



**HAL**  
open science

# Simulations aux grandes échelles des écoulements instationnaires turbulents autour des trains d'atterrissage pour la prédiction du bruit aérodynamique

Jean-Christophe Giret

► **To cite this version:**

Jean-Christophe Giret. Simulations aux grandes échelles des écoulements instationnaires turbulents autour des trains d'atterrissage pour la prédiction du bruit aérodynamique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2014. Français. NNT : 2014INPT0042 . tel-04262102

**HAL Id: tel-04262102**

**<https://theses.hal.science/tel-04262102v1>**

Submitted on 27 Oct 2023

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

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



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

---

Présentée et soutenue par :

M. JEAN-CHRISTOPHE GIRET

le lundi 26 mai 2014

Titre :

SIMULATIONS AUX GRANDES ECHELLES DES ECOULEMENTS  
INSTATIONNAIRES TURBULENTS AUTOUR DES TRAINS  
D'ATERRISSAGE POUR LA PREDICTION DU BRUIT  
AERODYNAMIQUE

---

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

CERFACS

Directeur(s) de Thèse :

M. JEAN-CHRISTOPHE JOUHAUD

M. STÉPHANE MOREAU

Rapporteurs :

M. CHRISTOPHE BAILLY, ECOLE CENTRALE DE LYON

M. PIERRE SAGAUT, UNIVERSITE PARIS 6

Membre(s) du jury :

M. MICHEL ROGER, ECOLE CENTRALE DE LYON, Président

M. ALOÏS SENGISSEN, AIRBUS FRANCE, Membre

M. ERIC MANOHA, ONERA, Membre

M. JEAN-CHRISTOPHE JOUHAUD, CERFACS, Membre

M. STÉPHANE MOREAU, UNIVERSITE DE SHERBROOKE QUEBEC, Membre



## Résumé

L'augmentation globale du trafic aérien mondial est susceptible de fortement augmenter les nuisances sonores induites autour des aéroports. De fait, des initiatives à diverses échelles sont prises afin de réduire le bruit des aéronefs. Le "bruit de cellule" de l'avion (*airframe noise*) est un contributeur majeur du bruit total en phase d'approche, dont environ un tiers est émis par le train d'atterrissage.

La simulation aux grandes échelles (LES) des équations de Navier-Stokes compressibles a été identifiée comme une candidate pour la prédiction du bruit de train d'atterrissage. Elle permet de résoudre l'écoulement intrinsèquement instationnaire autour du train, et de capturer les différentes échelles des structures turbulentes mise en jeu dans le sillage. En outre, une approche non-structurée est retenue afin de traiter des géométries réalistes et complexes de trains d'atterrissage. Répondant à ces critères, le logiciel AVBP est choisi pour de telles simulations. Une analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings est ensuite utilisée pour propager les sources acoustiques en champ lointain.

La détermination des paramètres de simulation optimaux ainsi qu'une validation du code sont effectuées sur le cas académique du "barreau-profil" réalisé à l'Ecole Centrale de Lyon. Un bon accord des résultats aérodynamiques et acoustiques est observé avec la base de donnée expérimentale ainsi qu'avec d'autres résultats numériques. Une analyse des sources acoustiques a également été mise en oeuvre, mettant en évidence une contribution significative du cylindre aux angles rasants ainsi que des phénomènes interférentiels entre les émissions du cylindre et du profil, constructifs ou destructifs selon l'angle d'observation.

Le code AVBP est ensuite utilisé pour la simulation des écoulements autour des trois trains simplifiés de la base de donnée LAGOON, supportée par Airbus. Un bon accord est globalement obtenu pour les résultats aérodynamiques et acoustiques pour les trois géométries de train, et les tendances des résultats expérimentaux lors de la complexification de la géométrie sont retrouvés à l'aide de la LES. Une étude des sources acoustique est ensuite réalisée. Les contributions respectives de chaque élément des trains sont identifiées, et une attention particulière est portée sur les tons de cavité. La structure de ces derniers est clairement mise en évidence à l'aide d'un solveur des équations d'Helmholtz (AVSP), expliquant également l'absence de tons pour les micros en survol. Les effets de l'ajout d'éléments supplémentaires pour les deux dernières configurations de train sont également étudiés, et il est montré en particulier qu'un bruit d'interaction, similaire à celui observé dans le cas "barreau-profil", entre le sillage de la barre de traction et l'essieu du train explique la prédominance d'un ton supplémentaire dans les spectres en champ lointain sur les tons de cavité.

**Mots clés:** Dynamique des fluides, Aéroacoustique, Simulation numérique, Simulation aux grandes échelles, Turbulence, Train d'atterrissage

## Abstract

Global air traffic growth is most likely to increase the community noise around airports. Consequently, several initiatives have been taken to reduce aircraft noise. Airframe noise has been identified as a major contributor to aircraft noise at approach, and one third is emitted by the landing gear.

Compressible Large Eddy Simulation (LES) is a promising candidate for landing gear noise prediction. It is able to solve the unsteady flow around the landing gear, and also to capture the broad range of turbulent structures in the wake. Unstructured meshing approach has been selected to handle industrial-like and complex landing gear geometries. The AVBP software fulfills these criteria, and thus has been chosen to conduct the simulations. A Ffowcs-Williams and Hawkings analogy is also used to propagate the noise sources to the far-field.

The best practices determination and the code validation are carried out on the academic "rod-airfoil" configuration, which has been experimentally studied at Ecole Centrale de Lyon. A good agreement is observed between the numerical aerodynamic and acoustic results and the experimental database, as well with the other numerical simulations from the literature. A noise source analysis is also carried out, showing a significant contribution of the rod at grazing angles, as well as interferences between the rod and airfoil contributions, either being constructive or destructive depending on the observation angle.

Then, the AVBP code is used to simulate unsteady flows around the three landing gear configurations of the LAGOON database, supported by Airbus. A good agreement is found for the aerodynamic and acoustic results for the three geometries, and experimental results tendencies are retrieved with LES while increasing the landing gear complexity. A noise source analysis leads to the identification of the noise source contributions of each landing gear element. A special attention is also paid on the cavity modes. Their structure, exhibited with a Helmholtz equation solver (AVSP), explains the absence of tone in the flyover direction. For the second and third geometries, it is also shown that interactions between the tow bar wake and the axle, similarly to the ones observed in the rod-airfoil benchmark, lead to an additional tone in the far-field spectra, which prevails on the initial cavity modes.

**Keywords:** Fluid mechanics, Aeroacoustics, Numerical simulation, Large-eddy simulation, Turbulence, Landing gear

## Remerciements

Voilà un peu plus de trois ans de thèse qui s'achèvent, et bien que ce travail soit personnel, son aboutissement n'est rarement possible sans l'aide et le soutien de tierces personnes, aux implications diverses et variées.

Je tiens en premier lieu à remercier les membres du jury pour avoir évalué mon travail de thèse, et en particulier les professeurs C. Bailly et P. Sagaut pour avoir rapporté ce (long!) manuscrit. Je suis également gré à E. Manoha et M. Roger d'avoir accepté d'examiner mon travail. Très simplement, ce fut un plaisir de défendre mon travail devant ce jury, alliant expertises dans les sciences expérimentales et numériques.

Je tiens également à remercier mes encadrants de thèse. Je remercie en premier lieu Jean-Christophe Jouhaud pour avoir encadré cette thèse au CERFACS. Mes plus sincères remerciements vont au professeur Stéphane Moreau. Malgré la distance, tu es resté très attentif à mon travail, m'encourageant sans cesse à creuser mes résultats et à les analyser le plus finement possible. Un grand merci de m'avoir pris dans tes valises à Stanford pour le CTR. Certes, ce fut un séjour éprouvant, mais cela a également été un tournant dans l'aboutissement de ce travail. Cela a également été l'occasion de me faire une bibliographie bien fournie! Merci enfin pour ton aide inestimable à l'écriture de documents scientifiques (promis, je ne sépare dorénavant plus le verbe du COD!). Enfin, mon extrême gratitude et ma sympathie vont au docteur Alois Sengissen, qui a supporté ce travail de sa genèse (alors que je n'étais pas encore thésard!) à son terme. J'ai été extrêmement touché de l'énergie et de la générosité dont tu as fait preuve tout au long de cette thèse pour permettre l'aboutissement de ce travail, t'engageant personnellement à chaque fois que des problèmes barraient notre passage. Sans ton investissement, je n'aurais tout simplement pas pu aller si loin dans ce travail.

Ce travail de thèse a été effectué en partie à Airbus, au sein du service des méthodes numériques pour l'acoustique (EPA6). Je tiens en premier lieu à remercier Jean-Yves Suratteau pour m'avoir accueilli au sein de son service. Merci pour ta relecture pertinente de mon manuscrit, ton humour (les casques à pointes...), et en général merci pour ta bienveillance lors de ces trois dernières années. Dans ce service, où j'ai été réellement intégré et considéré comme un membre à part entière du service, j'ai eu le plaisir d'interagir avec tous ses membres. Un grand merci à Sébastien le Saint, pour m'avoir sauvé des griffes de Uwe et de la patrouille HPC, à Fabien Vueille, pour le boulot fait sur acous2lsf (et les portes dérobées) et les pauses cafés, à Delphine Lizarazu, pour l'expertise maillage et pour ton rire qui porte presque autant que le mien (tu va repasser n°1...), à Bastien Caruelle, pour la base LAGOON et les produits exotiques à Colorado Springs, à Thomas Node-Langlois pour les folles nuits berlinoises, à Aurelien Mosson pour les soirées à Coté Vins, à Fabien Wlasse pour les vasco endiablés et le support KIM, à Jean-Paul Roméo pour les CAO et l'accent marseillais, et à Fred Saggini, pour avoir gardé notre félin quelques jours pendant que nous étions aux US. Mille pikous à Yann Colin (le traître!) pour sa bienveillance et son sourire inoxydable! Tu nous manques déjà... Un grand merci aux personnes de EPA qui ont suivi et/ou contribué à ma thèse. *Grazie mille* à Irene pour sa relecture de mon premier chapitre! Enfin, merci

à tous les membres du département acoustique à Airbus pour leur accueil et leur générosité. C'est avec tristesse, mais sans amertume, que je vous quitterai en septembre (ou plus tard).

Une bonne partie de ma thèse a également été effectuée au CERFACS. Je remercie Thierry Poinot de m'avoir accueilli dans l'équipe CFD, ainsi que Jean-François Boussuge de m'avoir suivi dans l'équipe AAM. Une grosse pensée va à mes compagnons de fortune (ou d'infortune!), sans lesquels l'aboutissement de cette thèse aurait été impossible: Flore, François, Monseigneur, Benji, Yannis, Bill, Sophie, Mélanie, Raphael, Nacho, Gaëlle, Bastie, Greg, Pinou aka l'épagneul, Fred, Majd, Didi, Thomas, etc. Merci aussi aux seniors de l'équipe AAM (Marcounet, Fredo et Le Vieux Gui) et également à ceux de l'équipe CFD. Un grand merci également à l'équipe admin: Chantal, Michelle, Lydia. Je suis également gré à l'équipe CSG pour les nombreuses assistances informatiques toujours effectuées dans le sourire et avec efficacité!

Merci également aux "caribous" de Sherbrooke (Marlène et Arnaud) qui m'ont bien aidé au début de ma thèse, que ce soit pour avoir codé les sorties surfaciques dans AVBP ou pour le solveur FW-H.

Merci à tous mes amis qui ont su me remonter le moral ou qui ont simplement partager une pression ou un canon avec moi! Dans le désordre, merci à Math, Souen, Thom, Laura, Xav, Brouchouss', Elise, Anne-So, Gauthier, Seb le Floch, Seb Vacher, Jibé, Pauline, Conrad, Adri, Anna, Jean-Rémy et tout les gens que j'oublie mais qui ont, de pré ou de loin, contribué à ce travail.

J'ai également une tendre pensée pour Charlotte qui m'accompagne et me supporte depuis le début de cette thèse. Tu y es également pour beaucoup dans l'aboutissement de ce travail! Enfin, je remercie ma famille et en particulier mes parents pour le soutien qu'ils m'ont donné lors de mes études, ainsi que la liberté et la confiance dont ils m'ont toujours fait part.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>Remerciements</b>	<b>vi</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xvi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xvi</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>xxi</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>1</b>
1.1 Contexte industriel et enjeux . . . . .	1
1.2 Etat de l’art sur le bruit de train d’atterrissage . . . . .	4
1.3 Objectif de la thèse . . . . .	25
1.4 Organisation du manuscrit . . . . .	27
<b>I Equations et modèles pour les écoulements turbulents compressibles</b>	<b>29</b>
<b>2 Modélisation des écoulements turbulents compressibles</b>	<b>33</b>
2.1 Equations de conservation pour les écoulements gazeux compressibles . . . . .	33
2.2 Principe de la Simulation aux Grandes Echelles (SGE ou LES) . . . . .	35
2.3 Equations LES . . . . .	36
2.4 Modèles de sous-maille . . . . .	38
2.5 Modélisation des frontières de calcul . . . . .	39
<b>3 Approche numérique</b>	<b>47</b>
3.1 Méthode de discrétisation <i>cell-vertex</i> . . . . .	47
3.2 Schémas numériques . . . . .	49
3.3 Modèles de viscosité artificielle . . . . .	51



<b>II</b>	<b>Validation de l’approche LES sur le cas test académique "barreau-profil"</b>	<b>53</b>
<b>4</b>	<b>Overview of the rod-airfoil benchmark</b>	<b>57</b>
4.1	Introduction . . . . .	57
4.2	Experimental configuration . . . . .	58
4.3	Measurements and physical mechanisms . . . . .	59
4.4	Numerical studies review . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Numerical simulations on a rod-airfoil configuration</b>	<b>67</b>
5.1	Methodology and simulations matrix . . . . .	67
5.2	Numerical and geometrical parameters sensitivity . . . . .	74
5.3	Grid convergence study and physical analysis . . . . .	83
<b>6</b>	<b>Noise source analysis on the rod-airfoil configuration</b>	<b>97</b>
6.1	Wall-pressure power spectral densities . . . . .	97
6.2	Cylinder and profile directivity and spectra . . . . .	99
6.3	Phase difference between the rod and the airfoil noise contributions . . . . .	103
<b>III</b>	<b>Application à la prédiction du bruit de trains d’atterrissage</b>	<b>107</b>
<b>7</b>	<b>LAGOON database: description and physical observations</b>	<b>111</b>
7.1	Introduction . . . . .	111
7.2	Mock-ups description . . . . .	111
7.3	Measurement campaigns . . . . .	112
7.4	Description of the database . . . . .	114
7.5	Observations and physical mechanisms . . . . .	119
7.6	Previous numerical studies review . . . . .	122
<b>8</b>	<b>Numerical simulations of the LAGOON #1 geometry</b>	<b>127</b>
8.1	Simulations parameters . . . . .	127
8.2	Grid refinement study . . . . .	131
8.3	Numerical parameters sensitivity . . . . .	149
8.4	Noise sources analysis . . . . .	162
<b>9</b>	<b>Numerical simulations of the LAGOON #2 &amp; #3 geometries (Confidential)</b>	<b>185</b>
	<b>Conclusions and perspectives</b>	<b>187</b>
	<b>Bibliography</b>	<b>191</b>
	<b>Annexes</b>	<b>211</b>
<b>A</b>	<b>Application of LES to pinholes tonal noise de-risking (Confidential)</b>	<b>211</b>

<b>B</b>	<b>OPENAIR landing gear (confidential)</b>	<b>213</b>
<b>C</b>	<b>Méthodes intégrales de propagation acoustique en champ lointain</b>	<b>215</b>
	C.1 Introduction . . . . .	215
	C.2 Analogie de Lighthill . . . . .	216
	C.3 Prise en compte de surfaces solides . . . . .	221
	C.4 Processus de calcul . . . . .	225
<b>D</b>	<b>Méthodes d'analyse et de localisation des sources acoustiques</b>	<b>227</b>
	D.1 Outils de traitement du signal . . . . .	228
	D.2 Identification et suivi de structures cohérentes . . . . .	234
	D.3 Décomposition en modes dynamiques (DMD) . . . . .	236
	D.4 Résolution des équations d'Helmholtz: AVSP . . . . .	239
	D.5 Spectres et directivités acoustiques par éléments géométriques . . . . .	240
	D.6 Méthodes d'antennerie acoustique . . . . .	242
<b>E</b>	<b>Aircraft acoustic certification</b>	<b>247</b>
	E.1 Units definitions . . . . .	247
	E.2 Aircraft certification . . . . .	251
<b>F</b>	<b>Kato's corrections</b>	<b>255</b>
<b>G</b>	<b>Rapport CTR 2012</b>	<b>257</b>

# Liste des figures

1.1	Données issues de l'étude de marché 2013-2033 d'Airbus [4]. . . . .	2
1.2	Cartographie sonore du bruit aérien au dessus de la métropole de Toulouse, d'après Toulouse-Métropole [194]. . . . .	2
1.3	Position typique des sources de bruit au décollage et à l'atterrissage pour un avion Airbus. . . . .	3
1.4	Répartition typique des sources de bruit d'un avion long courrier de la famille Airbus au décollage et en configuration d'approche . . . . .	3
1.5	Vue schématique d'un train d'atterrissage principal, d'après la <i>Federal Aviation Administration</i> [59]. . . . .	5
1.6	Optimisation acoustique d'un train principal réalisé dans le cadre du projet européen RAIN, d'après Dobrzynski [49]. . . . .	10
1.7	Optimisation acoustique des trains avant et principaux réalisé dans le cadre du projet européen SILENCER, d'après Dobrzynski [53]. . . . .	11
1.8	Optimisation acoustique du train principal réalisé dans le cadre du projet européen TIMPAN, d'après Dobrzynski [54]. . . . .	11
1.9	Traitement acoustique à l'aide de membranes élastiques, d'après Ravetta [141].	12
1.10	Vue du Rudimentary Landing-Gear, d'après Lazos [105]. . . . .	13
1.11	Train Gulfstream, d'après Neuhart [126]. . . . .	13
1.12	Configurations LAGOON, d'après Manoha [120]. . . . .	14
1.13	Train LEG (JAXA), d'après Yokokawa [209]. . . . .	15
1.14	Train de Learjet-60, d'après Fortin [66]. . . . .	16
1.15	Description détaillé de la CAO et représentation simplifiée en maillage, d'après Lopes [116]. . . . .	19
1.16	Optimisation d'un carénage à l'aide d'une solution moyenne issu d'une simulation numérique RANS, d'après Dobrzynski [53]. . . . .	20
1.17	Simulation numérique ZDES du train LAGOON #1, d'après Sanders [154]. . .	22
1.18	Résultats acoustiques en champ lointain issus d'une ZDES sur le train LAGOON #1, d'après Sanders [154]. . . . .	22
1.19	Maillage octree pour le code LBM Powerflow d'EXA, d'après Li [109]. . . . .	23
2.1	Spectre typique d'une Turbulence Homogène et Isotrope et approche LES. . . .	36
2.2	Décomposition en ondes aux frontières du domaine de calcul pour un écoulement subsonique. . . . .	40

2.3	Schéma d'une couche limite turbulente sur plaque plane utilisé pour l'évaluation du coût d'une LES, d'après Bocquet [14]. . . . .	42
2.4	A gauche : discrétisation d'un profil de vitesse par un maillage d'une LES classique et par un maillage LES avec loi de paroi. A droite : représentation schématique des structures turbulentes sur ces deux types de maillage. D'après Bocquet [14]. . . . .	44
3.1	Stockage des variables conservatives dans la méthode <i>cell-vertex</i> . . . . .	48
4.1	Experimental set-up of the rod-airfoil experiment, from Jacob <i>et al.</i> [92]. . . . .	58
4.2	Spanwise coherence $\gamma^2$ on the rod pressure field at the shedding frequency against the non dimensional distance separation between two points, from Jacob <i>et al.</i> [92]. . . . .	60
4.3	Vorticity snapshot at the leading-edge, from Jacob <i>et al.</i> [92]. . . . .	60
4.4	Rod-only and rod-airfoil spectra at $90^\circ$ , from Jacob <i>et al.</i> [92]. . . . .	61
4.5	Coherence between the airfoil and the far-field acoustic pressure fluctuations, from Jacob <i>et al.</i> [92]. . . . .	62
5.1	Sketch of the computational domain and location of FW-H porous and solid surfaces. . . . .	68
5.2	Set-up of the rod-airfoil experiment and location of measurements of interest. . . . .	69
5.3	Rod-airfoil meshes. . . . .	71
5.3	Rod-airfoil meshes (continued). . . . .	72
5.4	Mean $y^+$ distribution of the first fluid node around the rod and the airfoil. . . . .	72
5.5	Influence of the numerical scheme on aerodynamic quantities. . . . .	75
5.6	Influence of the numerical scheme on far-field acoustic quantities. . . . .	76
5.7	Influence of the near-wall mesh topology on aerodynamic quantities. . . . .	78
5.8	Influence of the near-wall mesh topology on far-field acoustic quantities. . . . .	79
5.9	Influence of the spanwise length on the far-field acoustic quantities. . . . .	80
5.10	Influence of the mock-up experimental misalignment on aerodynamic quantities. . . . .	81
5.11	Influence of the mock-up experimental misalignment on far-field acoustic quantities. . . . .	81
5.12	Coarse mesh snapshot of the dilatation field (in grayscale) in central plane and isovalue of the Q-criterion field ( $Q = 10^8 \text{ s}^{-1}$ ). . . . .	85
5.13	Dynamic Mode Decomposition dominant mode at $St = 0.19$ . . . . .	86
5.14	Comparison of the mean-skin friction coefficient $\langle C_f \rangle$ on the rod for the coarse, medium and fine meshes with Boudet's LES and Achenbach's experimental results. . . . .	86
5.15	Comparison of the mean and rms pressure coefficients of the coarse, medium and fine meshes with the LES of Boudet and Szepessy and Bearman's experimental results. . . . .	88
5.16	Comparison of the mean and rms pressure coefficients on the airfoil of the coarse, medium and fine meshes with Boudet's LES. . . . .	89

5.17	Spanwise pressure correlation $R_{pp}$ along the cylinder span. . . . .	89
5.18	Evolution of the mean and rms streamwise velocities along the $x$ -axis. . . . .	90
5.19	Comparison of mean velocity and turbulent intensities with experiment at the slice [A]. . . . .	91
5.20	Velocity spectra at P ( $x = -8.7d$ and $y = -0.5d$ ) compared with experimental results. . . . .	92
5.21	Streamwise velocity space-time correlation map on the line [L] ( $y = +0.5d$ ) for the fine mesh. . . . .	93
5.22	Porous and Solid FW-H PSD of the acoustic far-field pressure for the three meshes compared with experiment at 1.85 m. . . . .	94
5.23	Comparison of the fine mesh acoustic far-field with experimental measurements and other numerical results at $90^\circ$ and 1.85 m. . . . .	95
5.24	OASPL for the three meshes compared with experiment. . . . .	96
6.1	Maps of the span-averaged PSD of the wall-pressure fluctuations on the rod and on the airfoil for the fine mesh case. . . . .	98
6.2	Solid FW-H PSD of the far-field acoustic pressure on the fine mesh of the separated elements. . . . .	100
6.3	Directivities of the rod, the airfoil and the rod-airfoil configurations using the solid FW-H surfaces. . . . .	102
6.4	Notation used for the phase difference model. . . . .	103
6.5	Cosinus of the phase difference between the pressure fluctuations at $St = 0.19$ of the acoustic pressures emitted by the rod and the airfoil. . . . .	104
7.1	LAGOON mock-ups, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	112
7.2	LAGOON main dimensions, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	113
7.3	F2 Coordinate system. . . . .	113
7.4	Wind tunnels used in the LAGOON measurement campaigns, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	114
7.5	Pressure taps and Kulites on the wheels, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	115
7.6	Pressure taps and Kulites on the leg and axle, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	116
7.7	PIV planes positions, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	117
7.8	LDV 2D measurements postions, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	117
7.9	Wind tunnels used in the LAGOON measurement campaigns, from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	119
7.10	PIV planes for the LAGOON #1 geometry at $Ma = 0.23$ , from Manoha <i>et al.</i> [120]. . . . .	120
7.11	Kulites 1 to 9 wall-pressure PSD for the LAGOON #1 geometry at $Ma = 0.23$ . . . . .	120
7.12	Kulite 15 wall-pressure PSD for increasing Mach number for the LAGOON #1 geometry. . . . .	121
7.13	Acoustic pressure PSD at $90^\circ$ on the flyover and sideline arcs for the LAGOON #1 geometry with $Ma = 0.23$ . . . . .	122

7.14	Flyover and sideline microphone arcs directivities for the LAGOON #1 geometry with $M_a = 0.23$ . . . . .	122
7.15	Comparison of the farfield acoustic pressure PSD for the LAGOON #1 geometry at $M_a = 0.23$ . . . . .	123
7.16	Comparison of the farfield acoustic directivities for the LAGOON #1 geometry at $M_a = 0.23$ . . . . .	123
8.1	Schematic view of the computational domain. . . . .	129
8.2	View of the LAGOON1_VERYFINE computational mesh. . . . .	129
8.3	LAGOON1_VERYFINE $y^+$ distribution. . . . .	130
8.4	Iso-value of the Q-criterion ( $Q = 1000 s^{-1}$ ) with the dilatation field (in grayscale). . . . .	131
8.5	Wall-pressure coefficient distribution on the left wheel. . . . .	132
8.6	Mean streamwise velocity (m/s) on the plane $z = 0$ . The black dashed lines respectively denote from the top to the bottom the cutting lines at $x = 160$ mm, at $x = 180$ mm and at $x = 220$ mm. . . . .	133
8.7	Comparison of the mean streamwise velocity profiles on the plane $z = 0$ at several cutting lines. Experiment (black circle), LAGOON1_COARSE_NS case (yellow solid line), LAGOON1_MEDIUM_NS case (blue solid line), LAGOON1_FINE_NS case (red solid line), LAGOON1_VERYFINE_NS case (green solid line). . . . .	134
8.8	Root-mean-squared streamwise velocity profiles on the plane $z = 0$ at several abscissa. Experiment (black circle), LAGOON1_COARSE_NS case (yellow solid line), LAGOON1_MEDIUM_NS case (blue solid line), LAGOON1_FINE_NS case (red solid line), LAGOON1_VERYFINE_NS case (green solid line). . . . .	135
8.9	Mean streamwise velocity cut on the plane $z = -0.104$ m. The black dashed line denotes the profile at $x = 128$ mm. . . . .	136
8.10	Comparison of mean and root-mean-squared streamwise velocity profiles on the plane $z = -0.104$ m at $x = 128$ mm. Experiment (black circle), LAGOON1_COARSE_NS case (yellow solid line), LAGOON1_MEDIUM_NS case (blue solid line), LAGOON1_FINE_NS case (red solid line), LAGOON1_VERYFINE_NS case (green solid line). . . . .	137
8.11	Velocity spectra at the point P1. . . . .	138
8.12	Wall-pressure spectra on the right wheel. . . . .	139
8.12	Wall-pressure PSD on the right wheel (continued). . . . .	140
8.13	Wall-pressure PSD on the inboard side of the tire. . . . .	141
8.14	Wall-pressure spectra on the leg and axle. . . . .	142
8.15	Disposition of the two arcs of 12 far-field microphones in the flyover and sideline directions. . . . .	144
8.16	Far-field acoustic pressure spectra on the flyover arc. . . . .	145
8.17	Far-field acoustic pressure spectra on the sideline arc. . . . .	146
8.18	OASPL for the flyover microphones. . . . .	147
8.19	OASPL for the sideline microphones. . . . .	148

8.20	Comparison of the mean streamwise velocity on the plane $z = 0$ m with and without wall-modeling. The black dashed lines denote the cutting lines at $x = 160, 180$ and $220$ mm respectively. . . . .	149
8.21	Wall-pressure spectra on the right wheel with wall-modeling. . . . .	150
8.22	Far-field acoustic pressure PSD with wall-modeling. . . . .	150
8.23	Identification of the 200 Hz tone in the wall-modeled simulation. . . . .	151
8.24	Wall-pressure coefficient distribution on the left wheel. . . . .	153
8.25	Influence of the 4th order viscosity coefficient on the flow. Mean streamwise velocity (m/s) in the plane $z = 0$ . . . . .	154
8.26	Influence of the fourth order artificial viscosity on the wall pressure fluctuations rms (Pa). . . . .	155
8.27	Wall-pressure PSD in the inboard side of the tyre kulites K13, K14 and K15. . . . .	156
8.28	Influence of the fourth order viscosity on the OASPL. . . . .	157
8.29	Computational domain of the reduced landing gear. . . . .	158
8.30	$y^+$ distributions of the half landing gear meshes. . . . .	159
8.31	Influence of the wall mesh refinement on the flow. Mean streamwise velocity (m/s) in the plane $z = 0$ . . . . .	160
8.32	Influence of the wall mesh refinement on the flow. Wall-pressure rms on the landing gear walls (Pa). . . . .	161
8.33	Wall-pressure third octave band map ranging from 445 Hz to 891 Hz for LAGOON1_VERYFINE_NS. . . . .	164
8.34	Wall-pressure third octave band map ranging from 891 Hz to 1782 Hz for LAGOON1_VERYFINE_NS. . . . .	165
8.35	Wall-pressure third octave band map ranging from 1782 Hz to 3564 Hz for LAGOON1_VERYFINE_NS. . . . .	166
8.36	Wall-pressure third octave band map ranging from 3564 Hz to 5657 Hz for LAGOON1_VERYFINE_NS. . . . .	167
8.37	Phase difference between K13 and its opposite probe. . . . .	168
8.38	LAGOON1_VERYFINE_NS K13 wall pressure filtering. . . . .	169
8.39	Experimental K13 wall pressure filtering. . . . .	170
8.40	K13 and opposite probe filtered wall pressure envelopes. . . . .	170
8.41	DMD 1 kHz mode phase (degree). . . . .	171
8.42	DMD 1.5 kHz mode phase (degree). . . . .	172
8.43	AVSP domain and mesh. Wall boundary is in red, and the outlet boundary is in blue. . . . .	173
8.44	Mode 2 modulus and phase on the wheels rims. . . . .	174
8.45	Mode 2 modulus and phase on the plane $z = 0$ . . . . .	175
8.46	Mode 5 modulus and phase on the wheels rims. . . . .	176
8.47	Mode 5 structure on the plane $x = 0$ . . . . .	176
8.48	Mode 6 structure on the wheels cavity rims. . . . .	177
8.49	Mode 6 structure on the plane $z = 0$ . . . . .	177
8.50	Beat between 5 and 6 - K13 and opposite probe. . . . .	178
8.51	LAGOON #1 FW-H solid surfaces. . . . .	179

