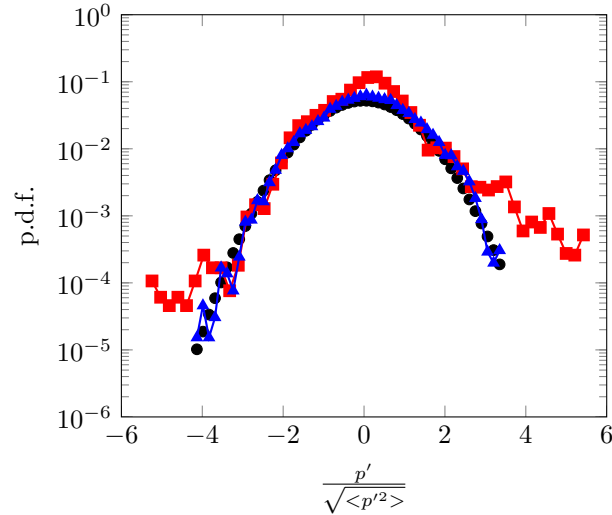
(c) DSP des signaux issus du filtrage

FIGURE V.10 – Résultats issus du filtrage WT1 (—) : signal total, (—) :  $(p')_>$ , (—) :  $(p')_<$

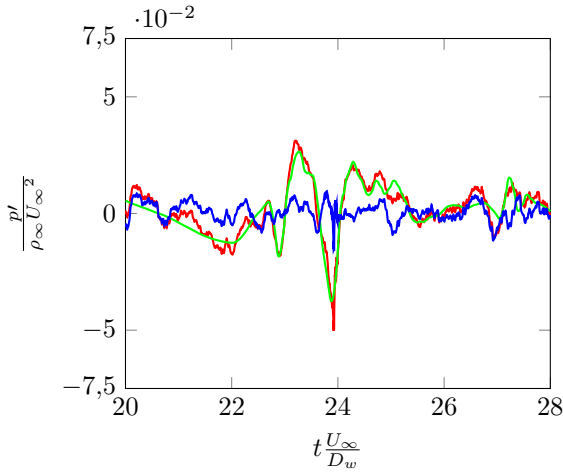
dynamiques ont une représentation parcimonieuse sur une base d'ondelettes, c'est-à-dire qu'elles peuvent être représentées par un faible nombre de coefficients de grande amplitude. En l'occurrence, on obtient un "taux de compression" (nombre de coefficients représentant la partie quasi-gaussienne du signal divisé par le nombre total de coefficients) de l'ordre de 76%, alors que les valeurs trouvées dans la littérature sont plutôt typiquement supérieures à 95% [120, 59]. La convergence de l'algorithme semble trop lente, ce qui résulte en un "sur-filtrage" du signal de pression original. Ce sur-filtrage est confirmé par l'examen des spectres des différentes contributions en figure V.12c.

En effet, la composante  $(p')_<$  présente des niveaux qui ne peuvent clairement être associés à rien de physique de par leur bien trop faible valeur. Ce résultat "non-physique" peut en fait être expliqué en rappelant le lien entre les coefficients d'ondelettes issus de la transformée discrète et le comportement de type filtre passe-bande des ondelettes aux différents niveaux de résolution du signal présenté dans le chapitre II (cf. § II.5.2.4.e). En reprenant les notations de ce paragraphe, on a dans le cas présent  $N = 16$  et  $f_m = 1/2\Delta t_{CFD} = 100 \text{ kHz}$ . Il apparaît ainsi qu'une grande partie des coefficients issus de la décomposition en ondelettes représentent le bruit numérique de la simulation entre la fréquence de coupure acoustique, située à environ 10 kHz et la fréquence de Nyquist égale à 100 kHz. Plus spécifiquement, dans le cas présent, tous les coefficients  $\gamma_{j,k}$  avec  $j \geq 13$  représentent la partie du signal comprise entre 12.5 kHz et 100 kHz et qui n'a aucune raison de représenter quoi que ce soit de physique.

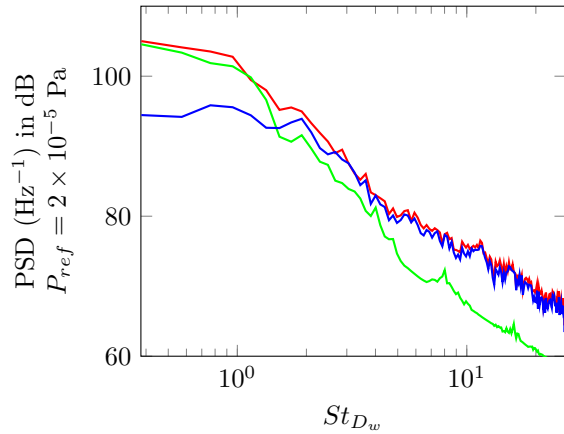
Afin de résoudre ce problème et obtenir des résultats représentatifs, le signal de pression a été sous-échantillonné de manière à faire correspondre la fréquence de Nyquist à la fréquence de coupure acoustique



(a) PDF du signal original (■) et du signal filtré à partir d'un test du  $\chi^2$  avec  $\epsilon = 10^{-4}$  (▲). Comparaison à une distribution gaussienne de référence (●)



(b) Superposition des signaux temporels issus du filtrage WT2



(c) DSP des signaux issus du filtrage

FIGURE V.11 – Résultats issus du filtrage WT2 (—) : signal total, (—) :  $(p')_>$ , (—) :  $(p')_<$

du maillage, et ainsi garantir le caractère physique de tous les coefficients d'ondelettes. Afin d'éviter d'introduire du repliement temporel qui biaiserait les hautes fréquences, le sous-échantillonnage a simplement été réalisé en appliquant un filtre passe-bas dans l'espace de Fourier, plutôt qu'en ne sélectionnant qu'une itération sur dix.

Suite à ce ré-échantillonnage des données, l'algorithme WT3 a de nouveau été appliqué au signal, ce qui a permis d'obtenir les résultats présentés en figure V.13. On voit que la convergence est presque trois fois plus rapide (11 itérations contre 32 précédemment). La valeur du seuil final est environ 100 fois plus élevée que celle obtenue avec le signal non décimé, ce qui a notamment pour conséquence d'augmenter le rapport  $N_i/N_{\text{tot}}$  à une valeur de 91%, qui se trouve en meilleur accord avec la littérature et l'hypothèse de parcimonie de la composante hydrodynamique sur une base d'ondelettes. On observe ainsi que le spectre de la composante  $(p')_<$  coïncide avec le spectre original pour  $St > 5$ , comme le filtrage  $k-\omega$ . En revanche, la partie basse fréquence est bien plus faible avec cette méthode qu'avec le  $k-\omega$ , avec des écarts entre les deux méthodes qui peuvent atteindre 30 dB. Ces écarts seront discutés dans un prochain paragraphe, après l'évaluation de la dernière méthode WT4.

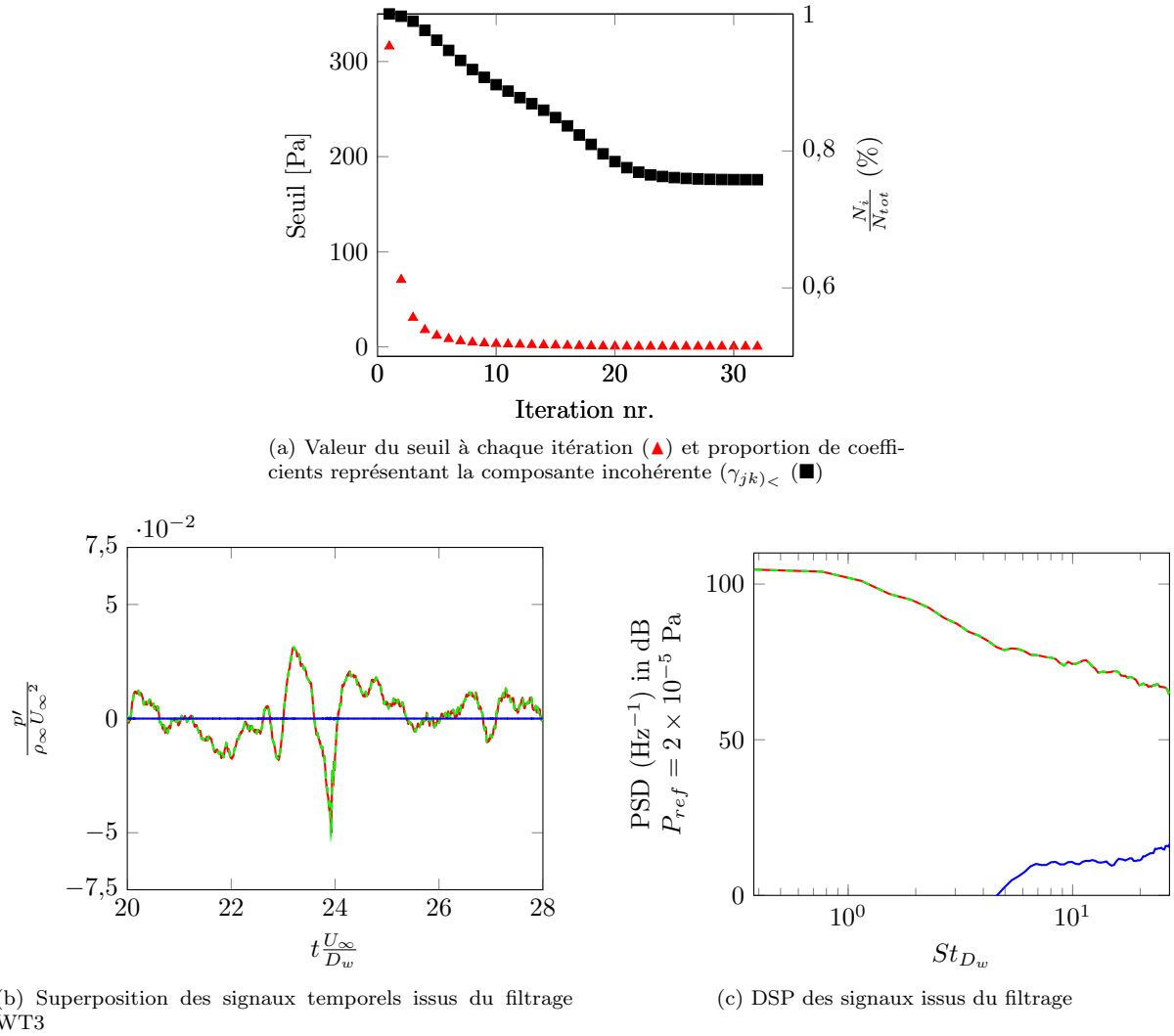


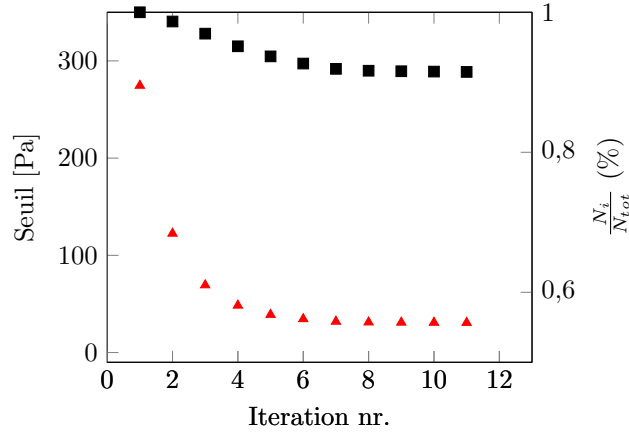
FIGURE V.12 – Résultats issus du filtrage WT3 avec les signaux directement issus de la simulation ( $N = 16$  et  $f_m = 100$  kHz). (—) : signal total, (—) :  $(p')>$ , (—) :  $(p')<$

#### V.4.1.5 WT4 - Corrélation croisée entre deux observateurs en champ proche

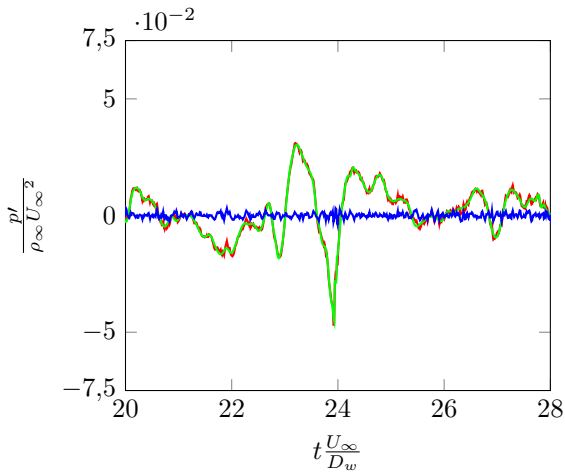
La méthode initialement proposée par Grizzi et Camussi [80], décrite au paragraphe II.5.4.2.b, a été mise en œuvre au même point que pour les autres méthodes de filtrage, c'est-à-dire ( $x = 0.62R$ ,  $z = 2.7H$ ), et un second point situé à une distance  $\Delta x$  en aval tel que  $D_w/\Delta x = 30$ . Les deux signaux à ces points seront notés ici  $s_1$  et  $s_2$ . L'application de l'algorithme tel qu'il est décrit dans l'article de Grizzi et Camussi ne convergait pas sur nos données, ce qui nous a amené à proposer une modification de la troisième condition d'arrêt afin de rendre ce dernier plus robuste. En effet, l'algorithme original nécessite que le rapport des deux premiers pics de la corrélation croisée entre  $(s_1)>$  et  $(s_2)>$  soit supérieure à une valeur "représentative du rapport signal / bruit". Cette valeur étant dans notre cas difficile à définir, il a été décidé de remplacer cette condition par la maximisation du coefficient de corrélation entre les composantes  $(s_1)<$  et  $(s_2)<$ . Avec cette modification, les trois critères à satisfaire pour atteindre la convergence de l'algorithme sont donc :

- (a) : La vitesse  $v_>$  associée à la corrélation croisée de  $s_1>$  et  $s_2>$  est inférieure ou égale à la vitesse de l'écoulement.
- (b) : La vitesse  $v_<$  associée à la corrélation croisée de  $s_1<$  et  $s_2<$  est supérieure ou égale à la vitesse du son.
- (c) : La corrélation  $R_{s_1<-s_2<}$  est maximale.

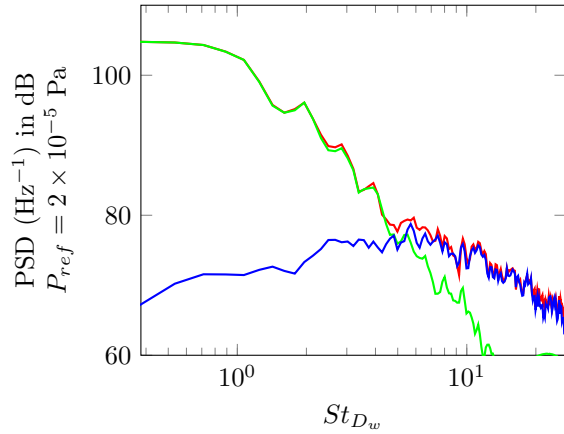
Ce faisant, la méthode ne nécessite aucun ajustement d'une base de données à une autre et ce critère permet de s'affranchir de l'introduction d'un paramètre arbitrairement choisi par l'utilisateur, tout en



(a) Valeur du seuil à chaque itération ( $\blacktriangle$ ) et proportion de coefficients représentant la composante incohérente ( $\gamma_{jk}<$ ) ( $\blacksquare$ )



(b) Superposition des signaux temporels issus du filtrage WT3



(c) DSP des signaux issus du filtrage

FIGURE V.13 – Résultats issus du filtrage WT3 avec les signaux préalablement décimés ( $N = 12$  et  $f_m = 10$  kHz).  
( $-$ ) : signal total, ( $-$ ) :  $(p')_>$ , ( $-$ ) :  $(p')_<$

maintenant les idées physiques de base.

Les résultats obtenus à l'aide de cet algorithme sont présentés en figure V.14. En particulier, les corrélations croisées  $R_{s1< s2<}$  et  $R_{s1> s2>}$  sont présentées en figure V.14a et montrent un comportement cohérent avec le cas étudié. En effet, on observe que les temps de retard correspondant aux maxima dans les deux cas sont en accord avec les vitesses attendues pour les deux types de perturbation, c'est-à-dire  $\tau_{<}c_0/\Delta x = -1$  et  $\tau_{>}c_0/\Delta x = 4.6 \simeq 1/M$ .

La vitesse de convection ainsi déduite pour les perturbations hydrodynamiques est de l'ordre de  $U_c = 0.95U_\infty$ . Notons que cette vitesse de convection est différente de celle déduite de l'analyse du spectre  $k - \omega$ , qui fournit  $U_c = 0.77U_\infty$ . Une explication plausible pour cette différence réside dans le caractère local de l'analyse réalisée avec les ondelettes, tandis que l'analyse  $k - \omega$  résulte d'une antenne qui s'étend sur une distance sur laquelle les variations de la vitesse apparente de convection peuvent être significatives. Par ailleurs, le signe négatif du temps de retard associé à la composante "acoustique" du signal est cohérent avec la propagation vers l'amont du bruit émis par la cavité, déjà mise en évidence par l'analyse  $k - \omega$ .

Comme pour les autres méthodes, la composante associée au champ hydrodynamique est principalement basse fréquence. La composante associée à l'acoustique est largement dominante pour  $St > 15$  mais, de même que pour WT3, on observe des écarts très importants à basses fréquences par rapport à la méthode de référence  $k - \omega$ .

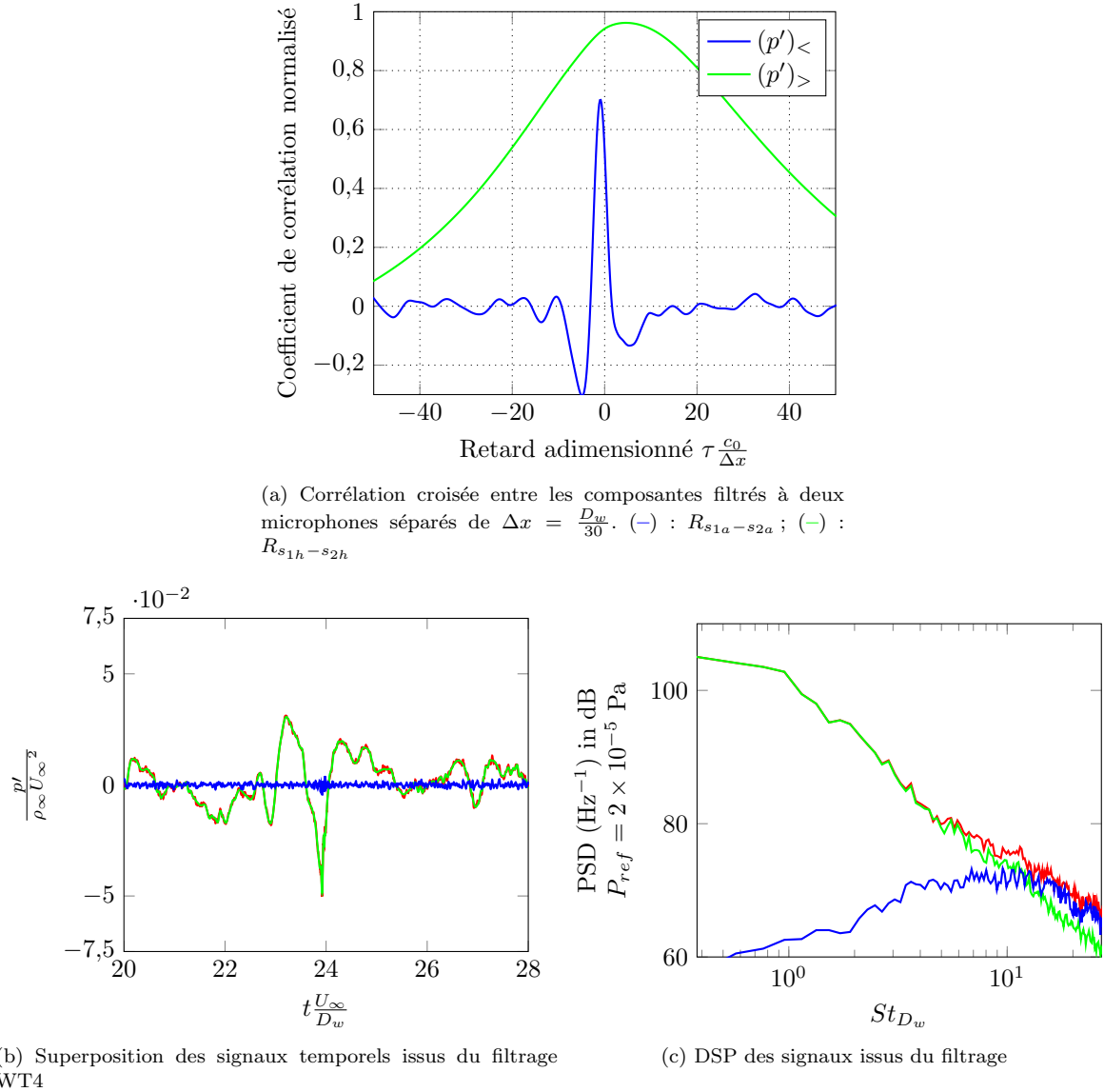


FIGURE V.14 – Résultats issus du filtrage WT4. (—) : signal total, (—) :  $(p')_>$ , (—) :  $(p')_<$

#### V.4.2 Comparaison des spectres obtenus avec les différentes méthodes de filtrage

Au total, cinq méthodes de filtrage ont été appliquées au champ proche de pression surplombant la cavité de la roue LAGOON. Une de ces méthodes repose sur la transformée de Fourier en temps et en espace et a été éprouvée à plusieurs reprises dans la communauté aéroacoustique. Les quatre autres méthodes reposent sur l'usage de la transformée en ondelettes et, du fait de leur récente introduction, ont été peu éprouvées. La seule comparaison de toutes ces méthodes est proposée par Mancinelli *et al.* [120] dans le cadre de l'étude expérimentale du champ proche d'un jet turbulent à des nombres de Mach de 0.6 et 0.9. Un résultat important issu de cette comparaison est que les quatre méthodes de filtrage basées sur la transformée en ondelettes sont équivalentes et fournissent des spectres ne présentant pas plus de 1 dB de différence entre elles. La comparaison avec la méthode  $k - \omega$  n'est cependant pas présentée.

Dans le cas présent, la comparaison entre les composantes filtrées est présentée en figure V.15 pour toutes les méthodes testées. Le spectre du signal de pression original, ainsi que le spectre de la partie filtrée à l'aide de la méthode  $k - \omega$  sont également tracés. Le résultat le plus flagrant est que, dans le cas présent, l'équivalence des méthodes de filtrage n'a malheureusement pas été observée pour toutes les fréquences, mais seulement lorsque  $St > 15$ , c'est-à-dire pour des fréquences telles que les conditions de champ lointain sont atteintes. À plus basses fréquences, des écarts de plusieurs décades sont observés



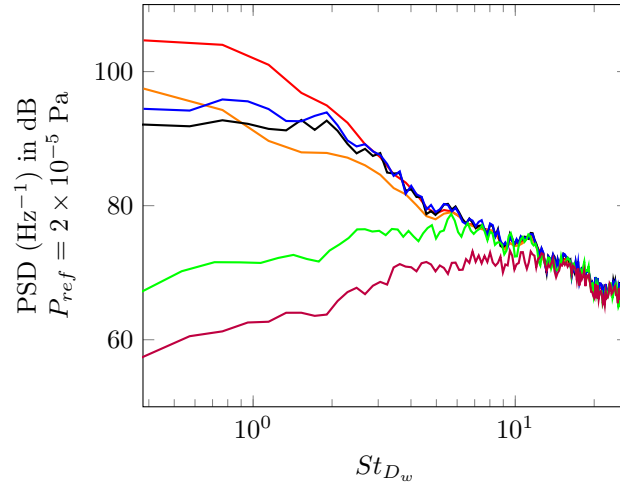


FIGURE V.15 – Comparaison des méthodes de filtrage au point situé en  $x = 0.62R$  et  $z = 2.7H$ . (—) : signal original, (—) :  $k - \omega$ , (—) : WT1, (—) : WT2, (—) : WT3, (—) : WT4

entre les méthodes, mais l'on constate tout de même que les méthodes WT1 et WT2 fournissent des spectres présentant la même forme à basses fréquences que la méthode  $k - \omega$ .

Une seconde comparaison peut être faite entre les méthodes WT2 et WT3 qui reposent toutes les deux sur l'hypothèse que la composante acoustique du champ proche présente un caractère gaussien. La PDF des parties filtrées avec ces méthodes est ainsi présentée en figure V.16. Avec les deux méthodes, la composante filtrée suit bien une distribution gaussienne, ce qui confirme que les deux méthodes fournissent bien le résultat désiré. En revanche, on observe que l'amplitude des valeurs prises par le signal filtré avec WT3 est plus faible qu'avec WT2, ce qui semble indiquer que l'hypothèse du caractère gaussien de la composante acoustique n'est pas en elle-même suffisante pour caractériser totalement ce dernier.

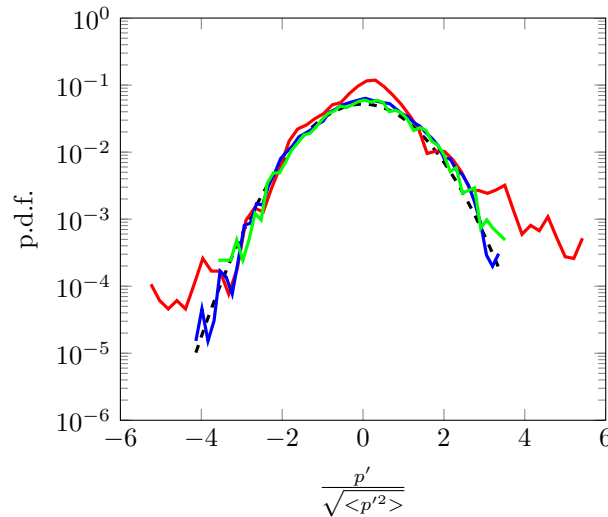


FIGURE V.16 – Fonction densité de probabilité pour (—) signal original, (—) : signal filtré (WT2), (—) : signal filtré (WT3), (—) : distribution gaussienne de référence

### V.4.3 Évaluation de la décroissance spatiale des parties filtrées

L'objectif de ce paragraphe est de mettre en œuvre les filtrages décrits précédemment au point ( $x = 0.62R, z = 2.7H$ ) sur la ligne verticale déjà considérée au § V.3.2, afin de déterminer la capacité des méthodes de filtrage à éliminer le pseudo-son tout en maintenant les propriétés de décroissance spatiale d'un champ acoustique.

Pour ce faire, les spectres des parties filtrées obtenues avec les quatre méthodes ont été normalisés sur la base de lois en  $r^{-1}$  et  $r^{-2}$  et tracés en figure V.17.

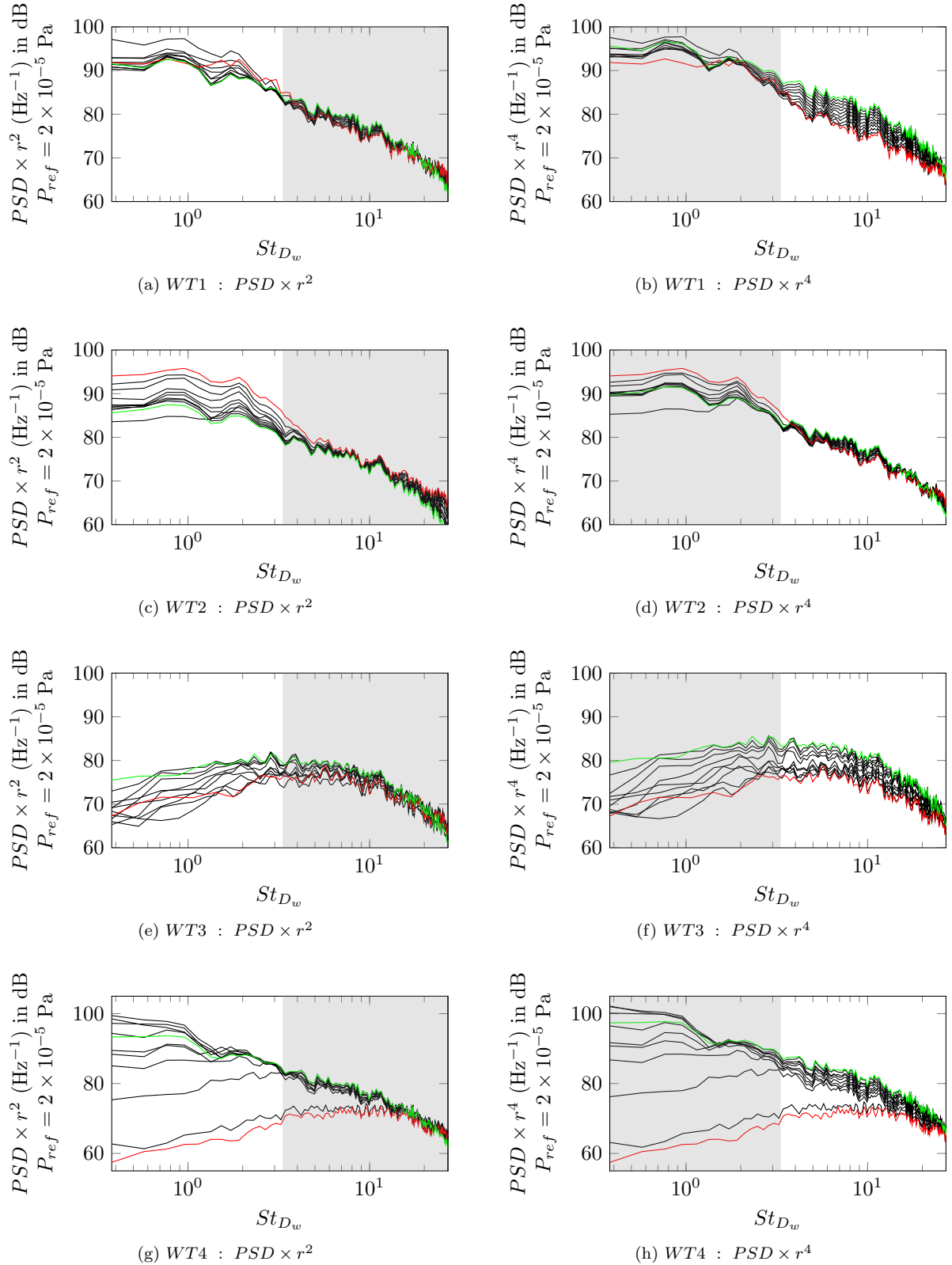


FIGURE V.17 – Réduction de la DSP des fluctuations de pression filtrées par ondelettes sur une ligne verticale en  $x = 0.62R$  et  $z$  entre  $(-) 2.7H$  et  $(-) 4H$ . Modèle d'atténuation : (a) champ lointain  $1/r$  et (b) champ proche  $1/r^2$ .

Alors que les méthodes WT1 et WT2 présentent la décroissance en  $r^{-1}$  pour les plus hautes fréquences (figures V.17a-V.17c), ce comportement est moins évident avec la méthode WT3 (figure V.17e) et n'est pas vérifié avec la méthode WT4 (figure V.17g) pour  $3.32 < St < 15$ . Concernant la normalisation en  $r^{-2}$ ,

aucune méthode ne permet d'obtenir une réduction satisfaisante suivant cette loi d'atténuation pour tous les points. La méthode WT1, toutefois, semble la plus proche de ce comportement (à l'exception des deux points les plus proches) et serait donc, parmi les quatre méthodes de filtrage basées sur la transformée en ondelettes, la plus pertinente pour la suite de l'analyse.

Le même exercice est effectué en considérant cette fois les signaux filtrés avec la méthode  $k - \omega$ . Le résultat de la réduction des spectres avec les lois d'atténuation supposées est présenté en figure V.18. Contrairement aux méthodes de filtrage par ondelettes, on observe qu'à toutes les fréquences la décroissance spatiale du champ acoustique filtré semble suivre une progression régulière. L'atténuation supposée pour les basses fréquences n'est pas strictement observée, mais est malgré tout mieux obtenue qu'avec les signaux non filtrés (cf. figure V.7b).

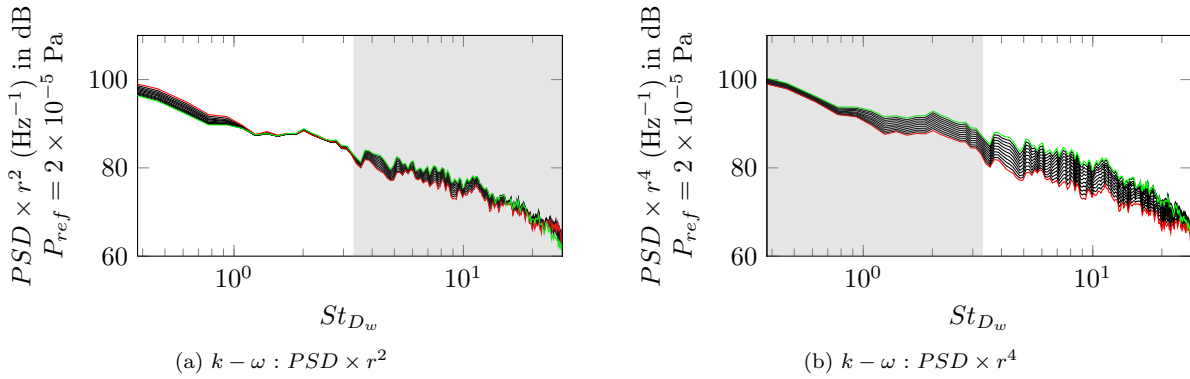


FIGURE V.18 – Réduction de la DSP des fluctuations de pression filtrées par la méthode  $k - \omega$  sur une ligne verticale en  $x = 0.62R$  et  $z$  entre  $(-)$   $2.7H$  et  $(-)$   $4H$ . Modèle d'atténuation : (a) champ lointain  $1/r$  et (b) champ proche  $1/r^2$ .

## V.5 Estimation stochastique linéaire du champ de vitesse associé à la pression acoustique filtrée : premiers résultats

L'Estimation Stochastique Linéaire (LSE pour Linear Stochastic Estimation), a été initialement introduite par Adrian [2] pour l'étude des structures cohérentes nommées tourbillons conditionnels présents dans les écoulements turbulents. Cette méthode stochastique d'analyse permet de reconstruire une approximation du champ aérodynamique linéairement associée à un ensemble de  $n$  signaux conditionneurs. L'estimation stochastique utilise une information connue en ces points judicieusement répartis de l'écoulement pour prédire la moyenne conditionnelle du reste de l'écoulement en utilisant des propriétés statistiques classiques, notamment les corrélations spatiales (et/ou temporelles) en deux points entre les variables reconstruites. En effet, l'estimation stochastique possède l'avantage d'être non homogène : des signaux de nature différente peuvent être combinés permettant par exemple d'estimer un champ de vitesse à partir de mesure de pression [50, 153] ou inversement.

Brièvement, soit un champ de pression fluctuante acoustique connu en  $n$  points pour  $N_t$  instants,  $p = [p(X_1), p(X_2), \dots, p(X_i), \dots, p(X_n)]$  (la variable temps  $t$  est omise dans ces notations). On souhaite estimer le champ de vitesse fluctuant  $u^{rec.}$  en un ou plusieurs points quelconques de l'espace pour chaque instant. L'objectif est donc d'approcher la variable aléatoire non observée  $u^{rec.}$  par le vecteur aléatoire observé  $p$ . On suppose que  $u^{rec.}$  peut s'exprimer comme une combinaison linéaire du vecteur aléatoire connu [146] :  $u^{rec.} = \alpha \cdot p$ . Mathématiquement, ceci revient à une régression linéaire, où les coefficients réels  $\alpha = [\alpha_1, \dots, \alpha_n]$  sont solutions du système linéaire suivant :

$$cov(p, u^{rec.}) = cov(p, \alpha \cdot p), \quad (V.6)$$

où  $cov$  indique la matrice de covariance. L'équation précédente se réduit alors à :

$$R_{pu^{rec.}} = R_{pp} \cdot \alpha \quad (V.7)$$

où  $R_{pp}$  et  $R_{pu^{rec}}$  sont respectivement la matrice de corrélation entre les variables observées et la matrice d'intercorrélation entre  $p$  et  $u^{rec}$ . Si la matrice de corrélation  $R_{pp}$  est inversible, ce système admet une unique solution permettant la détermination du vecteur de coefficients inconnus  $\alpha$ .

Globalement, l'approximation recherchée est donc obtenue par inversion d'un système matriciel de la forme  $Ay = b$ , où  $A$  est une matrice de taille  $n \times n$  contenant les intercorrélations entre les différents signaux conditionneurs, et  $b$  est un vecteur contenant les corrélations entre le champ cible et les signaux conditionneurs.

Dans notre cas, la pression a été sélectionnée comme signal conditionneur à 11 positions régulièrement espacées sur l'antenne  $z = 2.7H$  (cf. figure V.8a). À l'écriture de ce manuscrit, une étude exhaustive n'a pas pu être menée entièrement. Quelques résultats préliminaires, obtenus en prenant la vitesse verticale  $w$  dans le plan médian de la cavité, peuvent toutefois être présentés dans cette partie.

En premier lieu, la vitesse fluctuante est présentée en figure V.19 au temps adimensionné  $tU_\infty/D_w = 23.24$ . De larges structures semblent visibles au dessus de la cavité, tandis que l'écoulement instantané à l'intérieur de la cavité paraît plus désorganisé. Afin d'apprécier le gain apporté par le filtrage, on présente

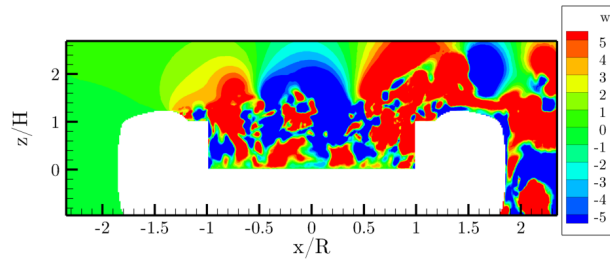


FIGURE V.19 – Instantané de vitesse verticale fluctuante  $w'$ . Temps adimensionné :  $tU_\infty/D_w = 23.24$

en figure V.20 le champ de vitesse reconstruit par LSE à partir de la pression non filtrée. Seules les larges structures que l'on observait déjà sur le champ de base apparaissent. Ce résultat n'est pas surprenant car les signaux conditionneurs utilisés pour la reconstruction du champ contiennent la composante hydrodynamique, convectée avec les larges structures de l'écoulement. La figure V.21 présente le champ

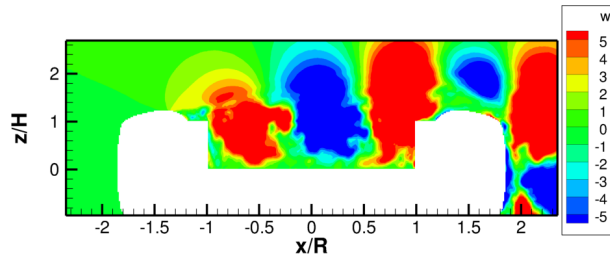


FIGURE V.20 – Instantané de vitesse verticale  $w'$  reconstruite à partir de 11 signaux de pression non filtrés sur l'antenne  $z = 2.7H$ . Temps adimensionné :  $tU_\infty/D_w = 23.24$

reconstruit au même instant, mais en utilisant cette fois les signaux de pression filtrés respectivement avec la méthode  $k - \omega$  et WT1. On constate en premier lieu que le filtrage de la composante hydro-

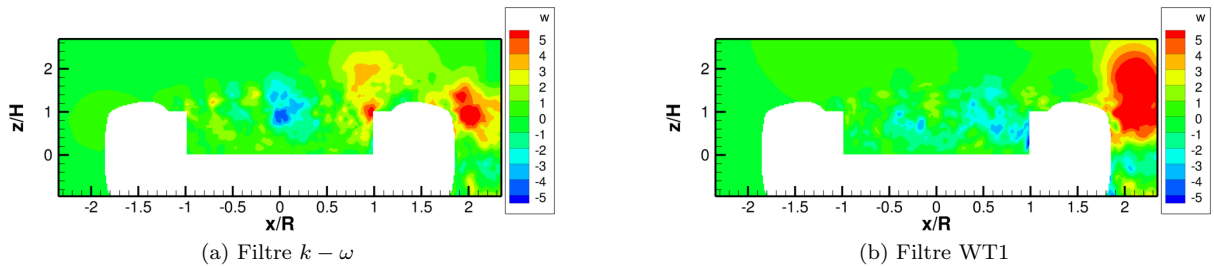


FIGURE V.21 – Instantané de vitesse verticale  $w'$  reconstruite avec la pression acoustique filtrée. Temps adimensionné :  $tU_\infty/D_w = 23.24$

dynamique du champ de pression a un impact notable sur le champ de vitesse reconstruit. Les grosses

structures observées en figure V.20 sont absentes des champs reconstruits avec la composante acoustique obtenue par les deux méthodes de filtrage. Le champ  $w'$  reconstruit lorsque les signaux conditionneurs sont filtrés avec la méthode  $k - \omega$  fait apparaître un maximum très localisé sur le coin amont, ainsi que des changements de signe de cette composante de vitesse. Le champ reconstruit à l'aide du filtrage WT1 semble plus difficile à interpréter. Le résultat issu du filtrage  $k - \omega$  semble aller dans le sens des conclusions tirées au chapitre IV, où un mécanisme source identifié était l'interaction des structures turbulentes avec le bord aval de la cavité. Ce résultat ne constitue toutefois pas une preuve et reste largement à nuancer car il ne s'agit que d'une visualisation instantanée, réalisée dans un plan alors que l'écoulement est intrinsèquement tridimensionnel dans cette partie de la cavité.

Dans cette dernière partie, une étude préliminaire a été présentée permettant d'étudier d'un point de vue statistique au premier ordre, le lien existant entre le champ de pression acoustique et les événements aérodynamiques localisés au niveau de la cavité. De plus amples analyses doivent être menées pour approfondir cette étude préliminaire.

Plusieurs voies possibles devront être examinées comme par exemple :

- Étude de l'influence de la nature des signaux conditionneurs sur les événements aérodynamiques les plus corrélés aux signaux de pression acoustique, comme par exemple, le choix de la localisation de ces signaux conditionneurs ainsi que la prise en compte des temps de retard dans la LSE,
- Étude de la reconstruction par LSE de différentes variables dans la cavité (champ de pression, composantes du champ de vitesse, champ de vorticité, ...),
- Pour des estimations faisant intervenir deux variables différentes (pression-vitesse ou pression-vorticité), l'effet de la prise en compte des termes quadratiques (Estimation Stochastique Quadratique) [137, 50] sur le champ reconstruit devra être étudié.
- Pour l'ensemble de ces méthodes de reconstruction proposées, il s'agira ensuite d'étudier les propriétés des champs instantanés reconstruits (pression et/ou vitesse et/ou vorticité) non seulement instantanément mais également d'un point de vue statistique.

## V.6 Conclusions

Une majeure partie de ce chapitre est consacrée au filtrage de la pression en champ proche d'un écoulement turbulent. Il s'agit d'un problème classique d'aéroacoustique, abordé par plusieurs auteurs parmi lesquels on peut citer Goldstein [72]. Une remarque intéressante sur ce sujet est trouvée dans Grizzi et Camussi [80], qui indiquent que l'usage de filtres passe-haut mène à une description incomplète du champ acoustique, ce dernier n'ayant *a priori* aucune raison de présenter une amplitude nulle à basse fréquence. Notre démarche a été basée sur le raisonnement suivant. Le problème des hautes fréquences, c'est-à-dire telles que la longueur d'onde est faible devant la distance source-observateur, est aisément traité en considérant que ces fréquences sont de nature purement acoustique, la décroissance spatiale du champ de pression non acoustique étant plus rapide. L'intérêt du filtrage prend tout son sens lorsque les plus basses fréquences sont considérées. La présence de pseudo-son sur ces fréquences rend nécessaire l'utilisation d'une procédure de filtrage. À cet effet, plusieurs méthodes ont été testées, mais ces dernières présentent de très importants écarts, précisément pour les fréquences qui nous intéressent. La forme du spectre de la composante acoustique basse fréquence est *a priori* inconnue, mais sa décroissance peut être supposée suivre une loi en  $r^{-2}$  (cf. [98]). La décroissance spatiale des composantes acoustiques obtenues avec les différentes méthodes de filtrage a donc été évaluée. Seules les méthodes  $k - \omega$  et WT1 (maximisation de la corrélation entre le signal filtré et un signal en champ lointain) ont présenté une décroissance qui pouvait s'apparenter au modèle supposé. Ces deux méthodes de filtrage ont donc été retenues pour fournir des signaux conditionneurs à l'approche LSE employée dans le paragraphe suivant. Le champ de vitesse reconstruit lorsque les signaux conditionneurs issus de la méthode  $k - \omega$  sont utilisés semble indiquer que l'impact d'un tourbillon avec le bord aval de la cavité est le mécanisme dominant de génération du bruit. Une analyse plus poussée est néanmoins nécessaire pour confirmer cette interprétation qui, si elle s'avère correcte, corroborerait les conclusions tirées au chapitre IV, qui identifiaient l'interaction

des sources aérodynamiques avec le bord aval de la cavité comme un mécanisme dominant sur la roue LAGOON.



# Chapitre VI

## Landing Gear Interwheel Tonal Noise Characterization with the Boundary Element Method

### Sommaire

---

|  |            |
|--|------------|
| <b>VI.1 Avant propos</b> . . . . .   | <b>122</b> |
| <b>VI.2 Introduction</b> . . . . .   | <b>122</b> |
| <b>VI.3 Geometry and Numerical Setup</b> . . . . .                                 | <b>124</b> |
| VI.3.1 Scattering Factor . . . . .   | 124        |
| VI.3.2 Geometries considered . . . . .   | 125        |
| VI.3.3 Observation points . . . . .  | 126        |
| VI.3.4 Numerical source position . . . . .   | 127        |
| <b>VI.4 Results</b> . . . . .  | <b>128</b> |
| VI.4.1 Case # 1 : Circular cavity of a single wheel . . . . .                      | 128        |
| VI.4.2 Case # 2 : Two facing wheels with an axle . . . . .                         | 131        |
| VI.4.3 Case # 3 : Whole gear . . . . .   | 132        |
| VI.4.4 Computational Cost . . . . .  | 135        |
| <b>VI.5 Annular duct model and effect of the axle diameter variation</b> . . . . . | <b>136</b> |
| VI.5.1 Discussion on the annular duct model . . . . .                              | 136        |
| VI.5.2 Parametric study on the axle diameter . . . . .                             | 137        |
| <b>VI.6 Conclusions</b> . . . . .  | <b>138</b> |

---



## VI.1 Avant propos

Ce chapitre présente les résultats d'une étude publiée en 2019 dans la revue *Journal of Sound and Vibration* et dont une partie a été menée en collaboration avec l'unité *Méthodes acoustiques pour l'expérimentation et l'environnement* (MAXE) de l'ONERA. Il se distingue des deux précédents et a été placé en fin de ce manuscrit car il ne fait pas usage des données issues de la simulation numérique de l'écoulement autour de la roue LAGOON (cf. chapitre III). En effet, on ne s'intéresse dans ce chapitre qu'à la caractérisation des sources de bruit tonales du train LAGOON. Ces sources résultent comme on le verra d'un phénomène de résonance acoustique, entièrement déterminé par la géométrie. Le parti pris dans ce chapitre est de considérer que la prédiction des modes de résonance et leur structure spatiale peut être appréhendée sans recourir à une onéreuse simulation Navier-Stokes. Comme on l'a vu au chapitre I, ce phénomène a déjà fait l'objet de deux études détaillées de la part de Casalino *et al.* [25] et de Giret [67]. Plusieurs limitations ont été constatées dans ces travaux antérieurs et ont motivé la présente étude. En premier lieu, la prédiction analytique des fréquences de résonance proposée par Casalino *et al.* nécessite l'introduction de constantes correctives dont la généralité n'est pas garantie. La résolution de l'équation de Helmholtz par la méthode des éléments finis, comme proposé par Giret, permet de s'affranchir d'une coûteuse simulation Navier-Stokes, mais est peu adaptée à un problème en champ libre car le milieu de propagation entier doit être discrétisé.