8.52	Solid FW-H elements far-field acoustic pressure PSD in the flyover arc. . . . .	180
8.53	Solid FW-H elements far-field acoustic pressure PSD in the sideline arc. . . . .	182
8.54	Solid FW-H elements OASPL in the flyover arc. . . . .	183
8.55	Solid FW-H elements OASPL in the sideline arc. . . . .	183
C.1	Points sources et observateurs. . . . .	220
C.2	Convention utilisées, d'après Gloerfelt [81]. . . . .	221
D.1	Diagrame de Bode pour un filtre de Butterworth du premier ordre. . . . .	230
D.2	Filtrage par bande de fréquence appliqué au cas des cylindres en tandem, d'après Brès [22]. . . . .	233
D.3	Exemple de détection de structures cohérentes dans une couche de mélange entre de l'azote et de l'hélium, d'après Roshko [150]. . . . .	235
D.4	Schéma de la méthode DMD, d'après Schmid [160]. . . . .	236
D.5	Exemple d'application de la DMD sur un jet débouchant, d'après Schmid [161].	238
D.6	Domaine de calcul AVSP pour le banc d'essai CREATE, d'après Crevel [41]. .	239
D.7	Mode acoustique calculé par AVSP à 95,8 Hz, d'après Crevel [41]. . . . .	240
D.8	Décomposition du train LAGOON #1 en sous-éléments, d'après Liu [112]. . . .	241
D.9	Calcul de la directivité de sous-éléments géométriques, d'après Liu [112]. . . .	242
D.10	Principe du <i>delay and sum</i> , d'après Oerlemans [130]. . . . .	243
E.1	Decibel range chart. . . . .	248
E.2	A-weighting. . . . .	248
E.3	Noys scale. . . . .	249
E.4	Duration correction factor calculation. . . . .	250
E.5	Certification procedure and measurement points. . . . .	252
E.6	ICAO chapter 3 acoustic certification requirements. . . . .	254



# Liste des tableaux

2.1	Nombre de cellules pour la LES d'une couche limite. L'expression simplifiée de $N$ pour $Re_{L_x} \gg 10^6$ est donnée entre parenthèses. . . . .	42
2.2	Exemples de modèles de paroi analytiques avec leur validité en fonction du gradient de pression longitudinal. . . . .	45
2.3	Les différentes formulations des équations TBL et la notation associée. . . . .	46
4.1	Previous numerical work on the rod-airfoil configuration. . . . .	65
5.1	Summary of rod-airfoil meshes. . . . .	69
5.2	Summary of the simulated cases and simulation parameters. . . . .	74
5.3	Global flow dynamic quantities (cylinder only) for the present LES cases compared to the experimental results and other numerical studies. $St$ is the Strouhal number associated to the shedding frequency, $L_r/d$ is the length of the recirculation zone with respect to the diameter of the rod, $\langle C_D \rangle$ is the drag coefficient, $C'_D$ is the root-mean-squared fluctuating drag coefficient, $\langle C_L \rangle$ is the mean lift coefficient on the upper rod semicircle, $C'_L$ is the root-mean-squared fluctuating lift coefficient and $\Phi_s$ is the boundary layer separation angle location. . . . .	84
7.1	Upstream infinite conditions for the measurement campaigns . . . . .	115
8.1	Summary of the LAGOON #1 meshes properties. . . . .	128
8.2	Summary of the LAGOON #1 simulations numerical parameters. . . . .	130
8.3	Summary of the reduced landing gear meshes properties. . . . .	158
8.4	Third octave bands used for wall pressure fluctuations maps. . . . .	163
8.5	Eigen frequencies of the Helmholtz solver modes. . . . .	173
E.1	ICAO acoustic certification applicability . . . . .	253
E.2	Requirement evolution for large subsonic aircraft. . . . .	253

### Acronymes

ACARE	<i>Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe</i>
CAD	<i>Computer-Aided Design</i>
CERFACS	Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique
dB	Decibel
dBA	Decibel (A)
DDES	<i>Delayed Detached Eddy Simulation</i>
DES	<i>Detached Eddy Simulation</i>
DLR	<i>Deutsche Forschungsanstalt für Luft-Und Raumfahrt</i>
ECL	Ecole Centrale de Lyon
EPNL	<i>Effective Perceived Noise Levels</i>
IFP	Institut Français du Pétrole
JAXA	<i>Japanese Aerospace Exploration Agency</i>
LAGOON	<i>Landing Gear NOise database for CAA validatiON</i>
LBM	<i>Lattice Boltzmann Method</i>
LDV	<i>Laser Doppler Velocimetry</i>

LES	<i>Large-Eddy Simulation</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NRC	<i>National Research Council</i>
OACI	Organisation Mondiale de l'Aviation Civile
OASPL	<i>OverAll Sound Pressure Levels</i>
ONERA	Office national d'études et de recherches aérospatiales
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
QTD	<i>Quiet Demonstrator Technology</i>
RAIN	<i>Reduction of Airframe and Installation Noise</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier Stokes</i>
RLG	<i>Rudimentary Landing-Gear</i>
RTRI	<i>Railway Technical Research Institute</i>

## **Exposants**

'	Relatif à une fluctuation
+	Unité de paroi

## **Lettres grecques**

$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker	
$\gamma$	Exposant polytropique du gaz	
$\lambda_{fluide}$	Conductivité thermique du fluide	[W/m/K]
$\mu$	Viscosité dynamique	[Pa/s]
$\mu_t$	Viscosité de sous-maille	[Pa/s]
$\nu$	Viscosité cinématique	[m <sup>2</sup> /s]
$\omega$	Pulsation	[rad/s]
$\Phi_s$	Angle de séparation de la couche limite	[deg]
$\rho$	Masse volumique	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_{in}$	Masse volumiques du fluide incident	[kg/m <sup>3</sup> ]

$\tau_w$	Frottement à la paroi	[Pa]
$\tau_{ij}$	Tenseur des contraintes	[Pa]
$\theta$	Position angulaire d'un microphone	[deg]

## Opérateurs

$\bar{f}$	Filtrage spatial
$\delta(\mathbf{x}, t)$	Distribution de Dirac
$\mathbf{E}(\ )$	Espérance mathématique
$\tilde{f}$	Moyenne de Favre
$H(\mathbf{x}, t)$	Distribution de Heaviside

## Symboles

$F_i$	Terme source dipolaire de l'équation de FW-H	
$Q$	Terme source monopolaire de l'équation de FW-H	
$\langle C_D \rangle$	Coefficient de trainé moyen	
$\langle C_f \rangle$	Coefficient de frottement pariétal moyen	
$\langle C_L \rangle$	Coefficient de portance moyen	
$\langle C_p \rangle$	Coefficient de pression moyenne adimensionnée	
$\Delta\phi$	Déphasage entre les contributions FW-H du cylindre et du profil	[deg]
$\Delta d$	Différence de marche entre le cylindre et le profil	[m]
$\Delta x$	Taille de la première maille dans la direction de l'écoulement	[m]
$\Delta y$	Taille de la première maille dans la direction perpendiculaire à l'écoulement	[m]
$\Delta z$	Taille de la première maille dans la direction normale à la paroi	[m]
$C$	Corde du profil	[m]
$c$	Vitesse du son	[m/s]
$C'_D$	Coefficient de trainé rms	
$C'_L$	Coefficient de portance rms	
$C_S$	Constante du modèle de Smagorinski	

$C_{p,rms}$	Coefficient de pression radimensionnée	
$d$	Diamètre du barreau cylindrique	[m]
$E$	Energie totale massique	[J/kg]
$F$	Tenseur des flux	
$F^I$	Tenseur des flux non-visqueux	
$F^t$	Tenseur des flux de sous-maille	
$F^V$	Tenseur des flux visqueux	
$L_r$	Longueur de la bulle de recirculation	[m]
$L_{corr}$	Longueur de corrélation des fluctuations de pression en envergure	[m]
$Ma$	Nombre de Mach	
$M_r^\Sigma$	Nombre de Mach relatif à la surface $\Sigma$	
$P$	Pression	[Pa]
$Pr$	Nombre de Prandtl	
$q$	Flux de chaleur	[W/m <sup>2</sup> ]
$R$	Constante des gaz parfait	[J/mol/K]
$R_{pp}$	Fonction de corrélation des fluctuations de pression en envergure	
$Re$	Nombre de Reynolds	
$s$	Vecteur des termes sources	[kg/m <sup>2</sup> /s]
$St$	Nombre de Strouhal	
$T$	Température	[K]
$t$	Temps	[s]
$T_{ij}$	Tenseur de Lighthill	
$T_{in}$	Température du fluide incident	[K]
$U_{in}$	Vitesse incidente	[m/s]
$w$	Vecteur des variables conservatives	[kg/m <sup>2</sup> /s]
$x_i$	Vecteur position	[m]

$d_j^{(2)}$	Diffusion artificielle du second ordre
$d_j^{(4)}$	Diffusion artificielle du quatrième ordre
<b>smu2</b>	Coefficient de viscosité artificielle du second ordre
<b>smu4</b>	Coefficient de viscosité artificielle du quatrième ordre



# CHAPITRE 1

---

## Introduction générale

---

### 1.1 Contexte industriel et enjeux

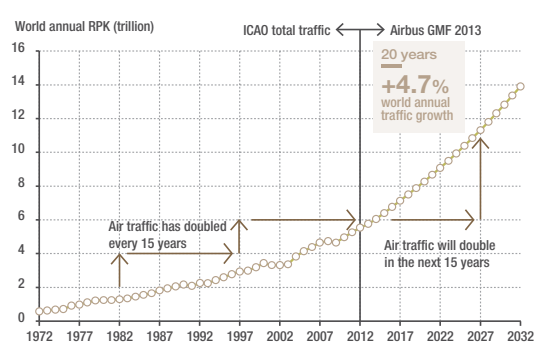
Le trafic aérien de passagers a doublé ces 15 dernières années. L'étude de marché 2013-2033 d'Airbus (figure 1.1) prédit la même tendance pour les quinze prochaines années à venir. Cette croissance est également confirmée par Boeing, le second acteur majeur des avions moyen et long-courrier. En conséquence, il est attendu un doublement de la flotte mondiale d'avions moyen et long-courriers (figure 1.1b). Cette augmentation se traduira inévitablement par une augmentation globale de mouvements d'avions<sup>1</sup> dans les aéroports qui sont susceptibles de générer une importante gêne sonore autour des zones aéroportuaires. En outre, certaines d'entre elles hier en périphérie, se retrouvent aujourd'hui quasiment incluses dans les métropoles. A titre d'exemple, l'aéroport de Toulouse-Blagnac a été absorbé par la métropole Toulousaine, et comme on l'observe sur la figure 1.2, la banlieue sud de Toulouse ainsi que les villes de Cornebarrieu et d'Aussone sont fortement exposées aux nuisances sonores liées au mouvements d'avions. Ce constat peut être étendu à d'autres aéroports.

En conséquence, des mesures à différentes échelles ont été prises afin de réduire les nuisances sonores autour des zones aéroportuaires. En premier lieu, l'Organisation Mondiale de l'Aviation Civile (OACI) a défini des standards quant à la certification acoustique des avions. Le dernier standard dicté dans le chapitre 4 de l'Annexe 16 du volume I de l'OACI est entré en vigueur le 1er janvier 2006 et impose des conditions encore plus drastiques de certification des avions (10 EPNdB de marge cumulée par rapport au chapitre 3, en place précédemment). Des réglemen-

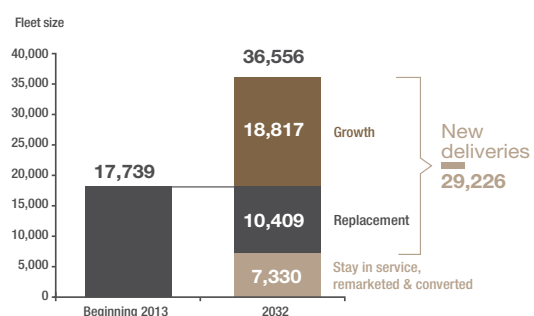
---

<sup>1</sup>Un mouvement d'avion est une manoeuvre de décollage ou d'atterrissage





(a) Prédiction du trafic de passager dans les vingt prochaines années.



(b) Prédiction de l'augmentation de la flotte mondiale (fret et passagers) dans les vingt prochaines années.

Figure 1.1: Données issues de l'étude de marché 2013-2033 d'Airbus [4].

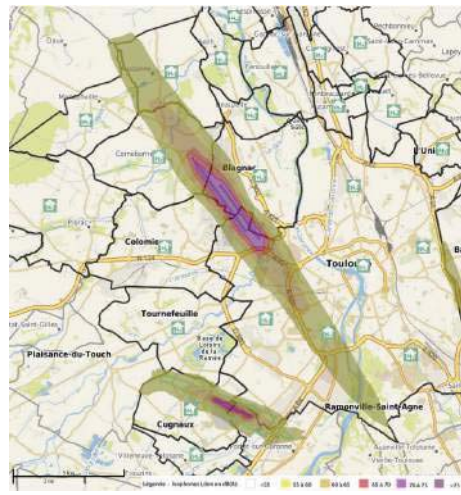


Figure 1.2: Cartographie sonore du bruit aérien au dessus de la métropole de Toulouse, d'après Toulouse-Métropole [194].

tations locales propres aux aéroports peuvent également être mises en place. Le trafic peut-être fermé la nuit (Aéroport de Paris-Orly) ou régulé. Un exemple est l'utilisation des "Quota Count" pour les aéroports de Heathrow, Gatwick et Stansted afin de favoriser le trafic des avions les moins bruyants pendant la nuit. C'est donc dans un souci d'augmenter l'opérabilité de leurs flottes et de diminuer leurs coûts que les compagnies aériennes considèrent de plus en plus les performances acoustiques de l'avion comme critère d'acquisition. On observe de fait un effort des pouvoirs politiques et industriels afin de réduire le bruit aéroportuaire. En Europe, ces efforts prennent place dans le cadre de l'ACARE (*Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe*) qui est un consortium regroupant pouvoirs publiques et industriels visant à coordonner la recherche

et l'innovation dans le domaine de l'aéronautique. Concernant la pollution sonore, la feuille de route (ACARE 2020 Vision) vise une réduction de moitié des émissions par avion pour 2020 par rapport à l'année 2000.

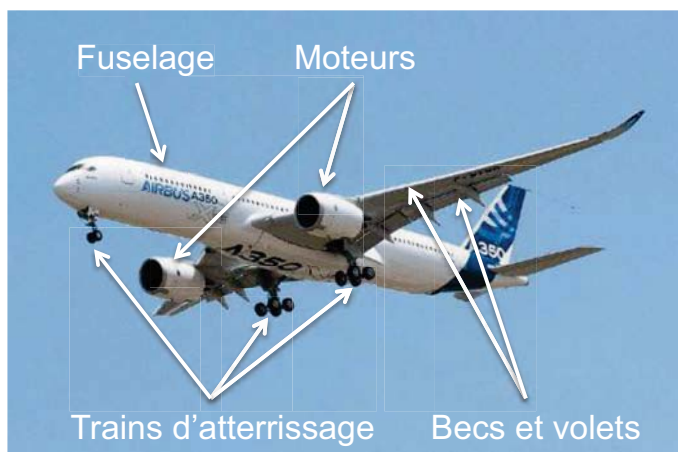


Figure 1.3: Position typique des sources de bruit au décollage et à l'atterrissage pour un avion Airbus.

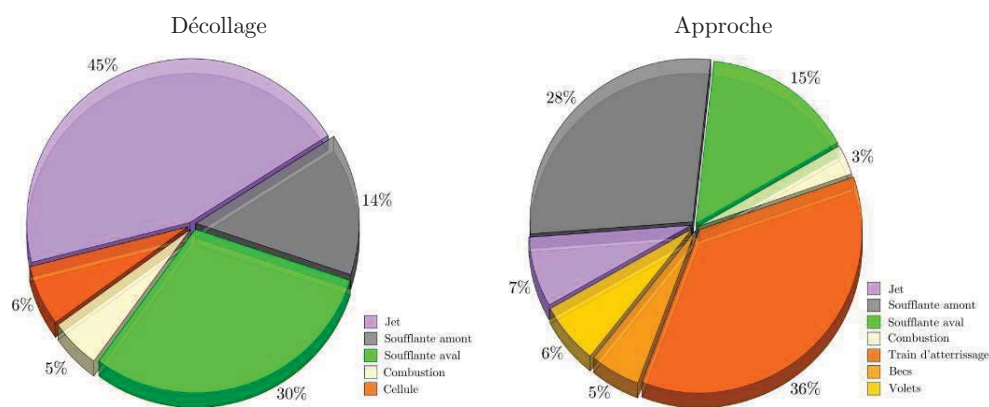


Figure 1.4: Répartition typique des sources de bruit d'un avion long courrier de la famille Airbus au décollage et en configuration d'approche

Les essais en vols (microphones dans la cabine, antennerie au sol) ainsi que les tests en soufflerie ont permis d'identifier les principales sources de bruit d'un avion (figure 1.3) au décollage et à l'atterrissage. La première est principalement due au moteur (soufflante amont, aval et jet sortant). Elle a été considérablement réduite depuis l'avènement dans les années 1970 du turboréacteur à double flux et de l'augmentation des taux de dilution. A l'atterrissage, les moteurs

sont au minimum de leur puissance et la cellule (*airframe*) de l'avion est principalement responsable du bruit généré. Plus particulièrement, la forme complexe et peu aérodynamique du train d'atterrissage y contribue majoritairement. Cependant, il est difficile de modéliser *a priori* le bruit généré par un train d'atterrissage du fait de la complexité de la géométrie et des interactions hydrodynamiques et acoustiques pouvant influencer sur le champ acoustique lointain. Il est également difficile de dégager une configuration canonique de train d'atterrissage parmi les modèles de train passés et existants. De fait, les travaux de recherche sur les trains d'atterrissage ont considérablement augmenté ces vingt dernières années dans l'optique de comprendre et réduire leur bruit généré.

## 1.2 Etat de l'art sur le bruit de train d'atterrissage

### 1.2.1 Description d'un train d'atterrissage

La fonction principale du train d'atterrissage est de pouvoir permettre à l'avion d'évoluer au sol (taxi ou piste), de supporter l'atterrissage en absorbant l'énergie d'impact via ses amortisseurs et de freiner l'avion sur une distance raisonnable. Dans cette section, on ne décrit que les trains rencontrés les plus fréquemment sur les avions de ligne modernes, c'est à dire des train tricycles consistant en deux trains principaux légèrement à l'arrière du centre de gravité de l'avion et d'un train avant servant à la direction.

La figure 1.5 montre le schéma d'un train principal. On identifie les principaux éléments structuraux suivants:

- Les roues (*wheels*).
- L'essieu (*axle*): axe supportant les roues.
- La jambe du train (*leg*): partie désignant la partie haute du train (le caisson contenant l'amortisseur) et la partie basse (tige coulissante de l'amortisseur)
- L'amortisseur (*shock strut*): il permet d'absorber le choc à l'atterrissage.
- Le compas (*torque link* ou *torsion link* ou *scissors*): sur les trains principaux, il permet d'empêcher la rotation de la tige coulissante par rapport au caisson. Sur le train avant, il permet de transmettre le couple de rotation entre le système de direction et la tige coulissante.
- La contrefiche principale (*drag stay* ou *drag strut*): elle permet de transmettre les efforts axiaux venant du centre roue à la structure de l'avion et éviter un mouvement axial du train.
- La contrefiche secondaire (*side stay* ou *side strut*): elle permet de transmettre les efforts latéraux venant du centre roue à la structure de l'avion et éviter un mouvement latéral du train.

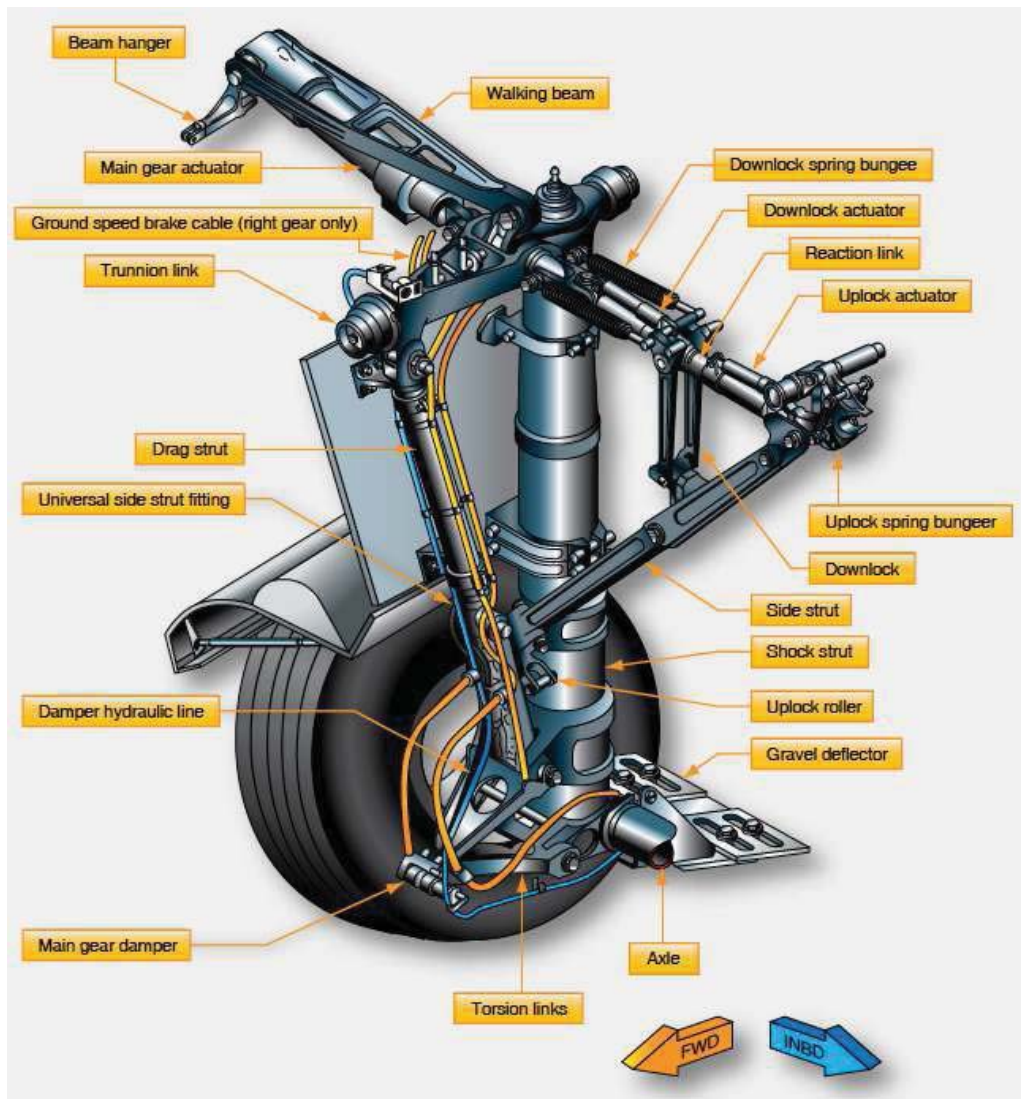


Figure 1.5: Vue schématique d'un train d'atterrissage principal, d'après la *Federal Aviation Administration* [59].

- Les vérins (*actuators*): ils permettent d'orienter le train avant et de déployer ou rentrer les trains.
- La barre d'attelage (*tow bar*): permet de pousser/tracter l'avion (présente uniquement sur le train avant).
- L'habillement (*dressings*): On désigne sous ce terme générique l'ensemble des éléments de petites dimensions comme les câbles hydrauliques ou électriques ainsi que les pièces

de petites tailles comme les écrous montrant une forte variabilité en fonction des trains d'atterrissage considérés.

Un train réel se caractérise donc par un assemblage complexe de formes s'apparentant à des cylindres mettant en jeu des échelles variées allant du diamètre des roues au diamètre des câbles électriques et hydrauliques. A cela s'ajoute la grande diversité existant dans les configurations de trains (disposition des contrefiches, nombre d'essieux, disposition des câbles hydrauliques et électriques) répondant à des avions de tailles et de masses variées.

### **1.2.2 Etudes expérimentales sur les trains d'atterrissages et mécanismes de génération de bruit**

Dans cette section, on présente les principales études expérimentales ayant conduit à l'état de l'art actuel. On les subdivise en trois catégories:

- On débute par présenter les expériences notables ayant permis de comprendre les mécanismes de génération de bruit, que l'on détaillera.
- On décrit ensuite les campagnes expérimentales ayant eu pour but de développer et de tester des dispositifs réducteurs de bruit.
- Enfin, on expose les études expérimentales ayant pour but principal la construction d'une base de données afin de valider des simulations numériques.

#### **1.2.2.1 Etudes expérimentales notables sur les mécanismes de génération de bruit**

Les recherches sur le bruit aérodynamique de l'avion débutèrent lorsque celui-ci fut identifié comme la barrière ultime par Gibson [76]. Les études [62, 75, 88, 146] furent d'abord portées sur le bruit de cellule, en considérant diverses configurations de l'avion. Gibson [75] mis en évidence l'importance du bruit propre des ailes et du train d'atterrissage lorsque l'avion est configuré pour l'atterrissage<sup>2</sup>, c'est à dire le train d'atterrissage déployé et les becs et volets sortis au maximum.

Les premières études du bruit rayonné par des trains simplifiés furent réalisées par Heller et Dobrzynski [90]. Elles furent effectuées sur un train d'atterrissage avant (un essieu et deux roues) et sur un train d'atterrissage principal (2 essieux et 4 roues) représentatifs de trains d'atterrissage de gros avions de ligne (Douglas DC-10, L-1001, Boeing 707 et Boeing 747). Des essais furent effectués en soufflerie à la "Wall-Jet Flow Facility" à Trauen en Allemagne. Les fluctuations

---

<sup>2</sup>En anglais, on parle de configuration "propre" (*clean configuration*) lorsque l'avion est en configuration de vol de croisière, et de configuration "sale" (*dirty configuration*) lorsque les trains, bec et volets sont sortis.

acoustiques furent mesurées au dessus et sur les cotés des trains. Les éléments furent également testés individuellement afin d'obtenir une estimation de leur bruit propre. Il fut aussi conduit des essais en vol, où les deux trains furent montés sur un planeur. Les auteurs concluent principalement de leur étude que les spectres obtenus sont à large bandes et montrent leurs maxima dans les basses fréquences. Il n'est pas fait état de tons liés à des lâchers tourbillonnaires (tons éoliens). Les spectres sont également auto-similaires si normalisés par la vitesse incidente à la puissance six. Les auteurs en concluent que les sources acoustiques peuvent être modélisées par une distribution de sources dipolaires compactes sur le train, en accord avec la théorie de Curle [43]. L'accord entre les essais statiques et des essais en vols de trains réels est acceptable après redimensionnement des spectres (amplification convective, effet Doppler). Néanmoins, le caractère simplifié des trains empêche une comparaison dans la gamme des hautes fréquences.

Cette étude fondatrice, qui mit en évidence un nombre important de caractéristiques du bruit de train d'atterrissage, conclut de façon erronée que le bruit d'atterrissage est de nature basse fréquence. Cette constatation fut également observée sur des trains trop simplifiés ou trop réduits [87]. Néanmoins, les essais [51, 185] en souffleries anéchoïques de dimensions suffisantes pour accueillir des trains de taille réelle montrèrent que ces derniers contribuent également dans les hautes fréquences entre 1 et 2 kHz. Ces résultats furent en outre confirmés par des études plus récentes [140, 172, 184]. Il est admis que ces contributions sont dues aux éléments de plus petite dimension du train d'atterrissage. Or, le maximum de pondération en Noys, unité permettant le calcul des EPNdB utilisés pour la certification d'un avion (voir Annexe E), se situe dans la gamme de fréquence allant de 0.5 à 3 kHz. Celle-ci correspond à la gamme de fréquence à laquelle l'oreille humaine est la plus sensible. De fait, il est nécessaire de prendre en compte toute la complexité géométrique du train d'atterrissage en considération dans l'optique de prédire et analyser correctement le bruit généré.

Plus tard, dans le cadre du projet européen RAIN, Dobrzynski [49] réalisa des essais en soufflerie de maquettes à taille réelle de trains à un essieu (Train avant d'A320), à deux essieux (train principal d'A340) et à 3 essieux (train principal d'A340). L'étude montre une augmentation des niveaux en dBA de bruit émis avec la longueur de la jambe ainsi qu'avec le nombre d'essieux du train considéré. Ces résultats mettent en évidence un bruit d'interaction lié à l'impact des sillages turbulents des éléments amont sur les éléments aval. Les auteurs dégagent une dépendance de la puissance acoustique émise en fonction de la longueur de la jambe et de la racine quatrième du nombre d'essieux. Néanmoins, cette loi d'échelle ne trouve pas d'explication physique. Ce résultat souligne le caractère complexe et intrinsèque à une géométrie de train des interactions hydrodynamiques et acoustiques intervenant entre les éléments. Il montre également qu'il n'est pas possible de considérer chaque élément du train indépendamment. Ces observations ont récemment motivé des études sur le bruit d'interaction de configurations canoniques représentatives d'éléments de train d'atterrissage, comme le cas des "cylindres en tandem" réalisé par Khorrani [97] ou le cas "barreau-profil" réalisé par Jacob [92].

En suivant Dobrzynski [50], on identifie donc les principales caractéristiques de bruit de train d'atterrissage suivantes:

- Le bruit de train d'atterrissage est principalement de nature large-bande. Celui-ci est dû à la séparation turbulente de l'écoulement des divers éléments géométriques non-profilés du train, ainsi qu'à l'impact des sillages turbulents sur les éventuelles parties géométriques aval. Ces interactions sont complexes et intrinsèques à une géométrie de train donnée. L'existence de tons éoliens liés à un écoulement sub-critique (séparation laminaire et cohérente dans la direction transverse) autour de barreaux ou de câbles, bien que théoriquement possible, n'a jamais été observé dans un train réel. En effet, le nombre de Reynolds associé au diamètre moyen de roue est de l'ordre de  $3 \times 10^6$ .
- Les éléments de large dimension vont contribuer préférentiellement dans les basses fréquences, les éléments de dimension moyenne vont contribuer dans les moyennes fréquences alors que les éléments de petite dimension ou de petite section constituant l'"habillement" du train (câbles, durites, ...) vont contribuer dans les hautes fréquences.
- Etant donné le faible nombre de Mach associé à l'écoulement incident au train, les sources acoustiques peuvent être modélisées comme une distribution de sources dipolaires compactes. Ceci est confirmé par la dépendance globale de la puissance rayonnée en  $U^6$ . On peut noter que la vitesse de l'écoulement peut être localement augmentée ou réduite par la géométrie du train et donc modifier les émissions sonores d'un élément aval. Un exemple probant est la réduction de la vitesse incidente sur les trains principaux due à la circulation induite par l'écoulement autour de l'aile.
- La directivité de quasiment tous les trains testés est quasi omnidirectionnelle dans l'axe de vol (avant-arrière), maximale à l'avant et l'arrière et minimale à  $90^\circ$ . Cette dernière devient complètement omnidirectionnelle et indépendante de la bande de fréquence considérée si l'"habillement" du train est retiré.