Cette étude vise à démontrer que la méthode des éléments de frontière constitue une méthode adaptée aux problèmes extérieurs, tout en permettant de traiter ce type de problème avec précision lorsque la géométrie ne se prête pas à une modélisation analytique simple.

## VI.2 Introduction

Sustained growth in civilian air traffic exposes an increasing number of people to environmental noise pollution, with direct effects on human health, such as cardiovascular diseases and sleep disturbances [71]. According to recent studies, environmental noise pollution also has large-scale ecological impact on ecosystems [64] and its mitigation is receiving more and more attention in the scientific community as noise regulations are getting increasingly stringent. In the last decades, jet noise from the engines has been drastically reduced and noise sources that used to be of lesser importance, like the noise generated by the airframe itself, have since gained considerable attention. This is the case for the landing gear which is now recognised as a major contributor to the overall noise produced by a commercial aircraft in approach conditions [43].

A landing gear is composed of a large number of blunt bodies of various shape and size, all of which induce numerous interactions between turbulent wakes and solid surfaces. Thus, the noise generated by a landing gear is mainly broadband in nature, but some studies have highlighted the emergence of narrowband noise contributions (see for instance Michel *et al.* [134], Dedoussi *et al.* [40], or Merino-Martinez *et al.* [132]). In practice, aircraft noise certifications are based on Effective Perceived Noise Levels (EPNL). As pure tones are particularly detrimental for human hearing, a correction term is applied for the calculation of the EPNL to account for pure tones occurrence. This correction can increase the perceived noise levels by several decibels, making the prediction of tonal phenomena, in early design phase and with reduced computational cost, a major issue for industrial applications.

These tones can be due to the landing gear bay itself [109, 8], vortex shedding from cylindrical subcomponents of the landing gear, or resonances in the wheels cavities. The latter case is illustrated by the LAGOON experimental campaign led by Manoha *et al.* in 2008 [121] who showed that two strong tones took place due to the excitation of the facing wheels cavities, and later by Bennett *et al.* [9] on the ALLEGRA nose landing gear. This phenomenon has been thoroughly investigated with a dedicated LBM study by Casalino *et al.* [25] in the case of the LAGOON geometry. More recently, Wang *et al.* [209] and Hajczak *et al.* [86] numerically investigated the case of an isolated wheel and found the emergence of tones in the far-field due to the interaction between the shear layer developing over the cavity and its depth modes. In contrast with rectangular cavities, circular cavities have been the subject of few studies in the past. Nevertheless, as for their rectangular counterpart, two main types of interaction are responsible for tonal emission in circular cavities. The first one is of aerodynamic nature and involves a feedback mechanism between the Kelvin-Helmholtz instabilities of the shear layer and the acoustic emission generated when

the eddies of the shear layer impact the downstream edge of the cavity. A phase relationship can be established to link the number of eddies present in the shear layer and the frequency of the tone emitted by the cavity in the far-field. The first aeroacoustic feedback model for rectangular cavities is attributed to Rossiter [168] and gives, with a semi-empirical formula, the frequency emitted by the cavity in function of the Mach number. The second type of interaction responsible for tonal noise emission in cavities is a coupling between the shear layer instability modes and the natural resonant frequencies of the cavity. The turbulent perturbations present in the shear layer can excite the cavity modes at resonance and generate a strong tonal emission, as it is the case for example in recorder-like instruments such as organ pipes. Tam and Block [196] have shown that for deep rectangular cavities and Mach number below 0.2, the tonal emission was only due to the depth mode of the cavity, and consequently independent of the freestream velocity. On the other hand, other studies focused on circular cavities, such as Parthasarathy et al. [148] and provided experimental evidence of tonal emission with the frequency varying with the Mach number for low Mach numbers. Marsden et al. [126] experimentally found in their study of three cylindrical cavities that the frequencies emitted were flow-dependent and resulted from a coupling between the shear layer and the fundamental depth mode of the cavity. They established a model based on the one developed earlier by Elder [52] and found very good agreement with the measured frequencies. Although the interwheel area is composed of two facing cylindrical cavities, the mechanism driving the resonance in between might not be the same as academic round cavities subject to a grazing flow. In particular, the examination of the power spectral density (see Fig. VI.1) in the sideline direction for eight different Mach numbers (between 0.1 and 0.28) during the LAGOON campaign shows that the two tones occur at the exact same frequency of around 1010 and 1480 Hz (spectra computed with a frequency resolution  $\Delta f = 10$  Hz). This suggests that, instead of a flow-dependent phenomenon, the resonance that occurs in

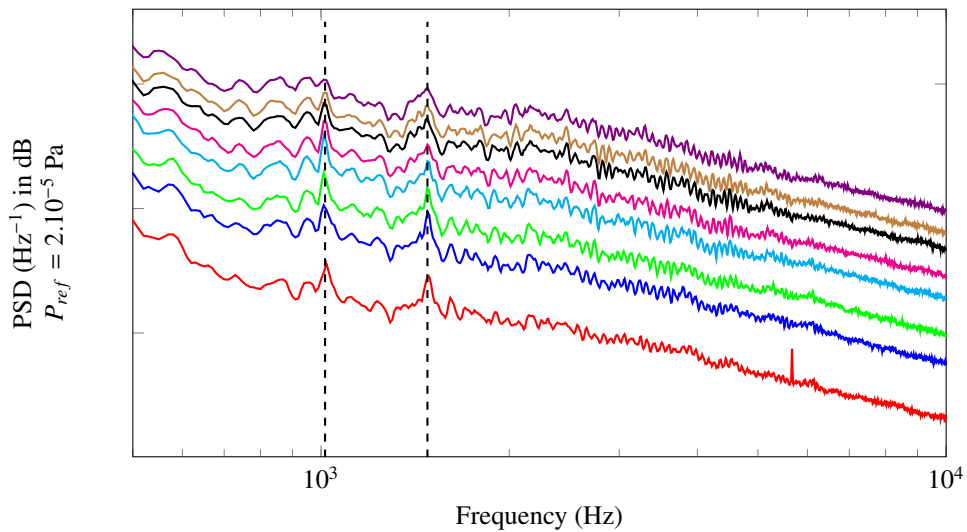


FIGURE VI.1 – Power spectral density of the experimental pressure signals obtained at the microphone position nr. 2 on the sideline arc, for varying Mach numbers (0.1 ; 0.13 ; 0.15 ; 0.18 ; 0.2 ; 0.23 ; 0.25 and 0.28) in ONERA’s anechoic wind tunnel CEPRA19. The far-field microphones location can be found in [38]. Data provided by Airbus.

the interwheel area is more to be found in the natural resonant frequencies of the resonator constituted by the interwheel area.

Recent developments in computational fluid dynamics have allowed to increase the precision of the simulations. In particular, due to its computational efficiency, the Lattice Boltzmann Method has recently become more and more attractive for industrial applications. However, the simulation time necessary to compute the turbulent flow field with sufficient accuracy remains higher compared to analytical models, which are best suited in early design phase, when the dimensions are to be chosen according to design criteria. Analytical predictive models are nevertheless often restricted to academic configurations and show their limits if the geometry becomes complex, which is likely to be the case for landing gears. This, in addition to the apparent flow-independence of the tonal emission in the LAGOON case, leads us to propose to address the suitability of an intermediate method, the Boundary Element Method (BEM), to numerically solve the Helmholtz equation with a harmonic point source model and predict the potential

tonal frequencies of a landing gear. A similar approach has been adopted by Giret [67] who used a Finite Element Method (FEM) for the numerical resolution of the Helmholtz equation between the wheels. A fundamental difference between BEM and FEM is that the FEM requires the propagation medium to be discretized, while the BEM only requires the scattering bodies to be discretized, reducing the 3D propagation problem to a 2D problem. The use of the BEM instead of the FEM also has implications in terms of boundary conditions imposed at infinity that will be discussed later on.

The Boundary Element Method has been widely used in aeroacoustics to study installation effects of complex systems, such as an engine installed under a wing [123], but, to the best of the authors' knowledge, this is the first time that a BEM approach is used to resolve interwheel acoustic resonance on a nose landing gear. As only the solid boundaries need to be meshed, this approach allows a quick diagnosis compared to a more traditional CFD/CAA methodology. An objective of this study is then to investigate the relevance of the BEM to give insight into the tonal response of a landing gear. We illustrate this methodology with the LAGOON simplified landing gear geometry by successively studying the circular cavity installed in a single wheel, the two facing wheel cavities and the whole gear, composed of the facing wheels and the main strut. The results are compared to analytical formulae, CFD/CAA and FEM computations from the literature and experiments when available.

This paper is organised as follows : in a first section, a brief description of the BEM will be given and the scattering factor will be defined. The main dimensions of the LAGOON model, the on-body surface mesh and the observation points used for the BEM setup will be described. In the second section, the BEM results on the single wheel case are presented and compared to CFD results and analytical formulae. Then, the BEM results on the facing wheels are compared to existing CFD/ CAA results. Finally, experimental data is presented on the whole LAGOON model and compared to the BEM results. In the third section, the analytical modelisation of the LAGOON interwheel space by an annular duct proposed by Casalino et al. [25] is first discussed. Then, we take advantage of the computational efficiency of the BEM to carry out a short parametric study on the axle diameter in order to confront the annular duct model and numerical results obtained with BEM simulations. Finally, a summary of the study and the main conclusions are given.

## VI.3 Geometry and Numerical Setup

### VI.3.1 Scattering Factor

In a homogeneous medium at rest, the pressure field  $p(x, y, z, t)$  satisfies the homogeneous wave equation :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{VI.1})$$

Under the time-harmonic assumption :

$$p(x, y, z, t) = \text{Re} [\phi_{ac}(x, y, z) e^{-i\omega t}] \quad (\text{VI.2})$$

and the Helmholtz equation for the complex acoustic potential  $\phi_{ac}(x, y, z)$  writes :

$$\nabla^2 \phi_{ac} + k^2 \phi_{ac} = 0, \quad \text{with } k = \frac{\omega}{c} \quad (\text{VI.3})$$

The principle of the BEM is to reduce this partial differential equation (PDE) to a boundary integral equation (BIE), that is to say an integral equation on the body surface  $\partial D$  with the acoustic potential unknown. In acoustics problems, there are two methods to obtain the BIE. The so-called *direct* method, which relies on the use of Green's second theorem, and the *indirect* method, which uses single and double layer potentials. In this work, ONERA's in-house solver BEMUSE [123] is used to perform the numerical resolution of the BIE obtained by the indirect Brakhage-Werner method [16].

The general form of the boundary conditions writes :

$$\frac{\partial p}{\partial n} = ik\beta p, \quad \text{on } \partial D \quad (\text{VI.4})$$

In what follows, we use the Neumann or "sound hard" boundary condition, namely  $\beta = 0$ . As for the far-field, Sommerfeld radiation conditions are imposed at infinity to ensure the divergence of the acoustic energy :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left( \frac{\partial p}{\partial n} - ikp \right) = 0 \quad (\text{VI.5})$$

The total pressure field in the Fourier space is obtained by numerical resolution of the BIE. An algebraic approach of the kernel approximation based on the Adaptive Cross Approximation (ACA) method is implemented in BEMUSE following the work of Grasedyck [75] on asymptotically smooth kernel operators. The total pressure field hence obtained can be decomposed into a sum of the scattered and the incident field that would be obtained if there were no solid boundaries :

$$\phi_{\text{ac}}^{\text{tot}} = \phi_{\text{ac}}^{\text{s}} + \phi_{\text{ac}}^{\text{i}} \quad (\text{VI.6})$$

Following this definition, we introduce the so-called *scattering factor* defined by :

$$Z(f) = \left| \frac{\phi_{\text{ac}}^{\text{tot}}}{\phi_{\text{ac}}^{\text{i}}}(f) \right| \quad (\text{VI.7})$$

Thus, the deviation of this quantity from unity can be viewed as the scattering of the sound pressure field by the body. In particular, for a given frequency  $f$ ,  $Z(f) > 1$  means that the frequency under consideration is amplified due to constructive interference. In practice, this quantity can be thought of as a transfer function, the total pressure at a location  $(x, y, z)$  being the response of the system constituted by the body to the solicitation imposed by the harmonic source. In what follows, the scattering factor  $Z(f)$  will be computed as a function of the frequency thanks to the numerical methodology previously described. The frequency step  $\Delta f$  is set as follows :

$$\Delta f = \begin{cases} 10 \text{ Hz} & \text{if } 400 \text{ Hz} < f \leq 1700 \text{ Hz} \\ 50 \text{ Hz} & \text{if } 1700 \text{ Hz} < f < 5000 \text{ Hz} \end{cases} \quad (\text{VI.8})$$

In this work, mean flow effects, as well as diffraction and refraction by turbulence are not taken into account by the BEM solver. A way of dealing with this point could be the use of the post-processing proposed by Agarwal [3] to account for potential mean flow refraction effects. This could increase the accuracy of the directivity predictions.

### VI.3.2 Geometries considered

Three cases are successively considered in order to assess the accuracy of the BEM to determine the resonant frequencies and their directivity. First, a single landing gear wheel taken from the LAGOON geometry is considered in order to analyze the results on a simple geometry, for which analytical models are well known in the literature. Its main dimensions are depicted in Fig. VI.2, and consists in a round cavity of diameter  $D_2 = 162$  mm and depth  $h = 37$  mm installed in a rounded tire. The total diameter of the wheel including the cavity and the tire is  $D_w = 300$  mm. The two opposite wheels of this landing gear are separated by a distance  $H = 200$  mm and linked by an axle of diameter  $D_1 = 44$  mm. The second case considered in this study is obtained by considering the two facing wheels with the axle. In this case, the volume expected to be excited at resonance is no longer a wheel cavity, but the whole interwheel space that can, in a first approximation, be viewed as an annular duct, as will be discussed later. Finally, the third case consists in taking the whole gear with the two facing wheels and the main strut, that is here composed of two cylinders of diameters  $D_l = 55$  mm and  $D_l' = 71$  mm respectively, and length  $L_l = 216$  mm and  $L_l' = 452$  mm. Please note that in the original LAGOON configuration, a small protuberance is present at the junction between the axle and the strut. For simplicity reasons and, as the authors believe it will not affect the results, it has been removed from the model studied here. In all cases, the body surface is discretized with an unstructured mesh constituted by triangles of size  $\Delta$ . A sensitivity study has been carried out in order to determine the influence of the body discretization on the computation of the scattering factor for frequencies up to  $f_{\text{max}} = 5000$  Hz. A parameter named ppw can be defined based on this frequency, representing the minimal number of mesh points per acoustical wavelength over

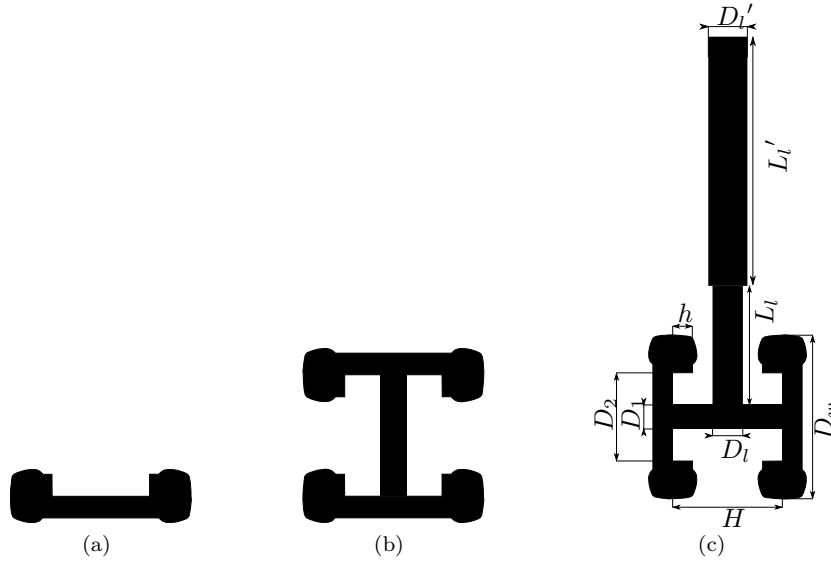


FIGURE VI.2 – (a) : Single LAGOON wheel, (b) : two facing wheels with the axle, (c) : LAGOON configuration with main dimensions

the rigid body :

$$\text{ppw} = \frac{c}{f_{\max} \Delta} \quad (\text{VI.9})$$

Three resolutions have been tested on the first case (single wheel) : 6 ppw ( $\Delta = 12$  mm), 10 ppw ( $\Delta = 8$  mm) and 15 ppw ( $\Delta = 5$  mm). The scattering factor  $Z$  has been computed in a median plane of the wheel for the highest frequency under consideration,  $f = 5$  kHz. The results are displayed in Fig. VI.3

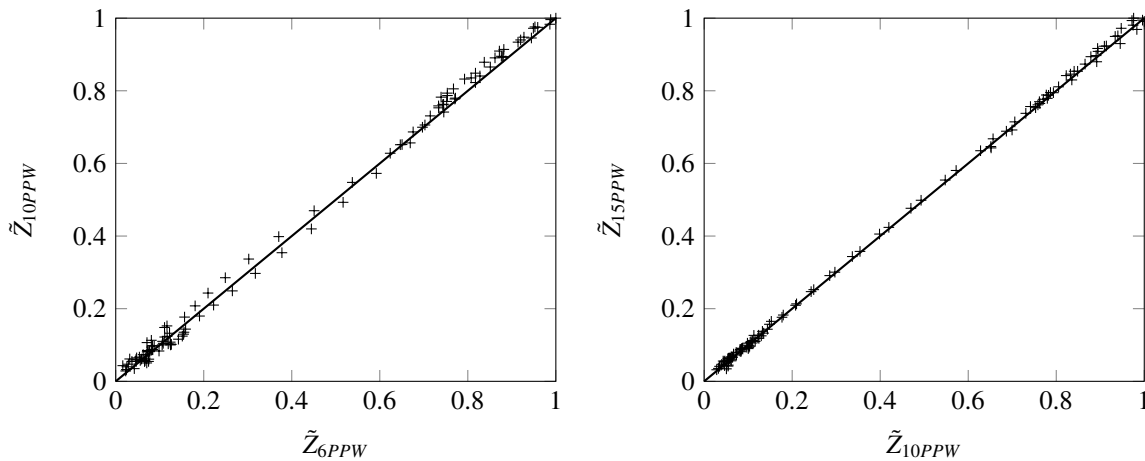


FIGURE VI.3 – Sensitivity analysis of the surface discretization. Each symbol indicates an observer position in the median plane of the wheel

where  $\tilde{Z}$ , the scattering factor scaled between 0 and 1, has been plotted in the different resolutions. From this sensitivity analysis, it has been considered that refining the surface from 10 ppw to 15 ppw does not bring much more accuracy while increasing the computational cost. It has then been considered that 10 ppw were sufficient in the present case. Consequently, in what follows, all three cases are discretized with triangles of size  $\Delta = 8$  mm.

### VI.3.3 Observation points

In this study, two types of results will be presented : at a given observer location, the scattering factor will be presented as a function of the frequency, in order to determine the resonant frequencies of the

system. On the other hand, when these frequencies are identified, it is instructive to look at the directivity (number of lobes and their direction) of a given resonant mode. Thus, the observation surface defined in this work is a sphere of 4248 microphones of diameter  $D_{\text{obs}} = 10D_w$  centered on the interwheel region as presented in Fig. VI.4a. For the sake of brevity, results for a given location will be presented in the horizontal plane perpendicular to the main strut (in other words, the "pure sideline" plane of the gear) and located by the observation angle  $\varphi$  between the microphone and the axle (see Fig. VI.4b). Finally,

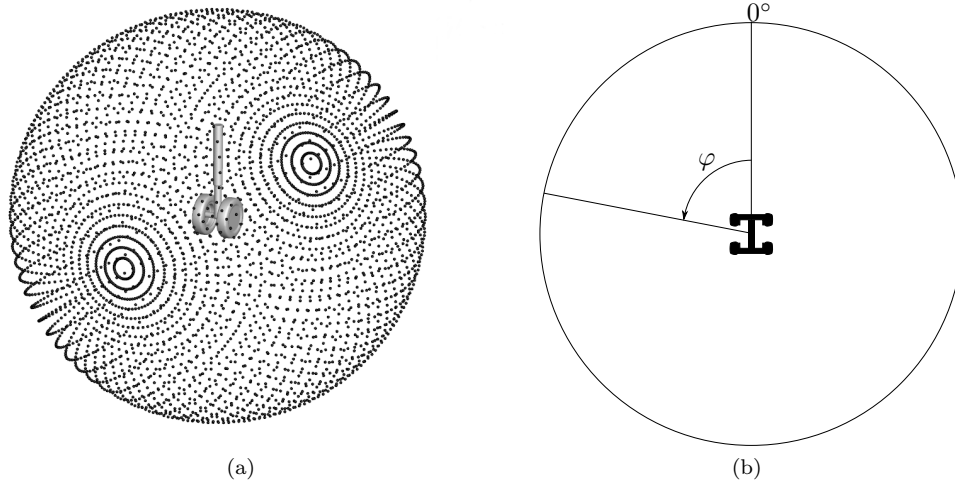


FIGURE VI.4 – Position of the microphones for the computation of the scattering factor. (a) : sphere of microphones, (b) : angular convention in the plane normal to the strut

in order to investigate the directivity of the resonant modes, the spherical coordinates will be used by plotting the scattering factor value at a location  $(\theta, \varphi)$ .

### VI.3.4 Numerical source position

In this study, a harmonic point monopole is used as the forcing term for the Helmholtz equation. Despite the simplistic nature of this source, its location has been chosen at the downstream edge of the cavity in order to simulate the impact of a shear layer on it (for a description of the shear layer developing over a single wheel cavity, see [35]). It has been checked that the source location had no influence on the value of the resonant frequencies calculated. In this work, the source is located in the plane perpendicular to the strut for the three cases. The distance between the source and the cavity edge is  $1.25\Delta$ . The source

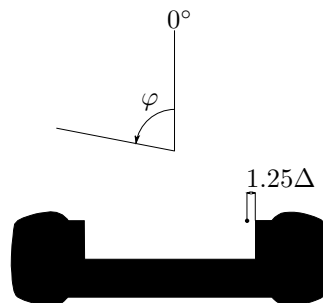


FIGURE VI.5 – Source position in the BEM computations

position is presented in Fig. VI.5 to illustrate the case of the isolated wheel. In the two other cases, it is kept at the same location. Thanks to the linearity of the Helmholtz problem, it would be possible to simulate a more extended source, for example by adding the results obtained with several source locations as in Manoha et al [124]. For the sake of brevity, only one source will be considered in the following work.

## VI.4 Results

In this section, the BEM results are analyzed for the three cases. To begin, the resonant frequencies of the circular cavity are compared to theoretical frequencies obtained with analytic formulae and to a previous CFD computation. Then, the resonant frequencies obtained on the two facing wheels are compared to the values obtained in other CFD studies, and to theoretical models. Finally, the effect of the main strut on the value of the resonant frequencies is assessed by considering the third case and the resonant frequencies are compared to the ones obtained experimentally. The directivity of the LAGOON resonant frequencies obtained with the BEM is compared to the directivity obtained with a previous Navier-Stokes computation. The aim of this section is to investigate the capability of the BEM to give insight into the natural resonant frequencies of the LAGOON landing gear. The references against which the BEM results will be compared to are summed up in Tab. VI.1 :

|                   | Analytic | CFD/CAA  | Experimental | FEM  | BEM |
|-------------------|----------|----------|--------------|------|-----|
| Single wheel      | ✓        | [35, 86] | X            | X    | ✓   |
| Two wheels + axle | [25], ✓  | [25]     | X            | X    | ✓   |
| LAGOON            | X        | [38]     | ✓            | [67] | ✓   |

TABLEAU VI.1 – Summary of the data used for comparison to BEM results. ✓ : present work ; X : not available.

### VI.4.1 Case # 1 : Circular cavity of a single wheel

In this paragraph, the circular cavity installed in a rounded tire (see Fig. VI.2a) is considered. Theoretical formulations of the resonant frequencies are first provided. In Appendix B, the theoretical formulae are detailed and Eq. (B.11) with  $R_1 \rightarrow 0$  writes :

$$f_{lmn} = \frac{c}{2\pi} (\gamma_{l,m}^2 + \alpha_n^2)^{1/2} \quad (\text{VI.10})$$

Where  $l, m$  and  $n$  are integers, respectively corresponding to the order of the radial, azimuthal, and depth modes. As the cavity corresponds to an open-closed configuration, the depth mode term  $\alpha_n$  writes :

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{2h} \quad (\text{VI.11})$$

In practice, a correction is applied to the depth of the cavity in order to account for the mouth impedance of the cavity [160]. This correction increases the depth of the cavity to an effective length  $h' = h + 0.82R_2$  where  $R_2 = 0.5D_2$  is the radius of the wheel cavity. In this study, this correction is considered independent of the wavelength.

As  $R_1 = 0$ , Eq. (B.10) reduces to :

$$J'_m(\gamma R_2) = 0 \quad (\text{VI.12})$$

The derivative of the Bessel function of the first kind is depicted in Fig. VI.6 and Eq. (VI.12) is solved numerically to obtain the eigenvalues listed in Tab. VI.2.

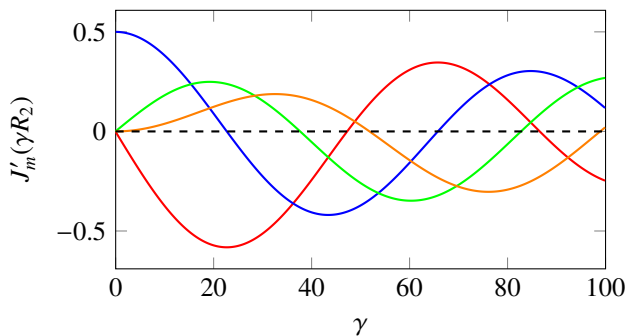


FIGURE VI.6 – Derivatives of the Bessel function (—) :  $J'_0$ , (—) :  $J'_1$ , (—) :  $J'_2$ , (—) :  $J'_3$

| $\gamma_{l,m}$ | m=0   | 1     | 2     | 3     |
|----------------|-------|-------|-------|-------|
| l=0            | 0     | 22.73 | 37.71 | 51.87 |
| l=1            | 47.30 | 65.82 | 82.79 | 98.95 |

TABLEAU VI.2 – Zeroes of  $J'_m(\gamma R_2)$

Finally, Eq. (B.11) writes in this case :

$$f_{lmn} = \frac{c}{2\pi} \left[ \gamma_{l,m}^2 + \left( \frac{n\pi}{2(h + 0.82R_2)} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{VI.13})$$

and the corresponding theoretical resonant frequencies for the isolated wheel circular cavity are given in Tab. VI.3 for  $n = 1$ .

| $f_{l,m,1}$ | m=0  | 1    | 2    | 3    |
|-------------|------|------|------|------|
| l=0         | 821  | 1479 | 2199 | 2924 |
| 1           | 2688 | 3655 | 4555 | 5417 |

TABLEAU VI.3 – Theoretical resonant frequencies for a circular cavity of radius  $R_2 = 81$  mm and depth  $h = 37$  mm for the first depth mode  $n = 1$

The Boundary Element Method computation is then performed according to the source position detailed in Sec. VI.3.4 and on the frequency domain given by Eq. (VI.8). The scattering factor  $Z(f) = \left| \frac{p_{tot}(f)}{p_i(f)} \right|$  hence obtained with the BEM computation is maximum for an angle  $\varphi = 39^\circ$  and is presented in Fig. VI.7. Four particular frequencies, respectively equal to 820, 1590, 2350 and 3100 Hz are amplified in this

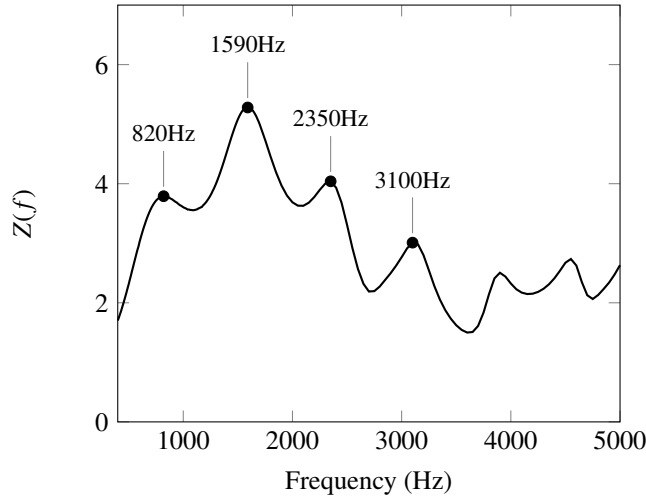


FIGURE VI.7 – Scattering factor computed with the BEM for an observer located at  $\varphi = 39^\circ$  in the sideline plane of a single wheel

direction. These values are in reasonable agreement with the theoretical frequencies presented in Tab. VI.3. While the first resonant frequency is predicted with excellent accuracy, the three others are slightly underpredicted by Eq. (VI.13), possibly due to the length correction taken constant with the frequency. This allows to conclude that the circular cavity of a single LAGOON wheel amplifies significantly the modes of order 0 in the radial direction, 1 in depth and resp. 0,1,2 and 3 in azimuth. These modes, however, are not amplified with the same amplitude as only the mode 010 (1590 Hz) is amplified with a factor higher than 5. The four resonant frequencies considered here appear to have a rather weak amplification. In particular, when analyzing the shape of the peak, we can see that the 1590 Hz amplification is here smeared out over a 1 kHz wide frequency range instead of a typical sharp resonance.

These observations are also in good agreement with the results obtained in a numerical study of the LAGOON wheel. After computing the turbulent flow with a ZDES turbulence model and the far-field sound thanks to the FW-H integral over the solid boundaries of the wheel, a 400 Hz wide peak at 1571 Hz was obtained by de la Puente et al. [35] and Hajczak et al. [86] in the far field. On the other hand, the other modes were not clearly observed in these numerical studies. A possible explanation is that these modes could be buried in the broadband noise generated by the interaction between the turbulent flow and the solid surface of the wheel. It is also possible that a Rossiter-like feedback loop around 1590 Hz occurs and interacts only with the (011) mode.

In order to investigate the directivity of the cavity modes, the observation surface has been plotted by



weighting its radius by  $Z$ . The result is presented in Figs. VI.8a-VI.8d and illustrates the modulation of the directivity pattern with the  $\cos(m\theta)$  term, consistently with Eq. (B.2). In particular, the (011) mode

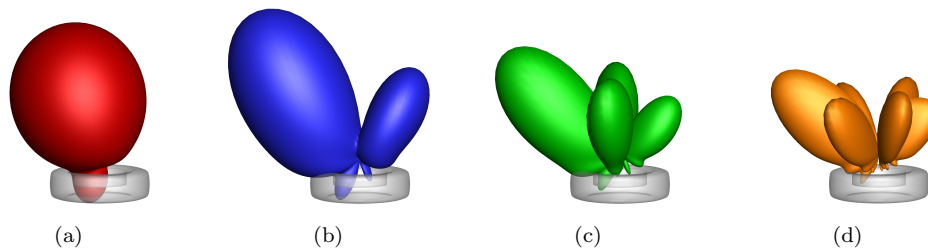


FIGURE VI.8 – Directivity of the four resonant frequencies of order (a) : (001), (b) : (011), (c) : 021, (d) : (031) for the circular cavity of the single wheel

presents two main lobes in the median plane. A cut of these diagrams in the sideline plane is shown in Fig. VI.9. The shape of the mode corresponding to 1590 Hz is symmetrical, but the "upstream" lobe

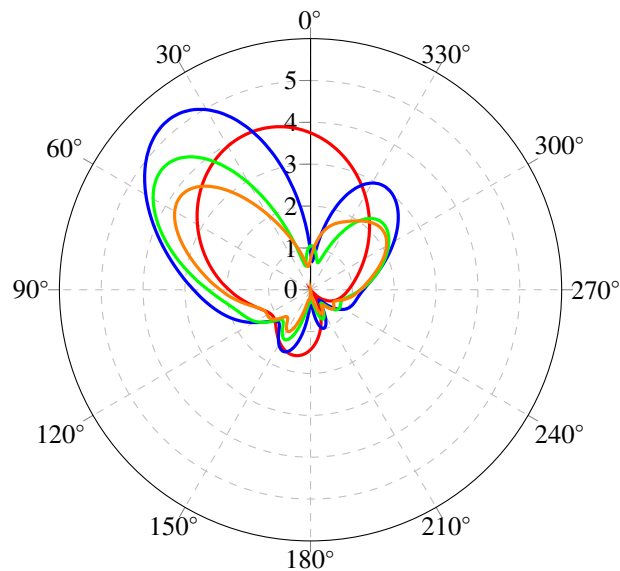


FIGURE VI.9 – Directivity of the resonant frequencies obtained with the BEM in the sideline plane of a single wheel (—) : 820 Hz, (—) : 1590 Hz, (—) : 2350 Hz, (—) : 3100 Hz

shows a stronger amplification due to the position of the source on the "downstream" edge of the cavity. The maximum amplitude is obtained for an elevation angle  $\varphi = 39^\circ$  as already mentioned, whereas the directivity obtained in the numerical computation was rather  $\varphi = 30^\circ$ .

To summarize, the results obtained with the BEM on the cylindrical cavity of a single LAGOON wheel are in satisfying agreement with theoretical formulas, thus validating the approach on an academic case. Four modes are amplified, which correspond to a combination of the first depth mode with the four first azimuthal modes (0th order radially). These four tones extend on a rather wide frequency interval, hence suggesting a relatively weak amplification. These observations are confirmed by the numerical results obtained by de la Puente et al. [35] and Hajczak et al. [86]. In particular, the 1590 Hz tone, which is the most amplified, is the only one that appears in the flow simulations. The directivity obtained in the computations is close to that obtained with the BEM, the angular difference being attributed to mean flow effects. This paragraph allows to conclude that the BEM is capable of retrieving the resonant frequencies of a simple landing gear wheel cavity with a very satisfying accuracy. It must however be noted here that flow-independence of the tonal emission has not been established in the case of the single LAGOON wheel. Therefore, some differences can be expected for this case at different Mach numbers.

### VI.4.2 Case # 2 : Two facing wheels with an axle

In this paragraph, the two facing wheels are considered, with the axle in-between. Following the analysis of the results, two directions exhibit significant amplification in the sideline plane, at respectively  $\varphi = 9^\circ$  and  $\varphi = 21^\circ$ . The scattering factor  $Z$  has been calculated at these directions and plotted in Fig. VI.10 to determine the numerical value of the resonant frequencies. Four frequencies are amplified by a

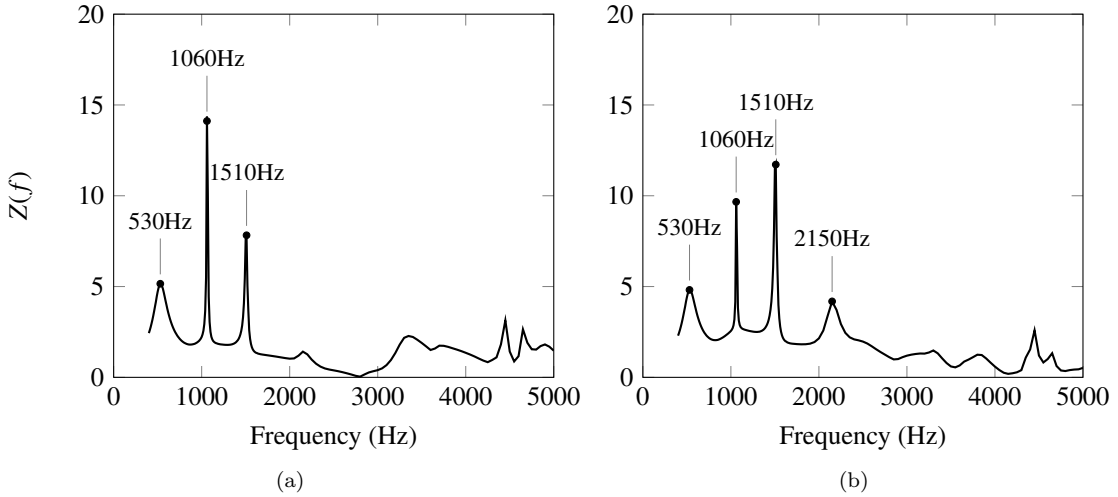


FIGURE VI.10 – Scattering factor computed with the BEM for an observer located at (a)  $\varphi = 9^\circ$  and (b)  $\varphi = 21^\circ$  in the sideline plane of the two facing wheels

factor at least 4. When comparing to Fig. VI.7, the tones are here much stronger and localized on the frequency axis, hence showing that the interwheel space is a much more efficient resonator than the wheel cavity alone. These tones occur at 530, 1060 and 1510, and 2150 Hz, respectively. These values are in very close agreement with the results of Casalino et al. [25] who found for the two facing wheels two tones at respectively 1050 and 1500 Hz. de la Puente et al. [38] also mentioned the appearance of a 500 Hz tone in the far-field, for the whole LAGOON gear, that could be related to the 530 Hz tone found with the BEM. Following this figure, we can see that the 1 kHz tone is very strong in the sideline direction, while the 1.5 kHz one decreases in amplitude in this direction. Interestingly, the 2150 Hz mode completely disappears in the sideline direction and has not been mentioned in other numerical or experimental study. As in the previous paragraph, the directivity of the resonant frequencies has been assessed on the observer surface and plotted in Figs. VI.11a-VI.11c and VI.12. Here, it is clear that the 530 and 1060 Hz tones correspond

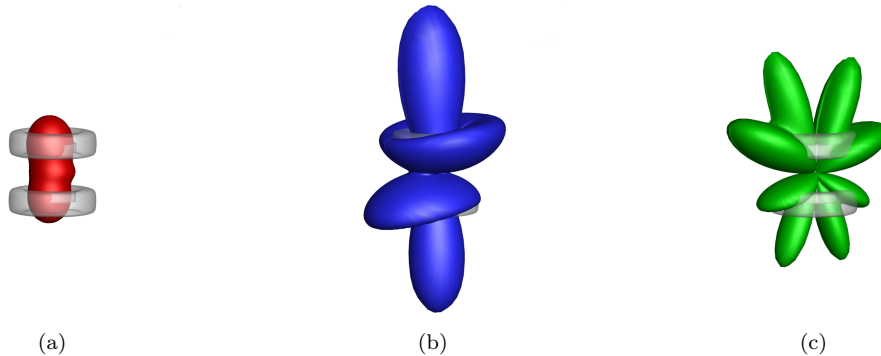


FIGURE VI.11 – Directivity of the three resonant frequencies computed with the BEM on the two facing wheels. (a) : 530 Hz, (b) : 1060 Hz, (c) : 1510 Hz.

to quasi-axisymmetric modes that radiate in the pure sideline direction. It also appears that the 1510 Hz tone could be a modulation of the 1060 Hz tone with a  $\cos(\theta)$  term, suggesting that the two first tones could be related to an azimuthal mode of order 0 and the third to an azimuthal mode of order 1. Again, the directivity of these three resonant frequencies has been plotted in the pure sideline plane in

Fig. VI.12, showing clearly the quasi-axisymmetric character of the 1 kHz tone, and the vanishing of the 1.5 kHz tone at  $\varphi = 0^\circ$ .

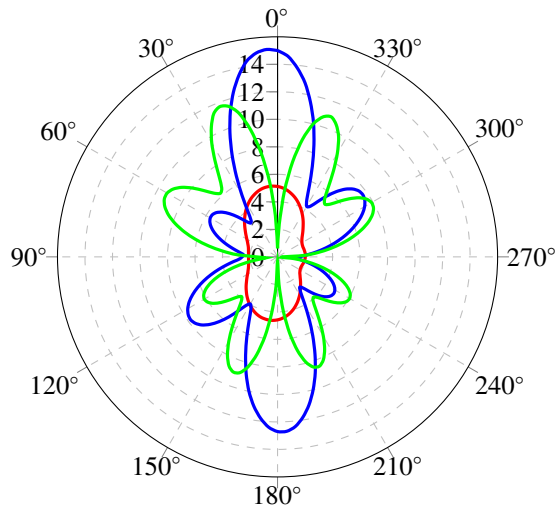


FIGURE VI.12 – Directivity of the resonant frequencies obtained with the BEM in the sideline plane of the two facing wheels (—) : 530 Hz, (—) : 1060 Hz, (—) : 1510 Hz

In this paragraph, a more complex geometry has been used as an input to the BEM solver. The resonant frequencies have been obtained with very good accuracy with respect to existing CFD/CAA studies. The directivity plots have confirmed that the 1 and 1.5 kHz tones are related to modes of azimuthal order 0 and 1 respectively. It is also important to note that having two wheels face to face generates a way sharper and intense resonance phenomenon compared to the wheel alone.

### VI.4.3 Case # 3 : Whole gear

In the paragraph VI.4.2, the main strut was absent from the model. In this paragraph, we consider the whole LAGOON configuration. This will allow to : i) investigate the influence of the main strut on the resonant frequencies, ii) compare the directivity obtained with the BEM to the directivity of the tones obtained with the Z-DES computation of de la Puente et al. [38] and, iii) compare the BEM results to dedicated experimental measurements.

#### VI.4.3.1 Effect of the main strut

As shown in the paragraph VI.4.2, in the case of the two facing wheels, the amplification of the 1 kHz tone is maximal at an observation angle  $\varphi = 9^\circ$ , whereas the 1.5 kHz tone is evanescent in this direction. On the other hand, the direction  $\varphi = 21^\circ$  shows a maximal amplification of the 1.5 kHz tone. The scattering factor has been computed at these positions in the case of the single wheel (Case # 1) and in the case of the whole gear (Case # 3). The results are plotted in Fig. VI.13. First, as stated before, the levels of amplification in the case of the single wheel are very low compared to the ones reached by the facing wheels. The resonant frequencies are very little affected by the presence of the main strut in the air column between the two facing wheels. The first tone has shifted from 1060 Hz to 1020 Hz when adding the main strut, while the second tone has shifted from 1510 Hz to 1490 Hz. Interestingly, the scattering factor is strictly unaffected by the presence of the main strut for the second tone. On the other hand, the first tone is clearly more amplified in presence of the main strut. These results fall in very good agreement with the results obtained by Giret [67] with the finite element method, who found eigenfrequencies at 1048, 1497 and 1529 Hz. It is interesting to note that, while the FEM yielded two possible frequencies for the 2nd tone, there is no ambiguity with the present BEM which gives a unique value for the second tone frequency.

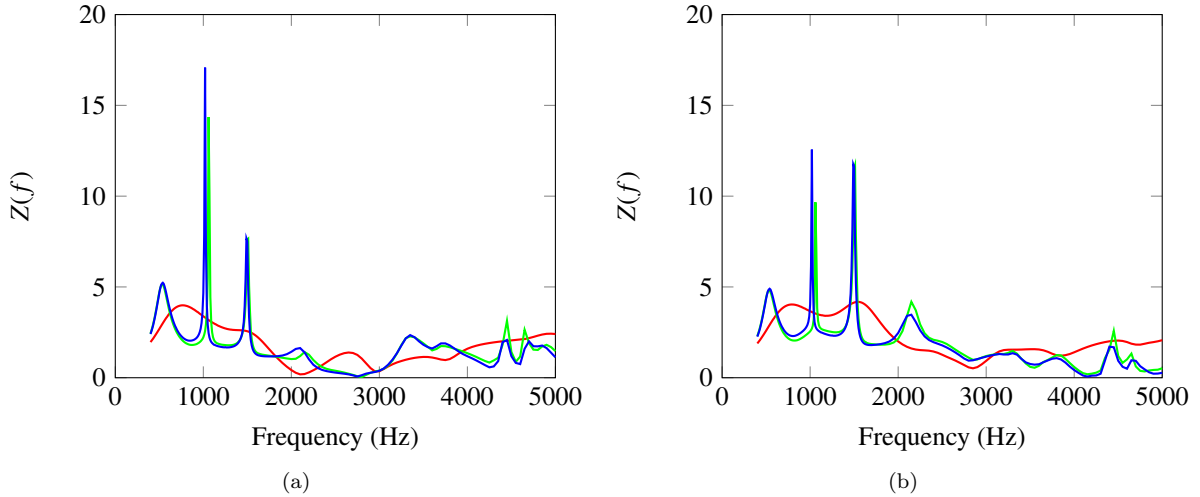


FIGURE VI.13 – Scattering ratio computed with the BEM for an observer located at (a)  $\varphi = 9^\circ$  and (b)  $\varphi = 21^\circ$  in the sideline plane. Comparison between (—) : the single wheel, (—) : the two facing wheels, (—) : the whole gear

### VI.4.3.2 Directivity of the tones - comparison with the Z-DES computation

Using the wall-pressure data obtained in the Z-DES computation of de la Puente [38], the Ffowcs-Williams & Hawkins analogy has been used to compute the spectra at the microphone locations described in the first section. Then, the levels have been integrated in the Fourier space around the 1 kHz and 1.5 kHz tones in order to obtain the directivity of these tones in the sideline plane. These levels, as well as the scattering factor obtained with the BEM have been scaled between 0 and 1 so the directivity plots could be compared in both cases and displayed in Fig. VI.14. The directivity of the tones is here very

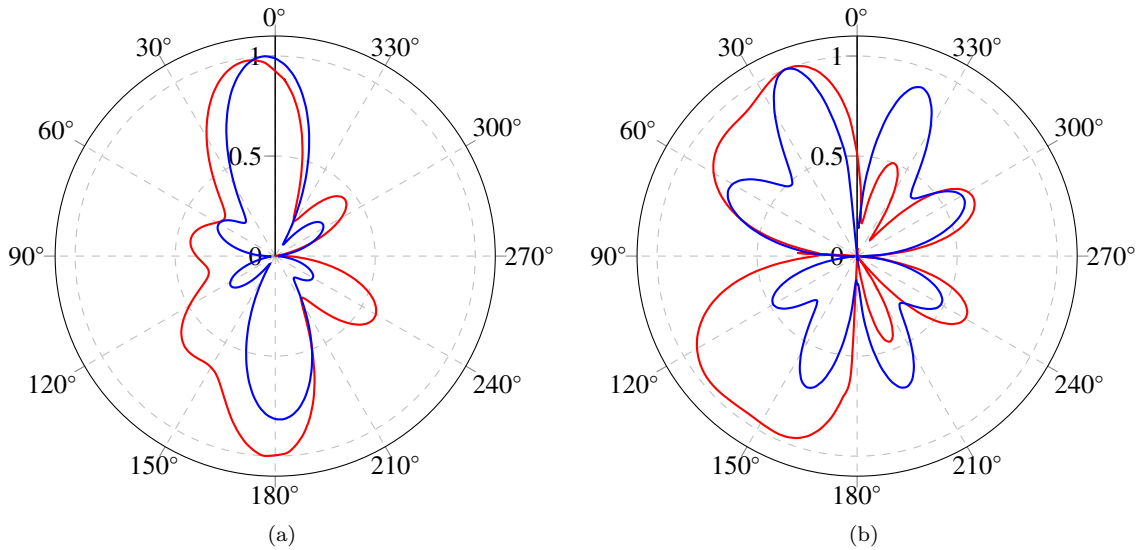


FIGURE VI.14 – Normalized directivity plots for the (a) : 1 kHz tone and (b) : 1.5 kHz tone on the LAGOON model in the pure sideline plane. (—) : BEM, (---) : FW-H (data from [38])

clearly recovered. Convective amplification effects are also visible despite the low Mach number of the flow used in the computation  $M = 0.23$  : the upstream lobes tend to merge in the upstream direction while the downstream ones decrease in amplitude.