### 1.2.2.2 Etudes visant à réduire le bruit

Les premières études [39, 49, 52] sur la réduction de bruit de train d'atterrissage ont été réalisées dans le cadre du projet européen RAIN (*Reduction of Airframe and Installation Noise*). Celui-ci débuta en 1998 et se termina en 2001. Les études portèrent sur la réduction de bruit de train d'atterrissage existant (train avant d'A320 et train principal d'Airbus A340). Les dispositifs étudiés furent des carénages (*fairings*<sup>3</sup>) dans le but de protéger les pièces complexes du train de l'écoulement amont. L'idée est donc de réduire ou d'éliminer la vitesse incidente sur les parties complexes et de petite dimension du train et de réduire ainsi les émissions acoustiques haute fréquence. La figure 1.6 montre les traitements appliqués sur un train principal d'Airbus A340 à deux essieux. Les traitements sur le train principal consistaient principalement en des carénages protégeant les essieux et la barre de traction, le système de frein et le compas, des bouchons pour combler les cavités extérieures des roues ainsi qu'un cache fermant l'interstice entre la jambe et la porte du train. Le train avant reçut en plus des carénages protégeant le système de direction

<sup>3</sup>Un effet des carénages est également de rendre plus aérodynamique le train, donc de le *profiler*, ce qui explique la terminologie anglo-saxonne.

(compas et vérin de direction). Les traitements permirent d'obtenir une réduction jusqu'à 3 dBA pour les trains d'atterrissage avant et principal dans certaines bandes en tiers d'octave. Néanmoins, le cache fermant l'interstice entre la jambe et la porte de train fit apparaître un ton parasite non présent dans la configuration initiale. Cet effet met en évidence les phénomènes d'interactions d'éléments avec le sillage du carénage pouvant conduire à une augmentation globale du bruit. Les auteurs préconisèrent donc l'utilisation de simulations numériques afin de repérer les sillages des divers éléments géométriques afin de mieux concevoir les traitements acoustiques.

Le projet européen SILENCER [53, 123, 133, 172] prit la suite du projet européen RAIN. Partant du constat que les dispositifs réducteurs de bruit adaptés sur des train actuels ne pouvaient aboutir qu'à une réduction maximale de 3 dBA sur certaines bandes en tiers d'octave, il a été proposé de construire un nouveau train d'atterrissage de type Airbus A340 acoustiquement optimisé et obéissant aux contraintes opérationnelles existantes. Des simulations numériques de type RANS (Reynolds-Averaged Navier Stokes) furent réalisées afin de disposer judicieusement les éléments du train ainsi que les traitements acoustiques. La conception finale (figure 1.7) fut testée à la soufflerie DNW et il a été observé [53] une réduction jusqu'à 6 dBA du bruit de train d'atterrissage pour certaines bandes en tiers d'octave. Parallèlement, Messier-Dowty et Airbus [133, 134] réalisèrent des essais en vols avec un Airbus A340 dont les trains d'atterrissage furent équipés de traitement acoustiques. Ces derniers furent réalisés avec l'aide de simulations numériques RANS réalisées par le DLR ainsi qu'avec l'expérience acquise du projet RAIN. Les traitements sur les trains permirent une réduction par rapport au trains initiaux de 0.4 EPNdB rapporté à l'avion complet. Plus tard, Smith [172] étudia l'effet de la longueur du châssis du train principal sur la distribution des sources acoustiques ainsi que sur le bruit rayonné, et expérimenta l'utilisation de carénages perforés (*mesh fairings*). Alors que la taille du châssis a peu d'influence sur le bruit total émis, l'utilisation de carénages perforés montre une réduction de 0.1 EPNdB par rapport à l'utilisation de carénages solides. En permettant de laisser passer une partie de l'écoulement, les carénages poreux réduisent la vitesse de l'écoulement dévié et donc le bruit parasite éventuellement généré en cas d'impact du sillage avec un élément aval. En outre, leur utilisation évite une chute de pression trop brutale en aval du dispositif, ce qui permet d'éviter de "tirer" le sillage vers l'axe du train.

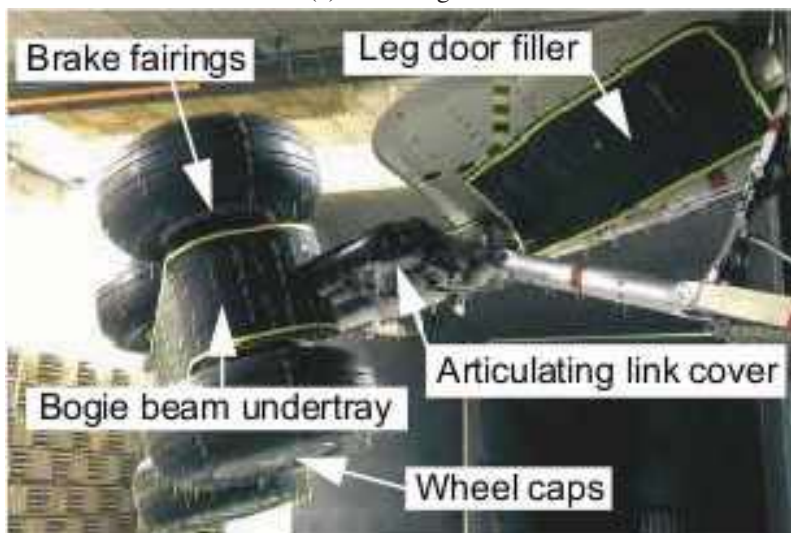
Le projet européen TIMPAN reprit le travail effectué sur le train SILENCER et de nouvelles optimisations acoustiques furent mise en oeuvre. La contre-fiche secondaire ainsi que la porte de train furent redessinées (figure 1.8). En outre, le dispositif de frein fut quasiment isolé de l'écoulement, laissant une partie néanmoins semi-ouverte par une grille permettant leur refroidissement. Les traitements acoustiques permirent une réduction jusqu'à 8 dBA dans certaines bandes du spectre en tiers d'octave du train en soufflerie par rapport à un train d'A340.

Ces recherches sont actuellement poursuivies dans le cadre du projet européen OPENAIR. Le but est de tester de nouvelles technologies de réduction de bruit, ainsi que d'évaluer la capacité de la méthode de résolution des équations de Boltzmann sur réseau (LBM) (logiciel Powerflow d'EXA) d'être prédictif sur une configuration standard et une configuration acoustiquement optimisée.





(a) Train original.



(b) Train optimisé.

Figure 1.6: Optimisation acoustique d'un train principal réalisé dans le cadre du projet européen RAIN, d'après Dobrzynski [49].

On observe des efforts similaires de la NASA et de Boeing pour réduire le bruit des trains d'atterrissage. La plupart des essais en soufflerie et en vol de dispositifs de réduction de bruit de train d'atterrissage [2, 56, 141, 144, 145] a été réalisé sur des trains de Boeing 777-300ER par Virginia Tech depuis 2002, et dans le cadre du projet QTD II depuis 2005 comprenant NASA Langley, Boeing, Goodrich et Virginia Tech. Les techniques de réduction de bruit sont similaires à

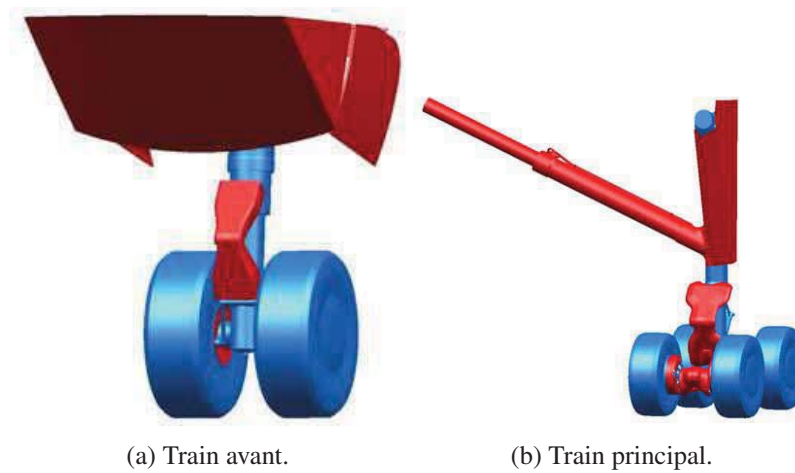


Figure 1.7: Optimisation acoustique des trains avant et principaux réalisé dans le cadre du projet européen SILENCER, d'après Dobrzynski [53].

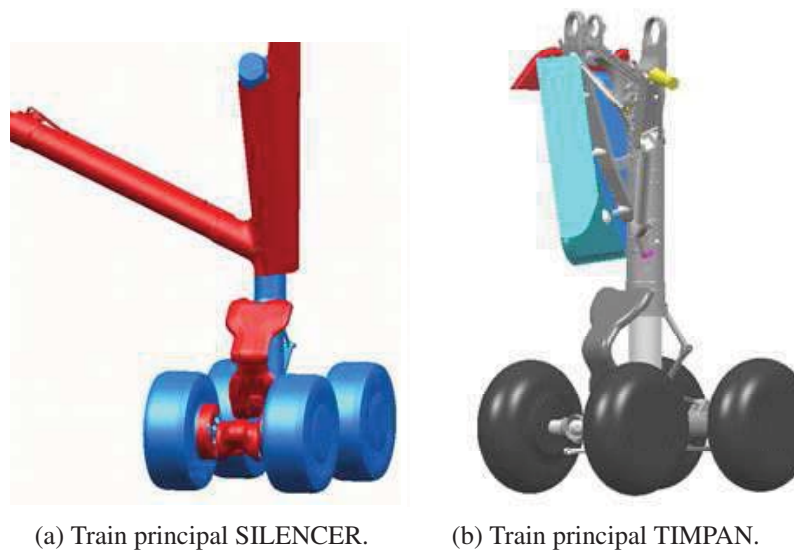


Figure 1.8: Optimisation acoustique du train principal réalisé dans le cadre du projet européen TIMPAN, d'après Dobrzynski [54].

celles présentées précédemment. On voit également apparaître le test de matériaux poreux au lieu de matériaux solides pour constituer les carénages de train. Ravetta [141] montre que l'utilisation de membranes élastiques (figure 1.9) pour les carénages permet de réduire plus efficacement le bruit d'un train avec un carénage conventionnel par un mécanisme analogue à celui d'un carénage perforé. Cette technique permet également de réduire la masse totale du train. Néanmoins, il n'est

pas certain que cette technologie puisse être certifiable et donc être rendue opérationnelle.

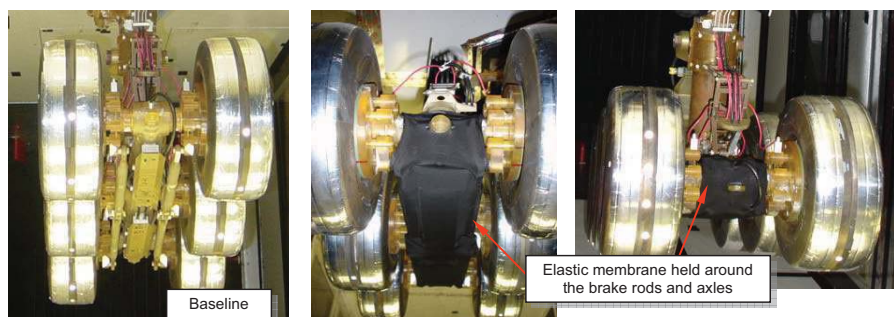


Figure 1.9: Traitement acoustique à l'aide de membranes élastiques, d'après Ravetta [141].

### 1.2.2.3 Etudes visant à établir des bases de données pour une validation numérique

On présente dans cette section les études dont l'objectif premier est de constituer une base de données à des fins de validation numérique. Ces expériences se distinguent notamment des précédentes par une augmentation conséquente des mesures effectuées en champ proche. Ces mesures peuvent être stationnaires (coefficient de pression à la paroi, vitesse moyenne dans des lignes/plans de l'espace, ...) ainsi qu'instationnaires (fluctuations de pression à la paroi, fluctuations de vitesse dans le sillage, corrélations en deux points, ...). Il est ainsi possible d'évaluer en champ proche la qualité de la simulation numérique effectuée. Il est à noter que l'obtention de ces mesures se fait le plus souvent dans des souffleries à veine fermée, alors que les mesures acoustiques sont obtenues dans des souffleries à veine ouverte.

**Rudimentary Landing Gear (RLG)** Bien que l'intention première fut de comprendre la topologie de l'écoulement sur les roues et entre les essieux, le *Rudimentary Landing Gear* (RLG) [105–107] fut le premier train d'atterrissage utilisé par la communauté scientifique pour valider leur code de calcul. Il est également le plus utilisé à cette fin: on compte en effet 15 publications sur cette configuration [44, 89, 99, 101, 129, 142, 176, 177, 180, 186, 195, 200, 206–208]. Il correspond à un train principal fortement simplifié de Boeing 757 à l'échelle 0,31 (figure 1.10). Le nombre de Reynolds associé au diamètre de la roue est de  $6 \times 10^5$ . Le modèle fut testé au Basic Aerodynamics Research Tunnel (BART) sur le site de la NASA Langley. Lazos [105, 106] réalise une étude de l'écoulement sur les roues à l'aide d'huile et met en évidence les différentes topologies de séparation et de ré-attachement des couches limites turbulentes. Il mesure également la pression statique à différents angles des roues amont et aval. Des mesures PIV (Particle Image Velocimetry) sont également effectuées entre les roues afin d'obtenir le champ de vitesse moyen, ainsi que les différentes composantes du tenseur de Reynolds [107]. Néanmoins, aucune donnée acoustique n'est actuellement disponible pour cette géométrie.

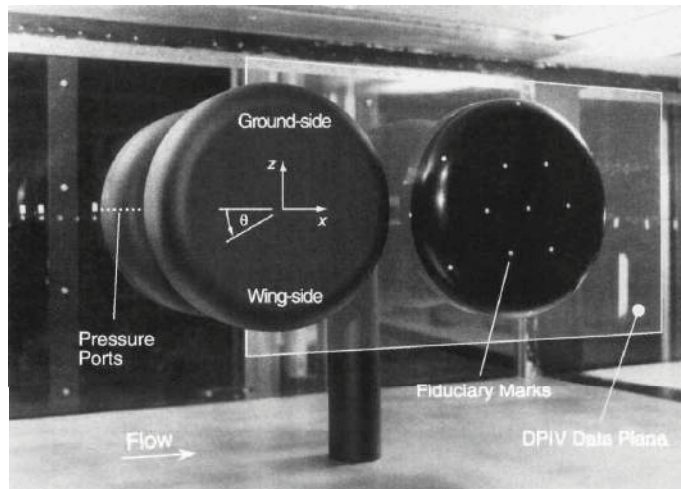
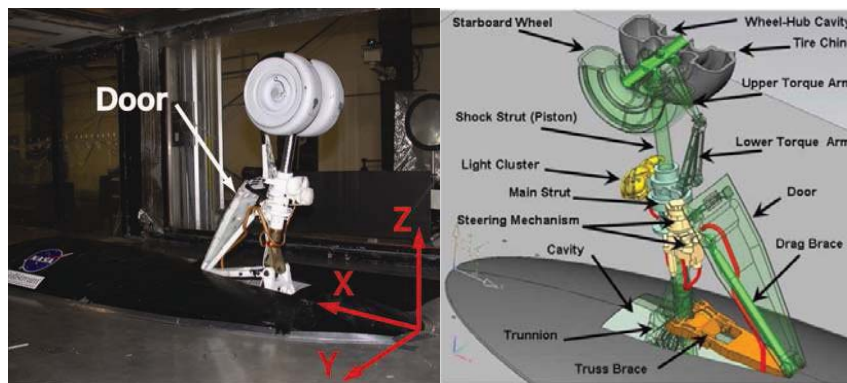


Figure 1.10: Vue du Rudimentary Landing-Gear, d'après Lazos [105].



(a) Train Gulfstream installé en soufflerie

(b) Vue schématique du train Gulfstream.

Figure 1.11: Train Gulfstream, d'après Neuhart [126].

**Train avant du Gulfstream G550** Le train avant d'un avion d'affaire Gulfstream G550 a été étudié par la NASA Langley dans le but de constituer une base de donnée aéro-acoustique d'un train réel à des fins de validation numérique. Le modèle est une réplique fidèle du train considéré à l'échelle 0.25. Le nombre de Reynolds associé au diamètre de la roue est  $4.4 \times 10^5$ . Les mesures aérodynamiques (pression statique, plans PIV) ont été obtenus dans la soufflerie BART de NASA Langley [126]. Les résultats acoustiques ont été obtenus dans la soufflerie anéchoïque UFAFF de l'université de Floride [210]. Bien qu'elle soit beaucoup plus complète que la base de données du RLG de par la présence de résultats acoustiques en champ lointain, on ne compte que 4 publications [128, 156, 198, 203] de résultats de simulations numériques sur cette configuration.

Ce constat est attribuable à la relative jeunesse de la base de donnée ainsi qu'à la complexité de la géométrie, la rendant quasi-inaccessible aux solveurs utilisant un maillage structuré.

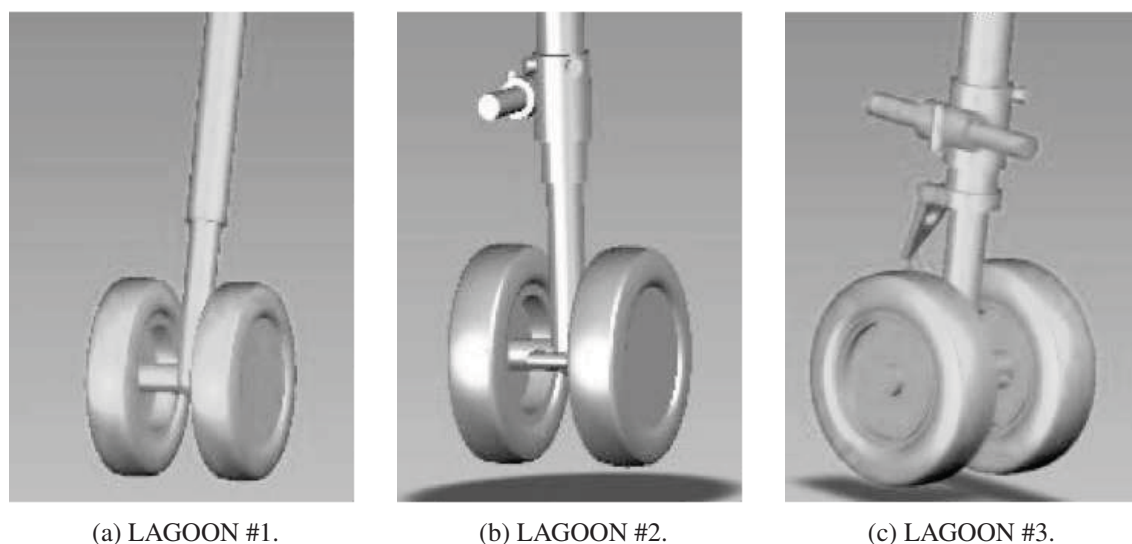


Figure 1.12: Configurations LAGOON, d'après Manoha [120].

**Trains LAGOON** Le projet LAGOON (Landing Gear NOise database for CAA validatiON), financé par Airbus et impliquant l'ONERA, le DLR ainsi que l'université de Southampton consista en premier lieu à l'étude expérimentale de trois trains d'atterrissage de complexité croissante représentatifs d'un train avant d'Airbus A320 à l'échelle 0,4 (figure 1.12). On peut remarquer les évolutions suivantes dans les 3 géométries:

- La géométrie #1 est simplifiée au maximum. Ne sont présents que l'essieu, les roues et la jambe du train.
- La géométrie #2 ajoute la barre de traction, un vérin de direction et les dispositifs d'éclairage.
- La géométrie #3 ajoute le compas et retire les capots sur les faces externes des roues.

Le nombre de Reynolds associé au diamètre de la roue est  $1.5 \times 10^6$  pour un écoulement incident au nombre de Mach de 0.23. La majorité des résultats aérodynamiques (PIV, LDV, capteurs de pression statique, ...) a été obtenue à la soufflerie fermée F2 de l'ONERA [120]. Les résultats acoustiques ont été obtenus dans la soufflerie anéchoïque CEPRA 19 de l'ONERA [121]. La présentation détaillée des résultats obtenus dans ces campagnes expérimentales est effectuée dans le chapitre 7. On remarque néanmoins la présence en champ lointain pour certains angles de ton liés à des modes acoustiques de cavités [30]. On note aussi l'apparition d'un ton probablement

lié à des lâchers tourbillonnaires pour les géométries #2 et #3 dont le mécanisme physique sous-jacents n'a été que partiellement élucidé. Le projet permit également la réalisation de calculs instationnaires sur la configuration la plus simple ainsi que sur une des configurations #2 et #3. On relève actuellement 6 publications à caractère numérique sur la configuration LAGOON #1 [30, 80, 112, 113, 147, 154–156]. D'une part, la géométrie #1 est relativement simple et accessible à des solveurs utilisant des maillages structurés. D'autre part, les résultats sur la géométrie #1 ont été ouverts au domaine public, ce qui facilite son utilisation dans des exercices de comparaison (Workshops BANC et BANC-II).

**Train LEG (JAXA)** Le train LEG est issu de recherches débutées en 2008 par le JAXA (*Japanese Aerospace Exploration Agency*) sur le bruit de train d'atterrissage. Sur la base d'un cahier des charges d'un train principal d'un avion régional de 100 places, ils conçurent le LEG (*Landing-Gear Evaluation Geometry*), représenté sur la figure 1.13. Le modèle étudié en soufflerie était à l'échelle 0,4. Les résultats aérodynamiques furent obtenus dans la soufflerie LWT2 du JAXA, tandis que la soufflerie anéchoïque du RTRI (*Railway Technical Research Institute*) fut utilisé pour obtenir les résultats acoustiques (arcs de microphones et antennerie) [209]. Le nombre de Reynolds associé au diamètre de la roue est  $1.2 \times 10^6$ . On relève seulement deux publications [48, 131] d'ordre numérique sur cette base de donnée, réalisées par le JAXA avec des codes propriétaires. De plus, à la date de rédaction de ce document, cette base de donnée n'a pas été rendue disponible à la communauté scientifique.

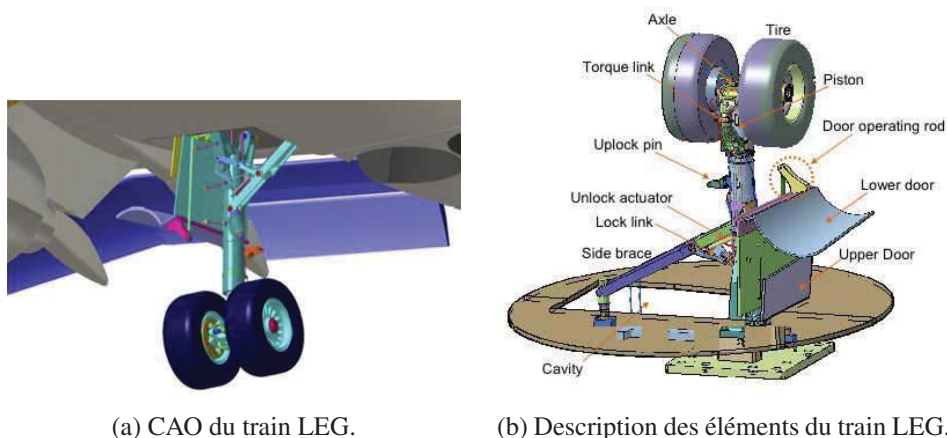


Figure 1.13: Train LEG (JAXA), d'après Yokokawa [209].

**Train Learjet-60** Cette étude expérimentale menée par le NRC (*National Research Council*) au Canada n'a été mentionnée que dans une étude numérique [66]. La géométrie consiste en un train principal d'un Bombardier Learjet 60, reproduit de façon fidèle et à l'échelle 0,33 (figure 1.14). Le modèle a été testé à l'AL (*Aerodynamics Lab*) dans une soufflerie anéchoïque. Le manque de

publication associée à l'expérience ne permet pas de communiquer davantage sur cette campagne expérimentale.

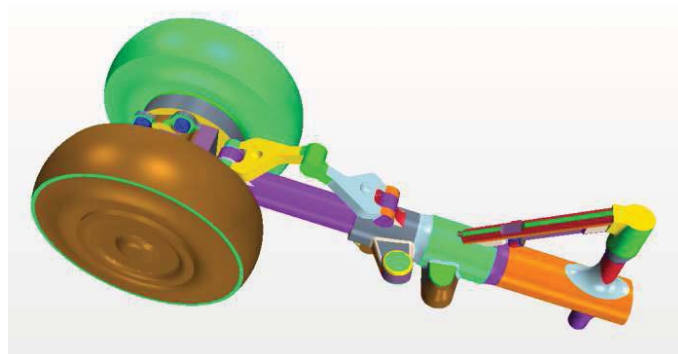


Figure 1.14: Train de Learjet-60, d'après Fortin [66].

### 1.2.3 Méthodes de prédiction de bruit de train d'atterrissage

On présente dans cette sous-section les méthodes actuelles de prédiction de bruit de train d'atterrissage. On débutera par les méthodes semi-empiriques qui, pour certaines, sont utilisées en phase de conception. On dressera ensuite un panorama des méthodes numériques utilisées jusqu'à présent ainsi que les études associées.

#### 1.2.3.1 Méthodes de prédiction semi-analytiques

**Modèle de Fink** Le premier modèle semi-empirique de prédiction de bruit de train d'atterrissage a été proposé par Fink [64]. Il consiste principalement à proposer une forme de spectre en bon accord avec les résultats expérimentaux de Heller [90] et d'obéir à une décroissance de l'énergie en  $1/r^2$  (propagation d'onde sphérique) et une croissance de l'énergie en  $U^6$  en accord avec la théorie de Curle pour des sources dipolaires acoustiquement compactes. Fink propose en outre un rayonnement isotrope. Pour un assemblage de train à  $N$  roues de diamètre  $D$ , Fink propose l'expression du spectre en tiers d'octave suivant:

$$SPL = 10 \log \left( (U/U_{ref})^6 \right) + 10 \log \left( (D/r)^2 \right) + 130 + 10 \log 4.5 \\ \times N (fD/U)^2 [12.5 + (fD/U)^2]^{-2.25}, \quad (1.1)$$

où apparaissent clairement la dépendance en vitesse en  $U^6$  et en distance en  $1/r^2$ . Fink montre néanmoins que cette expression n'est plus valable pour un train à quatre roues et propose une nouvelle forme de spectre. En effet, Fink ne modélise pas les interactions pouvant intervenir entre les éléments du train. Bien qu'il offre une prédiction acceptable de la contribution du bruit de train

d'atterrissage, ce modèle ne permet d'aider que d'une façon très limitée à la phase de conception et d'optimisation acoustique de la géométrie du train.

**Modèle de Smith** En partant du principe que les éléments du train émettent dans des longueurs d'ondes similaires à leurs dimensions respectives, Smith [171] propose d'améliorer le modèle de Fink en subdivisant les contributions par leurs gammes de fréquences. La jambe (*strut*), les contrefiches sont considérées comme contributrices dans les basses fréquences, les roues sont supposées contribuer dans la gamme des moyennes fréquences et l'"habillage" du train est supposé contribuer dans les hautes fréquences. Pour les basses et moyennes fréquences, Smith considère un modèle similaire à celui de Fink. Il donne l'expression du spectre en tiers d'octave suivant pour une jambe ou une contrefiche:

$$p_s^2 = (\rho c^2)^2 D_s \frac{M^6}{4\pi R^2} l_s d_s F_s(St_s), \quad (1.2)$$

où  $D_s$  est un coefficient de directivité en fonction de l'angle polaire d'observation déterminé à partir de la directivité connue d'un barreau cylindrique,  $l_s$  et  $d_s$  sont respectivement la longueur et le diamètre de la jambe ou de la contrefiche et  $F_s$  est un spectre adimensionné en intensité et en fréquence, dont la forme en cloche (*haystack shape*) est déterminée à l'aide de données expérimentales.

Pour les roues, une expression similaire propose de modéliser le bruit d'interaction du à l'impact du sillage des roues amont sur les roues aval ainsi que l'incidence de l'essieu:

$$p_w^2 = (\rho c^2)^2 \frac{M^6}{4\pi R^2} N_1 W d_w ((1 + (N_2 - 1) \sin(\xi)) F_w(St_w), \quad (1.3)$$

où  $N_1$  et  $N_2$  sont le nombre de roues dans la direction axiale et transverse du train,  $W$  est la largeur du train,  $d_w$  est le diamètre d'une roue et  $\xi$  est l'angle d'incidence de l'axe du train avec l'écoulement.  $F_w$  est un spectre adimensionné qui est déterminé à l'aide de données expérimentales.

Les hautes fréquences sont les plus difficiles à modéliser, car les éléments géométriques de petite dimension ont une disposition et une orientation intrinsèques à chaque train d'atterrissage. Afin de modéliser ces éléments, Smith introduit une densité d'habillement du train (*density of dressings*)  $N_d$  qui quantifie la complexité et la densité géométrique des éléments de petite tailles comme les câbles ou les vis. Smith propose donc l'expression suivante pour le spectre en tiers d'octave

$$p_d^2 = (\rho c^2)^2 \frac{M^6}{4\pi R^2} N_d l_d d_d F_d(St_d), \quad (1.4)$$

avec  $l_d$  la longueur de la jambe auquel l'habillage est attaché et  $d_d$  le diamètre caractéristique de l'habillage du train (diamètre du câble hydraulique). Enfin, un modèle basique est proposé pour les interactions entre le sillage des roues amont avec les roues aval (si présentes). Il est proposé

$$p_g^2 = (\rho c^2)^2 \frac{M^6}{4\pi R^2} N_1 W d_w (N_2 - 1) F_g(St_g), \quad (1.5)$$



où  $F_g(St_g)$  est choisi arbitrairement comme  $F_w(S_w)$ .

On obtient le bruit total en sommant les composantes basse, moyenne et haute fréquences relatives à chaque élément géométrique:

$$SPL = 10 \log \left( \sum_s p_s^2 + p_w^2 + p_d^2 + p_g^2 \right) \quad (1.6)$$

Le modèle original de Smith améliore significativement les résultats donnés par la méthode de Fink. De nombreuses améliorations ont été apportées au modèle original afin de prendre en compte les effets d'interactions avec les volets ainsi que les effets d'installation [173, 174]. Néanmoins, il nécessite toujours d'être calibré sur une base de donnée expérimentale, notamment pour obtenir la forme des spectres adimensionnés. En outre, la densité d'habillement du train est intrinsèque à chaque géométrie et ne peut être donc déterminée *a priori*.

**Modèle de Guo** Guo [85] propose une approche semi-empirique sensiblement similaire à celle de Smith. Elle consiste également à diviser les contributions en basse, moyenne et haute fréquences. Guo définit donc le bruit total comme une somme de contributions

$$p^2 = p_L^2 + p_M^2 + p_H^2, \quad (1.7)$$

avec  $p_L^2$ ,  $p_M^2$  et  $p_H^2$  désignant respectivement les contributions basse, moyenne et haute fréquences. Guo exprime cette expression sous la forme

$$p^2 = \frac{(\rho c^2)^2 M^6 e^{-\alpha R} D_0(\theta)}{R^2 (1 - M \cos(\theta))^4} (P_L + P_M + P_H). \quad (1.8)$$

On retrouve aisément dans cette expression la dépendance à la vitesse à la puissance 6 ainsi que le facteur d'amplification convective. Le terme  $e^{-\alpha R}$  représente les effets de l'absorption atmosphérique et le terme  $D_0(\theta)$  représente un terme de directivité global représentant les effets d'installation. Les quantités  $P_i$  relatives à chaque bande de fréquences s'expriment sous la forme générique suivante:

$$P_i = \beta_i S_i D_i(\theta) F_i(St), \quad (1.9)$$

où  $\beta_i$  est un paramètre représentant l'efficacité de radiation acoustique de l'élément  $i$ ,  $S$  est la surface de l'élément émetteur  $i$ ,  $D_i(\theta)$  est le facteur de directivité et  $F_i(St)$  est la forme adimensionnée du spectre. On ne présente pas la forme analytique du spectre et des facteurs de directivité. Concernant le traitement des hautes fréquences, la surface  $S_H$  des éléments géométriques complexes est défini comme

$$S_H = \eta l^2, \quad (1.10)$$

où  $l$  est la longueur caractéristique des éléments émettant dans les hautes fréquences et  $\eta$  est défini comme le facteur de complexité, qui est analogue à la densité d'habillement définie par Smith [171].

On observe donc une méthodologie analogue à celle de Smith en traitant séparément les bandes de fréquences et en utilisant un paramètre adimensionnel pour quantifier la complexité géométrique du train et donc de l'importance des hautes fréquences dans les spectres acoustiques en champ lointain. A l'instar du modèle de Smith, le modèle de Guo nécessite une calibration *a priori* et la validité sur de nouveaux trains n'est pas nécessairement assurée et suppose une suffisante similarité avec le modèle de train utilisé pour la construction du modèle.

**Modèles par éléments** Ces modèles, introduits par Lopes [116, 117] considèrent les émissions acoustiques du train strictement par élément et non plus par gammes de fréquences. Chaque élément du train d'atterrissage est représenté comme un seul ou un assemblage d'éléments canoniques dont les émissions acoustiques en fonction des conditions amont (vitesse, turbulence incidente,...) et aval (éléments géométriques, émissions acoustiques d'un autre élément) sont connues. On peut citer comme exemple des cylindres, des disques ou des barres en H. Il est alors nécessaire de réaliser une représentation simplifiée du train initial avec les éléments disponibles dans la base de donnée du modèle, comme illustré sur la figure 1.15.

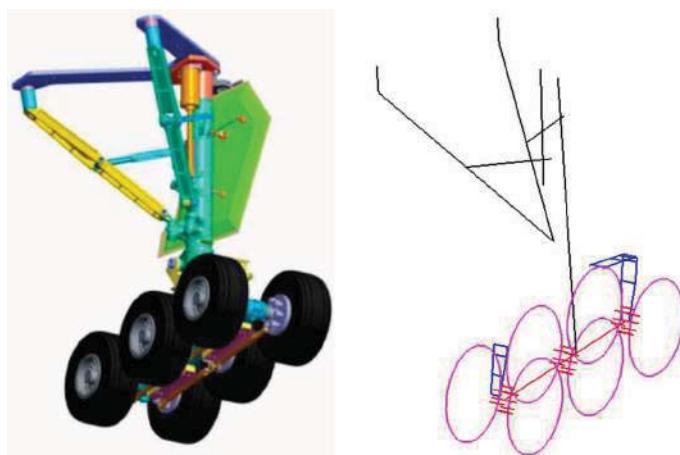


Figure 1.15: Description détaillée de la CAO et représentation simplifiée en maillage, d'après Lopes [116].

Ces modèles sont assez récents et sont encore en phase de validation. Il est en outre nécessaire d'alimenter ces modèles en éléments canoniques, dont les émissions acoustiques doivent être déterminées à l'aide d'expériences ou de simulations numériques. De plus, il reste difficile de modéliser de façon générale les interactions hydrodynamiques pouvant intervenir entre chaque élément, et qui peuvent être la source d'une augmentation significative du bruit émis. De plus, bien qu'ils soient capables d'être prédictifs dans le domaine des basses et moyennes fréquences, ces modèles ne permettent pas de représenter correctement la complexité géométrique d'un train réel.

**Conclusion** On observe donc depuis la méthode de Fink un perfectionnement des méthodes de prédiction semi-analytique de bruit de train d’atterrissage. Ces avancées ont été permises par une meilleure compréhension de la physique du train d’atterrissage, ce qui a permis de complexifier les modèles. Néanmoins, deux obstacles se posent quant à leurs capacités à prédire pour toutes les gammes de fréquences le bruit d’un train d’atterrissage de géométrie arbitraire:

- Les interactions hydrodynamiques pouvant induire un rayonnement acoustique sont complexes à prévoir.
- Les éléments de petites tailles, montrant une grande variabilité sur les trains, sont complexes à modéliser et nécessitent le plus souvent une validation et un recalage *a posteriori*.

### 1.2.3.2 Méthodes de prédiction numérique

On présente dans cette partie les différentes méthodes numériques utilisées pour prédire le bruit de train d’atterrissage. Le détail des méthodes numériques est omis dans cette partie, et l’on présente principalement les applications pour la prédiction et la réduction de bruit de train d’atterrissage.

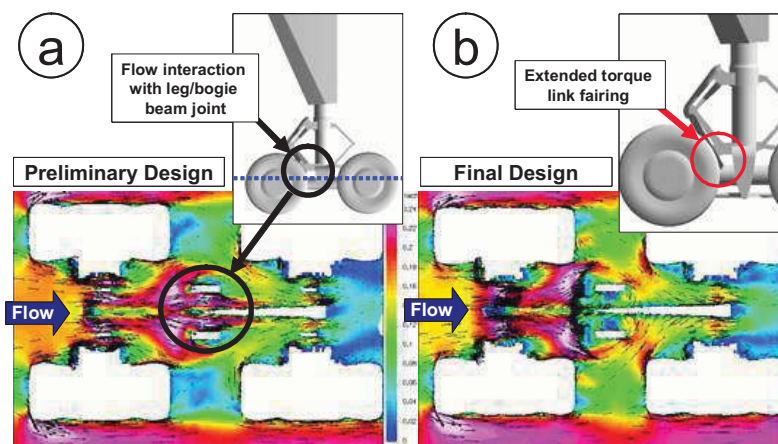


Figure 1.16: Optimisation d’un carénage à l’aide d’une solution moyenne issu d’une simulation numérique RANS, d’après Dobrzynski [53].

**Méthodes RANS** La résolution des équations de Navier-Stokes moyennées (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes* ou RANS) fut la première méthode numérique utilisée afin d’optimiser acoustiquement le bruit de train d’atterrissage. La méthode considère la moyenne d’ensemble des équations de Navier-Stokes afin d’obtenir une équation de l’écoulement moyen. La non-linéarité des équations de Navier-Stokes fait apparaître le tenseur d’ordre deux des tensions de Reynolds qu’il est nécessaire de modéliser [34]. La résolution de ces équations sur une discrétisation de l’espace

(un maillage) permet d'obtenir une solution de l'écoulement moyen. Le coût de la méthode est considéré aujourd'hui comme assez faible avec un temps de rendu de l'ordre du jour pour un cas industriel comme un avion entier à taille réelle.

La connaissance de l'écoulement moyen peut aider à la conception et à l'optimisation acoustique du train en évitant que des éléments géométriques complexes se trouvent dans le sillage d'un autre élément. Dobrzynski [53] utilise des solutions des équations RANS afin d'optimiser un train d'A340 dans le cadre du projet SILENCER. Comme on peut l'observer sur la figure 1.16, l'extension du carénage protégeant le compas permet une réduction de la vitesse incidente et donc potentiellement du bruit émis. Cependant, il est impossible de quantifier les effets de l'optimisation acoustique du train sans expériences en soufflerie car, de manière intrinsèque, la méthode ne permet pas de fournir de données instationnaires. Les équations U-RANS étendent les équations RANS aux écoulements instationnaires. Quelques études furent menées avec cette méthode au début des années 2000 [108, 114], donnant un accord médiocre avec l'expérience. En effet, elles ne fournissent que les très grandes échelles de l'écoulement et ne peuvent pas prendre en compte les phénomènes de cascade énergétique turbulente ni de décorrélation des sources acoustiques nécessaire à l'obtention de la partie large bande des spectres acoustiques.

**Méthodes de Simulation aux Grandes échelles (SGE ou LES)** La simulation aux grandes échelles (*Large Eddy Simulation* (LES)) part du postulat de Kolmogorov considérant que la séparation des grandes et petites échelles turbulentes augmente avec le nombre de Reynolds et que les petites structures dissipant l'énergie cinétique turbulente sont indépendantes des grandes échelles. La méthode consiste donc à résoudre les grandes échelles de l'écoulement et à modéliser les petites échelles par l'application d'un filtre spatial aux équations de Navier-Stokes. Tout comme dans les équations RANS, un terme non fermé appelé tenseur de sous-maille apparaît et représente l'impact des échelles plus petites que la longueur du filtre sur les échelles résolues. On peut ainsi résoudre avec un maillage adéquat une large gamme de structures turbulentes. Néanmoins, bien qu'elle réduise significativement le nombre de points nécessaires dans le maillage par rapport à une simulation directe des équations de Navier-Stokes, la LES montre une dépendance du nombre de point à la paroi en  $Re^{1.9}$  [33, 38]. De fait, les 20 dernières années ont vu le développement de lois de paroi permettant une discrétisation plus lâche des couches limites et une diminution des coûts de calculs [15, 23, 55, 204]. Toutefois, ces approches ont longtemps manqué de maturité pour les cas de couches limites turbulentes avec des gradients de pression longitudinaux engendrés par exemple par une forte courbure de la géométrie. De fait, hormis le présent travail, on ne relève pas dans la littérature de simulations aux grandes échelles classiques traitant des géométries de train d'atterrissage. Néanmoins, on note l'utilisation de la LES pour des cas canoniques d'interactions comme le cas "barreau-profil" [20]. Les équations de la LES sont présentées dans le chapitre 2.

**Méthodes DES (*Detached Eddy Simulation*)** Afin de lever les difficultés de la LES en proche paroi, Spalart [182] propose d'utiliser le modèle DES (*Detached Eddy Simulation*), qui est un modèle hybride RANS/LES. Celui-ci consiste à utiliser un modèle de turbulence qui dégénère

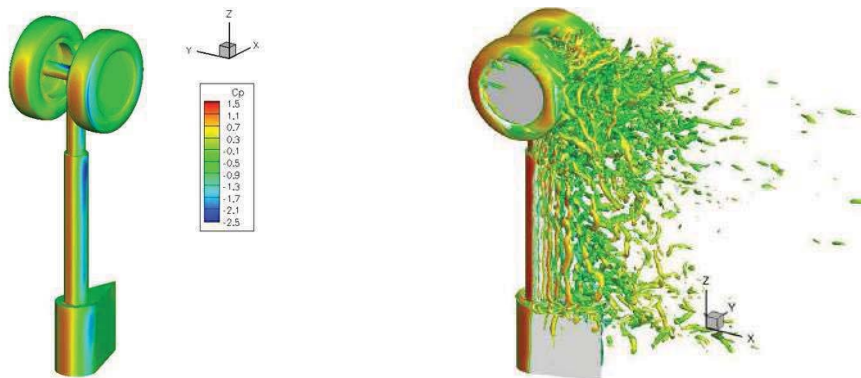


Figure 1.17: Simulation numérique ZDES du train LAGOON #1, d'après Sanders [154].

en modèle de sous-maille de LES loin de la paroi et en modèle RANS proche de la paroi. Historiquement, le modèle de Spalart [181] fut utilisé, puis la méthode a été généralisée à n'importe quel modèle de turbulence RANS. Cette méthode permet de diminuer les contraintes de maillage de la couche limite. Néanmoins, on observe l'apparition d'une "zone grise" correspondant à la transition de la zone RANS en proche paroi à la zone LES dont la position dépend fortement de la résolution du maillage à la paroi. Afin de corriger ce problème, la DDES (*Delayed DES*) [179] a été introduite afin de limiter cette dépendance à la résolution du maillage de paroi et d'éviter un passage précoce en mode LES. Néanmoins, Fröhlich *et al.* [70] soulignent la sensibilité de cette dernière formulation aux conditions initiales de calcul. On observe en outre de nombreuses déclinaisons de la méthodes DES, ayant pour but de s'affranchir des limitations originelles de la méthode [47, 199]. Néanmoins, cette complexification du modèle nécessite le plus souvent une utilisation plus avertie.

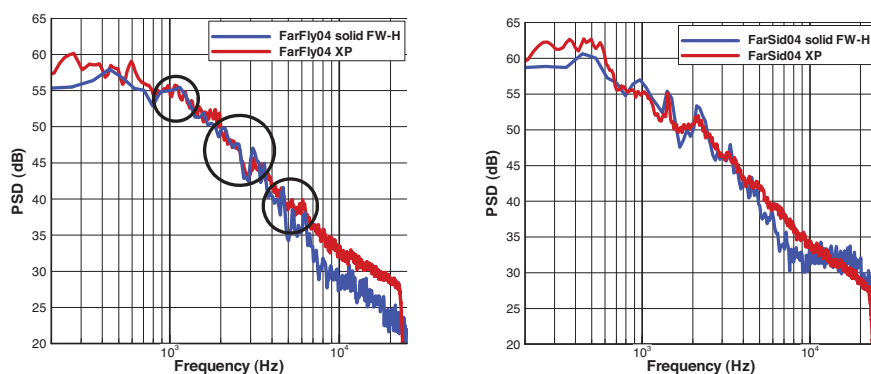


Figure 1.18: Résultats acoustiques en champ lointain issus d'une ZDES sur le train LAGOON #1, d'après Sanders [154].

Les premiers calculs DES sur une configuration de train d'atterrissage furent effectués au début des années 2000 par Strelets [89, 186] sur la configuration simplifiée RLG. Quelques études ont été réalisées entre 2002 et 2010 [104, 115], mais il faut attendre 2010 pour observer une augmentation significative du nombre de publications sur des DES réalisées sur des configurations de trains d'atterrissage. On compte ainsi au moins 16 publications [66, 101, 112, 154, 155, 175, 176, 178, 180, 192, 196–198, 202, 206, 208] de simulations DES réalisées entre 2010 et 2013. Elles furent réalisées majoritairement sur le train RLG, du fait de la possibilité de réaliser un maillage structuré. La méthode permet l'obtention de l'écoulement instationnaire autour du train ainsi que les fluctuations des quantités aérodynamiques sur des surfaces solides ou poreuses, permettant ainsi d'obtenir le champ acoustique lointain via une analogie de Ffowcs-Williams et Hawkins présentée dans le chapitre C. Ces méthodes montrent en général un bon accord avec l'expérience en champ proche et en champ lointain et permettent une résolution large bande des spectres issus des données instationnaires (figure 1.18). Ceux-ci sont limités en basses et hautes fréquences respectivement par le temps de simulation et la fréquence d'échantillonnage. L'erreur commise sur les spectres en champ lointain intégrés (OASPL) est de l'ordre de quelques dB selon les angles polaire et azimutal considérés. Néanmoins, on observe une assez grande dispersion des résultats en fonction du maillage, du modèle RANS ou de la formulation DES utilisée.

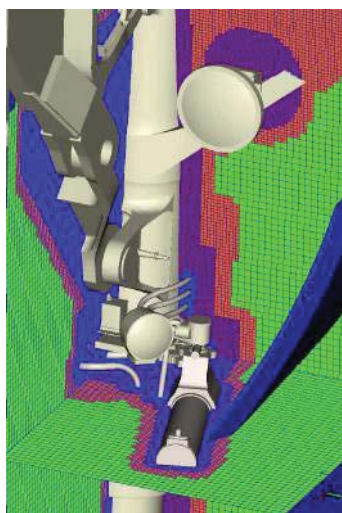


Figure 1.19: Maillage octree pour le code LBM Powerflow d'EXA, d'après Li [109].

**Méthodes de Boltzmann sur réseau (LBM)** La méthode de Boltzmann sur réseau (*Lattice Boltzman Method*) consiste à résoudre les équations de Boltzmann décrivant la cinétique d'un gaz peu dense hors équilibre. Chen [35–37] montre la possibilité de retrouver les équations de Navier-Stokes à partir des équations de Boltzmann. On résout la fonction  $f(\mathbf{x}, t, \mathbf{v})$  représentant la probabilité de trouver à la position  $\mathbf{x}$  et au temps  $t$  une particule de vitesse comprise dans l'espace des vitesses  $(\mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v})$  dans l'espace  $(\mathbf{x}, \mathbf{x} + d\mathbf{x})$  et le temps  $(t, t + dt)$ . L'espace des vitesses

$\mathbf{v}$  est alors discretisé en une base de vecteurs élémentaires représentant les différents mouvements possibles de la particule. Il est montré que l'utilisation de 19 vecteurs élémentaires (schéma de collision D3Q19) est suffisant pour obtenir une résolution équivalente aux équations de Navier-Stokes pour un gaz isentropique [35] à un nombre de Mach inférieur à 0.5. On retrouve ensuite les variables macroscopique en calculant l'espérance de la fonction  $f(\mathbf{x}, t, \mathbf{v})$ , soit respectivement

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_j f_j(\mathbf{x}, t) \quad (1.11)$$

et

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) = \sum_j f_j(\mathbf{x}, t) \mathbf{v}_j \quad (1.12)$$

respectivement pour la densité et le vecteur vitesse. Les autres variables telles que la pression et la température sont obtenues via l'utilisation des relations thermodynamiques relatives à un gaz parfait. Le jeu d'équation est résolu sur un maillage (figure 1.19) composé d'éléments cubiques (*voxels*) dont la taille varie d'un facteur deux entre deux zones de résolution adjacente, ce qui permet d'obtenir un pas de temps local à chaque zone de raffinement. Les éléments surfaciques (*surfels*) sont automatiquement obtenus via l'intersection des éléments cubiques et de la surface solide. Cette méthode permet donc un traitement relativement aisé de géométries complexes. Pour les écoulements turbulents à haut nombre de Reynolds, un modèle de turbulence est considéré afin de tenir compte des échelles turbulentes non résolues par le maillage. On qualifie de fait l'approche LBM de *Very Large Eddy Simulation*. En outre, un modèle de paroi peut être ajouté afin de mieux capturer les phénomènes en proche paroi.

Le premier calcul LBM sur un train d'atterrissage a été réalisé par Seror [168] avec le logiciel Powerflow d'EXA. A l'écriture de ce document, il a été majoritairement utilisé pour les 10 études réalisées par la suite sur d'autres configurations de train d'atterrissage [6, 29, 61, 96, 109, 124, 125, 128, 129, 147]. On observe néanmoins l'émergence de solutions concurrentes comme le logiciel LaBS [102] qui est en phase de développement. L'engouement pour cette méthode observé ces dernières années s'explique par:

- des performances informatiques plus élevées par rapport à des codes Navier-Stokes, jusqu'à 7 fois plus rapide à nombre égal de degré de liberté.
- la facilité de maillage et de prise en compte de géométries complexes

Néanmoins, cette méthode utilise des mailles cubiques et des schémas temporel explicites. De fait, la résolution des couches internes des couches limites turbulentes pour un nombre de Reynolds élevé se révèle autant voir plus couteuse que pour un code Navier-Stokes pour des nombres de Reynolds élevé, cela du fait de la diminution du pas de temps et de l'augmentation du nombre de degrés de liberté. Il est donc utilisé des lois de paroi dont la validité est sujette à caution pour des couches limites hors équilibre (gradients de pression longitudinaux, courbure de la paroi). Enfin, l'utilisation du modèle de collision D3Q19 restreint l'utilisation de la méthode à des écoulements subsoniques ( $M < 0.5$ ) ce qui néanmoins n'est pas restrictif pour des simulations de trains d'atterrissage.

**Conclusion** Le coût et le temps associés à la réalisation d'essais à taille réelle de trains d'atterrissage ont encouragé le développement de méthodes de simulations numériques de l'écoulement instationnaire. Ces méthodes sont prometteuses pour obtenir le champ acoustique lointain du train sans calibration *a priori* de modèles. Le coût d'une LES résolue en paroi ainsi que l'apparition de la DES expliquent l'absence de LES pour l'étude du bruit de train d'atterrissage, alors que la DES a été massivement utilisée. Bien que les simulations DES donnent globalement de meilleurs résultats que les modèles semi-analytiques, elles sont sensibles à la version du modèle DES utilisé ainsi qu'à la densité du maillage à la surface du solide. On observe enfin l'utilisation croissante de la LBM qui s'apparente à de la *Very Large Eddy Simulation*. Bien que cette méthode soit particulièrement efficace pour traiter des géométries complexes, le traitement de la paroi à l'aide de lois de paroi reste encore un sujet à caution.

### 1.3 Objectif de la thèse

L'objectif premier de cette thèse est de faire progresser l'état de l'art dans les méthodes de prédiction de bruit de trains d'atterrissage réalistes. On cherche donc à mettre en place les outils numériques pouvant permettre la résolution précise des mécanismes physiques des sources acoustiques en champ proche ainsi que leur propagation en champ lointain. L'objectif est également de développer et de valider des outils d'analyse et de détection de sources acoustiques.

**Choix de la méthode numérique** L'étude bibliographique montre l'essor récent de deux grandes familles de méthodes pour la prédiction du bruit de train d'atterrissage. La première consiste à résoudre les grandes échelles des équations de Navier-Stokes (LES/DES) et l'autre à résoudre les équations de Boltzmann sur réseau. Cette dernière est évaluée dans le cadre du projet LaBs [102]. On s'intéresse donc aux méthodes résolvant les équations de Navier-Stokes. On observe que la LES n'a jamais été utilisée dans le cadre de la prédiction de bruit de train d'atterrissage, alors que la DES l'a largement été. Néanmoins, la DES montre une large variabilité des résultats en fonction du maillage ou du modèle RANS utilisé. On se propose donc dans cette thèse d'évaluer la LES pour la résolution des sources en champ proche. Le coût d'un calcul LES résolue d'un train complet étant prohibitif, on évaluera la capacité de lois de paroi à prédire le bon comportement des couches limites. A défaut, on évaluera l'erreur commise par la conduite de calculs non-résolus.

La résolution des sources acoustiques en champ proche nécessite en outre l'utilisation de schémas d'ordres élevés. Cette caractéristique est généralement propre à des solveurs utilisant des maillages structurés. Néanmoins, la complexité des géométries de trains réalistes ne permet pas l'utilisation de tels maillages et il est nécessaire d'utiliser des maillages non structurés. Il est également nécessaire de résoudre les équations de Navier-Stokes compressibles afin de tenir compte des effets de réflexion et de diffraction qui peuvent intervenir entre les différents éléments du train d'atterrissage. Enfin il est nécessaire d'utiliser des conditions aux limites non-réfléchissantes [82, 138] afin d'éviter la réflexion dans le domaine de calculs d'ondes parasites.



On choisit donc pour cette thèse le code AVBP développé par le CERFACS et IFP Energie Nouvelles. C'est un code LES compressible utilisant des schémas d'ordres élevés pouvant traiter des maillages non-structurés, répondant donc au cahier des charges dicté précédemment. Il a été utilisé pour la simulation d'instabilités thermoacoustiques [151] dans des chambres de combustion ainsi que pour la simulation de bruit de jet [67, 157]. Les méthodes numériques du code AVBP sont présentées en détail dans le chapitre 3. On considère également la méthode de Ffowcs-Williams et Hawkins [63] afin de propager les sources acoustiques en champ lointain à un coût acceptable. Cette méthode est couramment utilisée pour la prédiction de bruit de train d'atterrissage. On décrit en détail la méthode, ainsi que les hypothèses qu'elle présuppose dans l'annexe C.

**Choix d'un cas académique de validation** Afin de valider la méthode numérique retenue, il est nécessaire de choisir un cas de validation simple et représentatif de la physique rencontrée dans un train d'atterrissage. On choisit dans le cadre de cette thèse le cas académique du "barreau-profil". Cette configuration, étudiée expérimentalement par Jacob [92] à l'Ecole Centrale de Lyon (ECL) et détaillée dans le chapitre 4, est représentative des interactions élémentaires pouvant intervenir dans un train d'atterrissage réaliste:

- la génération d'un bruit propre du cylindre: le ton éolien à la fréquence des lâchers tourbillonnaires
- l'amplification et l'élargissement spectral du ton ainsi que l'apparition d'un bruit purement large bande dû à l'interaction du sillage du cylindre avec le profil

D'autres études numériques ont également été conduites sur le cas "barreau-profil" dans la même optique de validation. On comparera donc les résultats obtenus avec la méthode sélectionnée avec d'autres méthodes numériques et l'on discutera de la pertinence des choix réalisés. On validera également sur cette configuration des méthodes de localisation de sources acoustiques détaillées dans l'annexe D. Des effets d'interférence entre les émissions propres du cylindre et celles du profil ont été mises en évidence par des travaux numériques antérieurs [26, 83]. Cette étape de validation sera également l'occasion d'améliorer l'état de l'art sur cette expérience en étudiant ces phénomènes d'interférences à différents angles.

**Application à la base de donnée LAGOON** On utilisera ensuite la méthode numérique sélectionnée afin de prédire le bruit des trains d'atterrissage LAGOON succinctement présentés précédemment. Les paramètres numériques optimaux seront déterminés à l'aide de simulations sur la géométrie #1 et seront utilisés sur les géométries #2 et #3. On réalisera les investigations suivantes:

- On évalue la capacité du code à prédire correctement le champ proche ainsi que le champ lointain en se comparant à la base de donnée expérimentale et aux calculs numériques effectués

- On évalue également la capacité de la méthode numérique retenue à trouver les tendances des champs aérodynamiques et acoustiques en complexifiant la géométrie du train
- On applique les méthodes de détection et d'analyse des sources acoustiques à ces trois configurations. Plus particulièrement, un effort sera porté sur la caractérisation des tons de cavité, l'étude de leur structure et la caractérisation de leur rayonnement en champ lointain, ainsi que sur l'évolution du champ acoustique lointain avec la montée en complexité de la géométrie.

**Perspectives: train OPENAIR** L'application finale de cette thèse consistera à essayer de mettre en place une simulation numérique du train d'atterrissage OPENAIR, qui est une maquette réaliste de train d'A320 à l'échelle 1:7,5. Cette application a particulièrement pour but de tester la capacité de la méthode retenue à traiter une géométrie de train réaliste et complexe. Ainsi, on mettra en évidence les problématiques de nettoyage de géométrie ainsi que du maillage d'une géométrie complexe et non nettoyée.

## 1.4 Organisation du manuscrit

La première partie présente les équations et les méthodes numériques pour la résolution de l'écoulement en champ proche et pour la propagation des sources en champ lointain, ainsi que les méthodes d'analyse et de post-traitement acoustique. Le chapitre 2 présente les équations de conservations et les équations LES utilisées dans le code AVBP. Le chapitre 3 présente les méthodes numériques utilisées dans le code AVBP.

La seconde partie porte sur le cas de validation du "barreau-profil". Le chapitre 4 présente le cas étudié expérimentalement ainsi que la base de donnée disponible. Une étude bibliographique est également conduite sur les études numériques réalisées antérieurement à ce travail. Le chapitre 5 présente les calculs effectués sur le cas "barreau-profil" avec différents paramètres numériques. Le chapitre 6 présente une analyse acoustique avec les données de la meilleure simulation obtenue dans le chapitre précédent et conclut sur le cas de validation du "barreau-profil".

La troisième partie porte sur la présentation des résultats obtenus sur les configurations géométriques de la base de donnée LAGOON. Le chapitre 7 décrit la base de donnée expérimentale LAGOON et présente les principaux résultats numériques antérieurs à ce travail. Les résultats numériques obtenus pour la première géométrie sont présentés dans le chapitre 8. En suivant les paramètres optimaux dans le chapitre précédent, les résultats numériques obtenus sur les deux dernières configurations ainsi que l'étude croisée des sources acoustiques sont exposés dans le chapitre 9. L'annexe B expose les efforts préliminaires effectués sur le démonstrateur OPENAIR dans la perspective de simulations aéroacoustiques de trains réalistes. On expose notamment les difficultés rencontrées lors du maillage d'une géométrie complexe dans l'optique d'une simulation aéro-acoustique.



# **Partie I**

## **Equations et modèles pour les écoulements turbulents compressibles**



# Table des matières

---

<b>2</b>	<b>Modélisation des écoulements turbulents compressibles</b>	<b>33</b>
2.1	Equations de conservation pour les écoulements gazeux compressibles . . . . .	33
2.1.1	Equations et variables conservatives . . . . .	33
2.1.2	Thermodynamique du gaz . . . . .	34
2.1.3	Coefficient de transport . . . . .	35
2.2	Principe de la Simulation aux Grandes Echelles (SGE ou LES) . . . . .	35
2.3	Equations LES . . . . .	36
2.4	Modèles de sous-maille . . . . .	38
2.4.1	Modèle de Smagorinski . . . . .	38
2.4.2	Modèle de Smagorinski dynamique . . . . .	39
2.4.3	Modèle WALE . . . . .	39
2.5	Modélisation des frontières de calcul . . . . .	39
2.5.1	Conditions non-réfléchissantes . . . . .	40
2.5.2	Lois de paroi . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Approche numérique</b>	<b>47</b>
3.1	Méthode de discrétisation <i>cell-vertex</i> . . . . .	47
3.2	Schémas numériques . . . . .	49
3.2.1	Schémas spatiaux . . . . .	49
3.2.2	Avance en temps . . . . .	50
3.3	Modèles de viscosité artificielle . . . . .	51

---



---

## Modélisation des écoulements turbulents compressibles

---

### 2.1 Equations de conservation pour les écoulements gazeux compressibles

#### 2.1.1 Equations et variables conservatives

Les équations de Navier -Stokes, qui sont des équations de conservation décrivant l'évolution d'un fluide compressible non réactif s'écrivent:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j}[P \delta_{ij} - \tau_{ij}], \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho E u_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j}[u_i (P \delta_{ij} - \tau_{ij}) + q_j], \quad (2.3)$$

avec  $\rho$ ,  $u_i$ ,  $E$  désignant respectivement la masse volumique, la composante  $i$  du vecteur vitesse et l'énergie totale par unité de masse. Les équations 2.1, 2.2, 2.3 décrivent la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Il est possible de ré-écrire ce jeu d'équation sous la forme matricielle suivante:

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot F(w) = s \quad (2.4)$$



où  $w = (\rho, \rho u_i, \rho E)^T$  est le vecteur des variables conservatives.  $F$  représente le tenseur des flux et  $s$  représente les termes sources. On décompose traditionnellement le tenseur des flux en une partie non visqueuse et en une partie visqueuse:

$$F(w) = F(w)^I + F(w)^V \quad (2.5)$$

**Terme non-visqueux** On écrit la partie non visqueuse des flux sous la forme:

$$F(w)^I = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_i u_j + P \delta_{ij} \\ (\rho E + P \delta_{ij}) u_j \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

où  $P$  est la pression statique donnée par une équation d'état.