### VI.4.3.3 Comparison with experimental results

To further pursue the analysis of the BEM results, an experimental investigation has been conducted. The LAGOON model has been placed in ONERA's anechoic room and an acoustic measurement database

has been obtained, allowing another comparison to BEM results.

A BMS 4545ND compression driver is used as an acoustic source to excite the interwheel space at resonance. A synthetic white noise is numerically generated and band-pass filtered between 500 Hz and 6.4 kHz. The signal thus created is given as the input signal to the source. As in the BEM study, it has been placed near to the edge of a wheel's rim in order to replicate the impingement of a shear layer. A microphone is used to measure the sound pressure level at different angular positions around the gear. The microphone is mounted on a rotating arm of diameter  $R = 1$  m. The center of rotation of this arm is placed at  $L = 55$  cm of the gear center. A set of measurement has been performed by rotating the arm with a  $\Delta\alpha_1 = 3^\circ$  angular step to cover a total angle of 210 degrees. A photograph of the source and the landing gear is presented in Fig. VI.15a and a sketch of the experiment in Fig. VI.15b where the solid arc depicts the set of measurements. The observation angle  $\varphi$  is related to the measurement angle  $\alpha$  by

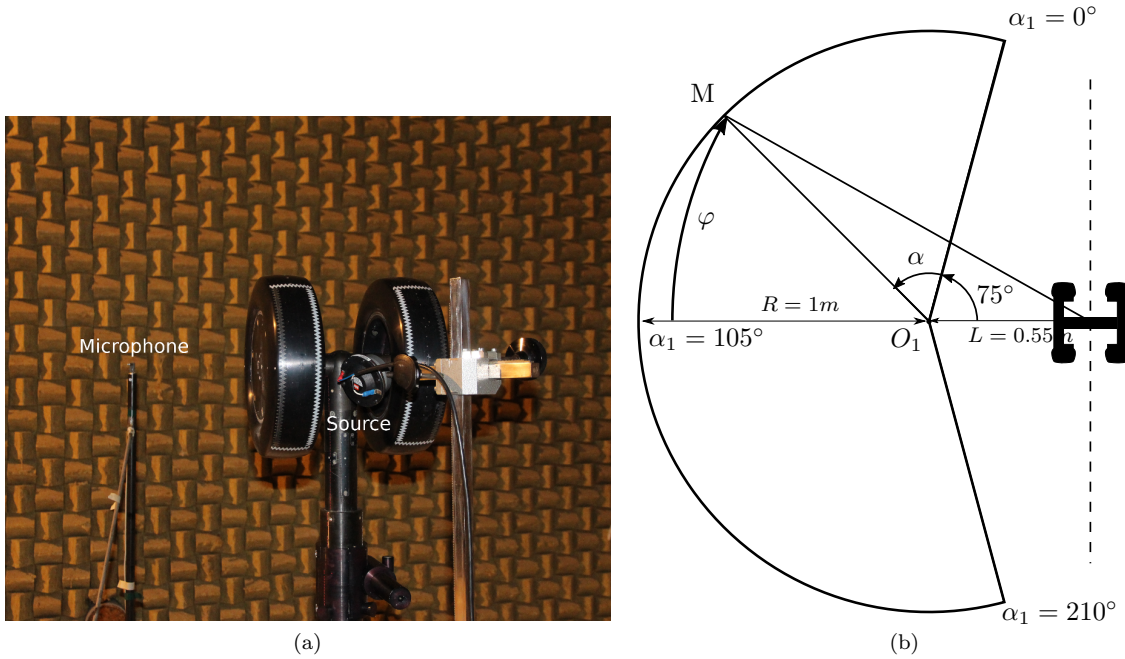


FIGURE VI.15 – Description of the experiment for the full landing gear test case. (a) : photograph of the experimental setup, (b) : schematic top view of the experiment

the following relationship :

$$\varphi = \sin^{-1} \left( \frac{R \sin(105 - \alpha)}{\sqrt{[L + R \cos(105 - \alpha)]^2 + [R \sin(105 - \alpha)]^2}} \right) \quad (\text{VI.14})$$

The time signals at the microphones are post processed in order to obtain the pressure spectra at the different locations. For each location, a total of 12.5 s of signal is recorded. From these 12.5 seconds, 50 blocks of 250 ms are windowed by a Hanning function and averaged to obtain the spectra up to  $f_{\max} = 6400$  Hz with a frequency resolution  $\Delta f = 4$  Hz.

It should be mentioned that the microphones are not equidistant to the landing gear center. However, the effect of the distance is cancelled when dividing the scattered field by the incident field. Therefore, no distance correction is applied to the data. The incident field is obtained by performing the two sets of measurements a second time with the landing gear removed and the source kept at the same location.

Following the experimental setup previously described, the sound pressure levels have been measured at an angular position  $\alpha = 72^\circ$ , corresponding to an observation angle  $\varphi = 21^\circ$ . The sound pressure levels have been recorded with and without the landing gear and are presented in Fig. VI.16a. In the field recorded in presence of the gear, the tones at 1 and 1.5 kHz clearly appear with levels of about 70 dB, while the measurement without the gear shows levels of about 50 dB. A peak is visible at 2084 Hz that could be associated with the 2.15 kHz tone obtained with the BEM.

In order to compare with the BEM results and cancel out of the non uniform emission of the source

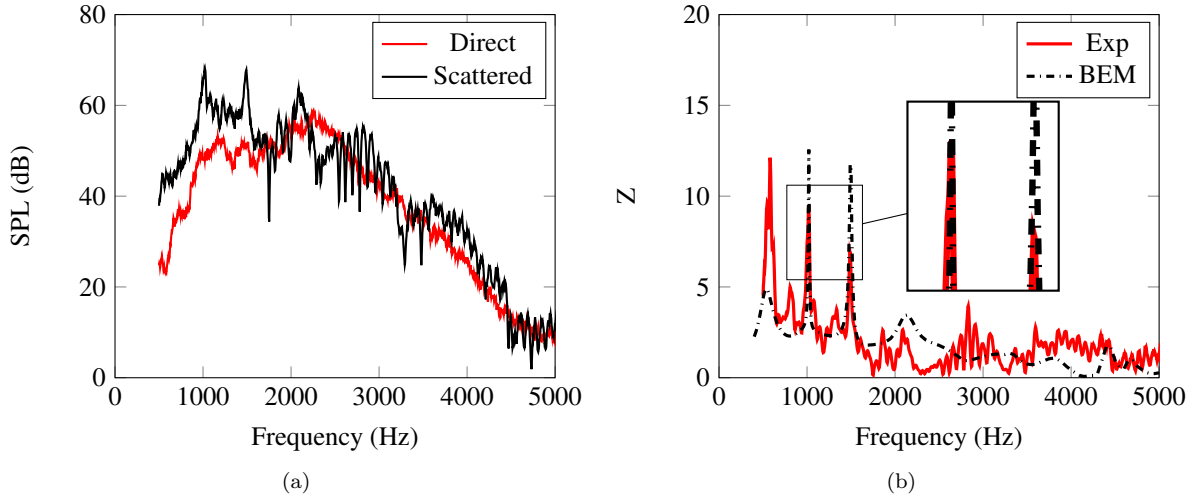


FIGURE VI.16 – (a) : Experimentally measured SPL and (b) : numerical and experimental scattering factors at an observer location  $\varphi = 21^\circ$  on the whole landing gear configuration

over the frequency range, the ratio between the two measurements has been plotted in Fig. VI.16b, along with the numerical scattering factor computed at this position with the BEM. The BEM predicts a small amplification at 530 Hz, while the experimental results show a very distinct peak at this frequency. However, the accuracy of the ratio  $Z$  is questionable because of the low levels of the source noise emission at this frequency and hence, the comparison between the BEM and the experimental data should be considered with care for the lowest frequencies. On the other hand, the experimental scattering factor shows resonant frequencies in excellent agreement with the BEM : 1020 Hz both for experimental and BEM data, and 1488 Hz for experimental data, while the BEM gives 1490 Hz as shown previously. However, the amplification of these tones is about  $Z = 12$ , while experimentally, the scattering factor barely reaches a value of 10. To the authors' opinion, such a difference in amplitude could be expected due to the gap between the experimental and ideal conditions of the BEM : the lower amplification in the experiment could be attributed to the intrusive nature of the source, while the numerical source is a punctual harmonic source. On the other hand, it is noteworthy that the agreement between the predicted frequencies is excellent.

#### VI.4.4 Computational Cost

The BEM computations have been performed on 28 cores with an hybrid MPI/OpenMP model in the three cases. The physical time necessary for the simulations is listed in Tab. VI.4 : In the three cases,

| Geometry | $N_{pts}$ | $N_{freqs}$ | Phys. time per freq. | Total phys. time |
|----------|-----------|-------------|----------------------|------------------|
| 1 wheel  | 4171      | 197         | 11s                  | 35 min           |
| 2 wheels | 8718      | 197         | 32s                  | 1h 45 min        |
| LAGOON   | 11346     | 197         | 67s                  | 3h 40 min        |

TABLEAU VI.4 – Computation time associated with the BEM simulations

the same number of 4248 observation points was considered and the surfaces were discretized with the 10 points per wavelength criterion discussed in section VI.3.2. For the complete LAGOON configuration, 67 seconds were necessary in average for the computation of a single frequency, allowing to span the frequency range described in the previous section in 3 hours and 40 minutes. This illustrates the efficiency of the method to give insight into the potential tonal response of the interwheel space rapidly.

It must be stressed that the resources necessary to perform a BEM computation on a full scale aircraft, eg for noise shielding assessment, remain largely unaffordable as soon as the frequency considered is of the order of the kilohertz, even for modern supercomputers, as stated for example by Guo et al. [83]. The LAGOON geometry being a 1 :2.5 scaled nose landing gear, it is expected that the cost would increase

for a full-scale nose landing gear, or for a computation that would take into account installation effects due to the presence of a portion of fuselage.

## VI.5 Annular duct model and effect of the axle diameter variation

In a previous study [25], it has been proposed to model the interwheel space as an annular duct of inner diameter  $D_1$ , outer diameter  $D_2$  and length  $H$ . In this section, this model is first derived analytically from the Helmholtz equation and the predicted resonant frequencies given by the model are compared to the BEM results. As will be seen later, the annular duct model contains a correction factor applied to the duct length. In a second time, a parametric study on the inner diameter is carried out to investigate the validity of this correction factor when the axle diameter varies. This parametric study allows i) to show the domain of validity of the model, and ii) to investigate the amplification of the 1 and 1.5 kHz tones in order to see the possible influence of the axle diameter on the mitigation of these resonances.

### VI.5.1 Discussion on the annular duct model

The formula for the resonant frequencies of an annular duct is demonstrated in Appendix B, Eq. (B.11). Its general form writes as follows :

$$f_{lmn} = \frac{c}{2\pi} (\gamma_{l,m}^2 + \alpha_n^2)^{1/2} \quad (\text{VI.15})$$

where  $\gamma_{l,m}$  is solution of Eq. (B.10) and

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{L_{\text{eff}}} \quad (\text{VI.16})$$

Please note that the annular duct model considered is closed at both ends (equivalent to a vibrating rope fixed at both ends), hence removing the  $\frac{1}{2}$  factor in the expression of  $\alpha_n$ . Similarly to open cavities, the length must be corrected in order to account for the difference between the case considered and a perfect annular duct. In particular, the radial boundary condition (Eq. (B.9)) is obviously not met on a large part of the "duct", the walls being open between the tires. Here, the correction factor for the length of the duct is set at 0.82 as in Casalino et al [25]. It is interesting to note that, while the correction factor for open cavities aims at increasing the effective depth of the cavity, the correction factor applied here reduces the length of the resonator to :

$$L_{\text{eff}} = 0.82H \quad (\text{VI.17})$$

Finally, the equation used is

$$f_{lmn} = \frac{c}{2\pi} \left( \gamma_{l,m}^2 + \left( \frac{n\pi}{0.82H} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (\text{VI.18})$$

Again, the eigenvalues  $\gamma_{l,m}$  are obtained by numerically solving Eq. (B.10) for different integer values of  $m$ , and with  $R_1 = 0.5D_1$  and  $R_2 = 0.5D_2$ . The curves corresponding to this equation are plotted in Fig. VI.17, and the corresponding eigenvalues are listed in Tab. VI.5

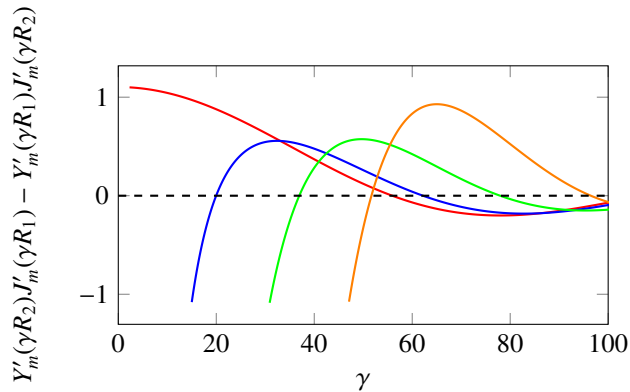


FIGURE VI.17 – Characteristic equation of the annular duct problem. (—) :  $m = 0$ , (—) :  $m = 1$ , (—) :  $m = 2$ , (—) :  $m = 3$

| $\gamma_{l,m}$ | $m=0$ | 1     | 2     | 3     |
|----------------|-------|-------|-------|-------|
| $l=0$          | 0     | 20.02 | 36.98 | 51.72 |
| $l=1$          | 55.97 | 62.24 | 77.99 | 96.5  |

TABLEAU VI.5 – Eigenvalues for  $R_1 = 22$  mm and  $R_2 = 81$  mm

The theoretical frequencies obtained by application of Eq. (VI.18) are presented in Tab. VI.6 for a depth mode  $n = 1$ , radial modes of orders  $l = 0, 1$  and azimuthal modes of orders  $m = 0, 1, 2, 3$ .

| $f_{l,m,1}$ | $m=0$ | 1    | 2    | 3    |
|-------------|-------|------|------|------|
| $l=0$       | 1037  | 1499 | 2254 | 2985 |
| 1           | 3201  | 3524 | 4346 | 5324 |

TABLEAU VI.6 – Theoretical resonant frequencies for a closed-closed annular duct of inner radius  $R_1 = 22$  mm, outer radius  $R_2 = 81$  mm and length  $H = 200$  mm for the first depth mode  $n = 1$

The resonant frequencies of order (0,0,1) (1037 Hz) and (0,1,1) (1499 Hz) are here in very close agreement with the resonant frequencies obtained in the previous section, both with the BEM (see Fig. VI.13) and experimental data (see Fig. VI.16b).

To summarize, the annular duct model gives the two tone frequencies with very good accuracy, but it requires a correction factor, similarly to open cavities. A discussion of this parameter will be done in the next section. When comparing to the work of Casalino et al. [25], a few differences can be pointed at. Firstly, as the duct was considered in a closed-closed configuration, the  $\frac{1}{2}$  factor was removed from the expression of the depth mode. Therefore, the resonant modes given by the model are of order only 1 in depth instead of 2. Secondly, the most important difference is that, here, both the 1 and 1.5 kHz tones were related to the same so-called "floor-floor" distance  $H$  while they related the first tone to the floor-floor distance and the second tone to the edge-edge distance. Only one correction factor is now needed, instead of two (one for each tone). On the other hand, the azimuthal order given by this model is in agreement with the observations made by Casalino et al. [25] as the 1 kHz tone is of order  $m = 0$  in azimuth, while the 1.5 kHz tone is of order  $m = 1$ .

## VI.5.2 Parametric study on the axle diameter

As shown previously, an analytical model is able to give the resonant frequencies of the LAGOON interwheel space. However, this model does not give information about the intensity of the resonance, which can be very instructive to predict the noise annoyance. The real noise levels in presence of a turbulent flow are obviously not accessible with this method as they result from complex non-linear phenomena. However, the numerical value of the scattering factor for a particular resonant frequency can offer a first clue about the sharpness of the resonance for a given geometry, or at least its trend when a geometrical parameter is varied. In this paragraph, we take advantage of the computational efficiency of the BEM to carry out a short parametric study on a geometrical parameter to illustrate the suitability of the BEM in pre-design phase. To this end, we will focus on the radius of the axle between the wheels. While keeping the wheel cavity diameter  $D_2$  constant to its original value, the diameter ratio  $\frac{D_1}{D_2}$  will be varied from 0.1 to 0.9 by step of 0.1. We postulate here that, despite this geometrical variation, the tonal response of the quasi-annular resonator is still driven by a resonance phenomenon. Under this assumption, the influence of this variation on the tones frequency is plotted in Fig. VI.18a and the maximal



amplification  $\max Z(f, \theta, \varphi)$  for  $f = f_{001}$  and  $f = f_{011}$  is plotted in Fig. VI.18b. The frequencies predicted

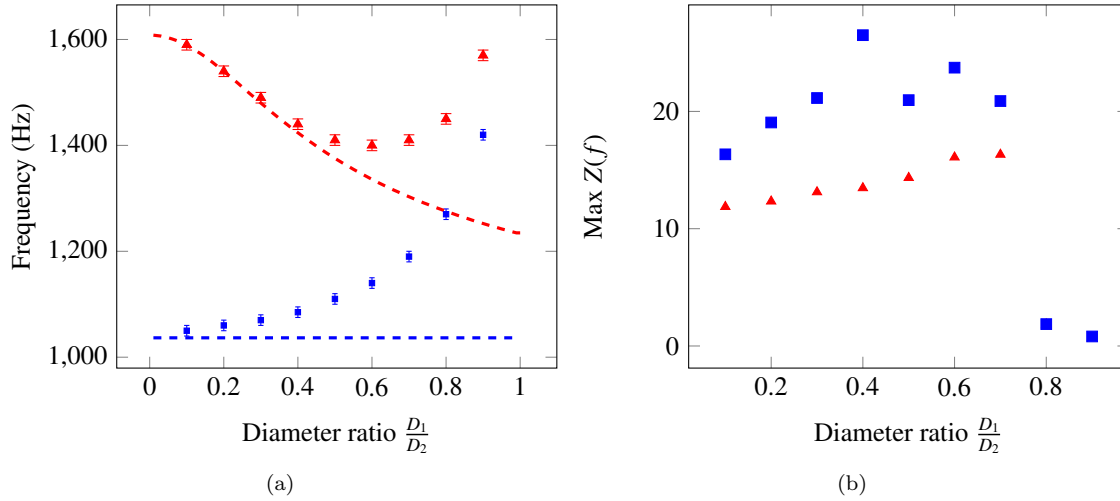


FIGURE VI.18 – (a) : Tones frequency and (b) : amplification as a function of the diameter ratio. (■) :  $f_{001}$  BEM, (---) :  $f_{001}$  model, (▲) :  $f_{011}$  BEM, (---) :  $f_{011}$  model

by the annular duct model are plotted in dashed lines. The model gives a reasonable prediction of the two tones when the diameter ratio is less than 0.4 (in the original LAGOON configuration,  $\frac{D_1}{D_2} = 0.27$ ). Then, the BEM predictions start to diverge from the model as the axle diameter increases. Here, the model predicts a constant value for the first tone as  $\gamma_{0,0} = 0$ , while the BEM shows an increase in the frequency of the axisymmetric mode with increasing axle diameter. To the authors' opinion, the correction factor 0.82 accounts for the violation of the radial boundary condition (Eq. (B.9)), and is only adapted as long as the diameter ratio is small enough. However, this factor is a limit to the model as it is not valid for a change in the duct geometry. In the FEM approach carried out by Giret [67], a boundary condition  $p = 0$  is enforced on a closing cylindrical surface between the tires so the FEM problem could be solved numerically. While the results obtained are in excellent agreement with the experimental LAGOON campaign, the location of the  $p = 0$  boundary is a restrictive assumption with respect to the problem. In the proposed BEM approach, this condition is replaced by the Sommerfeld radiation condition at infinity, thus avoiding the ambiguity in the boundary condition to be applied outside the resonant facing cavities.

The amplification seems to exhibit the same trend for the two tones : as the diameter increases, the tones are more and more amplified, until a critical value where they are completely suppressed (here,  $\frac{D_1}{D_2} > 0.7$ ). In other words, when the axle fills the wheels cavities, the tones disappear. This is interesting in an industrial point of view and confirms the relevance of hub caps in the wheel cavities. Finally, two important conclusions can be drawn from this parametric study. Firstly, the BEM is an efficient and cheap way of computing the resonant frequencies of a body of arbitrary shape when analytical models show their limits. Secondly, the BEM gives information about the amplification of the tones, and could be helpful in pre-design phases to obtain a first clue on the impact of a geometrical variation.

## VI.6 Conclusions

Recent landing gear noise studies have highlighted the existence of narrowband noise contributions that could be attributed to a resonance phenomenon in the interwheel area. These tones have first been observed experimentally during the LAGOON campaign and then numerically with high-fidelity numerical simulations (Z-DES, LBM, etc.). Casalino et al. [25] have suggested that this interwheel space could be modeled analytically as an annular duct. They have successfully used this model to predict the resonant frequencies with three different values of the wheel spacing. In the meantime, Giret [67] has proposed an approach based on the Finite Element Method to numerically solve the Helmholtz equation between the wheels. In this study, the resonance between the facing wheels inner cavities has been investigated by means of the Boundary Element Method, using a single point source as the acoustic excitation, and neglecting flow effects. While the Finite Element Method provided excellent results in the prediction of

the resonant modes, the use of the Boundary Element Method presents the advantages of requiring only the solid surfaces to be meshed, and additionally uses the Sommerfeld radiation condition at infinity, which avoids the necessity of introducing an arbitrary boundary condition for the surface that encloses the computation volume in the FEM.

The Boundary Element Method has then been applied to three successive configurations : a single wheel, two facing wheels linked by an axle, and finally the LAGOON landing gear. In each configuration, the predicted amplified frequencies are in close agreement with those observed in previous CFD computations, when available. In addition, the frequencies found on the whole landing gear fall in very good agreement with recent experimental results obtained with a dedicated experiment in an anechoic room with an acoustic source.