**Terme visqueux** On écrit la partie visqueuse du flux sous la forme:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ -\tau_{ij} \\ -(u_i \tau_{ij}) + q_j \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Le tenseur des contraintes  $\tau_{ij}$  est donné par les relations suivantes:

$$\tau_{ij} = 2\mu(S_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{ll}), \quad (2.8)$$

et

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right). \quad (2.9)$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide. Le flux de chaleur par conduction  $q_j$  est modélisé par la loi de Fourier défini par

$$q_i = -\lambda_{fluide} \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (2.10)$$

où  $\lambda_{fluide}$  est la conductivité thermique du fluide.

## 2.1.2 Thermodynamique du gaz

L'équation d'état d'un gaz parfait s'écrit

$$P = \rho r T \quad (2.11)$$

où  $r = R/M_{air}$ .  $M_{air} = 28.9$  g/mol est la masse molaire de l'air et  $\mathcal{R} = 8.3143$  J/mol.K est la constante des gaz parfait. L'exposant polytropique du gaz est donné par:

$$\gamma = C_p/C_v. \quad (2.12)$$

La vitesse du son  $c$ , nécessaire pour l'utilisation des conditions aux limites NSCBC ainsi que pour le calcul du nombre de Courant (CFL), est donné par la relation suivante:

$$c^2 = \gamma r T. \quad (2.13)$$

### 2.1.3 Coefficient de transport

La loi de Sutherland [189] est utilisée pour déterminer la viscosité dynamique en fonction de la température du fluide:

$$\mu(T) = \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + S}{T + S}, \quad (2.14)$$

avec  $T_{ref}$  une température de référence,  $\mu_{ref}$  une viscosité de référence et  $S$  la température de Sutherland. La conductivité thermique du mélange est définie en utilisant un nombre de Prandtl  $Pr$  supposé constant dans le temps et l'espace par:

$$\lambda_{fluide} = \frac{\mu C_p}{Pr} \quad (2.15)$$

## 2.2 Principe de la Simulation aux Grandes Echelles (SGE ou LES)

Le principe de la simulation aux grandes échelles réside dans le filtrage spatial des équations de Navier-Stokes afin d'obtenir un jeu d'équations représentatif des grandes échelles de l'écoulement. Cette approche est motivée par la théorie de Kolmogorov [98] sur la turbulence, postulant pour un nombre de Reynolds suffisamment grand l'existence d'une isotropie et universalité des petites structures turbulentes. L'opération de filtrage fait apparaître un terme non fermé du fait de la non-linéarité des équations de Navier-Stokes, et qui est représentatif des effets des petites échelle sur les grandes échelles. Afin de fermer le modèle, ce terme dit de "sous-maille" doit être modélisé (figure 2.1) à l'aide d'un modèle de sous-maille (*Subgrid-Scale model*).

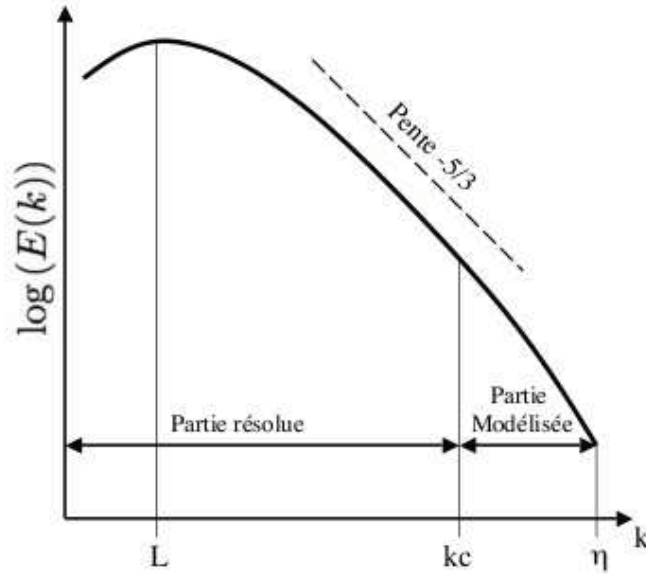


Figure 2.1: Spectre typique d'une Turbulence Homogène et Isotrope et approche LES.

## 2.3 Equations LES

La procédure de filtrage évoquée précédemment définit la quantité filtrée  $\bar{f}$  comme le produit de convolution de la quantité non-filtrée  $f$  avec un filtre spatial  $G_\Delta$  de longueur  $\Delta$ :

$$\bar{f}(x) = \int f(x') G_\Delta(x' - x) dx'. \quad (2.16)$$

Le filtre utilisé est classiquement de type boîte ou gaussien. La quantité  $\bar{f}$  est ainsi la quantité résolue par la simulation numérique, et la quantité de sous-maille non résolue est  $f' = f - \bar{f}$ . Dans le cas d'un écoulement à densité variable, une moyenne de Favre est utilisée:

$$\rho \tilde{f} = \overline{\rho f} \quad (2.17)$$

On obtient les équations LES en filtrant les équations de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{P \delta_{ij}} - \overline{\tau_{ij}} - \overline{\tau_{ij}^t}], \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_j} [\overline{u_i (P \delta_{ij} - \tau_{ij})} + \overline{q_j} + \overline{q_j^t}]. \quad (2.20)$$

On peut également écrire ces équations sous la forme matricielle suivante:

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + \nabla \cdot \tilde{F}(w) = \tilde{s}. \quad (2.21)$$

où  $\tilde{w} = (\bar{\rho}, \bar{\rho}\tilde{u}_i, \bar{\rho}\tilde{E})^T$  est le vecteur des variables conservatives.  $F$  représente le tenseur des flux filtrés et  $\tilde{s}$  représente les termes sources filtrés. Le tenseur des flux filtrés  $\tilde{F}$  peut se décomposer sous la forme suivante:

$$\tilde{F} = \tilde{F}^I + \tilde{F}^V + \tilde{F}^t, \quad (2.22)$$

avec  $\tilde{F}^I$ ,  $\tilde{F}^V$  et  $\tilde{F}^t$  représentant respectivement les flux non-visqueux, visqueux et de sous-maille.

**Termes non-visqueux** Les flux non-visqueux s'écrivent sous la forme suivante:

$$\tilde{F}^I = \begin{pmatrix} \overline{\rho\tilde{u}_j} \\ \overline{\rho\tilde{u}_i\tilde{u}_j} + \bar{P}\delta_{ij} \\ \overline{\rho\tilde{E}\tilde{u}_j} + \bar{P}u_j\delta_{ij} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

**Termes visqueux** Les flux visqueux s'écrivent sous la forme suivante:

$$\tilde{F}^V = \begin{pmatrix} 0 \\ -\overline{\tau_{ij}} \\ -(\overline{u_i\tau_{ij}}) + \bar{q}_j \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

En suivant Poinot [139], le tenseur des contraintes filtré est donné par les relations suivantes

$$\begin{aligned} \overline{\tau_{ij}} &= \overline{2\mu(S_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}S_{ll})}, \\ &\approx 2\bar{\mu}(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{S}_{ll}), \end{aligned} \quad (2.25)$$

avec

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right), \quad (2.26)$$

Le flux de chaleur filtré s'écrit:

$$\begin{aligned} \bar{q}_i &= -\overline{\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}} \\ &\approx -\bar{\lambda} \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (2.27)$$

**Termes de sous-maille** Les flux de sous-maille s'écrivent sous la forme suivante:

$$\tilde{F}^t = \begin{pmatrix} 0 \\ -\overline{\tau_{ij}^t} \\ \bar{q}_j^t \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Les termes de sous-maille sont modélisés en suivant la théorie de Kolmogorov [98]: les petites échelles de la turbulence reçoivent de l'énergie via la cascade énergétique de Richardson et dissipent par viscosité l'énergie cinétique turbulente. De fait, on modélise le terme de sous-maille par une viscosité turbulence  $\nu_t$ , dont la forme reste à déterminer. Le tenseur des contraintes de sous-maille s'écrit

$$\overline{\tau_{ij}^t} = -\bar{\rho} (\overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (2.29)$$

$$\simeq 2 \bar{\rho} \nu_t \tilde{S}_{ij} + \frac{1}{3} \overline{\pi l^t} \delta_{ij}, \quad (2.30)$$

avec

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}. \quad (2.31)$$

## 2.4 Modèles de sous-maille

On présente dans cette partie les modèles de sous-maille utilisés pour le calcul de la viscosité turbulente  $\nu_t$ . Le modèle de Smagorinsky [170] est présenté pour des raisons historiques. Deux modèles de sous-maille ont été utilisés dans le cadre de cette thèse:

- Le modèle de Smagorinski dynamique.
- Le modèle de WALE.

### 2.4.1 Modèle de Smagorinski

Le modèle de Smagorinsky [170] a été développé dans les années 1960 et fut le premier modèle de sous-maille utilisé en LES. Sa simplicité et son bon fonctionnement pour la simulation de Turbulence Homogène et Isotrope (THI) en ont fait un modèle universellement reconnu. Néanmoins, il est démontré que ce modèle est trop dissipatif près des murs et son utilisation pour des régimes de transition vers la turbulence n'est pas recommandé ([152]). De fait, on ne présente ce modèle qu'à titre informatif. La viscosité turbulente s'écrit:

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}, \quad (2.32)$$

où  $\Delta$  représente la longueur caractéristique du filtre (racine cubique du volume de la cellule),  $C_S$  est la constante du modèle, égale à 0.18 pour une THI mais peu varier de 0.1 à 0.18 selon l'écoulement considéré.

### 2.4.2 Modèle de Smagorinski dynamique

Le modèle de Smagorinski dynamique développé par Germano [72] étend le modèle de Smagorinski standard en évaluant localement le coefficient  $C_{SD}$  à partir des informations de l'écoulement et de l'auto-similarité des échelles turbulentes. L'expression de la viscosité turbulente s'écrit:

$$\nu_t = (C_{SD} \Delta)^2 \sqrt{2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}}, \quad (2.33)$$

où  $\Delta$  représente la longueur caractéristique du filtre (racine cubique du volume de la cellule). L'expression de  $C_{SD}$  vient de l'inégalité de Germano et suit la procédure de Lilly [111]:

$$C_{SD}^2 = \frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}. \quad (2.34)$$

Dans l'expressions précédente, les tenseurs  $M_{ij}$  et  $L_{ij}$  s'écrivent:

$$M_{ij} = \hat{\Delta}^2 \sqrt{2 \langle \tilde{S}_{ij} \rangle \langle \tilde{S}_{ij} \rangle} \quad L_{ij} = \langle \tilde{u}_i \rangle \langle \tilde{u}_j \rangle - \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle, \quad (2.35)$$

et introduisent la notion de filtre "test" de longueur caractéristique  $\hat{\Delta}$  égal à la racine cubique du volume défini par toutes les cellules entourant la cellule d'intérêt. Une procédure de filtrage et d'écrêtage évite des valeurs négatives pour  $C_{SD}^2$ . En comparaison avec le modèle de Smagorinski standard, cette procédure permet notamment d'adapter la viscosité numérique en proche paroi.

### 2.4.3 Modèle WALE

Le modèle WALE [127] a été spécifiquement développé pour les écoulements avec parois en adaptant la viscosité de sous-maille en fonction de la distance au mur. Plus particulièrement, le modèle est capable de retrouver la dépendance en  $y^3$  de la vitesse en fonction de la distance à la paroi. L'expression de la viscosité turbulente s'écrit:

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij}, \quad (2.36)$$

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (2.37)$$

où  $\Delta$  représente la longueur caractéristique du filtre (racine cubique du volume de la cellule),  $C_w = 0.5$  est une constante du modèle et  $\tilde{g}_{ij}$  représente le gradient de vitesse résolu.

## 2.5 Modélisation des frontières de calcul

On présente dans cette section les modèles utilisés pour les frontières de calcul. On expose en premier les conditions caractéristiques utilisés aux entrées et sorties du domaine de calcul. On expose ensuite une brève revue de l'utilisation des lois de paroi en LES.

### 2.5.1 Conditions non-réfléchissantes

Les conditions limites d'entrée et de sortie du domaine de calcul sont cruciales pour la simulation d'un écoulement compressible et particulièrement pour une application aéro-acoustique. En effet, les ondes acoustiques générées par les sources vont se propager dans le domaine jusqu'à atteindre ses bords. Si une prescription classique des valeurs au bord du domaine est effectuée<sup>1</sup>, on observe des réflexions parasites des ondes acoustiques. Celles-ci sont indésirables car elles vont polluer le calcul et biaiser les résultats acoustiques en champ lointain. D'un point de vue pratique, une comparaison des résultats acoustiques issu d'une telle simulation, si bien même elle aboutissait, ne pourrait être effectué avec des résultats issu d'une expérience réalisée en soufflerie anéchoïque. Il est donc nécessaire d'utiliser des conditions d'entrée et de sortie non-réfléchissantes.

Une approche possible est l'utilisation de conditions aux limites caractéristiques, communément appelées NSCBC (*Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions*). Elles ont été développées pour les équations d'Euler par Thompson [193] et étendues aux équations de Navier-Stokes par Poinso et Lele [138]. Le principe est le suivant:

- Les variables conservatives à la sortie du domaine sont traduites en variables caractéristiques
- Les ondes sortantes sont laissées inchangées, et les ondes entrantes dans le domaine sont imposées. Une éventuelle dérive de l'écoulement est corrigé par l'utilisation d'un coefficient de relaxation.
- Les variables caractéristiques corrigées sont traduites en variable conservatives. Ces dernières sont utilisées pour le calcul du résidu.

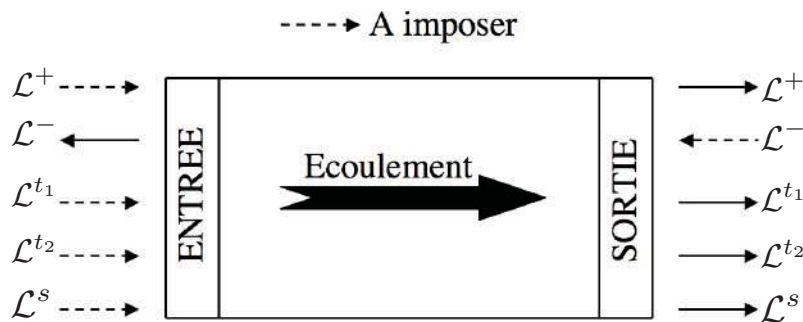


Figure 2.2: Décomposition en ondes aux frontières du domaine de calcul pour un écoulement subsonique.

<sup>1</sup>On pense par exemple à une prescription des variables primitives à l'aide d'une simple condition de Dirichlet, qui modifie la valeur du résidu.

En considérant une onde plane incidente normalement au point considéré (Hypothèse LODI: *Local One-Dimensional Inviscid*), les dérivés transverses dans le repère relatif à la condition limite sont nulles. Notons que ces conditions limites sont généralisées à des ondes d'incidence quelconque par Giles [77]. On exprime dans ce cadre les relations suivantes entre les ondes caractéristiques et variables primitives (voir la figure 2.2) aux frontières du domaine :

$$\partial\mathcal{L}^+ = \partial P/\rho c + \partial u_n \quad (2.38)$$

$$\partial\mathcal{L}^- = \partial P/\rho c - \partial u_n \quad (2.39)$$

$$\partial\mathcal{L}^{t1} = \partial u^{t1} \quad (2.40)$$

$$\partial\mathcal{L}^{t2} = \partial u^{t2} \quad (2.41)$$

$$\partial\mathcal{L}^s = \partial\rho - \rho\partial P/\rho c^2 \quad (2.42)$$

où  $\mathcal{L}^\pm$  sont des ondes acoustiques qui se propagent à la vitesse  $u_n \pm c$ , où  $c$  est la vitesse du son. Les ondes  $\mathcal{L}^{t1}$  et  $\mathcal{L}^{t2}$  sont des ondes de vorticité qui se déplacent à la composante de la vitesse de l'écoulement normal à la condition limite. L'onde  $\mathcal{L}^s$  est qualifiée d'onde entropique.

La façon dont une variable primitive est imposée influe sur le comportement acoustique de la condition limite. En effet, du jeu précédent d'équations, on peut déduire:

$$\partial P = \frac{\rho c}{2}(\partial\mathcal{L}^+ + \partial\mathcal{L}^-), \quad (2.43)$$

qui relie la variation de pression en fonction des ondes acoustiques entrantes et sortantes. On remarque que fixer la pression ( $\partial P = 0$ ) revient à construire une condition aux limites complètement réfléchissante. Réciproquement, une condition au limite non réfléchissante ne permet pas de fixer la pression à la condition limite. En pratique, on conçoit une condition limite réfléchissante en considérant un terme de rappel  $K_p$  sur la pression cible choisie  $P_{cible}$ :

$$\frac{\partial\mathcal{L}^-}{\partial t} = -\frac{2K_p}{\rho c}(P - P_{cible}). \quad (2.44)$$

En considérant la pression sous une forme harmonique  $P = \hat{P}\exp(-i\omega t)$ , Selle [164] montre que la fonction de transfert du coefficient de réflexion pour cette condition limite est:

$$A = \frac{d\mathcal{L}^-}{d\mathcal{L}^+} = -\frac{1}{1 - i\omega/K_p}. \quad (2.45)$$

Cette expression montre que plus le coefficient de relaxation est bas, moins la condition limite est réfléchissante, et en contrepartie plus le signal de pression imposé est déphasé par la condition limite. Ainsi, la spécification de ce coefficient est cas dépendant et résulte d'un compromis entre la gamme de fréquence non réfléchie et l'éventuelle dérive de la pression à la condition limite.

## 2.5.2 Lois de paroi

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, la LES a été peu utilisée pour la résolution d'écoulements pariétaux à haut nombre de Reynolds. En effet, le côté de maillage de la région interne de la couche



limite y devient prohibitif. On présente donc dans cette partie une brève revue de la LES avec loi de paroi, qui propose de ne mailler que la région externe de la couche limite et de modéliser le frottement pariétal par l'utilisation d'une loi de paroi.

On débute par exposer de manière formelle les expressions permettant d'évaluer le coût d'un calcul LES résolu et d'un calcul LES avec loi de paroi. On présente ensuite le modèle algébrique utilisé dans cette étude. Enfin, on évoque des modèles plus complexes basés sur les équations de la couche limite turbulente afin d'estimer le frottement pariétal. Le lecteur intéressé par une revue plus exhaustive et générale des lois de paroi pour la LES pourra se rapporter aux travaux de Piomelli [136, 137] ainsi qu'à la thèse de Bocquet [14].

### 2.5.2.1 Motivation et méthodologie

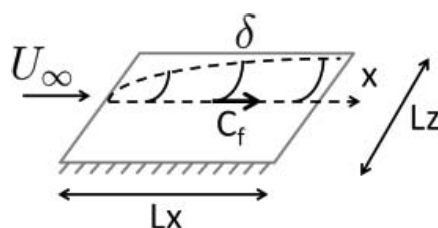


Figure 2.3: Schéma d'une couche limite turbulente sur plaque plane utilisé pour l'évaluation du coût d'une LES, d'après Bocquet [14].

**Estimation des coûts d'une LES résolue et avec loi de paroi** On considère, comme indiqué sur la figure 2.3, un écoulement incompressible de couche limite sans gradient de pression sur une plaque plane de longueur  $L_x$  et de largeur  $L_z$ . Les travaux de Chapman [33], repris par Choi et Moin [38], donnent à partir d'une estimation de l'épaisseur de couche limite en fonction de  $L_x$  et permettent une estimation du nombre de points nécessaires pour mailler totalement la couche limite (zones interne et externe) ou seulement la zone externe. Ces estimations sont données dans le tableau 2.1.

	Région externe	Régions interne et externe
Chapman [33]	$N = 40 \frac{L_z}{L_x} (n_x n_y n_z) Re_{L_x}^{0.4}$ ( $N \propto Re_{L_x}^{0.4}$ )	$N = 0.05 \frac{L_z}{L_x} \frac{n_y}{\Delta_x^+ \Delta_z^+} Re_{L_x}^{1.8}$ ( $N \propto Re_{L_x}^{1.8}$ )
Choi et Moin [38]	$N = 54.7 \frac{L_z}{L_x} (n_x n_y n_z) Re_{L_x}^{2/7} [(\frac{Re_{L_x}}{10^6})^{5/7} - 1]$ ( $N \propto Re_{L_x}$ )	$N = 0.021 \frac{L_z}{L_x} \frac{n_y}{\Delta_x^+ \Delta_z^+} Re_{L_x}^{13/7} [1 - (\frac{10^6}{Re_{L_x}})^{6/7}]$ ( $N \propto Re_{L_x}^{1.9}$ )

Table 2.1: Nombre de cellules pour la LES d'une couche limite. L'expression simplifiée de  $N$  pour  $Re_{L_x} \gg 10^6$  est donnée entre parenthèses.

On observe une dépendance en  $Re_{L_x}$  du nombre de point pour mailler la couche externe de la couche limite, alors qu'elle est de  $Re_{L_x}^{1.9}$  pour la totalité de la couche limite (région interne et externe). Il apparaît donc que pour des nombres de Reynolds élevés et caractéristiques d'applications industrielles, la quasi-totalité des points d'une LES résolue se situe dans la couche interne de la couche limite.

**Méthodologie pour l'utilisation d'une LES avec loi de paroi** Partant du constat que le maillage de la couche interne de la couche limite turbulente est trop onéreux en terme de nombre de points, on souhaite restreindre le maillage à la couche externe de la couche limite. Or, comme indiqué sur la figure 2.4, l'évaluation du frottement à la paroi de l'expression  $\tau_w = \mu \left( \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} \right)_p$  se fait par une différence finie du premier ordre. Cette approximation suppose que le profil de vitesse peut être approximé de façon linéaire entre la paroi et le premier point de maillage. Ceci est vérifié pour un maillage de LES résolue, mais ne l'est pas si le premier point de maillage se situe dans la couche externe de la couche limite. Il est donc nécessaire d'utiliser un modèle afin d'obtenir une valeur plus consistante du frottement pariétal à partir de la vitesse d'un point de maillage dans la couche externe de la couche limite.

Les critères de construction d'un maillage pour une LES avec loi de paroi diffèrent de ceux utilisés pour une LES résolue. En effet, une LES résolue a pour but de résoudre les structures turbulentes de la couche interne de la couche limite (streaks, hairpins, ...). De fait, les dimensions caractéristiques du maillage sont définies à l'aide des variables internes ( $u^+ = \frac{u^*}{u^*}$  et  $y^+ = \frac{u^* y}{\nu}$  avec  $u^* = \frac{\tau_w}{\rho}$ ) définies à l'aide de la vitesse de frottement  $u_\tau$ . Les spécifications classiques pour une LES résolue [153] sont les suivantes:

$$\begin{aligned}\Delta y^+ &\simeq 1 \\ \Delta x^+ &\simeq 50 \\ \Delta z^+ &\simeq 15\end{aligned}$$

Au contraire, le maillage d'une LES avec loi de paroi a pour but de résoudre les structures turbulentes de la couche externe de la couche limite. Ces spécifications s'expriment donc en variables externes ( $U_\infty$  et  $\eta = y/\delta$ ). Bocquet [14] donne les spécifications suivantes:

- Le premier point de discrétisation doit se trouver au delà de la zone interne (sous-couche visqueuse et zone tampon).
- La couche limite doit être discrétisée par suffisamment de points. Il est recommandé 20 points.
- Le premier point ne doit pas être hors de la zone logarithmique.

Ces conditions se traduisent par les spécifications suivantes:

$$\begin{aligned} 100 < \Delta y^+ < Re_\tau/20, \\ \Delta x^+ &\simeq 5\Delta y^+, \\ \Delta z^+ &\simeq 2\Delta y^+. \end{aligned}$$

On remarque en outre que les mailles pour une LES avec loi de paroi sont plus isotropes que les mailles d'une LES résolue.

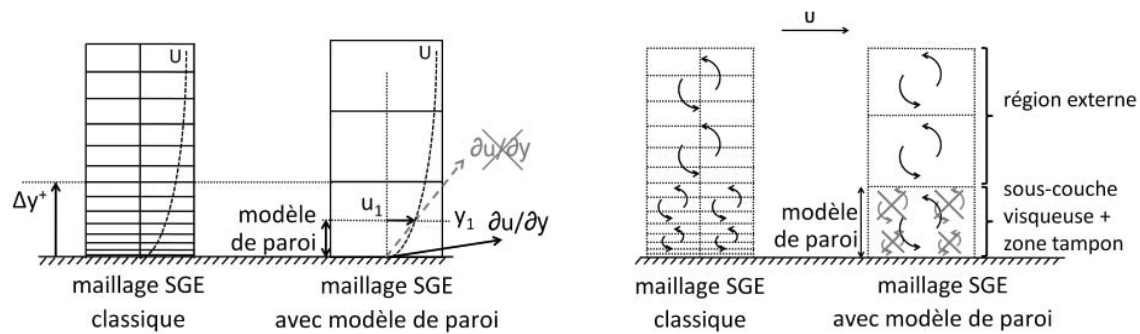


Figure 2.4: A gauche : discrétisation d'un profil de vitesse par un maillage d'une LES classique et par un maillage LES avec loi de paroi. A droite : représentation schématique des structures turbulentes sur ces deux types de maillage. D'après Bocquet [14].

### 2.5.2.2 Modèles de loi de paroi

On présente dans cette section une sélection de modèles de loi de paroi présentés dans la littérature. On débute par un exposé des expressions algébriques pour obtenir le frottement pariétal, puis on présente les modèles basés sur la résolution des équations de la couche limite turbulente (TBLE). On se focalise sur le comportement des modèles pour des couches limites avec gradients de pression.

**Modèles basés sur des expressions algébriques du frottement pariétal** Les premiers modèles basés sur des expressions algébriques du frottement pariétal ont été proposés dans les années 1970 [46, 163]. L'idée est de prédire le frottement à l'aide d'une expression analytique du profil de vitesse de la couche limite turbulente dans la région externe, déduite de la théorie ainsi que de l'expérience. Le tableau 2.2 présente des exemples de profils de vitesse dans la couche limite turbulente, exprimés à l'aide des variables internes.

L'exemple le plus basique est la loi logarithmique, qui est déduite de la loi de vitesse dans la zone logarithmique pour une couche limite turbulente sur plaque plane et à l'équilibre. C'est

	Loi analytique	Validité
Loi logarithmique	$u_1^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y_1^+) + B$	$ p_x^+  < 0,005$
Reichardt [143]	$u_1^+ = R_1 + R_2 \left[ 1 - \exp(-y_1^+/11) - \frac{y_1^+}{11} \exp(-0.33y_1^+) \right]$ $R_1 = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + \kappa y_1^+); R_2 = \left[ B - \frac{1}{\kappa} \ln(\kappa) \right]$	$ p_x^+  < 0,005$
Spalding [183]	$y_1^+ = u_1^+ + E \left[ 1 + (\kappa u_1^+) + \frac{(\kappa u_1^+)^2}{2} + \frac{(\kappa u_1^+)^3}{6} \right]$	$ p_x^+  < 0,005$

Table 2.2: Exemples de modèles de paroi analytiques avec leur validité en fonction du gradient de pression longitudinal.

le modèle utilisé dans le code AVBP. La forme de l'expression est déterminée théoriquement, et les coefficients  $\kappa$  et  $B$  sont calculés à l'aide de résultats expérimentaux. On note également des versions plus élaborées du profil de vitesse [143, 183] qui permettent de modéliser toute la zone interne de la couche limite. Ces lois sont cependant limitées à des écoulements faiblement compressibles et pour des gradients de pression longitudinaux faibles ( $p_x^+ = \frac{\mu_p}{\rho_p u_\tau^3} \frac{\partial p}{\partial x} < 0,005$ ).

**Modèles basés sur les équations de couche limite turbulente (TBLE)** Afin d'enrichir le contenu physique des modèles de lois de paroi analytiques, Balaras [8] propose de résoudre les équations RANS de couche limite. Ces dernières sont des versions simplifiées des équations RANS pour des écoulements en couche mince. Leur résolution dans la première maille à la paroi nécessite le plus souvent des méthodes plus complexes de résolution (différences finies, méthode de tir, intégration numérique en utilisant des méthodes de quadrature) alors que les lois analytiques ne nécessitent généralement que l'application d'un algorithme de Newton afin de résoudre une équation algébrique implicite.

Différentes formulations des équations TBL, récapitulées dans le tableau 2.3, peuvent être obtenues en négligeant successivement les termes convectifs (TBL(dpd $x$ )) ainsi que le gradient de pression longitudinal (TBL()). Wang [204] montre en particulier un accord croissant avec les termes inclus dans les équations TBL des résultats numériques avec l'expérience. Notamment, la formulation TBL(dpd $x$ ) améliore significativement la prédiction du frottement et la position de séparation de la couche limite turbulente sur un bord de fuite.