Moreover, the model proposed by Casalino et al. [25] has been discussed and the resonant frequencies for the annular duct representing the facing inner cavities have been computed. The two major frequencies predicted with the BEM are in agreement with the two frequencies predicted by the model, as well as their depth and azimuthal orders. Going further, the influence of the axle diameter is studied and a good agreement is only found when the ratio between the axle diameter and the cavity diameter is below 0.4, which is consistent with the good results obtained on the original LAGOON configuration, the latter having a diameter ratio equal to 0.27. Above 0.4, the limited agreement is attributed to the correction factor of the model that takes into account the violation of the radial boundary condition only as long as the diameter ratio is small enough. Besides, the BEM results show that the resonance is shut down above a certain diameter ratio threshold.

Finally, it turns out that in the case of the LAGOON geometry, interwheel tonal noise has been successfully characterized with the BEM, suggesting that it could be used in pre-design studies. More specifically, the present study suggests that such a method would enable the design of hub caps aiming at suppressing the tonal noise associated with the facing cavities resonance, assuming that the latter originates from geometrical considerations.

Indeed, this method assumes that the flow merely acts as an acoustic excitation and can be represented by a point source. The point source assumption is sufficient for the prediction of resonance based on purely geometrical parameters. On the other hand, the BEM does not allow to consider any aeroacoustic feedback mechanism, *ie* situations where the tonal response would be dependent of the flow velocity. From today's perspective, the possible inter-wheel resonance is rather attributed to the sole geometry of the facing cavities, even if the occurrence of an aeroacoustic feedback mechanism cannot be totally discarded for all landing gear geometries. Further studies will aim at determining more precisely the validity of this assumption. The analysis presented in this paper could also easily be extended to an installed landing gear under a portion of fuselage. The results presented in this paper show that the tonal emission is mostly directed towards sideline observers, but a proper quantification of installation effects is still needed.



## Chapitre VII

# Conclusions et Perspectives

La maturité de l'outil numérique permet désormais des simulations très précises de l'écoulement turbulent autour d'un corps complexe tridimensionnel tel qu'un train d'atterrissage, ainsi que du bruit résultant. Des progrès sont bien sûr toujours possibles, notamment dans la réduction du temps de calcul ou dans la complexité des cas traités. Une autre piste d'exploration, suivie dans ces travaux, consiste à tirer profit de la qualité des simulations afin de mettre en œuvre des méthodes numériques permettant l'analyse des mécanismes physiques résolus.

Le chapitre I a permis de passer en revue les différentes approches mises en œuvre pour l'étude du bruit de train d'atterrissage, depuis les premières expériences, réalisées à la fin des années 1970, aux plus récentes simulations. En phase avec les plus récents travaux, qui suggèrent l'étude de sous-composants isolés, et dans la continuité des travaux de thèse de De la Puente [37], une roue isolée du train d'atterrissage LAGOON a été retenue comme cas-test dans ce travail. Cette géométrie, qui peut être vue comme un cylindre de faible d'apport d'aspect dans lequel est inscrite une cavité circulaire, représente en effet un bon compromis entre une géométrie représentative et une géométrie purement académique.

L'organisation de ce mémoire tente de rendre compte de la multiplicité des sens que peut revêtir la notion de "source acoustique". En fonction de l'approche employée pour décrire ces dernières, différents outils numériques peuvent être mis en œuvre, et fournir une interprétation différente de l'origine du bruit émis par l'interaction entre l'écoulement turbulent et l'objet considéré. Le chapitre II présente un inventaire des méthodes numériques utilisées dans la suite du document. On a souhaité, autant que possible, expliciter le sens physique sous-jacent à ces méthodes. En particulier, les hypothèses conduisant à la loi en puissance 6 du nombre de Mach ont été soigneusement exposées, et la génération de bruit en présence de surfaces, présentée comme un problème de diffraction, ont conduit à nuancer l'hypothèse couramment adoptée selon laquelle les sources quadripolaires sont négligeables devant les sources dipolaires à faible nombre de Mach.

Une première partie des travaux réalisés, présentée au chapitre III, a consisté à améliorer et compléter l'analyse aérodynamique entamée par De la Puente [37] sur la roue LAGOON. En effet, cette dernière était exclusivement focalisée sur l'écoulement au sein de la cavité, mais omettait le sillage de la roue, non résolu du fait de l'étirement du maillage imposé directement en aval de la roue. Afin de conserver un temps de calcul acceptable, la résolution spatiale imposée dans les zones importantes de l'écoulement (décollements/recollements, recirculations, etc.) ne peut être maintenue dans tout le domaine de calcul. L'étirement du maillage est donc inévitable, mais peut entraîner la génération d'ondes acoustiques rétrogrades parasites dans le domaine lorsqu'il est trop rapide. Afin de déterminer un étirement acceptable, une brève revue des taux d'étirement employés dans les précédents travaux menés avec le code CEDRE et des schémas numériques similaires aux nôtres a été présentée. Par la suite, une étude de l'advection d'un tourbillon isentropique a été menée, sur la base des taux d'étirement relevés précédemment. Cette étude a permis l'amélioration du maillage et la réalisation d'une nouvelle simulation de l'écoulement autour de la roue et dans son sillage. Les résultats obtenus avec cette nouvelle simulation ont été comparés aux quelques études de roue existant dans la littérature, ainsi qu'aux données expérimentales de Zdravkovich *et al.* [222] sur des cylindres de faible rapport d'aspect. Le coefficient de traînée calculé est bien moindre que celui mesuré par Zdravkovich *et al.*, mais reste cohérent avec celui obtenu sur des roues de rapport d'aspect similaire. Ceci est très probablement dû au fait que Zdravkovich *et al.* ont traité des cylindres à

arêtes vives, tandis que les roues présentent naturellement des bords arrondis. Le coefficient de pression sur la périphérie du pneu est cohérent avec la littérature, et l'analyse du sillage fait apparaître deux paires de tourbillons contra-rotatifs, dont l'interaction peut avoir une influence sur le bruit total émis par la roue. L'analyse des profils de vitesse moyenne dans le sillage de la roue, ainsi que de la DSP des fluctuations de vitesse, montrent que le sillage est résolu jusqu'à atteindre un état quasi auto-similaire, et que sa partie la plus énergétique est résolue par la simulation.

À partir de cette nouvelle simulation, le chapitre IV aborde le problème du bruit généré par la roue LAGOON en adoptant le formalisme de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings. Les sources sont donc définies comme une distribution de sources acoustiques multipolaires équivalentes situées sur la surface de la roue et dans le volume turbulent qui l'entoure. Le bruit émis par la roue en champ lointain est calculé par application de formulations de moins en moins simplifiées de l'équation de FW-H. La comparaison entre la forme la plus simplifiée, qui consiste à considérer la roue comme un dipôle ponctuel exerçant des efforts aérodynamiques sur le milieu environnant, et la formulation "solide", montre que les compensations de phase à la surface de la roue ne peuvent pas être négligées. Pour ces deux formulations, une dépendance forte au maillage a été observée, avec une nette augmentation dans les hautes fréquences des niveaux prédits lorsque le maillage est rapidement étiré, et ce, bien que la source parasite associée ne soit pas comprise à l'intérieur de la surface d'intégration. Par la suite, le bruit émis par la roue est calculé à partir de la méthode à surface perméable. La mise en place de cette méthode peut être difficile d'un point de vue pratique, et un certain nombre de tests est donc présenté afin d'évaluer la qualité du calcul acoustique. En particulier, l'utilisation de termes correctifs permettant de limiter le bruit parasite associé à la traversée de la surface par le sillage turbulent est présentée, indiquant une influence non-négligeable sur les basses fréquences. Une fois ces vérifications effectuées, la comparaison entre les résultats "solide" et "perméable" montre que les sources quadripolaires ne peuvent pas être négligées pour les plus hautes fréquences du spectre. Plus précisément, des écarts de plusieurs dB sont trouvés à des fréquences telles que le produit  $MSt$ , calculé à partir de l'épaisseur de la roue, soit supérieur à l'unité, ce qui est en accord avec la théorie et d'autres études de bruit aérodynamique. L'analyse des différences ainsi exhibées dans les spectres est poussée à la localisation des sources de bruit associées par application d'un algorithme de beamforming aux matrices interspectrales calculées avec les deux méthodes. La diffraction des sources quadripolaires par le coin aval de la cavité est le mécanisme dominant à des fréquences comprises entre 2 et 3.5 kHz, pour lesquelles on a bien  $MSt_{H_w} < 1$ . À des fréquences plus élevées, le rayonnement "direct" des sources contenues dans le volume turbulent dans le sillage de la roue domine la diffraction par le coin aval. Ces résultats illustrent l'ambiguïté qui peut résider dans l'interprétation des termes sources de l'analogie de FW-H et montrent bien qu'en présence de parois rigides et non-vibrantes, les sources de bruit aérodynamique ne peuvent se trouver qu'au sein de l'écoulement lui-même.

Une manière de contourner cette ambiguïté peut donc être de rechercher un lien direct de causalité entre les événements aérodynamiques au sein de l'écoulement et le champ acoustique produit. Cette approche, plus empirique, est adoptée au chapitre V, à partir des données issues de la simulation compressible directe de l'écoulement au dessus de la cavité de la roue. Pour cela, la couche cisailée surplombant la cavité est étudiée en premier lieu, et présente une croissance linéaire "par morceaux", conformément aux observations de Marsden *et al.* [126] sur des cavités cylindriques académiques. Le champ de pression au voisinage de la cavité est également examiné. La DSP des fluctuations de pression montre qu'une composante hydrodynamique à basse fréquence est présente pour un observateur situé dans la région irrotationnelle de l'écoulement, mais suffisamment proche de l'écoulement pour être sujet au pseudo-son. La décroissance du champ de pression avec la distance à la cavité est également évaluée sur la base du modèle d'atténuation avec l'inverse de la distance pour les fréquences telles que les conditions de champ lointain acoustique sont vérifiées. Pour les fréquences moins élevées, un modèle d'atténuation en  $r^{-2}$  est supposé, correspondant à la composante de champ proche du champ acoustique. Cette atténuation n'est pas observée à cause de la composante hydrodynamique du champ de pression pour les observateurs les plus proches, ce qui a motivé l'utilisation de méthodes de filtrage afin d'extraire la composante acoustique du champ total. La méthode classique du filtrage  $k-\omega$  a été mise en œuvre, ainsi que quatre méthodes basées sur la transformée en ondelettes, très récemment proposées par Mancinelli *et al.* [120] pour le filtrage du champ proche de pression d'un jet turbulent à partir de données expérimentales. Les résultats issus de ce filtrage sont décevants en regard de ceux présentés par Mancinelli *et al.* qui obtiennent des spectres quasi identiques pour la partie filtrée avec les quatre méthodes, alors que nous observons des écarts qui

peuvent atteindre plusieurs décades pour la composante basse fréquence. Afin de déterminer la capacité de ces méthodes à filtrer le pseudo-son tout en conservant un comportement acoustique, le filtrage été effectué sur une ligne verticale et les spectres obtenus ont été réduits sur la base des lois d'atténuation en  $r^{-1}$  et  $r^{-2}$ . Aucune des quatre méthodes basées sur les ondelettes ne présente un tel comportement de manière évidente. Enfin, le champ de vitesse verticale au sein de la cavité a été reconstruit à partir de la méthode d'estimation stochastique linéaire, en prenant les signaux de pression acoustique filtrés comme signaux conditionneurs. Les champs reconstruits semblent mettre en évidence l'interaction entre la couche cisailée et le coin aval de la cavité, mais de plus amples investigations sont nécessaires afin de confirmer ces premiers résultats.

Finalement, le chapitre VI présente une caractérisation des sources de bruit tonales qui peuvent survenir dans l'espace semi-ouvert constitué par les deux cavités cylindriques présentes dans les roues d'un train d'atterrissage avant. La méthode des éléments de frontière, moins coûteuse qu'une simulation Navier Stokes et considérée plus adaptée aux problèmes extérieurs que la méthode des éléments finis, est employée à cet effet. On constate que le facteur de qualité associé à une roue seule est bien moindre que lorsque deux roues identiques sont placées face-à-face. Les fréquences de résonance déterminées avec la méthodes des éléments de frontière sont en très bon accord avec celles observées dans les expériences LAGOON en soufflerie. Une expérience (sans écoulement) en chambre sourde a également été menée et montre un très bon accord avec les fréquences calculées numériquement. La modélisation du problème par un conduit annulaire équivalent est également discutée et on montre que les prédictions fournies par ce modèle dévient des prédictions obtenues numériquement par la méthode des éléments de frontière lorsque le diamètre intérieur de l'espace annulaire est augmenté. Cette déviation est expliquée par la présence, dans le modèle, d'une constante empirique dont la validité n'est pas garantie dans le cas général.

\*  
\* \*

Les travaux présentés dans ce mémoire suggèrent plusieurs perspectives. En premier lieu, il apparaît important d'établir une base de données expérimentale sur la roue LAGOON. Cette base de données permettrait de confronter les résultats aérodynamiques obtenus au chapitre III aux mesures obtenues en soufflerie. Par ailleurs, le bruit résultant de l'interaction entre les deux paires de tourbillons contra-rotatifs dans le sillage de la roue pourrait être étudié plus en détail : si cette interaction est significative, son contrôle actif ou passif pourrait donner lieu à une réduction du bruit globalement émis par ce type de géométrie.

Les calculs de localisation de sources pourraient également être améliorés par l'utilisation d'algorithmes plus performants tels que DAMAS(-C), ou CLEAN. De premiers calculs avec l'algorithme DAMAS, non présentés dans ce manuscrit, ont été réalisés et améliorent significativement la résolution spatiale de l'antenne. L'utilisation d'un modèle de source basé sur une distribution de monopôles corrélés, bien que plus onéreux en terme de temps de calcul, devrait également améliorer les localisations de sources, compte tenu de la directivité du bruit de cavité.

L'analyse du lien entre la pression acoustique filtrée en champ proche et l'écoulement doit être poursuivie, afin de déterminer la capacité de l'estimation stochastique linéaire à mettre en évidence les événements aérodynamiques liés à la génération d'ondes acoustiques. Du fait de la non-linéarité des interactions aérodynamiques ayant lieu, l'utilisation de l'estimation stochastique quadratique pourrait être envisagée. De plus, les premiers résultats présentés consistaient à reconstruire le champ de vitesse verticale, mais une quantité telle que le terme  $\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}$ , dans le cadre de la théorie du bruit des tourbillons, pourrait être mieux adaptée.

Des développements dans le code BEMUSE permettraient d'intégrer les effets d'un écoulement moyen sur la directivité des modes de résonance calculés et affinaient ainsi les prédictions. Par ailleurs, Bennett *et al.* [9] ont récemment indiqué observer deux composantes tonales sur la configuration ALLEGRA, plus proche d'un train d'atterrissage réel que le train LAGOON considéré dans cette étude. Ils suggèrent que ces composantes tonales pourraient être dues au phénomène de résonance décrit dans le chapitre VI. L'utilisation de la méthode des éléments de frontière sur cette configuration, plus complexe, permettrait de vérifier cette hypothèse.

Finalement, les méthodes mises en œuvre dans ce travail ont permis d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans la génération de bruit par une roue de train d'atterrissage. À plus long terme, l'établissement d'un nouveau modèle de bruit de roue, moins empirique que ceux présentés au chapitre I, pourrait être envisagé.

## Annexe A

# Algorithme Coherent Vortex Extraction

Comme relevé par Farge [54], les deux visions de la turbulence dans l'espace physique et dans l'espace de Fourier suggèrent le besoin d'un outil localisé aussi bien en nombre d'onde qu'en espace. La transformée de Fourier décompose un signal en fonctions élémentaires dont l'étendue spatiale est infinie. Cette décomposition est donc inadaptée au caractère localisé des structures cohérentes. A l'inverse, les ondelettes sont des fonctions oscillantes localisées en espace et se comportant comme un filtre passe-bande dans l'espace de Fourier. Dès 1988, une importante contribution à l'étude de la turbulence grâce à la transformée ondelettes est due à Farge (*eg.* [56, 55, 57, 58]). En particulier, la proposition en 1999 de l'algorithme Coherent Vortex Extraction [59] constitue la première méthode d'extraction de structures cohérentes d'un écoulement turbulent à partir de la décomposition du champ de vortacité sur une base d'ondelettes orthonormales. Cette méthode repose sur l'unique hypothèse que les tourbillons cohérents de l'écoulement sont responsables du caractère non-gaussien de la fonction de densité de probabilité de la vortacité. En d'autres termes, les structures cohérentes sont définies par ce qu'elles ne sont pas, c'est-à-dire la partie du champ non gaussienne.

Afin d'illustrer cet algorithme, on considère un signal  $S$  de longueur  $N$ , où  $N = 2^J$ , perturbé par un bruit blanc gaussien  $W$  de variance  $\sigma_b$ . La variance du signal total  $X = S + W$  est notée  $\sigma_0$ . On notera également  $N_b^{(n)}$  le nombre de coefficients d'ondelettes représentant, à l'étape  $n$ , la partie incohérente du signal, c'est à dire  $N_b^{(n)} = \text{Card} \{ \gamma_{j,k}, |\gamma_{j,k}| < T^{(n)} \}$  Les étapes en pseudo-code sont les suivantes :



**Initialisation ( $n=0$ )**

- Effectuer la transformée en ondelettes orthonormales de  $X$  :

$$X = \sum_{j,k} \gamma_{j,k} \psi_{j,k}$$

- Calculer la variance  $\sigma_0$  du signal total comme estimation grossière de la variance du bruit  $\sigma_b$ . La propriété (II.64) assure que  $\sigma_0 = \frac{1}{N} \sum_{j,k} |\gamma_{j,k}|^2$ . En déduire le seuil associé grâce au théorème de Donoho-

Johnstone :  $T^{(0)} = \sqrt{2\sigma_0 \log N}$

- $N_b^{(0)} = N$

**Tant que**  $N_b^{(n+1)} \neq N_b^{(n)}$

- Calculer la variance  $\sigma^{(n+1)}$  associée aux coefficients tels que  $|\gamma_{j,k}| < T^{(n)}$ . En déduire le seuil  $T^{(n+1)}$
- Compter le nombre de coefficients  $N_b^{(n+1)}$  tels que  $|\gamma_{j,k}| < T^{(n)}$
- $n \rightarrow n + 1$

**Etape finale**

- Reconstruire la partie incohérente du signal à l'aide des coefficients non nuls (c'est à dire les coefficients inférieurs au seuil  $T^{(n)}$ ).
- Reconstruire la partie cohérente du signal en lui retranchant la partie incohérente précédemment déterminée dans le domaine temporel.

## Annexe B

# Fréquences propres en géométrie annulaire

Let us consider an annular duct of inner radius  $R_1$ , outer radius  $R_2$  and length  $h$  as defined in Fig. B.1. One end is closed, and the other end can be open or closed. The Helmholtz equation in cylindrical

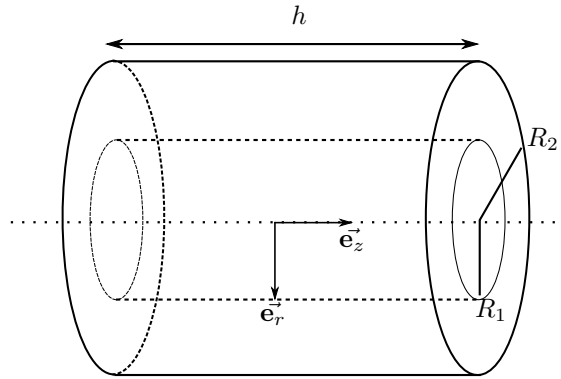


FIGURE B.1 – Annular duct

coordinates writes :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) p(r, \theta, z) = 0 \quad (\text{B.1})$$

We search a solution with the separation of variables :

$$p(r, \theta, z) = p_r(r) p_\theta(\theta) p_z(z) \quad (\text{B.2})$$

The equation decouples into a system of three PDE with two real numbers  $\alpha^2$  and  $\beta^2$  :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \alpha^2 \right) p_z(z) = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \beta^2 \right) p_\theta(\theta) = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + k^2 - \alpha^2 - \frac{\beta^2}{r^2} \right) p_r(r) = 0 \quad (\text{B.5})$$

The pressure inside the cavity is  $2\pi$ -periodic. Thus,  $p_\theta(\theta) = p_\theta(\theta + 2\pi)$ , implying  $\beta = m$  where  $m$  is an integer.

For a closed-closed pipe, the pressure profile has nodes at both ends, which gives the wavenumber  $\alpha_n = n\pi/h$  ( $n$  integer). On the other hand, if the pipe is open at one end, we have  $\alpha_n = n\pi/2h$ .

Let us write  $\gamma^2 = k^2 - \alpha_n^2$ . Then the third equation reduces to :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \gamma^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) p_r(r) = 0 \quad (\text{B.6})$$

which is known as the modified Bessel equation and admits a solution in the following general form :

$$p_r(r) = A_r J_m(\gamma r) + B_r Y_m(\gamma r) \quad (\text{B.7})$$

The boundary conditions write :

$$\vec{\nabla} p_r \cdot \vec{n} = \left[ \frac{\partial}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \vec{e}_z \right] p_r \cdot \vec{e}_r = \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (\text{B.8})$$

Thus,

$$\frac{\partial}{\partial r} p_r(R_1, \theta, z) = \frac{\partial}{\partial r} p_r(R_2, \theta, z) = 0 \quad (\text{B.9})$$

By discarding the trivial solution  $A_r = B_r = 0$ , we finally obtain :

$$Y'_m(\gamma R_2) J'_m(\gamma R_1) - Y'_m(\gamma R_1) J'_m(\gamma R_2) = 0 \quad (\text{B.10})$$

This equation can be solved numerically for fixed  $m$  value to obtain  $\gamma_{l,m}$  with  $\gamma_{0,m} < \gamma_{1,m} < \dots$ . Following the definition of  $\gamma$ , we have :

$$k = \frac{\omega}{c} = \sqrt{\gamma^2 + \alpha_n^2}$$

And finally,

$$f_{lmn} = \frac{c}{2\pi} (\gamma_{l,m}^2 + \alpha_n^2)^{1/2} \quad (\text{B.11})$$

The circular cavity formula (Eq. (VI.10) in section VI.4.1) can be deduced from this formula by imposing  $R_1 \rightarrow 0$  and an open end for the duct.