Tout comme les équations RANS, les équations TBL font intervenir une viscosité turbulente  $\mu_t$ , qui est le plus souvent calculée à l'aide d'un modèle de turbulence algébrique, comme par exemple le modèle à longueur de mélange de Prandtl. Ce modèle pose également des problèmes en cas de fort gradients de pression longitudinaux, ainsi qu'en cas de séparation de la couche limite. Il est possible d'utiliser des modèles de turbulence plus complexes avec équations de transport, mais ils complexifient grandement l'implémentation de la méthode dans un code industriel (coût de calcul, parallélisation). Dans le cadre des équations TBL, deux axes se présentent pour l'amélioration du comportement du modèle en présence de fort gradients de pression longitudinaux:

Notation	équations
TBL(dpdx+conv)	$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v} \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{w} \bar{u}}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} [(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}]$ $\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v} \bar{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{w} \bar{w}}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} [(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{w}}{\partial y}]$ $\frac{\partial \bar{\rho} \bar{u} C_p \bar{T}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v} C_p \bar{T}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{w} C_p \bar{T}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} [-(\bar{\lambda} + \lambda_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{u}(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}]$ $\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = 0$ $\bar{v}(y) = -\int_0^{y_1} \left( \frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}(y)}{\partial z} \right) dy$
TBL(dpdx)	$0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} [(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}]$ $0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} [(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{w}}{\partial y}]$ $0 = \frac{\partial}{\partial y} [-(\bar{\lambda} + \lambda_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{u}(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}]$ $\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = 0$
TBL()	$0 = \frac{\partial}{\partial y} [(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}]$ $0 = \frac{\partial}{\partial y} [(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{w}}{\partial y}] ,$ $0 = \frac{\partial}{\partial y} [-(\bar{\lambda} + \lambda_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{u}(\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}]$ $\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = 0$

Table 2.3: Les différentes formulations des équations TBL et la notation associée.

- Wang [204] et Kawai et Larsson [95] proposent d'utiliser les équations TBL(conv+dpdx) avec un modèle de turbulence algébrique basique et une correction sur la viscosité turbulente.
- Sur le constat que la prise en compte des termes de pression améliore significativement l'accord avec l'expérience, Wang [204] et Duprat [55] proposent d'utiliser les équations TBL(dpdx) avec un modèle de turbulence spécifique ne dégénéralant pas en cas de séparation de la couche limite et donc de l'annulation du frottement à la paroi [169].

Bien que prometteuses, ces méthodes n'ont été utilisées que sur des cas académiques ou des géométries simples [55, 119] et leur efficacité n'a pas été prouvée sur des cas industriels.

## CHAPITRE 3

---

### Approche numérique

---

Le logiciel AVBP a été développé dans le but de supporter des maillages non-structurés comportants différents types d'éléments (tétraédrique, hexaédriques, pyramidaux,...). Cette flexibilité permet de pouvoir mailler avec plus de facilité des géométries complexes qu'avec des maillages structurés par blocs. Les méthodes numériques implantées dans le code AVBP par Schönfeld [162] utilisent une formulation volume finie de type *cell-vertex*. On présente succinctement dans ce chapitre l'implémentation numérique des équations LES précédemment présentées dans le code de calcul AVBP. Le lecteur intéressé pourra se référer au manuel d'AVBP [32] ainsi qu'à la thèse de Lamarque [103].

On débute par présenter la méthode de discrétisation *cell-vertex* dans la section 3.1. On présente ensuite les schémas numériques utilisés pour le présent travail dans la section 3.2. Ces schémas montrent des oscillations numériques dans la gamme des hautes fréquences et nécessitent l'utilisation d'une viscosité artificielle, que l'on présente dans la section 3.3.

### 3.1 Méthode de discrétisation *cell-vertex*

On considère une formulation compacte des équations de Navier-Stokes compressibles filtrées, en omettant les termes sources pour plus de simplicité:

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = \mathbf{s}. \quad (3.1)$$

La première étape consiste à décomposer le domaine de calcul  $\Omega$  en volumes de contrôles qui le discrétisent complètement:

$$\Omega = \bigcup_{\Omega_e \in \mathcal{T}_h} \Omega_e. \quad (3.2)$$

L'intégration de 3.1 en espace et l'utilisation du théorème de Green-Gauss permettent d'obtenir la forme suivante:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Sigma} \mathbf{w} dv + \int_{\partial \Sigma} \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} ds = 0 \quad (3.3)$$

Dans la formulation volume finis avec une méthode cell-vertex, les variables conservatives sont stockées aux noeuds du maillage et le volume de contrôle correspond à la cellule primale, comme illustré sur la figure 3.1.

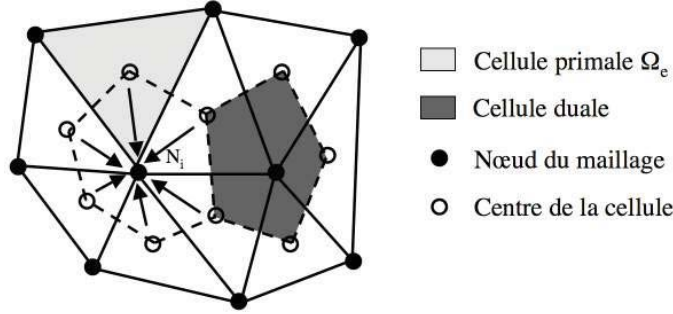


Figure 3.1: Stockage des variables conservatives dans la méthode *cell-vertex*.

On définit le résidu  $\mathbf{r}_{\Omega_e}$  de chaque volume de contrôle  $\Omega_e$  par:

$$\mathbf{r}_{\Omega_e} := \frac{1}{|V_e|} \int_{\Omega_e} \nabla \cdot \mathbf{F}_h dv = \frac{1}{|V_e|} \oint_{\partial \Omega_e} \mathbf{F}_h \cdot \mathbf{n} d\sigma, \quad (3.4)$$

avec  $V_e$  le volume de l'élément  $\Omega_e$ . Le calcul de cette expression nécessite la définition du vecteur normal  $\mathbf{n}$  ainsi que d'une approximation numérique du flux. Dans AVBP, les vecteurs normaux sont définis aux noeuds du volume de contrôle comme l'opposé de la somme des vecteurs normaux aux faces:

$$\mathbf{n}_k = \sum_{f \ni k} -\frac{d}{n_v^f} \mathbf{n}_f. \quad (3.5)$$

avec  $d$  et  $n_v^f$  correspondant respectivement au nombre de dimensions et au nombre de noeuds de la face  $f$ .

La discrétisation de l'équation 3.4 utilise la méthode des trapèzes pour intégrer les flux le long des arêtes de volume de contrôle  $\Omega_e$ . Ceci est équivalent à considérer une variation linéaire des flux le long de l'arête. La définition de la normale à un noeud, on obtient l'expression suivante pour le résidu:

$$\mathbf{r}_{\Omega_e} = -\frac{1}{d|\Omega_e|} \sum_{k \in C} \mathbf{F}_k \cdot \mathbf{n}_k. \quad (3.6)$$

De plus, du fait que  $\nabla \cdot \mathbf{x} = d$ , la mesure (volume, aire ou longueur selon la dimension de l'espace) de  $\Omega_e$  s'écrit:

$$|\Omega_e| = -\frac{1}{d^2} \sum_{k \in \Omega_e} \mathbf{x}_k \cdot \mathbf{n}_k. \quad (3.7)$$

Le résidu calculé à la cellule doit être distribué au noeuds afin d'obtenir autant d'équations que de degrés de liberté et ainsi de mettre à jour le vecteur solution  $w$ . Le résidu  $\mathbf{r}_j$  distribué au noeud  $j$  est défini comme une moyenne pondérée par le volume des résidus des cellules adjacentes au noeud considéré:

$$\mathbf{r}_j = \frac{1}{|\mathcal{C}_j|} \sum_{C \in \mathcal{D}_j} \mathbf{D}_{j,C} \mathbf{r}_{\Omega_e} |\Omega_e|, \quad (3.8)$$

avec

$$|\mathcal{C}_j| = \sum_{\Omega_e \in \mathcal{D}_j} \frac{|\Omega_e|}{n_v^C} \quad (3.9)$$

la mesure du volume de contrôle  $\mathcal{C}_j$  associé au noeud  $j$  correspondant à la cellule duale. La matrice de distribution  $\mathbf{D}_{j,C}$  conditionne la distribution des résidus autour du noeud  $j$  et est relative au schéma numérique utilisé.

Après le calcul du résidu et de sa distribution au noeuds, la solution doit être avancée en temps. La dérivé en temps de (3.1) est intégrée sur le volume de contrôle  $\mathcal{C}_j$ . On obtient l'approximation suivante:

$$\int_{\mathcal{C}_j} \frac{d\mathbf{w}}{dt} d\nu \approx \frac{d\mathbf{w}_j}{dt} |\mathcal{C}_j|, \quad (3.10)$$

qui équivaut à considérer la dérivée en temps constante sur le volume de contrôle  $\mathcal{C}_j$ . Dans le cadre de la méthode des éléments finis, cette étape correspond à la condensation de la matrice de masse. On obtient finalement l'équation demi-discrétisée suivante:

$$\frac{d\mathbf{w}_j}{dt} = -\mathbf{r}_j. \quad (3.11)$$

## 3.2 Schémas numériques

### 3.2.1 Schémas spatiaux

On présente dans cette section les schémas numériques utilisés dans le cadre de ces travaux sans entrer dans les détails techniques. On se rapportera à la thèse de Lamarque [103] pour de plus amples détails.

**Schéma Lax-Wendroff (LW)** Ce schéma est de type volume finis. Il combine une discrétisation temporelle et spatiale. Il est centré d'ordre 2 en espace. Bien que moins précis que le schéma TTGC, il est deux fois et demi plus rapide. Il peut donc se révéler intéressant pour l'initialisation d'un calcul.



**Schéma TTG4A** Ce schéma est de type élément finis. Il possède une précision d'ordre 4 en temps et 3 en espace. Il est plus diffusif que le schéma TTGC, mais également plus stable. Il diminue significativement l'erreur de dispersion en comparaison du schéma LW, mais le coût de calcul est multiplié par 2,5.

**Schéma TTGC** De type éléments finis, d'ordre 3 en temps, d'ordre 3 en espace, très précis sur des maillages non structurés, approprié à la LES en géométrie complexe. Il se montre néanmoins instable sur des éléments prismes en paroi. Son coût de calcul est similaire à celui de TTG4A.

### 3.2.2 Avance en temps

Tous les schémas d'AVBP utilisent une avance en temps explicite. Les schémas Lax-Wendroff, TTGC et TTG4A combinent une discrétisation spatiale et temporelle. Pour ces trois schémas, le pas de temps considéré correspond au minimum des pas de temps convectif et diffusif. Ces derniers sont définis pour garantir la stabilité numérique de la simulation.

Le pas de temps convectif  $\Delta t_{convectif}$  doit assurer la stabilité du schéma numérique en respectant la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL):

$$\Delta t_{convectif} = \min_i \left( CFL \frac{V_i^{1/3}}{\mathbf{u}_i + c_i} \right) \quad (3.12)$$

où  $\mathbf{u}$  et  $c_i$  représentent respectivement la norme de la vitesse et la vitesse du son à la cellule  $i$  considérée. Bien que théoriquement il soit possible d'utiliser un nombre CFL de 1 pour les schémas numériques utilisés, on choisit par sécurité un nombre CFL de 0,7.

Le pas de temps diffusif  $\Delta t_{diffusif}$  doit respecter un critère sur le nombre de Fourier  $F = D\Delta t/\Delta x^2$  qui doit être inférieur à une valeur critique  $F_c$  pour assurer la stabilité du schéma de diffusion. Pour un cas mono-dimensionnel, cette condition s'exprime par:

$$\Delta t_{diffusif} \leq \frac{F_c \Delta x^2}{D}. \quad (3.13)$$

Par analogie au cas monodimensionnel, on obtient en 3D l'expression suivante:

$$\Delta t_{diffusif} = \min_{\Sigma_e \in T_h} \left( \frac{F_c}{D} \frac{2Ve^2}{1/n_d^2 \sum_{j \in \Sigma_e} A_j^2} \right), \quad (3.14)$$

avec un nombre de Fourier critique  $F_c$  égal à 0.5 et  $A_j$  les aires des faces de l'élément  $\Sigma_e$ .

Dans la pratique, pour la plupart des écoulements considérés, l'intégration temporelle explicite est réalisée avec le pas de temps convectif car il est le plus limitant dans la plupart des applications considérées.

### 3.3 Modèles de viscosité artificielle

Les schémas numériques pour la convection dans AVBP sont centrés en espace. Ils sont aussi conçus pour être peu diffusifs. De fait, ils souffrent d'erreur de dispersion et sont également sujets à des oscillations hautes fréquences (*wiggles*) [201] générées dans les régions de forts gradients. Dès lors que le nombre de Reynolds est trop important, l'opérateur de diffusion n'est plus en mesure d'atténuer ces oscillations. Ces dernières doivent donc être supprimées car elles n'ont aucun sens physique et peuvent dégrader la stabilité numérique du calcul. La solution adoptée dans AVBP est l'utilisation de viscosité artificielle de deuxième ordre pour adoucir les trop forts gradients et une hyperviscosité du quatrième ordre pour atténuer les oscillations haute fréquences. Ces dernières sont directement ajoutées au résidu et l'équation 3.11 devient alors:

$$\frac{d\mathbf{w}_j}{dt} = - \left( \mathbf{r}_j + \left( \mathbf{d}_j^{(2)} + \mathbf{d}_j^{(4)} \right) \right), \quad (3.15)$$

où  $\mathbf{d}_j^{(2)}$  and  $\mathbf{d}_j^{(4)}$  sont respectivement la diffusion artificielle de second ordre et l'hyperdiffusion de quatrième ordre.

**Viscosité artificielle de second ordre** Elle est basée sur la forme d'un opérateur pseudo-Laplacien, comme définit par Crumpton [42]. Elle est définie au noeud  $j$  par:

$$\mathbf{d}_j^{(2)} = \frac{1}{|C_j|} \sum_{C \in \mathcal{D}_j} - \frac{\epsilon^{(2)} \zeta_C |C|}{n_v^C \Delta t} (\bar{\mathbf{u}}_C - \mathbf{u}_j), \quad (3.16)$$

où le facteur  $|C|/n_v^C$  assure la linéarité de l'opérateur,  $\epsilon^{(2)}$  est un paramètre qui doit être défini par l'utilisateur et  $\zeta_C$  est un senseur compris entre 0 et 1, défini pour chaque cellule  $\Sigma_e$  qui sert à détecter les zones de forts gradients où la viscosité artificielle doit être appliquée.

Dans AVBP, deux senseurs sont disponibles:

- **le senseur de Jameson:**  $\zeta^{Jameson}$  est le maximum de tous les senseurs de Jameson calculés aux sommets  $j$  de l'élément  $\Sigma_e$  qui sont définis par l'équation 3.16. Ce senseur se base sur deux évaluations différentes du gradient d'un scalaire  $B(\Delta_1^k, \Delta_2^k)$  définies par l'équation 3.17.  $\Delta_1^k$  mesure la variation de  $B$  au sein de la cellule  $\Sigma_e$ .  $\Delta_2^k$  est une estimation de la même grandeur en utilisant  $(\nabla B)_j$ , le gradient de  $B$  au noeud  $j$ . Ce senseur varie proportionnellement à l'amplitude de la déviation par rapport à l'évolution linéaire. Il possède ainsi une évolution douce d'un point de vue numérique particulièrement adaptée aux cas quasi-stationnaires. Soit  $\phi$  la quantité scalaire sur laquelle est basée le senseur (usuellement la pression), l'expression du senseur de Jameson est:

$$\zeta_k^J = \frac{|\Delta_1^k - \Delta_2^k|}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + |\phi_k|}, \quad (3.17)$$

où  $\Delta_1^k$  et  $\Delta_2^k$  sont définies par:

$$\Delta_1^k = \bar{\phi}_C - \phi_k \quad (3.18)$$

$$\Delta_2^k = \nabla \phi_k \cdot (\mathbf{x}_C - \mathbf{x}_k), \quad (3.19)$$

- **le senseur de Colin:** pour des écoulements fortement instationnaires, il est nécessaire de se munir d'un senseur qui limite l'application de la viscosité dans des zones de vorticité sous-r solv es, i.e. des zones où les petites échelles turbulentes sont r solv es sur peu de points. Ce senseur se base également sur les deux évaluations différentes du gradient d'un scalaire qui permettent de distinguer une oscillation physique d'une oscillation numérique. La définition exacte du senseur de Colin est:

$$\zeta_C^C = \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh \left( \frac{\Psi - \Psi_0}{\delta} \right) \right) - \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh \left( \frac{-\Psi_0}{\delta} \right) \right), \quad (3.20)$$

avec

$$\Psi = \max_{k \in C} \left( 0, \frac{\Delta^k}{|\Delta^k + \epsilon_1 \phi_k|} \zeta_C^J \right) \quad (3.21)$$

$$\Delta^k = |\Delta_1^k - \Delta_2^k| - \epsilon^k \max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|) \quad (3.22)$$

$$\epsilon^k = \epsilon_2 \left( 1 - \epsilon_3 \frac{\max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|)}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + |\phi_k|} \right). \quad (3.23)$$

Les valeurs numériques utilisées dans AVBP sont:

$$\Psi_0 = 2.10^{-2} \quad \delta = 1.10^{-2} \quad \epsilon_1 = 1.10^{-2} \quad \epsilon_2 = 0.95 \quad \epsilon_3 = 0.5.$$

**Hyperviscosité d'ordre 4** Son expression est proche d'un opérateur bi-Laplacien et est utilisé pour atténuer les oscillations noeuds à noeuds qui ne sont pas atténuées pour des schémas centrés avec colocation des variables [187]. Contrairement à l'opérateur du second ordre présenté précédemment, il est appliqué à tout les noeuds du domaine et aucun senseur ne lui est associé. Son expression est la suivante:

$$\mathbf{d}_j^{(4)} = \frac{1}{|C_j|} \sum_{C \in \mathcal{D}_j} \frac{\epsilon_C^{(4*)} \zeta_C |C|}{n_v^C \Delta t} \left[ \left( \frac{1}{n_v^C} \sum_{k \in C} \nabla \mathbf{u}_k \right) \cdot (\mathbf{x}_C - \mathbf{x}_j) - (\bar{\mathbf{u}}_C - \mathbf{u}_j) \right], \quad (3.24)$$

et le facteur  $|C|/n_v^C$  assure la linéarité de l'opérateur. Le facteur  $\epsilon_C^{(4*)}$  est défini par:

$$\epsilon_C^{(4*)} = \max \left( 0, \epsilon^{(4)} - \zeta_C \epsilon^{(2)} \right),$$

où  $\epsilon^{(4)}$  est un paramètre utilisateur, nommé **smu4** dans ce document.

## **Partie II**

### **Validation de l'approche LES sur le cas test académique "barreau-profil"**



# Table des matières

---

<b>4</b>	<b>Overview of the rod-airfoil benchmark</b>	<b>57</b>
4.1	Introduction . . . . .	57
4.2	Experimental configuration . . . . .	58
4.3	Measurements and physical mechanisms . . . . .	59
4.3.1	Experimental measurements . . . . .	59
4.3.2	Observations and physical mechanism . . . . .	59
4.4	Numerical studies review . . . . .	63
4.4.1	U-RANS studies . . . . .	63
4.4.2	LES studies . . . . .	63
4.4.3	DES studies . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Numerical simulations on a rod-airfoil configuration</b>	<b>67</b>
5.1	Methodology and simulations matrix . . . . .	67
5.1.1	Methodology . . . . .	67
5.1.2	General simulation parameters . . . . .	68
5.1.3	Simulation matrix . . . . .	73
5.2	Numerical and geometrical parameters sensitivity . . . . .	74
5.2.1	Numerical parameters . . . . .	74
5.2.2	Geometrical parameters . . . . .	80
5.2.3	Preliminary conclusions and best-practices . . . . .	82
5.3	Grid convergence study and physical analysis . . . . .	83
5.3.1	Aerodynamic results . . . . .	83
5.3.2	Acoustic results . . . . .	93

<b>6</b>	<b>Noise source analysis on the rod-airfoil configuration</b>	<b>97</b>
6.1	Wall-pressure power spectral densities . . . . .	97
6.2	Cylinder and profile directivity and spectra . . . . .	99
6.2.1	Cylinder and profile spectra and directivities . . . . .	99
6.2.2	Cylinder and profile directivities . . . . .	101
6.3	Phase difference between the rod and the airfoil noise contributions . . . . .	103
6.3.1	Phase difference model . . . . .	103
6.3.2	Interference pattern at $St = 0.19$ . . . . .	104

---

---

## Overview of the rod-airfoil benchmark

---

### 4.1 Introduction

As pointed out in the chapter 1, the rod-airfoil test case performed by Jacob *et al.* [92] at Ecole Centrale de Lyon (ECL) is now considered as a canonical benchmark for interaction noise. Although it was originally developed to model turbo engines sound generation, it also shows relevance for airframe noise applications, such as landing gear noise.

Indeed, this experiment mimics the simplest geometrical elements found in a landing gear and the hydrodynamic interactions that may happen, for instance, between hydraulic wires. It provides two acoustical features that may arise in such configurations:

- a quasi-tonal noise caused by the periodic shedding of vortices at the rod: the eolian tone.
- a broadband noise component caused by the impingement of the developed turbulent wake on the airfoil: the interaction noise.

Although the first one can be estimated quite easily, the last one is very complex to predict, as it is highly dependent of the elements geometrical setup. Regarding landing gear noise, interaction noise cannot be predicted accurately using empirical or semi-empirical methods. Thus, it motivates the use of high-fidelity Computational Fluid Dynamics (CFD) methods such as LES.

This test case then allows assessing the ability of a CFD code to predict both the tonal and broadband noises of this configuration. CFD has then been extensively used by several research



groups to validate their numerical methods [11, 12, 20, 28, 57, 79, 84, 93] for turbomachinery and airframe noise predictions.

## 4.2 Experimental configuration

The experimental configuration, shown in Fig. 4.1 and reported by Jacob *et al.* [92], consists of a NACA-0012 airfoil of chord  $C = 0.1$  m placed one chord downstream of a cylindrical rod with a diameter  $d = 0.1C$ .

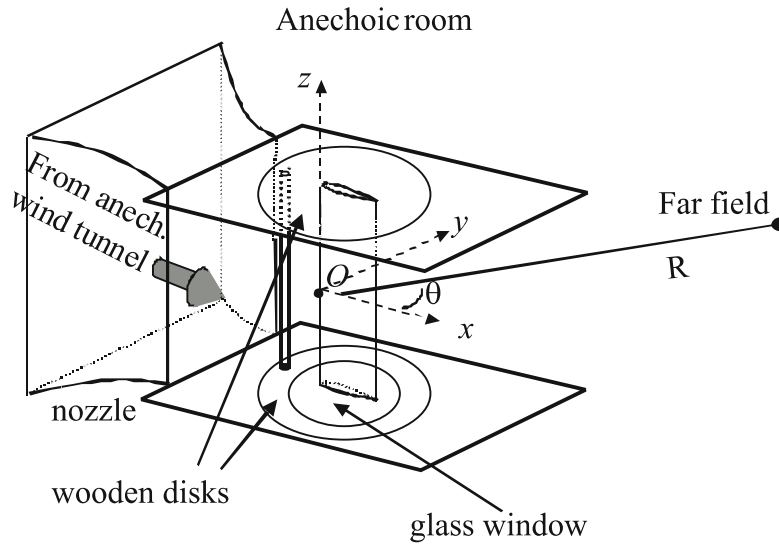


Figure 4.1: Experimental set-up of the rod-airfoil experiment, from Jacob *et al.* [92].

The experimental set-up is placed in a uniform air flow with  $U_{in} = 72$  m/s,  $T_{in} = 293$  K and  $\rho_{in} = 1.2$  kg/m<sup>3</sup> in the large anechoic wind tunnel at ECL. The spanwise length of the experiment is  $30d$ , with wooden end plates located at each span side. The Reynolds numbers based on the rod diameter and the airfoil chord are  $Re_d = 4.8 \times 10^4$  and  $Re_C = 4.8 \times 10^5$  respectively. It has also to be noted that the rod was slightly misaligned with the airfoil by about 2 mm in the cross-wise ( $y$ ) direction, caused by a wood manufacturing issue.

## 4.3 Measurements and physical mechanisms

### 4.3.1 Experimental measurements

This experiment has been designed in order to create an extensive database to which CFD/CAA codes results could be compared with. Both aerodynamic and acoustic measurements have been performed in this respect.

#### 4.3.1.1 Aerodynamic measurements

The aerodynamic database is as follows:

- Particle Image Velocimetry (PIV) measurements have been performed near the airfoil leading-edge.
- Hot wire measurements have been carried out at several locations to extract the mean and rms velocities, as well as the velocity spectra. Note that the rms velocity and the velocity spectra measurements are accurate only if the turbulent intensity is not too high.
- Wall pressure coherence is measured with a set of pressure probes in order to study the chordwise coherence near the mid-span of the airfoil and the spanwise coherence distribution along the rod. Also, coherence measurements have been performed between the airfoil and the far-field acoustic pressure fluctuations.

#### 4.3.1.2 Acoustic measurements

Acoustic measurements have been carried out in the far-field at a distance  $R = 1.85$  m from the airfoil center in the mid-plane ( $z = 0$ ). They have been acquired for both the rod-only and the rod-airfoil configurations. Spectra and OASPL have been computed from these data, leading to a spectral resolution of 4 Hz for 200 averages.

### 4.3.2 Observations and physical mechanism

It has been admitted that two key hydrodynamical mechanisms account for the noise generated by the rod-airfoil configuration:

- at a Strouhal number of  $St = 0.19$ , the rod sheds a Von Karman vortex street. For the sub-critical flow regime, the boundary layer on the rod is laminar and the transition to turbulence occurs in the wake.

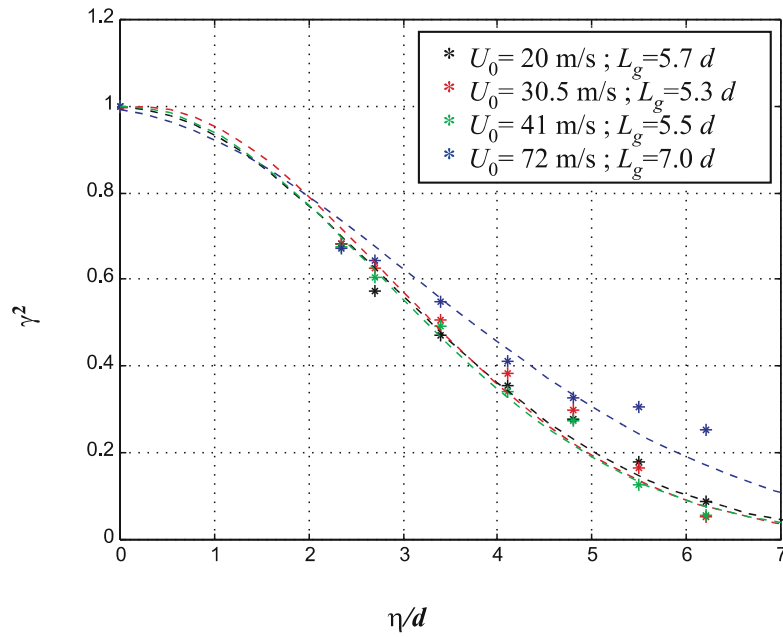


Figure 4.2: Spanwise coherence  $\gamma^2$  on the rod pressure field at the shedding frequency against the non dimensional distance separation between two points, from Jacob *et al.* [92].

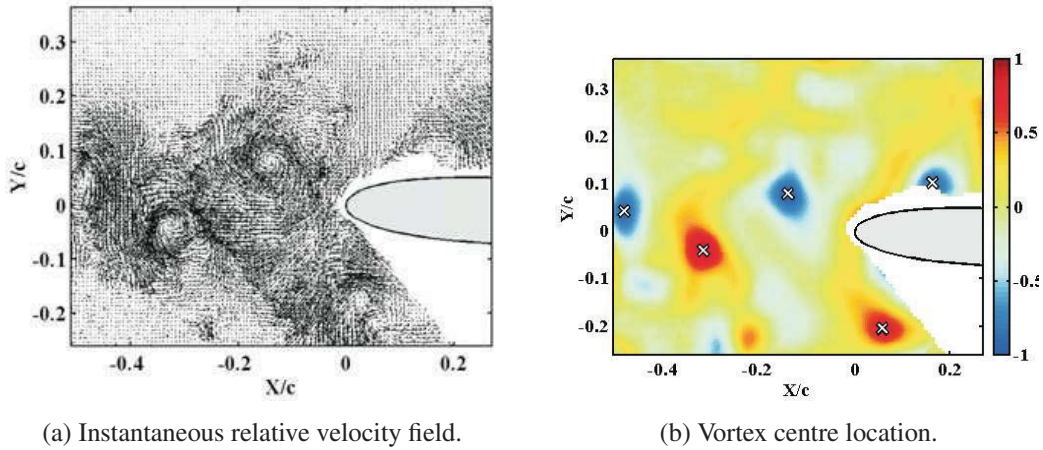


Figure 4.3: Vorticity snapshot at the leading-edge, from Jacob *et al.* [92].

- The resulting turbulent wake develops and impinges on the airfoil one chord downstream.

As the rod flow regime is sub-critical, the boundary layer on the rod is laminar up to the separation line. It leads to a high spanwise correlation of the vortical structures shed by the rod, as shown in Fig. 4.2. The sound sources resulting from the vortical structures deformations are

then coherent along the span and the overall sound radiation of the rod is more efficient than an incoherent sources distribution.

PIV snapshots made near the airfoil leading-edge highlight complex interactions between the incoming vortices and the airfoil. Most vortices shed by a given side of the rod are convected past the same side of the airfoil (Fig. 4.3b), while Jacob *et al.* [92] shows that some vortices impact on the leading-edge and some other pass along the opposite side of the airfoil. This study also shows that beside the large coherent structures, smaller eddies resulting from the wake turbulent development are also noticeable

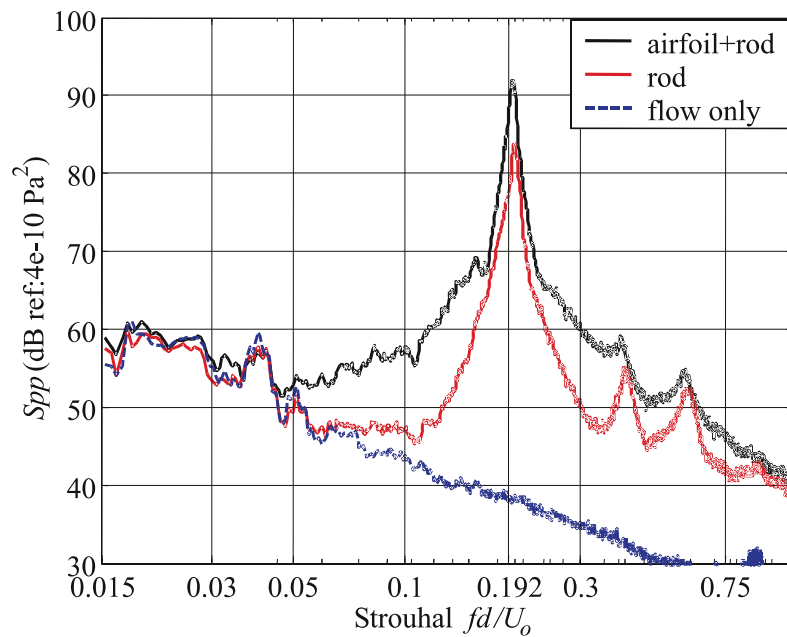


Figure 4.4: Rod-only and rod-airfoil spectra at  $90^\circ$ , from Jacob *et al.* [92].