# Bibliographie

- [1] A. ABEYSINGHE, J. WHITMIRE, D. NESTHUS, J. MOE et G. STUCZYNSKI : Qtd 2 (quiet technology demonstrator 2) main landing gear noise reduction fairing design and analysis. *In 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3456, 2007. [10](#)
- [2] R. J. ADRIAN : Stochastic estimation of conditional structure : a review. *Applied scientific research*, 53(3-4):291–303, 1994. [116](#)
- [3] A. AGARWAL et A. DOWLING : The calculation of acoustic shielding of engine noise by the silent aircraft airframe. *In 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA paper 2005-2996*, 2005. [125](#)
- [4] R. AMIET : Refraction of sound by a shear layer. *Journal of Sound and Vibration*, 58(4):467–482, 1978. [40](#)
- [5] J. APPELBAUM, B. M. DUDA, E. FARES et M. R. KHORRAMI : Airframe noise simulations of a full-scale aircraft. *In 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2973, 2018. [75](#)
- [6] R. E. ARNDT, D. LONG et M. GLAUSER : The proper orthogonal decomposition of pressure fluctuations surrounding a turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 340:1–33, 1997. [104](#)
- [7] M. BAUER, J. DIERKE et R. EWERT : On the performance of airframe noise prediction on unstructured grids. *In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2148, 2012. [29](#)
- [8] S. BEN KHELIL, P. BARDOUX, J.-L. GODARD, T. LE GARREC, J. KENNEDY et G. J. BENNETT : Investigation of the Noise Emission of a Regional Aircraft Main Landing Gear Bay. *In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA paper 2017-3012*, 2017. [122](#)
- [9] G. J. BENNETT, E. NERI et J. KENNEDY : Noise characterization of a full-scale nose landing gear. *Journal of Aircraft*, p. 1–37, 2018. [13](#), [14](#), [20](#), [122](#), [143](#)
- [10] A. BIANCHERIN, N. LUPOGLAZOFF, G. RAHIER et F. VUILLOT : Comprehensive 3d unsteady simulations of subsonic and supersonic hot jet flow-fields : Part 2 : Acoustic analysis. *In 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit*, p. 2600, 2002. [38](#)
- [11] P. J. BLOCK : Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds. 1976. [22](#)
- [12] C. BOGEY et C. BAILLY : An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 583:71–97, 2007. [41](#), [100](#)
- [13] K. BOORSMA, X. ZHANG et N. MOLIN : Landing gear noise control using perforated fairings. *Acta Mechanica Sinica*, 26(2):159–174, 2010. [10](#)
- [14] H. BOUCHOUIREB, N. J. PIGNIER, J. A. DAHAN, C. J. O'REILLY et S. BOIJ : Identification of noise sources on a realistic landing gear using numerical phased array methods applied to computational data. *In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3019, 2017. [xix](#)
- [15] Q. BOUVY, B. PETOT et T. ROUGIER : Review of landing gear acoustic research at messier-bugatti-dowty. *In 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2770, 2016. [16](#)
- [16] H. BRAKHAGE et P. WERNER : Über das dirichletsche aussenraumproblem für die helmholtzsche schwingungsgleichung [on the exterior dirichlet problem for the helmholtz equation]. *Archiv der Mathematik*, 16(1):325–329, 1965. [In German]. [51](#), [124](#)
- [17] G. A. BRES, D. FREED, M. WESSELS, S. NOELTING et F. PÉROT : Flow and noise predictions for the tandem cylinder aeroacoustic benchmark. *Physics of Fluids*, 24(3):036101, 2012. [75](#)
- [18] G. L. BROWN et A. ROSHKO : On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(04):775–816, 1974. [19](#), [27](#), [102](#)
- [19] J. BULTÉ et S. REDONNET : Landing gear noise identification using phased array with experimental and computational data. *AIAA Journal*, p. 1–12, 2017. [xix](#), [92](#), [93](#), [95](#)

- [20] C. L. BURLEY, T. F. BROOKS, W. M. HUMPHREYS JR et J. W. RAWLS JR : Anopp landing-gear noise prediction with comparison to model-scale data. *International Journal of Aeroacoustics*, 8(5):445–475, 2009. [ix](#), [3](#)
- [21] R. CAMUSSI, A. DI MARCO et T. CASTELAIN : Statistical analysis of the hydrodynamic pressure in the near field of compressible jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 64:1–9, 2017. [106](#)
- [22] R. CAMUSSI et G. GUJ : Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows : intermittency and coherent structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 348:177–199, 1997. [48](#)
- [23] R. CAMUSSI et G. GUJ : Experimental analysis of intermittent coherent structures in the near field of a high re turbulent jet flow. *Physics of Fluids*, 11(2):423–431, 1999. [48](#)
- [24] D. CASALINO, M. JACOB et M. ROGER : Prediction of rod-airfoil interaction noise using the fflowcs-williams-hawkings analogy. *AIAA journal*, 41(2):182–191, 2003. [84](#)
- [25] D. CASALINO, A. F. RIBEIRO et E. FARES : Facing rim cavities fluctuation modes. *Journal of Sound and Vibration*, 333(13):2812–2830, 2014. [ix](#), [xix](#), [21](#), [22](#), [122](#), [124](#), [128](#), [131](#), [136](#), [137](#), [138](#), [139](#)
- [26] D. CASALINO, A. F. RIBEIRO, E. FARES et S. NÖLTING : Lattice-boltzmann aeroacoustic analysis of the lagoon landing-gear configuration. *AIAA journal*, 52(6):1232–1248, 2014. [16](#)
- [27] J. CASPER, D. LOCKARD, M. KHORRAMI et C. STREETT : Investigation of volumetric sources in airframe noise simulations. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2805, 2004. [74](#)
- [28] B.-T. CHU et L. S. KOVÁSZNAY : Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas. *Journal of Fluid Mechanics*, 3(05):494–514, 1958. [41](#)
- [29] F. COIFFET : *Etude statistique du champ de pression à proximité des jets axisymétriques turbulents à haut nombre de Reynolds*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2006. [104](#)
- [30] D. G. CRIGHTON, A. P. DOWLING, J. E. F. WILLIAMS, M. HECKL et F. G. LEPPINGTON : *Matched Asymptotic Expansions Applied to Acoustics*, p. 168–208. Springer London, London, 1992. [41](#), [104](#)
- [31] N. CURLE : The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 231(1187):505–514, 1955. [2](#), [36](#)
- [32] M. DARBAS : *Préconditionneurs Analytiques de type Calderón pour les Formulations Intégrales des Problèmes de Diffraction d’ondes*. Thèse de doctorat, Toulouse, INSA, 2004. [51](#)
- [33] I. DAUBECHIES : *Ten lectures on wavelets*, vol. 61. SIAM, 1992. [44](#)
- [34] H. G. DAVIES : The radiated fields of multipole point sources near a solid spherical surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 43(3):597–606, 1970. [34](#)
- [35] F. DE LA PUENTE, L. SANDERS, P. DRUAULT et F. VUILLOT : Investigation on landing gear shallow round cavity flow field and noise signature. In *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2774, 2016. [20](#), [70](#), [102](#), [127](#), [128](#), [129](#), [130](#)
- [36] F. DE LA PUENTE, L. SANDERS, F. VUILLOT et E. MANOHA : Nose landing gear flow and noise predictions on unstructured grid using a cell-centered navier-stokes code. In *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 1–14, 2015. [16](#)
- [37] F. DE LA PUENTE CERERO : *Aeroacoustic simulations of landing gears with unstructured grids and a ZDES turbulence model*. Thèse de doctorat, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Druault, Philippe Aéroacoustique Paris 6 2017. [ix](#), [x](#), [xviii](#), [xix](#), [xx](#), [15](#), [16](#), [18](#), [19](#), [20](#), [22](#), [26](#), [29](#), [30](#), [54](#), [55](#), [56](#), [75](#), [77](#), [100](#), [141](#)
- [38] F. de la PUENTE CERERO, L. SANDERS, F. VUILLOT, P. DRUAULT et E. MANOHA : Zonal detached eddy simulation of a simplified nose landing-gear for flow and noise predictions using an unstructured navier-stokes solver. *Journal of Sound and Vibration*, 405:86–111, 2017. [xii](#), [xiii](#), [15](#), [56](#), [123](#), [128](#), [131](#), [132](#), [133](#)
- [39] S. DECK : Recent improvements in the zonal detached eddy simulation (zdes) formulation. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 26(6):523–550, 2012. [15](#), [28](#)
- [40] I. C. DEDOUSSI, T. P. HYNES et H. A. SILLER : Investigating Landing Gear Noise Using Fly-Over Data : the Case of a Boeing 747-400. In *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2115, 2013. [9](#), [122](#)
- [41] J. DÉLERY : Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires. *ONERA, Rapport Technique RT*, 121:7078, 1999. [66](#)

- [42] P. DI FRANCESCANTONIO : A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation. *Journal of Sound and Vibration*, 202(4):491–509, 1997. [36](#)
- [43] W. DOBRZYNSKI : Almost 40 Years of Airframe Noise Research : What Did We Achieve? *Journal of aircraft*, 47(2):353–367, 2010. [122](#)
- [44] W. DOBRZYNSKI et H. BUCHHOLZ : Full-scale noise testing on airbus landing gears in the german dutch wind tunnel. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 1597, 1997. [xviii](#), [5](#), [9](#)
- [45] W. DOBRZYNSKI, L. CHOW, P. GUION et D. SHIELLS : A european study on landing gear airframe noise sources. In *6th Aeroacoustics Conference and Exhibit*, p. 1971, 2000. [10](#)
- [46] W. DOBRZYNSKI, L. CHOW, P. GUION et D. SHIELLS : Research into landing gear airframe noise reduction. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference & exhibit*, p. 2409, 2002. [10](#)
- [47] W. M. DOBRZYNSKI : Airframe noise–landing gear noise. *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, 2010. [xviii](#)
- [48] W. M. DOBRZYNSKI, B. SCHÖNING, L. C. CHOW, C. WOOD, M. SMITH et C. SEROR : Design and testing of low noise landing gears. *International Journal of Aeroacoustics*, 5(3):233–262, 2006. [17](#)
- [49] P. DRUAULT : Analysis of the acoustic/hydrodynamic separation in an aeroacoustic 2d plane mixing layer flow. In *23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3000, 2017. [47](#)
- [50] P. DRUAULT, X. GLOERFELT et T. MERVANT : Investigation of flow structures involved in sound generation by two- and three-dimensional cavity flows. *Computers & Fluids*, 48(1):54 – 67, 2011. [116](#), [118](#)
- [51] Y. DU et P. MORRIS : Numerical investigation of the noise source locations of supersonic jets using the beamformed method. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, p. 1169, 2012. [92](#)
- [52] S. ELDER : Self-excited depth-mode resonance for a wall-mounted cavity in turbulent flow. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 64(3):877–890, 1978. [123](#)
- [53] J. E. FACKRELL : The aerodynamics of an isolated wheel rotating in contact with the ground. 1974. [18](#)
- [54] M. FARGE : Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 24(1):395–458, 1992. [48](#), [I](#)
- [55] M. FARGE, G. PELLEGRINO et K. SCHNEIDER : Coherent vortex extraction in 3d turbulent flows using orthogonal wavelets. *Physical Review Letters*, 87(5):054501, 2001. [I](#)
- [56] M. FARGE et G. RABREAU : Transformée en ondelettes pour détecter et analyser les structures cohérentes dans les écoulements turbulents bidimensionnels. *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série 2, Mécanique, Physique, Chimie, Sciences de l'univers, Sciences de la Terre*, 307(13): 1479–1486, 1988. [I](#)
- [57] M. FARGE et K. SCHNEIDER : Wavelet transforms and their applications to MHD and plasma turbulence : a review. *Journal of Plasma Physics*, 81(06):435810602, déc. 2015. [I](#)
- [58] M. FARGE et K. SCHNEIDER : Wavelet transforms and their applications to MHD and plasma turbulence : a review. *Journal of Plasma Physics*, 81(6):435810602, déc. 2015. [I](#)
- [59] M. FARGE, K. SCHNEIDER et N. KEVLAHAN : Non-gaussianity and coherent vortex simulation for two-dimensional turbulence using an adaptive orthogonal wavelet basis. *Physics of Fluids*, 11(8):2187–2201, 1999. [108](#), [109](#), [I](#)
- [60] P. FETHNEY et A. JELLY : Airframe self-noise studies on the lockheed l 1011 tristar aircraft. In *6th Aeroacoustics Conference*, p. 1061, 1980. [5](#)
- [61] J. E. FFWCS WILLIAMS et D. L. HAWKINGS : Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 264(1151):321–342, 1969. [14](#), [34](#), [74](#)
- [62] M. R. FINK : Airframe noise prediction method. Rap. tech., United Technologies Research Center East Hartford CT, 1977. [xviii](#), [3](#)
- [63] M. R. FINK et R. H. SCHLINKER : Airframe noise component interaction studies. *Journal of Aircraft*, 17(2):99–105, 1980. [3](#)
- [64] C. D. FRANCIS, C. P. ORTEGA et A. CRUZ : Noise pollution changes avian communities and species interactions. *Current biology*, 19(16):1415–1419, 2009. [122](#)
- [65] H. FUCHS et R. ARMSTRONG : Turbulent source coherence and helmholtz number as aerodynamic noise parameters. In *Structure and Mechanisms of Turbulence II*, p. 189–201. Springer, 1978. [33](#)

- [66] A. GHOUALI, N. PRICE et K. SCHMIDT : Acoustics design sensitivity analysis for the noise optimization of landing gears. *Applied Acoustics*, 154:36–42, 2019. [xviii](#)
- [67] J.-C. GIRET : *Simulations aux grandes échelles des écoulements instationnaires turbulents autour des trains d’atterrissage pour la prédiction du bruit aérodynamique [Large Eddy Simulation of unsteady turbulent flows for landing gear noise predictions]*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2014. pp. 172–179 [In English]. [ix](#), [xviii](#), [xix](#), [xx](#), [15](#), [16](#), [22](#), [122](#), [124](#), [128](#), [132](#), [138](#)
- [68] J.-C. GIRET, A. SENGISSEN, S. MOREAU, M. SANJOSÉ et J.-C. JOUHAUD : Noise source analysis of a rod–airfoil configuration using unstructured large-eddy simulation. *AIAA Journal*, 53(4):1062–1077, 2014. [75](#)
- [69] X. GLOERFELT : *Bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité : simulation aéroacoustique directe et application de méthodes intégrales*. Thèse de doctorat. [38](#), [39](#), [88](#), [92](#)
- [70] X. GLOERFELT, F. PÉROT, C. BAILLY et D. JUVÉ : Flow-induced cylinder noise formulated as a diffraction problem for low mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 287(1-2):129–151, 2005. [33](#)
- [71] L. GOINES, L. HAGLER *et al.* : Noise Pollution : A Modern Plague. *Souther Medical Journal - Birmingham Alabama*, 100(3):287, 2007. [122](#)
- [72] M. GOLDSTEIN : On identifying the true sources of aerodynamic sound. *Journal of Fluid Mechanics*, 526:337–347, 2005. [xix](#), [118](#)
- [73] R. A. GOLUB et Y.-P. GUO : Empirical prediction of aircraft landing gear noise. 2005. [ix](#), [7](#)
- [74] R. A. GOLUB, R. SEN, B. HARDY, K. YAMAMOTO, Y.-P. GUO et G. MILLER : Airframe noise sub-component definition and model. 2004. [6](#)
- [75] L. GRASEDYCK : Adaptive recompression of matrices for BEM. *Computing*, 74(3):205–223, May 2005. [125](#)
- [76] D. GRASSUCCI, R. CAMUSSI, P. JORDAN et S. GRIZZI : Intermittency of the near pressure field induced by a compressible coaxial jet. *Exp. in fluids*, 56(2):1–13, 2015. [48](#)
- [77] D. GRASSUCCI, R. CAMUSSI, F. KERHERVÉ, P. JORDAN et S. GRIZZI : Using wavelet transforms and linear stochastic estimation to study nearfield pressure and turbulent velocity signatures in free jets. 2010. [100](#)
- [78] B. GRESCHNER, F. THIELE, M. C. JACOB et D. CASALINO : Prediction of sound generated by a rod–airfoil configuration using easm des and the generalised lighthill/fw-h analogy. *Computers & fluids*, 37(4):402–413, 2008. [75](#)
- [79] J. GRILLIAT : *Contribution à l’étude aéroacoustique des écoulements de jeu*. Thèse de doctorat, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2009. [48](#)
- [80] S. GRIZZI et R. CAMUSSI : Wavelet analysis of near-field pressure fluctuations generated by a subsonic jet. *JFM*, 698:93–124, 2012. [48](#), [100](#), [104](#), [105](#), [107](#), [111](#), [118](#)
- [81] A. GROSSMANN et J. MORLET : Decomposition of hardy functions into square integrable wavelets of constant shape. *SIAM journal on mathematical analysis*, 15(4):723–736, 1984. [43](#)
- [82] Y. GUO : Empirical prediction of aircraft landing gear noise. Rap. tech., 2005. [xviii](#), [7](#)
- [83] Y. GUO, D. S. POPE, C. L. BURLEY et R. H. THOMAS : Aircraft system noise shielding prediction with a Kirchhoff integral method. In *23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA paper 2017-3196*, 2017. [135](#)
- [84] Y. P. GUO, K. J. YAMAMOTO et R. W. STOKER : Experimental study on aircraft landing gear noise. *Journal of Aircraft*, 43(2):306–31, 2006. [9](#), [12](#)
- [85] A. HAAR : Zur theorie der orthogonalen funktionensysteme. *Mathematische Annalen*, 69(3):331–371, 1910. [43](#)
- [86] A. HAJCZAK, L. SANDERS, F. VUILLOT et P. DRUAULT : Investigation of the Ffowcs-Williams and Hawkings analogy on an isolated landing gear wheel. In *2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA paper 2018-3301*, 2018. [122](#), [128](#), [129](#), [130](#)
- [87] M. HARPER-BOURNE : On modelling the hydrodynamic field of high-speed jets. In *10th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, p. 2830, 2004. [104](#)
- [88] L. HEDGES, A. TRAVIN et P. SPALART : Detached-eddy simulations over a simplified landing gear. *Journal of fluids engineering*, 124(2):413–423, 2002. [ix](#), [14](#)
- [89] H. H. HELLER et W. M. DOBRZYNSKI : Sound radiation from aircraft wheel-welvlanding-gear configurations. *Journal of Aircraft*, 14(8):768–774, 1977. [3](#), [9](#)

- [90] H. H. HELLER, D. HOLMES et E. E. COVERT : Flow-induced pressure oscillations in shallow cavities. *Journal of sound and Vibration*, 18(4):545–553, 1971. [20](#), [80](#), [83](#), [95](#), [96](#)
- [91] A. HERSH, T. PUTNAM, P. LASAGNA et F. BURCHAM, JR : Semi-empirical airframe noise prediction model. In *3rd Aeroacoustics Conference*, p. 527, 1976. [2](#)
- [92] A. HIRSCHBERG et S. W. RIENSTRA : An introduction to aeroacoustics. *Eindhoven university of technology*, 2004. [31](#)
- [93] F. V. HOUSSEN, E. MANOHA et S. REDONNET : Aeroacoustic simulations of supercritical tandem cylinder. *Stockholm, Sweden : American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2010. [56](#)
- [94] M. HOWE : The compact green’s function for a semi-infinite elastic plate, with application to trailing edge noise and blade–vortex interaction noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 94(4):2353–2364, 1993. [34](#)
- [95] W. M. HUMPHREYS JR et T. F. BROOKS : Noise spectra and directivity for a scale-model landing gear. *International Journal of Aeroacoustics*, 8(5):409–443, 2009. [10](#)
- [96] A. F. HUSSAIN : Coherent structures—reality and myth. *The Physics of fluids*, 26(10):2816–2850, 1983. [27](#)
- [97] T. IKEDA, S. ENOMOTO, K. YAMAMOTO et K. AMEMIYA : Quadrupole corrections for the permeable-surface flow’s williams–hawkins equation. *AIAA Journal*, p. 2307–2320, 2017. [38](#), [76](#)
- [98] M. C. JACOB : Introduction to experimental aeroacoustics. In *VKI Lecture Series*. Von Karmán Institute for Fluid Dynamics, 2017. [41](#), [104](#), [105](#), [118](#)
- [99] M. C. JACOB, J. BOUDET, D. CASALINO et M. MICHARD : A rod-airfoil experiment as a benchmark for broadband noise modeling. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 19(3):171–196, 2005. [75](#)
- [100] X. JUVIGNY : A fast algebraic boundary integral solver. *Venise : Eccomas Paper*, 1998. [51](#)
- [101] F. KERHERVE, P. JORDAN, A. CAVALIERI, J. DELVILLE, C. BOGEY et D. JUVÉ : Educing the source mechanism associated with downstream radiation in subsonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 710:606–640, 2012. [41](#), [100](#)
- [102] B. KHANAL, K. KNOWLES, A. J. SADDINGTON et S. ODAYASHI : Computational aeroacoustic study of a landing gear. 2009. [18](#)
- [103] M. KHORRAMI, D. LOCKARD, W. HUMPHREYS, M. CHOUDHARI et T. Van de VEN : Preliminary analysis of acoustic measurements from the nasa-gulfstream airframe noise flight test. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2814, 2008. [13](#)
- [104] M. R. KHORRAMI, M. M. CHOUDHARI, D. P. LOCKARD, L. N. JENKINS et C. B. MCGINLEY : Unsteady flowfield around tandem cylinders as prototype component interaction in airframe noise. *AIAA journal*, 45(8):1930–1941, 2007. [16](#)
- [105] M. KENIG, A. V. CAVALIERI, P. JORDAN, J. DELVILLE, Y. GERVAIS et D. PAPAMOSCHOU : Farfield filtering and source imaging of subsonic jet noise. *Journal of Sound and Vibration*, 332(18):4067–4088, 2013. [48](#), [106](#)
- [106] A. N. KOLMOGOROV : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. In *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol. 30, p. 301–305. JSTOR, 1941. [27](#)
- [107] T. D. KOTHALAWALA : *Computational investigation into the influence of yaw & rotation on the bluff-body aerodynamics of an isolated wheel*. Thèse de doctorat, Brunel University, 2014. [ix](#), [18](#), [19](#), [20](#)
- [108] A. LANGENAI : *Adaptation des méthodes et outils aéroacoustiques pour les jets en interaction dans le cadre des lanceurs spatiaux*. Thèse de doctorat, 2019. [29](#), [30](#), [56](#), [74](#)
- [109] R. LANGTRY et P. SPALART : Detached Eddy Simulation of a Nose Landing-Gear Cavity. In M. BRAZA et K. HOURIGAN, édés : *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*, p. 357–366, Dordrecht, 2009. Springer Netherlands. [122](#)
- [110] B. LAZOS : Surface topology on the wheels of a generic four-wheel landing gear. *AIAA journal*, 40(12):2402–2411, 2002. [11](#), [18](#), [20](#), [65](#)
- [111] B. S. LAZOS : Mean flow features around the inline wheels of four-wheel landing gear. *AIAA journal*, 40(2):193–198, 2002. [11](#), [14](#), [20](#), [65](#), [66](#)
- [112] B. S. LAZOS : Reynolds stresses around the wheels of a simplified four-wheel landing gear. *AIAA journal*, 42(1):196–198, 2004. [11](#), [20](#), [65](#)