These interactions result on unsteady loads on the airfoil and in a modification of the far-field acoustic pressure spectra. As shown in Fig. 4.4, the sound pressure levels for the tonal peak is higher (+10 dB at  $St = 0.19$ ) for the rod-airfoil configuration than for the rod only configuration. It can also be observed that the background noise accounts for the noise contributions below  $St = 0.05$ . The tonal peak is also broadened due to the turbulence development in the wake and to non-linear effects during the impingement of large vortices on the airfoil leading-edge. The vortices of a small size compared to the airfoil maximum thickness are supposed to add a true broadband component to the far-field pressure spectrum.

The coherence between the airfoil wall and the far-field acoustic pressures (Fig. 4.5) is found to be high all along the airfoil. Also, the strongest pressure fluctuation levels are found at the airfoil leading-edge. From all these observations, it has been inferred that the rod-airfoil far-field noise is

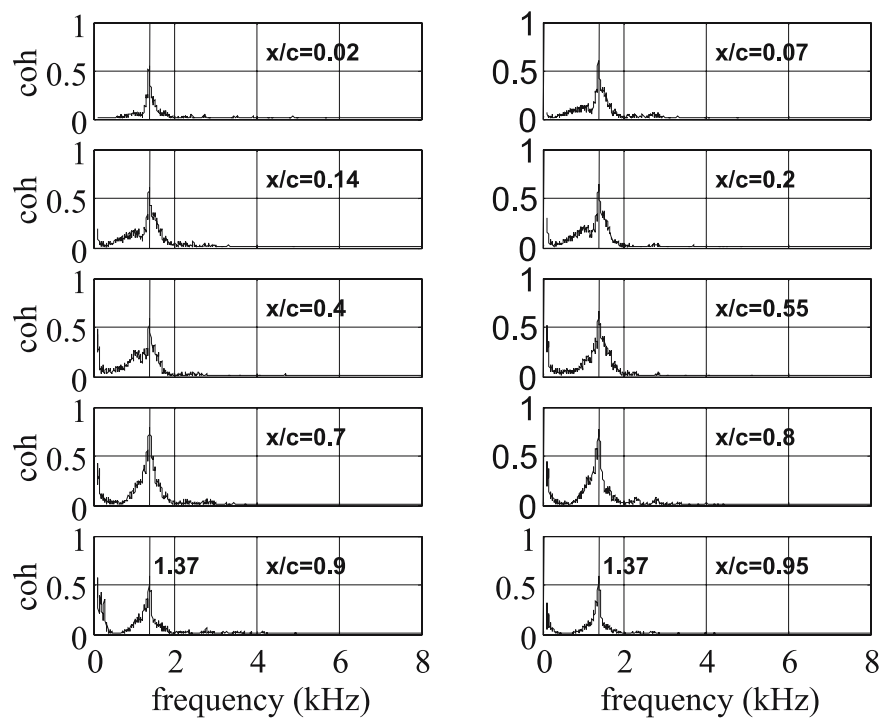


Figure 4.5: Coherence between the airfoil and the far-field acoustic pressure fluctuations, from Jacob *et al.* [92].

dominated by interaction noise, while the rod self-noise is negligible compared to it.

## 4.4 Numerical studies review

All the numerical studies performed on the rod-airfoil benchmark using various numerical techniques are enumerated in this section. The relevant simulation parameters are reported in Tab. 4.1.

### 4.4.1 U-RANS studies

The first numerical attempt to predict the far-field noise of a similar configuration ( $d = 0.16C$  instead of  $0.1C$ ) has been carried out by Casalino *et al.* [28] using unsteady compressible RANS simulations (U-RANS). U-RANS simulations were performed on 2D meshes to reduce the computational effort needed. The three dimensional effects on the far-field noise were modeled by a spanwise statistical model. However, the model needed experimental data to be calibrated. The near-field results and the flow statistics such as the mean velocity and the turbulent intensity qualitatively agreed with the experimental data. However, the simulations over-predicted the shedding frequency by 25%. Moreover, as the turbulent breakdown is not resolved in these U-RANS simulations, the broadband component of the wall pressure spectra of the rod could not be captured.

### 4.4.2 LES studies

To tackle the broadband component, LES was then extensively used to resolve all the turbulent scales in the wake impinging the airfoil. Magagnato *et al.* [118] and Boudet *et al.* [20] performed the first LES computations on the rod-airfoil configuration. Magagnato's LES was performed with the finite-volume compressible multi-block structured code SPARC using an implicit time-stepping (Dual-Time Stepping). Two grids of 3.2 and 3.6 million cells and three subgrid-scale models ( $k - \tau$ , Smagorinski and adaptive  $k - \tau$ ) were assessed. A porous FW-H analogy was used to propagate the acoustic sources in the far-field. The aerodynamic results show a poor agreement with the experimental results for all the numerical cases investigated, by strongly overpredicting (50% of relative error) the rod velocity deficit region. The quasi-tonal peak shedding frequency and amplitude are correctly predicted by the best numerical set-up (Finest grid with the adaptive  $k - \tau$  subgrid-scale model), but the broadband part of the spectrum is overpredicted by 20 dB.

Boudet's LES [20] was performed with the finite-volume compressible multi-block structured code Turb'Flow originally developed for turbomachinery applications. The grid consisted of 2.4 million cells. The acoustic propagation in the far-field was carried out using a porous FW-H analogy [68]. The aerodynamic results agree rather well with Jacob's experiment and with the experimental results obtained on an isolated rod at a similar Reynolds number. The tonal peak and the broadband part of the spectra are correctly captured. Yet, the statistics of the far-field acoustic results are poorly converged due to a too short simulation time.

Peth *et al.* [132] performed a compressible implicit LES on a structured mesh of 2.4 million cells and the radiated acoustic field was determined using the Linearized Perturbed Compressible Equations (LPCE). The near-field results show a reasonable agreement with the experiment. The shedding frequency is slightly under-predicted on the far-field pressure Power Spectral Density (PSD) and the peak is under-estimated by 5 to 7 dB. The influence of a 1 mm shift in the y-direction was also addressed in that work. A negligible effect was observed on both the near-field behind the cylinder and on the far-field acoustics.

Berland *et al.* [11, 12] carried out a compressible LES using a high-order scheme on a mesh of 20 million cells and with an overset grid strategy to cope with the limitations imposed by a block-structured mesh. A direct noise computation was used to propagate the sound waves and study the coupling between the hydrodynamic and the acoustic part of the flow. Although a fairly good agreement can be noticed in the near-field, the far-field noise shows discrepancies by over-predicting a large part of the sound pressure spectrum (4 dB at the vortex shedding frequency). This may be caused by an improper transmission of the sound waves between the overlapping grids.

Eltaweel and Wang [57] used the incompressible LES solver CDP together with a Boundary Element Method (BEM) code solving for the convected Helmholtz equation to get the far-field noise. An unstructured mesh of 22.3 million cells was used. This method is only applicable to low-mach number flows as it approximates the quadrupolar sources from the incompressible flow variables. Nevertheless, it shows the ability to distinguish the direct and scattered components of a sound signal. However, the Boundary Element discretization is more computationally intensive compared with acoustic analogies. The methodology applied on the rod-airfoil experiment shows a very good agreement with the experiment for both the near-field and the acoustic results. The shedding frequency and the broadband part of the spectra are accurately predicted, but the far-field acoustic PSD peaks at  $45^\circ$  and  $90^\circ$  are slightly under-predicted by 2 and 3 dB respectively. Yet, this can be caused by an insufficient sampling time.

To conclude, all these LES studies globally show a good agreement with the experiment in the near-field and in the far-field. Yet, only a few studies provided quantitative results on the rod such as the  $\langle C_p \rangle$  distribution, lift and drag coefficients. The broadened tone related to the fundamental shedding frequency and the impingement of the vortical structures on the leading edge of the airfoil are well reproduced. The broadband component of the spectra is also well reproduced, contrary to the U-RANS simulations. In all cases, longer time series lead to better converged statistics and smoother spectra. The use of finer meshes obviously leads to a better resolution of the turbulent wake and the impinging turbulence on the leading edge is then better resolved. Finer meshes also resolve higher frequencies on the sound pressure spectra.

#### **4.4.3 DES studies**

As the limiting factor in a LES is the necessity to resolve the boundary layers at the walls, some compressible Detached-Eddy Simulations (DES) studies have been performed by Greschner *et*

*al.* [83, 84]. The spanwise extent of the domain was  $3d$ . The block-structured mesh consisted of 2.3 million cells. The Spallart-Almaras (SA-DES),  $k - \epsilon$  ( $k - \epsilon$ -DES) and Explicit Algebraic Stress Model (EASM-DES) RANS models were used. The results globally match the experimental ones for the three tested models, but the results are highly dependent on the turbulence model in the RANS-modeled zone. Among the three models, the EASM-DES yielded the best mean and rms velocity profiles compared with the experimental results and predict the shedding frequency accurately. These studies also investigated the role of the quadrupolar sound sources. They concluded that these quadrupolar contributions are significant at high frequencies ( $St > 1$ ) but remain negligible at low and mid frequencies.

Galdéano *et al.* [71] performed a compressible DES with an unstructured solver for the first time. The Spalart-Allmaras model was used for the RANS-modeled zone. Spanwise lengths of  $3d$ ,  $30d$  and  $45d$  were investigated. They correspond to meshes of 3.5 million, 10 million and 15 million nodes respectively. The three configurations recover the Strouhal peak well. Although the far-field pressure PSD of the  $30d$  and  $45d$  configurations match fairly well with the experimental ones, the far-field pressure of the  $3d$  configuration undershoots the experimental results by about 6 dB. Moreover, the spanwise coherence length was not used to correct the PSD. It is then underestimated by 3-4 dB.

Schell *et al.* [158] carried out a compressible DES on an unstructured mesh of 95 million cells with the second order in space and time Star-CCM+ software. The experimental spanwise length ( $30d$ ) was used. Mean and rms velocities profiles favorably compared with the experiment. The vortex shedding frequency is properly resolved in the wake velocity spectra. Both a direct noise calculation and a hybrid method using Lighthill's analogy were used to obtain the acoustic far-field. For the latter, the propagation with the ACTRAN software was carried out by interpolating on-the-fly the near-field results on a coarser acoustic mesh. The two methodologies yield similar results. The broadband part of the spectrum at  $90^\circ$  match the experiment, while the tonal peak is over-predicted by 4 dB.

Lead author	Year	Method	Mesh	DoF	T (s)	Span (d)
Casalino <i>et al.</i> [28]	2003	Comp. U-RANS + FWH	2D Struct.	54,640	$3.15 \times 10^{-2}$	-
Magagnato <i>et al.</i> [118]	2003	Comp. LES + FWH	3D Struct.	N/A	N/A	3
Jacob <i>et al.</i> [92]	2003	Comp. U-RANS + FWH	2D Struct.	67,000	$6 \times 10^{-3}$	-
Greschner <i>et al.</i> [83]	2004	Comp. DES + FWH	3D Struct.	$1.9 \times 10^6$	$5 \times 10^{-2}$	3
Boudet <i>et al.</i> [20]	2005	Comp. LES + FWH	3D Struct.	$2.4 \times 10^6$	$1.3 \times 10^{-2}$	3
Peth <i>et al.</i> [132]	2006	Comp. LES + LPCE	3D Struct.	$2.4 \times 10^6$	$3.6 \times 10^{-2}$	3
Greschner <i>et al.</i> [84]	2008	Comp. DES + FWH	3D Struct.	$2.3 \times 10^6$	$5 \times 10^{-2}$	3
Berland <i>et al.</i> [11, 12]	2010	Comp. LES	3D Struct.	$20 \times 10^6$	$7.3 \times 10^{-1}$	3
Galdeano <i>et al.</i> [71]	2010	Comp. DES + FWH	3D Unstruct.	$10 \times 10^6$	$1.2 \times 10^{-1}$	30-45
Eltaweel and Wang [57]	2011	Incomp. LES + BEM	3D Unstruct.	$22.3 \times 10^6$	$6.7 \times 10^{-2}$	3.14
Schell <i>et al.</i> [158]	2013	Comp. DES	3D Unstruct.	$95 \times 10^6$	$2 \times 10^{-1}$	30

Table 4.1: Previous numerical work on the rod-airfoil configuration.





---

## Numerical simulations on a rod-airfoil configuration

---

### 5.1 Methodology and simulations matrix

#### 5.1.1 Methodology

This chapter firstly intends at defining the simulation best practices for the rod-airfoil configuration in term of numerical and geometrical parameters in order to get the best aerodynamic and acoustic results.

Several numerical and geometrical parameters are assessed on coarse meshes in order to limit the computational cost. The accuracy with respect to the experimental results is checked on several aerodynamic (mean pressure coefficient, velocity profiles) and acoustic (pressure spectra and directivity) quantities. The numerical parameters investigated are as follows:

- The **numerical scheme** influence is investigated on a full tetrahedral mesh. The Lax-Wendroff, the TTG4A and the TTGC schemes are evaluated.
- The **mesh topology** influence at the wall is also investigated. Full tetrahedral mesh results are compared with those obtained with a mesh with prism layers at the wall.

A study is also carried out on the impact of several geometrical parameters:

- The **simulated spanwise extent**: Kato's formulas (see Appendix F) are evaluated on the baseline and a doubled spanwise extent.

- The influence of the **2 mm experimental misalignment** in the cross-wise direction is also investigated on the aerodynamic and the aeroacoustic results .

Finally, a **grid convergence study** is performed with the best numerical and geometrical parameters obtained with the previous simulations on coarse meshes. Mesh refinements are carried out on the rod and airfoil walls, while the mesh density is left unchanged away of them. Extended physical analysis are also performed on the finest mesh, including DMD decomposition and space-time correlations on a grid line in the rod wake.

### 5.1.2 General simulation parameters

The general numerical and geometrical parameters used on all the simulations are presented in this section.

#### 5.1.2.1 Computational domain

The computational domain (Fig. 5.1) for each mesh extends from  $-6C$  to  $7C$  in the streamwise direction and from  $-3C$  to  $3C$  in the crosswise direction.

As the computation of the full experimental spanwise length would lead to a too large computational cost, the spanwise extent has been set to  $3.5d$  for all the simulations except for the AVBP\_TETRA\_TTGC\_7D case, which is  $7d$ . This mesh is obtained by gluing two AVBP\_TETRA\_TTGC meshes side by side.

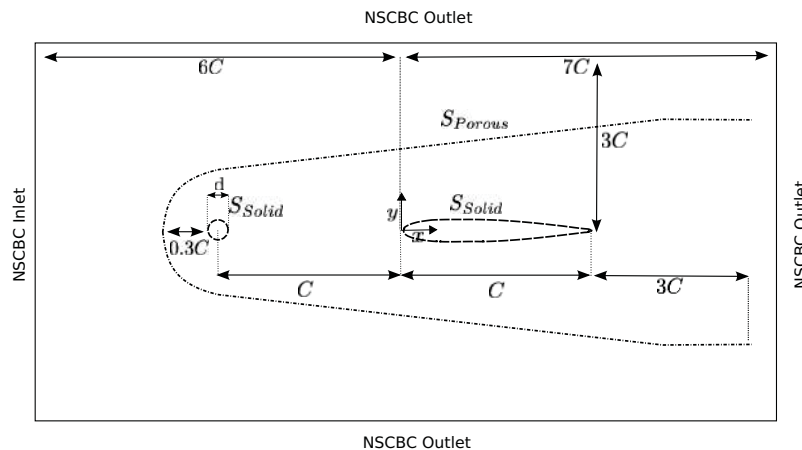


Figure 5.1: Sketch of the computational domain and location of FW-H porous and solid surfaces.

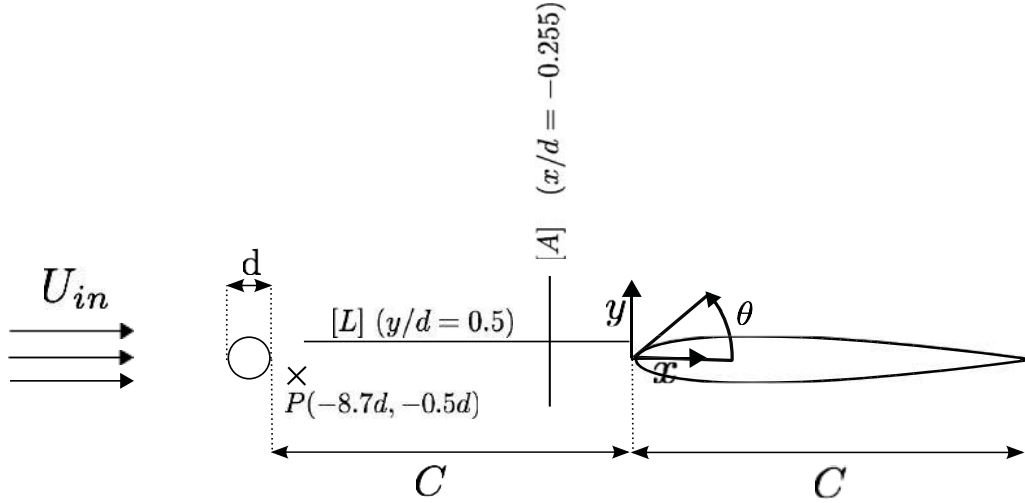


Figure 5.2: Set-up of the rod-airfoil experiment and location of measurements of interest.

Meshes	Tetra Coarse (Shifted)	Tetra Coarse 7d	Prism Coarse	Prism Medium	Prism Fine
Number of nodes	$4.25 \times 10^6$	$8.5 \times 10^6$	$5.6 \times 10^6$	$8.3 \times 10^6$	$20.2 \times 10^6$
Number of cells	$24.2 \times 10^6$	$48.4 \times 10^6$	$31.5 \times 10^6$	$42.9 \times 10^6$	$89.5 \times 10^6$
Number of prisms	N/A		$31.5 \times 10^6$	$42.9 \times 10^6$	$89.5 \times 10^6$
Smallest cell length	$4.3 \times 10^{-2}$		$6 \times 10^{-2}C$	$1 \times 10^{-2}C$	$4 \times 10^{-3}C$
Smallest cell height	$4.3 \times 10^{-2}$		$1.5 \times 10^{-2}C$	$2.5 \times 10^{-3}C$	$1 \times 10^{-3}C$

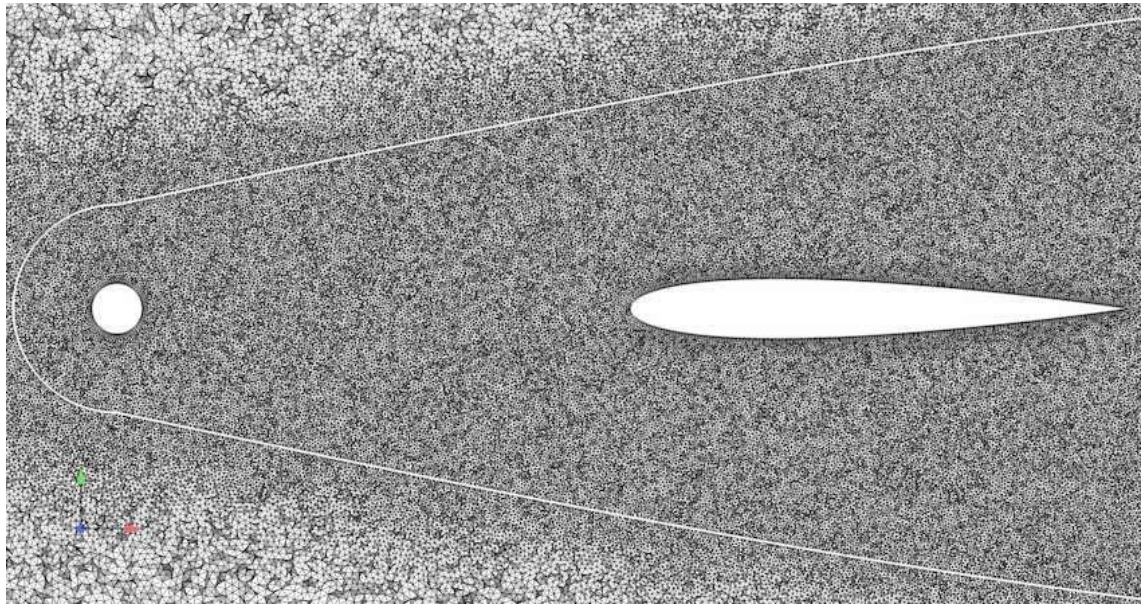
Table 5.1: Summary of rod-airfoil meshes.

### 5.1.2.2 Meshes design

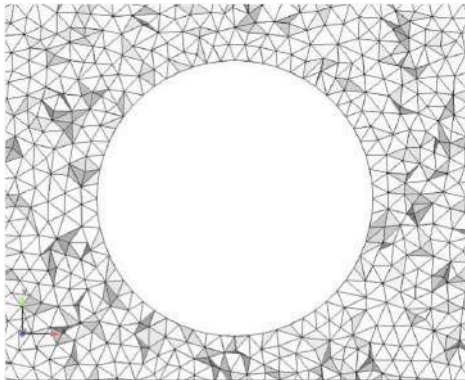
Table 5.1 summarizes the meshes design used in this study, which have been generated using the Centaur 9.6 software. They have been designed to accurately capture the vortex shedding and to convect the turbulent wake downstream of the airfoil without any spurious noise generation that would be induced by a too large grid stretching and/or skewness.

All the meshes differ from the mesh density or elements used at the rod and airfoil walls. Four mesh types have been used to perform rod-airfoil computations:

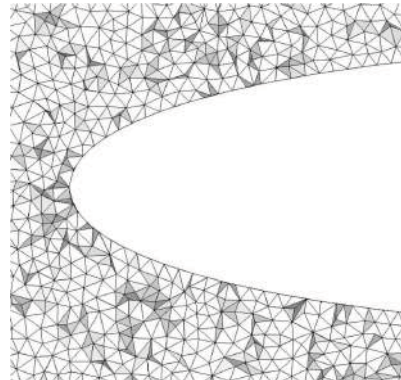
- **A full tetrahedral coarse mesh** : Its density is designed in this zone to have a cut-off Strouhal of  $St = fD/U_{in} = 7$ . Then, it is stretched in both crosswise and streamwise directions, but remains fine enough to propagate the acoustic waves correctly to the FW-H surface shown in Fig. 5.12a. The stretching downstream with the use of a sponge zone is designed to dissipate the vortical structures and prevent any residual acoustic reflections that may not have been fully damped by the non-reflective boundary condition described in Sec. 5.1.2.3. This mesh topology has also been used for the shifted case and the larger span (7d) case.
- **The coarse mesh with prism layers** is slightly refined in the regions close to the rod and the airfoil with 5 prism layers in order to meet the preferential directions of the boundary layer flow, but it has the same mesh density than the full tetrahedral mesh on the circumferential direction. In order to limit any numerical errors, the aspect ratio of the first and thinnest layer is set to  $\Delta y = \Delta x/4 = \Delta z/4$ .
- **The medium mesh with prism layers** is obtained by increasing the grid resolution on the rod and airfoil walls by 5, while the grid density remains the same away from them. It yields an improved resolution of the boundary layer with a maximal value of  $y^+$  of 8 on the rod. On the airfoil, an average value of 15 is reached.
- **The fine mesh with prism layers** shows its grid resolution at the wall increased by 10 with respect to the coarse mesh. It is closed to be wall-resolved with a maximum  $y^+$  of 4, and values between 1 and 2 in the turbulent region. On the airfoil, an average value of 4-5 is reached.



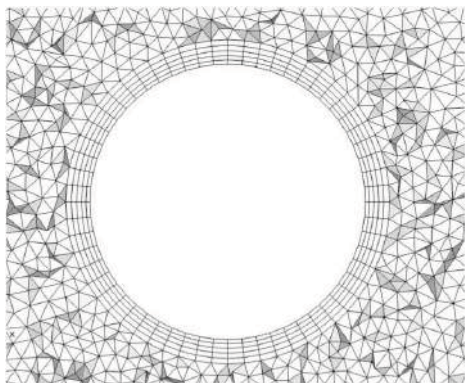
(a) Crinkly cut of the coarse prism mesh with the FW-H porous surface (solid white line).



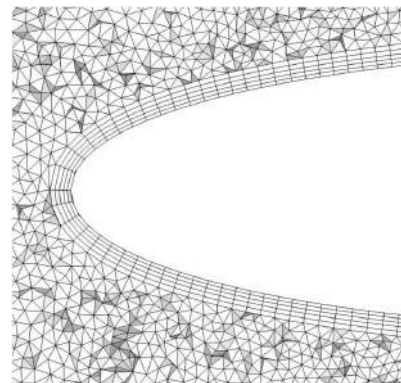
(b) Zoom in the rod, coarse tetra mesh.



(c) Zoom in the airfoil, coarse tetra mesh.

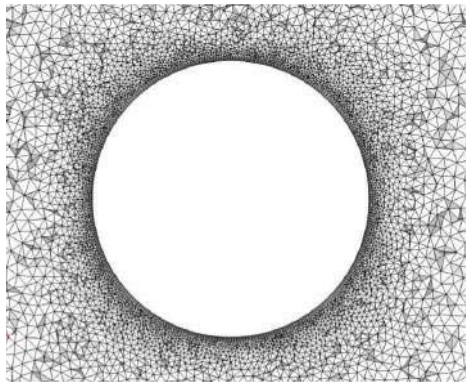


(d) Zoom in the rod, coarse prism mesh.

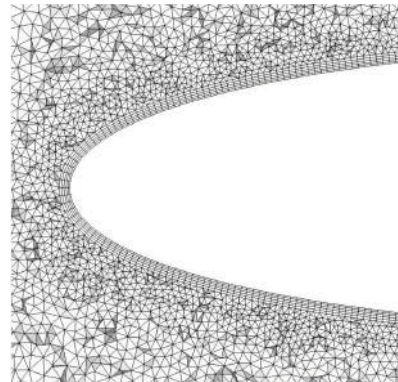


(e) Zoom in the airfoil, coarse prism mesh.

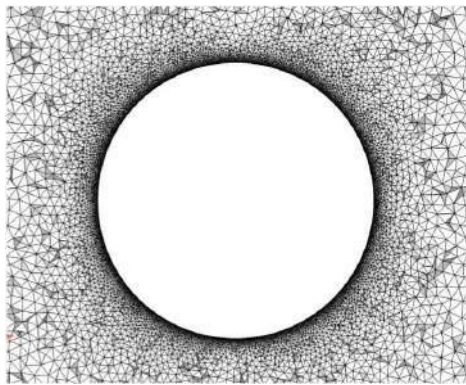
Figure 5.3: Rod-airfoil meshes.



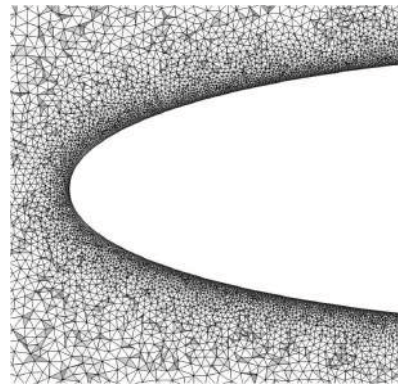
(f) Zoom in the rod, medium prism mesh.



(g) Zoom in the airfoil, medium prism mesh.

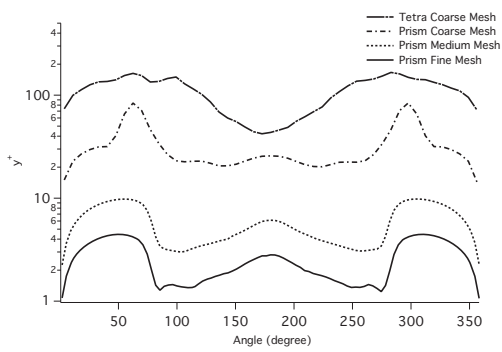


(h) Zoom in the rod, fine prism mesh.

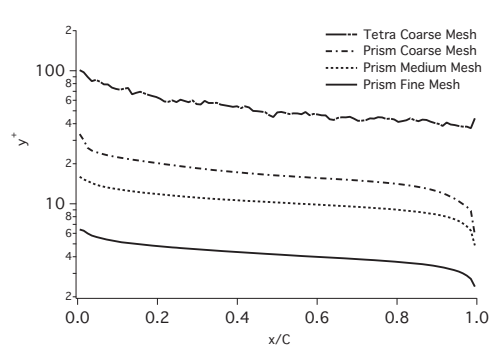


(i) Zoom in the airfoil, fine prism mesh.

Figure 5.3: Rod-airfoil meshes (continued).



(a) Mean  $y^+$  distribution of the first fluid node around the cylinder.



(b) Mean  $y^+$  distribution of the first fluid node around the airfoil.

Figure 5.4: Mean  $y^+$  distribution of the first fluid node around the rod and the airfoil.

### 5.1.2.3 Boundary conditions

Navier-Stokes Characteristics Boundary Conditions (NSCBC) have been used at the computational domain boundaries (shown in Fig. 5.1) in addition to the mesh stretching to avoid any spurious acoustic reflections.

Periodicity boundary conditions have been used in place of the end plates and adiabatic no-slip boundary conditions have been used on the rod and on the airfoil.

### 5.1.2.4 Numerical parameters

The simulations parameters are presented in Tab. 5.2. The time steps correspond to a CFL number of 0.7 for each mesh. The sampling frequencies for the unsteady measurements are no less than 30 kHz ( $St = 4.5$ ) for the three cases.

The Smagorinski subgrid-scale model has been used on the tetrahedral meshes, but has shown strong discrepancies while used with prism layers. These discrepancies are thought to be a model implementation issue on prism elements. Thus, the simulations using meshes with prism layers have been carried out with the WALE subgrid-scale model, following the best-practices of Lamarque [103] and Collado [40] with this kind of elements at the wall.

The Colin sensor has been used to apply artificial viscosity. The second **smu2** and fourth order **smu4** artificial viscosity coefficients have been set to 0.1 and 0.01 respectively.

The acoustic fields for the three cases have been calculated using both a solid ( $S_{Solid}$ ) and a porous ( $S_{Porous}$ ) surface on 180 observation points located at 1.85 m of the airfoil center. The PSD estimates were obtained using Welch's periodogram method, presented in the chapter D.