- [113] M. J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically. i. general theory. *In Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 211, p. 564–587. The Royal Society, 1952. [31](#)
- [114] W. LIU, J. W. KIM, X. ZHANG, D. ANGLAND et B. CARUELLE : Landing-gear noise prediction using high-order finite difference schemes. *Journal of Sound and Vibration*, 332(14):3517–3534, 2013. [15](#), [16](#), [18](#)
- [115] D. LOCKARD et J. CASPER : Permeable surface corrections for flowcs williams and hawkings integrals. *In 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2995, 2005. [57](#)
- [116] D. P. LOCKARD, M. R. KHORRAMI et F. LI : High resolution calculation of a simplified landing gear. *AIAA paper*, 2887:2004, 2004. [14](#), [15](#)
- [117] L. V. LOPES : A new approach to complete aircraft landing gear noise prediction. 2009. [ix](#), [8](#)
- [118] M. LORTEAU : *Identification et analyse des mécanismes de génération du bruit de jet à partir de résultats expérimentaux et de simulations numériques*. Thèse de doctorat, 2015. [29](#), [42](#), [105](#)
- [119] S. MALLAT : *Une exploration des signaux en ondelettes*. Editions Ecole Polytechnique, 2000. [44](#), [45](#)
- [120] M. MANCINELLI, T. PAGLIAROLI, A. DI MARCO, R. CAMUSSI et T. CASTELAIN : Wavelet decomposition of hydrodynamic and acoustic pressures in the near field of the jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 813:716–749, 2017. [48](#), [49](#), [50](#), [100](#), [104](#), [106](#), [107](#), [109](#), [113](#), [142](#)
- [121] E. MANOHA, J. BULTÉ et B. CARUELLE : Lagoon : an experimental database for the validation of cfd/caa methods for landing gear noise prediction. *In 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2816. [12](#), [20](#), [21](#), [122](#)
- [122] E. MANOHA, J. BULTÉ, V. CIOBACA et B. CARUELLE : Lagoon : further analysis of aerodynamic experiments and early aeroacoustics results. *In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3277, 2009. [12](#)
- [123] E. MANOHA, X. JUVIGNY et F. ROUX : Numerical simulation of aircraft engine installation acoustic effects. *In 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA paper 2005-2920*, 2005. [124](#)
- [124] E. MANOHA, M. TERRACOL, B. LEMOINE, I. LE GRIFFON et T. LE GARREC : Slat noise measurement and numerical prediction in the VALIANT programme. *In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference), AIAA paper 2012-2100*, 2012. [127](#)
- [125] F. MARGNAT et X. GLOERFELT : On compressibility assumptions in aeroacoustic integrals : a numerical study with subsonic mixing layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(6):3252–3263, 2014. [38](#)
- [126] O. MARSDEN, C. BAILLY, C. BOGEY et E. JONDEAU : Investigation of flow features and acoustic radiation of a round cavity. *Journal of Sound and Vibration*, 331(15):3521–3543, 2012. [19](#), [20](#), [22](#), [101](#), [102](#), [123](#), [142](#)
- [127] O. MARSDEN, C. BOGEY et C. BAILLY : Investigation of flow features around shallow round cavities subject to subsonic grazing flow. *Physics of Fluids*, 24(12):125107, 2012. [19](#), [20](#), [54](#), [64](#), [101](#)
- [128] P. MARTÍNEZ-LERA et C. SCHRAM : Correction techniques for the truncation of the source field in acoustic analogies. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(6):3421–3429, 2008. [38](#)
- [129] J. C. MCWILLIAMS, G. HOLLOWAY et B. J. WEST : The emergence of isolated, coherent vortices in turbulent flow. *In AIP Conference Proceedings*, vol. 106, p. 205–221. AIP, 1984. [27](#)
- [130] R. MERINO-MARTINEZ, L. BERTSCH, D. G. SIMONS et M. SNELLEN : Analysis of landing gear noise during approach. *In 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2769, 2016. [9](#)
- [131] R. MERINO MARTINEZ, E. NERI, M. SNELLEN, J. KENNEDY, D. SIMONS et G. J. BENNETT : Comparing flyover noise measurements to full-scale nose landing gear wind tunnel experiments for regional aircraft. *In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3006, 2017. [9](#)
- [132] R. MERINO-MARTÍNEZ, M. SNELLEN et D. G. SIMONS : Functional Beamforming Applied to Imaging of Flyover Noise on Landing Aircraft. *Journal of Aircraft*, 53(6):1830–1843, 2016. [9](#), [122](#)
- [133] U. MICHEL, J. HELBIG, B. BARSIKOW, M. HELLMIG et M. SCHÜTTPELZ : Flyover noise measurements on landing aircraft with a microphone array. *In 4th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, p. 2336, 1998. [xviii](#), [8](#)
- [134] U. MICHEL et W. QIAO : Directivity of Landing Gear Noise Based on Flyover Measurements. *In 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, p. 1956, 1999. [8](#), [9](#), [122](#)

- [135] N. MOLIN, J.-F. PIET, L. C. CHOW, M. SMITH, W. DOBRZYNSKI et C. SEROR : Prediction of low noise aircraft landing gears and comparison with test results. *In 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2623, 2006. 6
- [136] F. MULLER : *Simulations de jets propulsifs : application à l'identification des mécanismes générateurs de bruit*. Thèse de doctorat, Paris 6, 2006. 29
- [137] N. E. MURRAY et L. S. UKEILEY : Modified quadratic stochastic estimation of resonating subsonic cavity flow. *Journal of Turbulence*, 8:N53, 2007. 118
- [138] E. NERI, J. KENNEDY et G. J. BENNETT : Aeroacoustic source separation on a full scale nose landing gear featuring combinations of low noise technologies. *In ASME 2015 Noise Control and Acoustics Division Conference at InterNoise 2015*, p. V001T01A006–V001T01A006. American Society of Mechanical Engineers, 2015. 13
- [139] E. NERI, J. KENNEDY et G. J. BENNETT : Characterization of low noise technologies applied to a full scale fuselage mounted nose landing gear. *In ASME 2015 Noise Control and Acoustics Division Conference at InterNoise 2015*, p. V001T01A005–V001T01A005. American Society of Mechanical Engineers, 2015. 13
- [140] D. NEUHART, M. KHORRAMI et M. CHOUDHARI : Aerodynamics of a gulfstream g550 nose landing gear model. *In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3152, 2009. 13
- [141] S. NOELTING, G. BRÈS et P. DETHIOUX : A hybrid lattice-boltzmann/fh-w method to predict sources and propagation of landing gear noise. *In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3976, 2010. 16
- [142] S. OERLEMANS, C. SANDU, N. MOLIN et J.-F. PIET : Reduction of landing gear noise using meshes. *In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3972, 2010. 10
- [143] P. N. OKOLO, K. ZHAO, J. KENNEDY et G. J. BENNETT : Numerical modeling of wire screens for flow and noise control. *In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3700, 2017. 16
- [144] W. H. ORGANIZATION : Environmental noise guidelines for the european region, 2018. xvii
- [145] P. PANICKAR, N. SINHA et N. MURRAY : Localization of acoustic sources in shock-containing jet flows using phased array measurements. *In 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, p. 613, 2013. 92
- [146] A. PAPOULIS : Probability, random variables and stochastic processes. 1985. 116
- [147] PARANT, J. L. : Les nuisances acoustiques autour des aéroports. *J. Phys. IV France*, 04:C5–31–C5–50, 1994. ix, xvii
- [148] S. PARTHASARATHY, Y. CHO et L. BACK : Sound generation by flow over relatively deep cylindrical cavities. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 78(5):1785–1795, 1985. 123
- [149] F. PÉROT : *Calcul du rayonnement acoustique d'écoulements turbulents basé sur des analogies acoustiques couplées aux simulations aérodynamiques instationnaires*. Thèse de doctorat, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2004. 74, 92
- [150] F. PÉROT, J.-M. AUGER, H. GIARDI, C. BAILLY et D. JUVÉ : Computation of the noise generated by low mach number flows around a cylinder and a wall-mounted half cylinder. *In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2859, 2004. 75
- [151] V. PERRIER, T. PHILIPOVITCH et C. BASDEVANT : Wavelet spectra compared to fourier spectra. *Journal of Mathematical Physics*, 36(3):1506–1519, 1995. 106
- [152] M. PETERS, A. HIRSCHBERG, A. REIJNEN et A. WIJNANDS : Damping and reflection coefficient measurements for an open pipe at low mach and low helmholtz numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 256:499–534, 1993. 20
- [153] C. PICARD et J. DELVILLE : Pressure velocity coupling in a subsonic round jet. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3):359 – 364, 2000. 116
- [154] A. POWELL : Theory of vortex sound. *The journal of the acoustical society of America*, 36(1):177–195, 1964. 17
- [155] J. PRIEUR et G. RAHIER : Aeroacoustic integral methods, formulation and efficient numerical implementation. *Aerospace Science and Technology*, 5(7):457–468, 2001. 40
- [156] A. QUAYLE, A. DOWLING, H. BABINSKY, W. GRAHAM et Y. LIU : Mechanisms for model scale landing gear noise generation. *In 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, p. 16, 2008. 11

- [157] A. QUAYLE, A. DOWLING, H. BABINSKY, H.-C. SHIN, W. GRAHAM et P. SIJTSMA : Landing gear for a silent aircraft. *In 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, p. 231, 2007. [10](#)
- [158] G. RAHIER, M. HUET et J. PRIEUR : Additional terms for the use of fflowcs williams and hawkings surface integrals in turbulent flows. *Computers & Fluids*, 120:158–172, 2015. [38](#), [39](#), [76](#), [86](#), [87](#)
- [159] P. RAVETTA, R. BURDISO et W. NG : Noise control of landing gears using elastic membrane-based fairings. *In 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3466, 2007. [10](#)
- [160] L. RAYLEIGH : Theory of sound f 109. *Ed*, 1:93, 1877. [128](#)
- [161] S. REDONNET et G. CUNHA : Towards a robust and accurate cfd-caa coupling procedure for hybrid methods in aeroacoustics-part 2 : On the application of the cfd-caa surface weak coupling methodology to realistic aircraft noise problems. *In AIAA Paper 2012-2191, 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference)*, 2012. [74](#)
- [162] A. REFLOCH, B. COURBET, A. MURRONE, P. VILLEDIEU, C. LAURENT, P. GILBANK, J. TROYES, L. TESSÉ, G. CHAINERAY, J. DARGAUD *et al.* : Cedre software. 2011. [29](#)
- [163] R. W. REGER et L. N. CATTAFESTA : Experimental study of the rudimentary landing gear acoustics. *AIAA Journal*, 53(6):1715–1720, 2015. [12](#), [15](#)
- [164] M. REMILLIEUX, H. CAMARGO, P. RAVETTA, R. BURDISO et W. NG : Noise reduction of a model-scale landing gear measured in the virginia tech aeroacoustic wind tunnel. *In 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2818, 2008. [10](#)
- [165] A. F. RIBEIRO, D. CASALINO, E. FARES et S. E. NOELTING : Cfd/caa analysis of the lagoon landing gear configuration. *In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2256, 2013. [21](#)
- [166] H. S. RIBNER : Aerodynamic sound from fluid dilations; a theory of the sound from jets and other flows. *Rap. tech.*, University of Toronto, 1962. [41](#)
- [167] N. RICKS, L. SIOZOS-ROUSOULIS, Z. HUANG, F. CONTINO et G. GHORBANIASL : A correction technique for spurious signals from the permeable fflowcs williams-hawkings equation. *In 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3779, 2018. [88](#)
- [168] J. ROSSITER : Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. *Rap. tech.*, Ministry of Aviation ; Royal Aircraft Establishment ; RAE Farnborough, 1964. [20](#), [123](#)
- [169] T. ROUGIER, Q. BOUVY, D. CASALINO, J. APPELBAUM et C. KLEINCLAUS : Design of quieter landing gears through lattice-boltzmann cfd simulations. *In 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3259, 2015. [16](#)
- [170] P. SAGAUT : Notes de cours - turbulence : une introduction, September 2013. [27](#)
- [171] L. SANDERS, D. LUQUET, N. LUPOGLAZOFF, F. VUILLOT et E. MANOHA : Further flow and noise predictions of the gulfstream pdcc nose landing gear on the cedre unstructured solver. *In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2258, 2013. [16](#)
- [172] L. SANDERS, E. MANOHA, S. BEN KHELIL et C. FRANCOIS : Lagoon : Cfd/caa coupling for landing gear noise and comparison with experimental database. *In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2822, 2011. [15](#)
- [173] H. SCHLICHTING et K. GERSTEN : *Boundary-layer theory*. Springer, 2016. [69](#)
- [174] C. SCHRAM : A boundary element extension of curle’s analogy for non-compact geometries at low-mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 322(1-2):264–281, 2009. [37](#)
- [175] R. SEN, B. HARDY, K. YAMAMOTO, Y. GUO et G. MILLER : Airframe noise sub-component definition and model. 2004. [9](#)
- [176] A. SENGISSEN, J.-C. GIRET, C. COREIXAS et J.-F. BOUSSUGE : Simulations of lagoon landing-gear noise using lattice boltzmann solver. *In 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2993, 2015. [16](#)
- [177] C. SEROR, P. SAGAUT et A. BÉLANGER : A numerical aeroacoustic analysis of a detailed landing gear. *In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2884, 2004. [15](#)
- [178] M. L. SHUR, P. R. SPALART et M. K. STRELETS : Noise prediction for increasingly complex jets. part i : Methods and tests. *International journal of aeroacoustics*, 4(3):213–245, 2005. [38](#)
- [179] J. SMAGORINSKY : General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3):99–164, 1963. [28](#)

- [180] M. SMITH, J. CARRILHO, N. MOLIN, J.-F. PIET et L. CHOW : Modelling of landing gear noise with installation effects. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3472, 2007. ix, 6
- [181] M. SMITH et L. CHOW : Prediction method for aerodynamic noise from aircraft landing gear. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2228, 1998. xviii, 5
- [182] M. SMITH et L. CHOW : Validation of a prediction model for aerodynamic noise from aircraft landing gears. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference & Exhibit*, p. 2581, 2002. 6
- [183] M. SMITH, B. FENECH, L. CHOW, N. MOLIN, W. DOBRZYNSKI et C. SEROR : Control of noise sources on aircraft landing gear bogies. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2626, 2006. 10
- [184] F. J. SOULIEZ, L. N. LONG, P. J. MORRIS et A. SHARMA : Landing gear aerodynamic noise prediction using unstructured grids. *International Journal of Aeroacoustics*, 1(2):115–135, 2002. 14, 15, 75
- [185] S. SPAGNOLO : *Unsteady aerodynamic loads on aircraft landing gear*. Thèse de doctorat, University of Southampton, 2016. xix, 20, 21, 64, 65
- [186] P. SPALART : Comments on the feasibility of les for wings, and on hybrid rans/les approach, advances in dns/les. In *Proceedings of 1st AFOSR International Conference on DNS/LES, 1997*, 1997. 14
- [187] P. SPALART : On the identification of solid sound sources via the flowcs-williams-hawkings integral. In *Fifth International Workshop "Computational Experiment in AeroAcoustics" CEAA 2018, Svetlogorsk, Russia*, 2018. 16
- [188] P. SPALART et K. MEJIA : Analysis of experimental and numerical studies of the rudimentary landing gear. In *49th AIAA Aerospace Sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition*, p. 355, 2011. 12, 15
- [189] P. SPALART, M. SHUR, M. STRELETS, A. TRAVIN et K. BELYAEV : On the identification of solid sound sources via the fwh integral. 88
- [190] P. R. SPALART : On the precise implications of acoustic analogies for aerodynamic noise at low mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 332(11):2808–2815, 2013. xviii, 9, 74
- [191] P. R. SPALART, S. DECK, M. L. SHUR, K. D. SQUIRES, M. K. STRELETS et A. TRAVIN : A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoretical and computational fluid dynamics*, 20(3):181, 2006. 28
- [192] P. R. SPALART, M. L. SHUR, M. K. STRELETS et A. K. TRAVIN : Towards noise prediction for rudimentary landing gear. *Procedia Engineering*, 6:283–292, 2010. 12
- [193] P. R. SPALART, M. L. SHUR, M. K. STRELETS et A. K. TRAVIN : Initial noise predictions for rudimentary landing gear. *Journal of Sound and Vibration*, 330(17):4180–4195, 2011. ix, 15, 75
- [194] Stanford University, Department of Statistics. *WaveLab850 Documentation*. 105
- [195] R. STOKER, Y. GUO, C. STREETT et N. BURNSIDE : Airframe noise source locations of a 777 aircraft in flight and comparisons with past model-scale tests. In *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, p. 3232, 2003. 9
- [196] C. K. TAM et P. J. BLOCK : On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 89(2):373–399, 1978. 123
- [197] M. TERRACOL et E. MANOHA : Development of a wire mesh screen model for unsteady simulation of noise reduction devices, with application to the tandem cylinder configuration. In *2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3473, 2018. 16
- [198] C. TORRENCE et G. P. COMPO : A practical guide to wavelet analysis, 1998. 45
- [199] M. VAN DYKE et M. VAN DYKE : An album of fluid motion. 1982. 27
- [200] V. VATSA, D. LOCKARD et M. KHORRAMI : Application of fun3d solver for aeroacoustic simulation of a nose landing gear configuration. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2820, 2011. 16
- [201] V. VATSA, D. LOCKARD, M. KHORRAMI et J.-R. CARLSON : Aeroacoustic simulation of a nose landing gear in an open jet facility using fun3d. In *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2280, 2012. 16
- [202] V. N. VATSA, M. R. KHORRAMI, M. A. PARK et D. P. LOCKARD : Aeroacoustic simulation of nose landing gear on adaptive unstructured grids with fun3d. In *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2071, 2013. 16

- [203] V. N. VATSA, M. R. KHORRAMI, J. RHOADS et D. P. LOCKARD : Aeroacoustic simulations of a nose landing gear using fun3d on pointwise unstructured grids. *In 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3255, 2015. [16](#)
- [204] L. VENKATAKRISHNAN, N. KARTHIKEYAN et K. MEJIA : Experimental studies on a rudimentary four-wheel landing gear. *AIAA journal*, 50(11):2435–2447, 2012. [11](#), [12](#)
- [205] F. VUILLOT, F. HOUSSEN, E. MANOHA, S. REDONNET et J. JACOB : Applications of the cedre unstructured flow solver to landing gear unsteady flow and noise predictions. *In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference), Portland, Oregon, United States*, p. 5–8, 2011. [16](#)
- [206] F. VUILLOT, N. LUPOGLAZOFF, D. LUQUET, L. SANDERS, E. MANOHA et S. REDONNET : Hybrid caa solutions for nose landing gear noise. *In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2012. [16](#)
- [207] M. WANG, D. ANGLAND et A. SCOTTO : Interaction noise from tandem landing gear wheels with hub and rim cavities. *In 23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3014, 2017. [21](#), [64](#), [65](#)
- [208] M. WANG, D. ANGLAND et X. ZHANG : The noise generated by a landing gear wheel with hub and rim cavities. *Journal of Sound and Vibration*, 392:127–141, 2017. [xix](#), [18](#), [20](#)
- [209] M. WANG, D. ANGLAND et X. ZHANG : The noise generated by a landing gear wheel with hub and rim cavities. *Journal of Sound and Vibration*, 392:127 – 141, 2017. [122](#)
- [210] M. WANG, D. ANGLAND, X. ZHANG et R. J. FATTAH : High-order numerical simulations of an isolated landing gear wheel with a hub cavity. *In 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2902, 2016. [18](#), [20](#), [80](#), [83](#), [96](#)
- [211] P. WELCH : The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*, 15(2):70–73, 1967. [43](#)
- [212] J. E. F. WILLIAMS et J. M. LIGHTHILL : *Aerodynamic Generation of Sound*. Encyclopaedia Britannica Educational Corporation, 1968. [41](#)
- [213] J. F. WILLIAMS : Hydrodynamic noise. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1(1):197–222, 1969. [41](#)
- [214] S. WINDIATE : *An experimental and numerical study of bluff body*. Thèse de doctorat, University of Southampton, 2014. [ix](#), [xix](#), [16](#), [17](#)
- [215] W. R. WOLF, A. V. CAVALIERI, B. BACKES, E. MORSCH-FLHO et J. L. AZEVEDO : Sound and sources of sound in a model problem with wake interaction. *AIAA Journal*, 53(9):2588–2606, 2015. [75](#)
- [216] K. J. YAMAMOTO, M. J. DONELSON, S. C. HUANG et M. C. JOSHI : Airframe noise prediction evaluation. 1995. [5](#)
- [217] H. C. YEE, N. D. SANDHAM et M. J. DJOMEHRI : Low-dissipative high-order shock-capturing methods using characteristic-based filters. *Journal of computational physics*, 150(1):199–238, 1999. [x](#), [57](#), [58](#)
- [218] C. YU et S. K. LELE : Volume noise sources in turbulent wake interaction problems : True quadrupole noise? *In 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 3042, 2014. [37](#), [75](#), [92](#)
- [219] N. ZAWODNY, F. LIU, T. YARDIBI, L. CATTAFESTA, M. KHORRAMI, D. NEUHART et T. Van de VEN : A comparative study of a 1/4-scale gulfstream g550 aircraft nose gear model. *In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3153, 2009. [ix](#), [13](#)
- [220] N. S. ZAWODNY : *Aeroacoustic characterization of scaled canonical nose landing gear configurations*. Thèse de doctorat, University of Florida, 2013. [ix](#), [xix](#), [12](#), [16](#), [17](#)
- [221] N. S. ZAWODNY, D. DUSSAULT, L. UKEILEY, F. LIU et L. CATTAFESTA : Characterization of noise generation on a canonical nose landing gear sub-system. *In 19th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, AIAA*, vol. 2116, 2013. [17](#)
- [222] M. M. ZDRAVKOVICH, A. J. FLAHERTY, M. G. PAHLE et I. A. SKELHORNE : Some aerodynamic aspects of coin-like cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 360:73–84, 1998. [ix](#), [17](#), [20](#), [55](#), [64](#), [65](#), [66](#), [141](#)
- [223] X. ZHANG, Z. MA, M. SMITH et M. R. SANDERSON : Aerodynamic and acoustic measurements of a single landing gear wheel. *In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2160, 2013. [ix](#), [18](#), [20](#), [65](#), [66](#)
- [224] Q. ZHAO : Sound source localization of flow around circular cylinder by a virtual microphone array technique. *AIP Advances*, 8(5):055130, 2018. [92](#)
- [225] W. E. ZORUMSKI : Aircraft noise prediction program theoretical manual, part 1. 1982. [xv](#), [5](#)

## Méthodes numériques d'identification des sources de bruit aérodynamiques pour les trains d'atterrissage

**Résumé :** Les nuisances sonores occasionnées par le trafic aérien conduisent les acteurs du secteur aéronautique à mener des recherches dans le but de les réduire. Ce travail de thèse porte sur la contribution des trains d'atterrissage, dominante en phase d'approche. Il s'inscrit dans la continuité de travaux antérieurs menés à l'ONERA et qui ont conduit à l'établissement d'une stratégie de simulation numérique précise et efficace permettant de prédire fidèlement l'écoulement autour d'un train d'atterrissage, ainsi que le bruit généré par cet écoulement. Malgré la précision de ces calculs, les mécanismes physiques à l'origine du bruit restent relativement mal identifiés. Cette thèse s'est concentrée sur un sous-composant essentiel du train d'atterrissage – la roue – en étudiant ses sources de bruit dans une configuration isolée. La majeure partie des travaux s'est appuyée sur la simulation numérique de l'écoulement autour d'une roue simplifiée de train. Deux approches complémentaires ont été considérées pour tenter d'identifier les sources de bruit présentes dans cette configuration. La première a adopté le formalisme de l'analogie acoustique. La contribution relative des sources dipolaires et quadripolaires a été évaluée par application de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings et on a montré que les secondes dominent les premières lorsque le produit  $MSt$  est supérieur à l'unité. Une interprétation de ce résultat a été proposée à l'aide d'un algorithme de beamforming appliqué à la pression calculée en champ lointain, permettant d'identifier des sources de bruit dans le sillage de la roue lorsque celle-ci n'est plus compacte acoustiquement. La seconde approche a consisté à rechercher un lien causal entre le champ acoustique et les variables aérodynamiques de l'écoulement. Le champ de pression issu de la simulation numérique nécessitant d'être filtré afin d'en extraire sa partie acoustique, des méthodes de filtrage basées sur la transformée de Fourier spatio-temporelle et sur la transformée en ondelettes ont été mises en œuvre. La méthode reposant sur la transformée de Fourier s'est avérée la plus en accord avec les résultats attendus. Les signaux ainsi filtrés ont été utilisés comme signaux conditionneurs dans un algorithme d'estimation stochastique linéaire afin de reconstruire les structures turbulentes impliquées dans la génération de bruit. Les résultats préliminaires semblent confirmer le rôle dominant joué par la diffraction du bord aval de la cavité dans l'émission sonore. Enfin, une dernière approche a été proposée pour traiter le cas particulier des résonances acoustiques de nature déterministe. Pour cela, la méthode des éléments de frontière a été utilisée avec succès pour résoudre l'équation d'Helmholtz entre les cavités cylindriques face-à-face du train LAGOON, confirmant l'hypothèse de résonance au sein de l'espace annulaire ainsi formé et montrant l'intérêt d'une telle méthode pour s'affranchir des limites inhérentes à la modélisation analytique de ce type de configuration.

**Mots-clés :** AÉROACOUSTIQUE - CFD - ANALOGIE ACOUSTIQUE - ONDELETTES - MÉTHODE DES ÉLÉMENTS DE FRONTIÈRE - TRAIN D'ATTERRISSAGE