### 5.1.3 Simulation matrix

The cases investigated in this chapter are summarized in Tab. 5.2. The 6 first cases are used in Sec. 5.2. For the sake of simplicity, the three last cases used in the grid convergence study in Sec. 5.3 are denominated AVBP Coarse, Medium and Fine meshes.



Simulation	Mesh	Scheme	$\Delta T$ (s)	dt (s)
AVBP_TETRA_TTGC	Tetra Coarse	TTGC	0.06	$2.5 \times 10^{-6}$
AVBP_TETRA_TTGC_7D	Tetra Coarse 7d	TTGC	0.06	$2.5 \times 10^{-6}$
AVBP_TETRA_TTGC_SHIFTED	Tetra Coarse Shifted	TTGC	0.06	$2.5 \times 10^{-6}$
AVBP_TETRA_TTG4A	Tetra Coarse	TTG4A	0.06	$2.5 \times 10^{-6}$
AVBP_TETRA_LW	Tetra Coarse	LW	0.06	$2.5 \times 10^{-6}$
AVBP_PRISM_TTG4A	Prism Coarse	TTG4A	0.06	$1.5 \times 10^{-7}$
AVBP Coarse Mesh	Prism Coarse	TTG4A	0.02	$1.5 \times 10^{-7}$
AVBP Medium Mesh	Prism Medium	TTG4A	0.02	$5 \times 10^{-8}$
AVBP Fine Mesh	Prism Fine	TTG4A	0.02	$2 \times 10^{-8}$

Table 5.2: Summary of the simulated cases and simulation parameters.

## 5.2 Numerical and geometrical parameters sensitivity

### 5.2.1 Numerical parameters

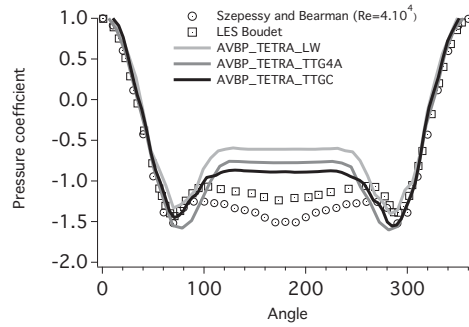
#### 5.2.1.1 Numerical scheme

In this section, the numerical scheme influence is investigated on the full tetrahedral coarse mesh (see Tab. 5.1). The numerical results obtained with the AVBP\_TETRA\_LW, AVBP\_TETRA\_TTG4A and AVBP\_TETRA\_TTGC are compared with a selected set of aerodynamic and acoustic experimental measurements.

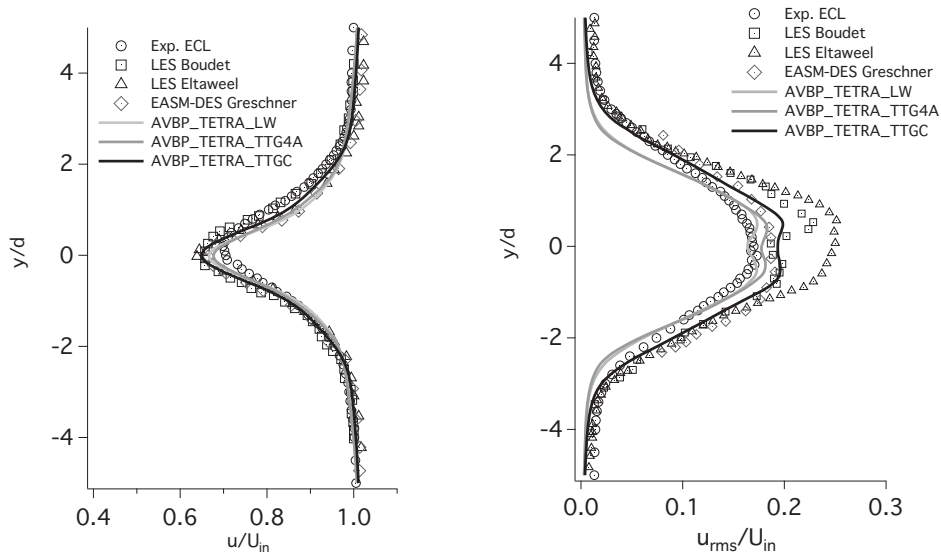
**Aerodynamic results** Figure 5.5 shows aerodynamic results for the three numerical schemes compared with the experimental measurements. The TTGC scheme yields the best  $C_p$  distribution, yet it over-predicts the base pressure coefficient at  $180^\circ$ . The TTG4A results shows larger discrepancies, while the LW scheme yields the worst results. This trend can also be observed in the rod wake, where the TTGC scheme yield the best results for the mean streamwise velocity (Fig. 5.5b), while the TTG4A and LW schemes results are overlapping.

Oddly, this trend seems to be inverted with the rms velocity profile, shown in Fig. 5.5c. Yet, the hot wire measurements most likely under-predict the streamwise rms velocity in the rod wake, as all the numerical results including Boudet's LES show higher levels. Then, the TTGC scheme reasonably yields the most accurate results, while lower order shemes as TTG4A and LW more dissipate the vortical structures and show lower rms levels.

**Acoustic results** The same conclusions can be drawn for the acoustic spectra in the far-field at  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $120^\circ$  shown respectively in Figs. 5.6a, 5.6b and 5.6c. Although all the numerical



(a) Mean pressure coefficient on the rod.



(b) Mean streamwise velocity profile at A. (c) Rms streamwise velocity profile at A

Figure 5.5: Influence of the numerical scheme on aerodynamic quantities.

schemes predict correctly the shedding frequency and the broadband part of the spectra, the tonal peak at  $St = 0.19$  is strongly under-estimated by the LW and TTG4A scheme (9 dB at  $90^\circ$ ), while the TTGC scheme shows a less under-predicted tone (2.5 dB). It leads to under-predicted Overall Sound Pressure Levels (OASPL), shown in Fig. 5.6d. LW and TTG4A schemes yield nearly the same results, and strongly under-predict the experimental levels (8 dB at  $105^\circ$ ), while the TTGC scheme reduces the discrepancy to 4 dB at  $105^\circ$ .

The global levels underprediction on the coarse mesh is most likely related to the insufficient resolution of the boundary layers on the rod and on the airfoil. The differences observed between the results given by the TTGC and the LW/TTG4A schemes may have two origins:

- The numerical dissipation of the wake vortical structures is more intense with lower order

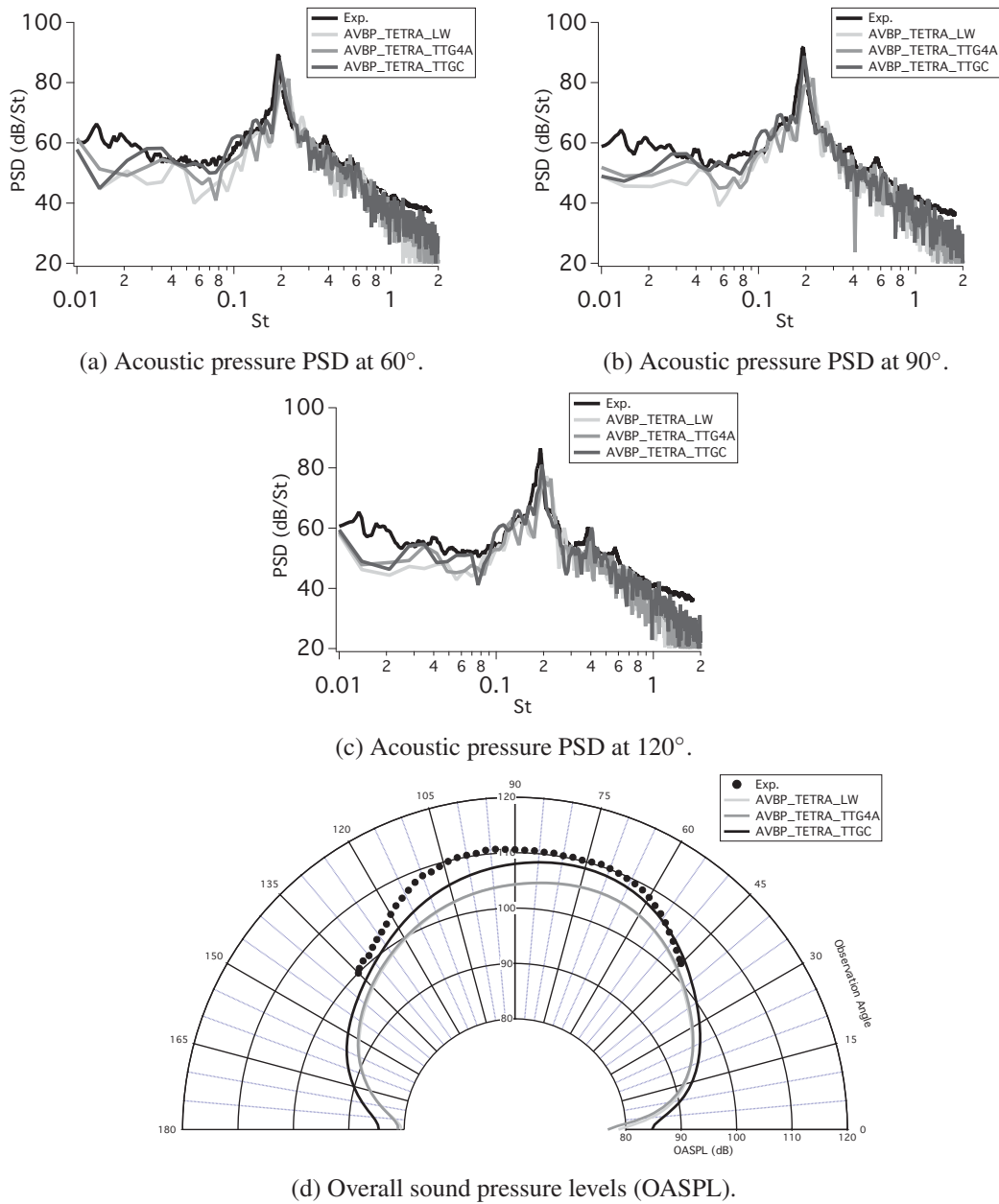


Figure 5.6: Influence of the numerical scheme on far-field acoustic quantities.

schemes, which leads to weaker interaction noise.

- The rod self-noise may contribute significantly at the grazing angles, as shown by Eltaweel and Wang [57]. As the numerical scheme has a strong impact on the rod aerodynamic results, it may then significantly modify the far-field acoustic results.

**Conclusion** On a full tetrahedral coarse mesh, the TTGC scheme yields the best results while the TTG4A scheme shows higher discrepancies. The LW scheme, which is the more dissipative, exhibits the most important discrepancies.

### 5.2.1.2 Mesh topology

In this section, the full tetrahedral coarse mesh results are compared with a mesh with 5 prism layers on the the rod and airfoil walls. The advantages of using prism layers on the walls are twofolds:

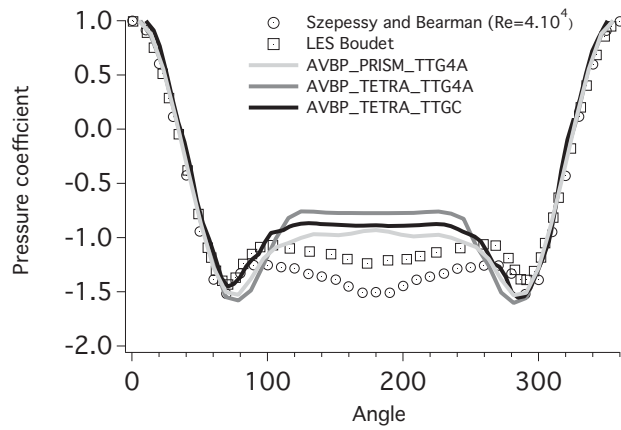
- they enable cell refinements in the  $y$  direction, which permit to better resolve the boundary layer while keeping the same number of wall mesh points.
- the grid points next to the wall are equidistant with respect to the surface, whereas this property is not found with full tetrahedral meshes and could lead to spurious numerical effects or non-symmetric results.

Yet, the TTGC scheme shows numerical instabilities on the prism layers which leads the code to crash. Only the LW and and TTG4A schemes are stable on these elements. The last one has then been selected, as it still yields better results than the LW scheme.

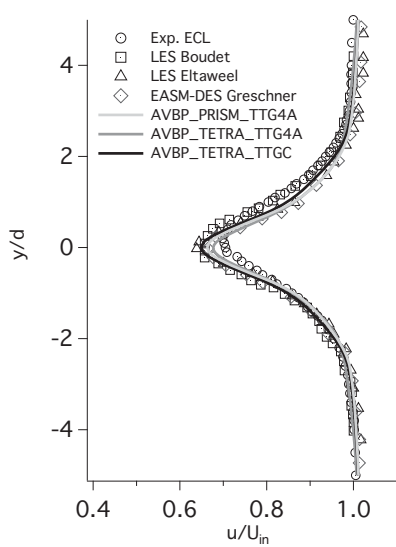
**Aerodynamic results** Results obtained on a full tetrahedral coarse mesh with the TTG4A scheme and the TTGC scheme are compared with those obtained on a coarse mesh with prism layers with the TTG4A scheme in Figure 5.7. The mesh refinement at the wall using the prism layers and TTG4A scheme strongly improves the mean pressure coefficient distribution on the rod in comparison with the full tetrahedral mesh and the same numerical scheme. It even yields slightly better results than the full tetrahedral coarse mesh using the TTGC scheme. These trends can also be observed in the mean and rms streamwise velocities profiles at the slice [A] in the rod wake (Figs. 5.7b and 5.7c respectively), where the local mesh refinement using prism layers strongly improves the agreement with respect to the experimental measurements.

**Acoustic results** The use of prism layers also improves the agreement of the acoustic far-field spectra with the experimental measurements, as observed in Figs. 5.8a, 5.8b and 5.8c displaying the acoustic pressure PSD at  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $120^\circ$  respectively. The shedding frequency is also better predicted (0.19 instead of 0.21) while using prism layers with the TTG4A scheme.

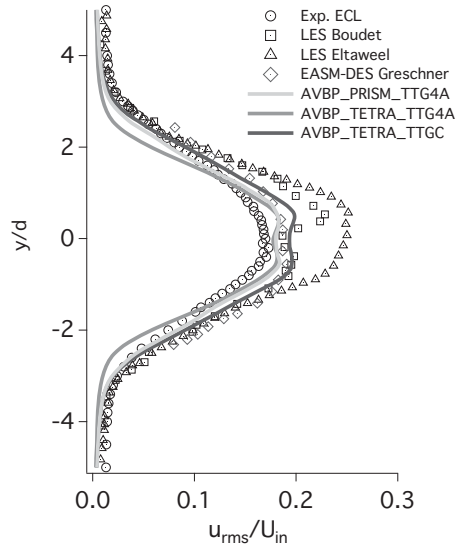
**Conclusion** The mesh refinement at the wall using prism layer and the TTG4A scheme is able to recover the discrepancies observed with the full tetrahedral scheme with respect to the TTGC scheme. The TTG4A scheme with the use of prism layers at the wall is then preferred to a full tetrahedral mesh with the TTGC scheme to perform a grid convergence study.



(a) Mean pressure coefficient on the rod.

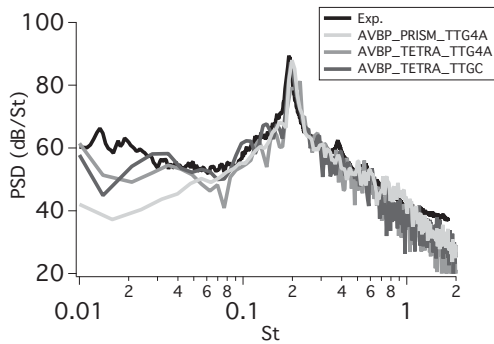


(b) Mean streamwise velocity profile at A.

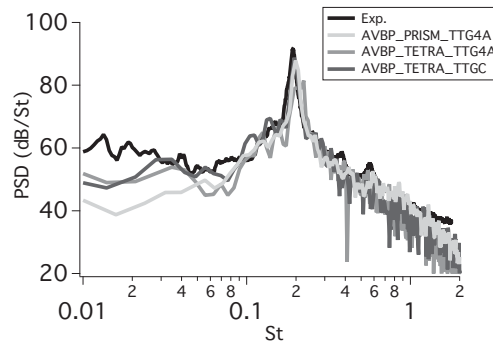


(c) Rms streamwise velocity profile at A.

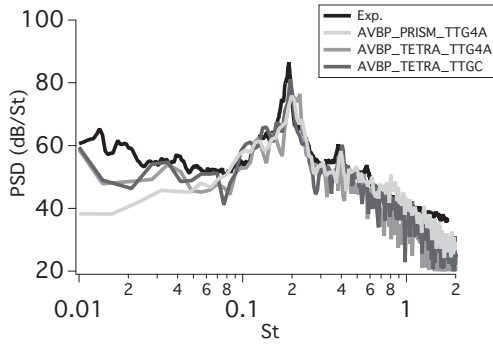
Figure 5.7: Influence of the near-wall mesh topology on aerodynamic quantities.



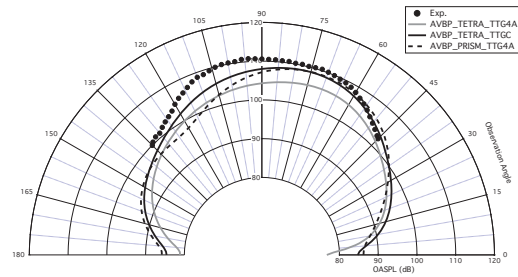
(a) Acoustic pressure PSD at 60°.



(b) Acoustic pressure PSD at 90°.



(c) Acoustic pressure PSD at 120°.



(d) OASPL.

Figure 5.8: Influence of the near-wall mesh topology on far-field acoustic quantities.

## 5.2.2 Geometrical parameters

### 5.2.2.1 Spanwise length

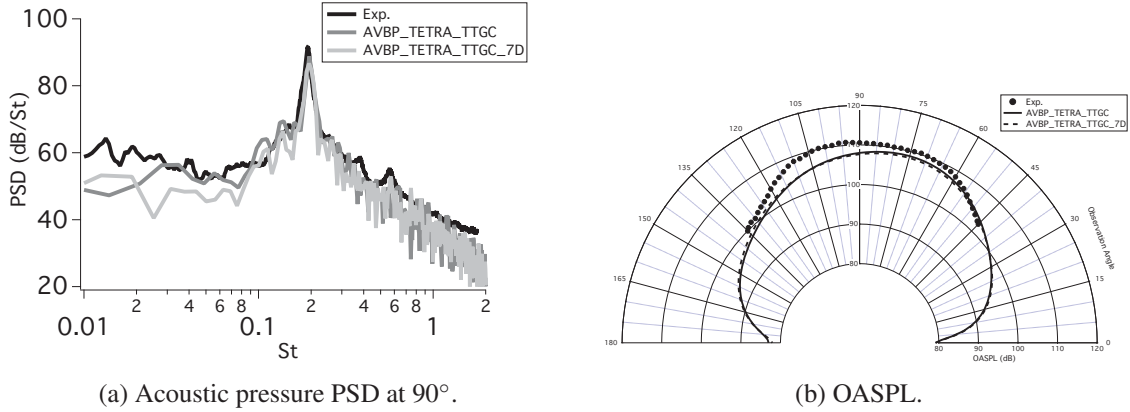


Figure 5.9: Influence of the spanwise length on the far-field acoustic quantities.

As mentioned in Chapter 4, the experimental span is  $30d$ . Moreover, several studies [92, 190] have shown that the pressure fluctuations coherence length along the rod span is  $6.5d$ . Yet, meshing the full experimental configuration would lead to a too large mesh and then to an unaffordable numerical simulation. Therefore, as highlighted in Tab. 4.1, most of the numerical simulations carried out on the rod-airfoil benchmark use a reduced span of  $3d$ .

In this section, the influence of spanwise extent of the numerical configuration on the radiated acoustic field is assessed. The baseline spanwise extent ( $3.5d$ ) acoustic results are compared with those obtained on a doubled span ( $7d$ ), after having applied the Kato's corrections on the respective spectra:

- The AVBP\_TETRA\_TTGC has a  $3.5d$  spanwise extent, which is lower than the spanwise coherence length at  $St = 0.19$ . Kato's corrections involves in this case coherent summation for the contribution at  $St = 0.19$  and the spanwise coherence length at  $St = 0.19$  has to be specified. As it is impossible to obtain it caused by a too short sampling time and a too short spanwise extent, the experimental value is specified.
- The AVBP\_TETRA\_TTGC\_7D has a  $7d$  spanwise extent, which is greater than the spanwise coherence length at  $St = 0.19$ . Then, Kato's corrections only involves incoherent summation. No other parameter need to be specified.

The results obtained for the two spanwise extents give very similar spectra, both for the broad-band and tonal parts of the spectra at  $90^\circ$  (Fig. 5.9a). The comparison of the OASPL between the two cases, shown in Fig. 5.9b, only exhibits small differences between the two simulations results.

**Conclusion** The sound radiated by a rod-airfoil configuration can be computed on a reduced spanwise length lower than the spanwise coherence length provided Kato's corrections to the spanwise coherence length are applied to yield the far-field acoustic spectra. There is no differences for the flow statistics, and given the knowledge of the coherence length, it is possible to correct the acoustic results accurately.

### 5.2.2.2 Mock-up experimental misalignment

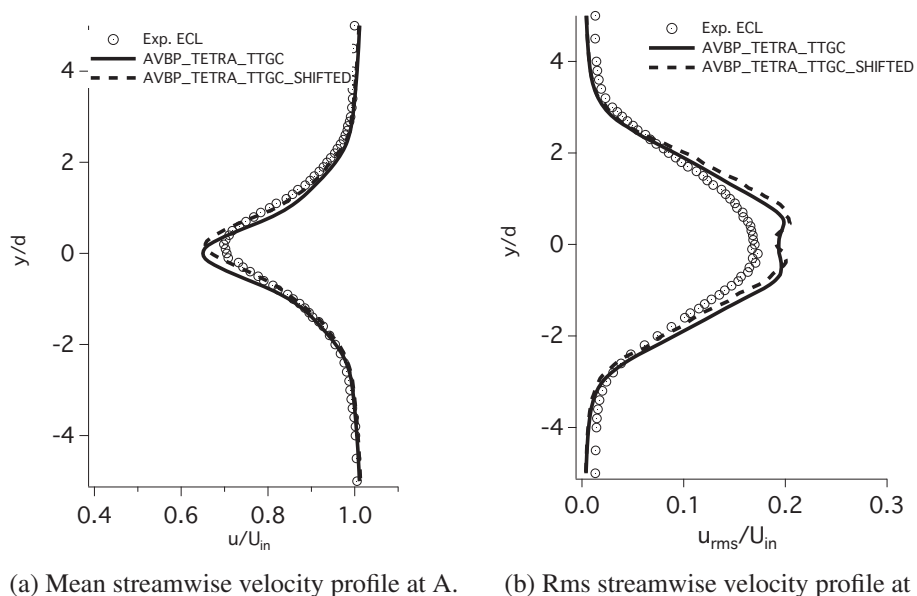


Figure 5.10: Influence of the mock-up experimental misalignment on aerodynamic quantities.

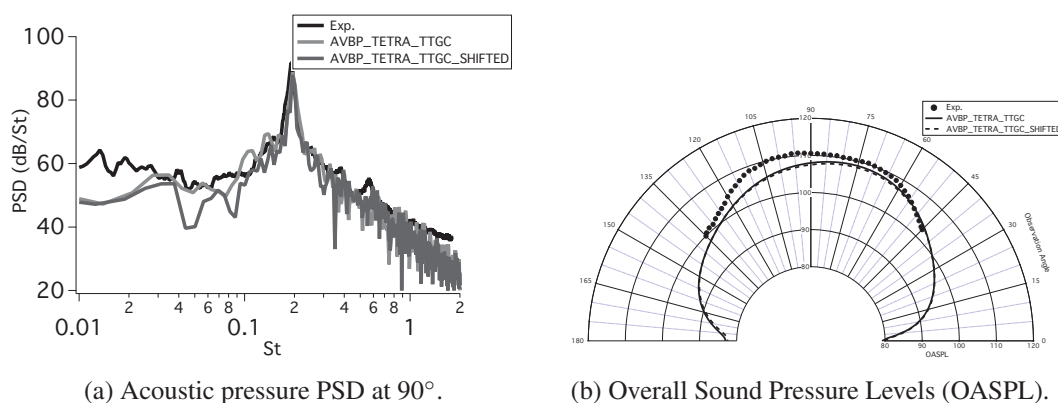


Figure 5.11: Influence of the mock-up experimental misalignment on far-field acoustic quantities.

The experimental setup showed a slight misalignment of the rod and the airfoil ( $-2$  mm in



the  $y$ -direction). However, the influence of this bias on the near-field sources and on the far-field acoustic pressure has never been completely addressed. Boudet [19] compared U-RANS simulations of the canonical and the actual shifted set-up. Negligible differences were noticeable in the near-field results. So accounting for the bias was not considered necessary. The LES calculations were then made on a symmetric case. Peth *et al.* [132] took in account a bias of  $\Delta y = 0.1d$  which was half the bias reported by Jacob *et al.* [92]. Nevertheless, no comparison was made between the shifted computed case and the canonical one and the influence of the displacement has not been fully checked since then.

The aim of this section is therefore to check the influence of the displacement of the rod and the validity of the approximation made by nearly all the numerical studies done on the rod-airfoil configuration so far.

**Aerodynamic results** Mean and rms streamwise velocities profiles from the experimental measurements, the AVBP\_TETRA\_TTGC and the AVBP\_TETRA\_TTGC\_SHIFTED at the plane [A] (see Fig. 5.2) are shown in Figs. 5.10a and 5.10b respectively. The asymmetric pattern is recovered in the plane [A] for the mean and rms streamwise velocities. Yet, the levels and peak values remain different from the experiment, and the experimental shift does not fully explain the observed discrepancies.

**Acoustic results** The PSD of the acoustic pressure at 1,85 m at  $90^\circ$  is shown in Fig. 5.11a. The results are similar to those obtained for the canonical configuration, both for the tonal peak and the broadband part of the spectrum. The directivity plotted in Fig. 5.11b shows small differences at low and high angles, but they remain very small compared to the mismatch made with the experiment.

**Conclusion** Although a better agreement can be obtained for the near field results, its influence seems to be limited on the acoustic field. Slight differences can be noticed on the directivity but do not fully recover the discrepancies found between the canonical case and the experiment.

### 5.2.3 Preliminary conclusions and best-practices

From the few numerical and geometrical parameters assessed in the previous sections, the following conclusions can be drawn:

- Although the best aerodynamic and acoustic results on a tetrahedral mesh are obtained using the TTGC scheme, the TTG4A scheme enables mesh refinements using prism layers. The latter significantly improves the results accuracy and compensates the lower accuracy of the TTG4A scheme in comparison with the TTGC scheme.

- Provided that the Kato's corrections are used and that the pressure spanwise coherence length is known *a priori*, a reduced span of  $3.5d$  is enough to correctly predict the far-field noise.
- Although a better agreement with the experimental measurements in terms of aerodynamic results can be observed while considering the rod 2 mm displacement in the cross-wise direction, the effect is very limited on the acoustic-far field results. Hence, a "canonical" configuration can be considered.

Then, prism layers has been selected to carry out the convergence study. The TTG4A scheme used with the WALE subgrid-scale model have also been used.

### 5.3 Grid convergence study and physical analysis

In this section are performed a grid convergence study in order to reach a nearly wall-resolved LES simulation. Physical interpretations and analysis are performed on the results obtained.

#### 5.3.1 Aerodynamic results

Table 5.3 summarizes the global flow quantities obtained in all the simulated cases, and in all the previous numerical studies presented in Tab. 4.1. They are compared with the experimental results of Jacob *et al.* [92] and with studies performed on an isolated rod with a close Reynolds number as the airfoil has a little influence on the flow dynamic around the rod [19]. Besides drag quantities (that are not fully grid independent yet), all mean and rms quantities have converged on fine grid and lay in the experimental uncertainties.

##### 5.3.1.1 Instantaneous flow field visualizations

In Figs 5.12a and 5.12b, the acoustic field and the flow topology are described by the divergence of the velocity field and an iso-value of the Q-criterion highlighting the vortical structures. The iso-value of the Q-criterion exhibits the vortex shedding behind the rod. The transition to turbulence of the wake occurs in the shear layer just after the separation and small structures are observable on the shear layers originating from the separated boundary layer. The turbulent wake develops leading to a wide range of turbulent structures. The large coherent structures tend to break down quickly and are hardly observable near the airfoil leading-edge.

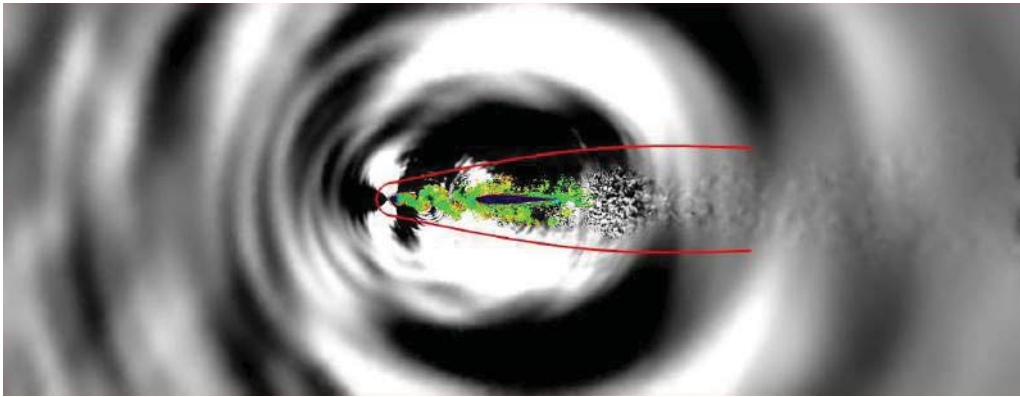
**DMD analysis** Q-criterion may not properly highlight coherent structures at this high Reynolds number. Figure 5.13 shows the dominant mode at  $St = 0.19$  from a Dynamic Mode Decomposition (DMD) applied on the streamwise velocity  $u$ , using 50 snapshots on a physical time of

Cases	$St$	$L_r/d$	$\langle C_D \rangle$	$C'_D$	$\langle C_L \rangle$	$C'_L$	$\Phi_s$
<b>Experiments (Cylinder only)</b>							
Cantweel & Coles [24]	0.19	-	1.0-1.35	-	-	0.3-0.4	-
Schewe [159]	0.185	-	1.1-1.2	-	-	0.45	-
Szepessy & Bearman [191]	0.19	1.0-1.3	1.2-1.5	0.16	-1.1	0.4-0.7	-
Gerrard [74] ( $Re_d = 4.8 \times 10^4$ )	-	-	-	0.08-0.1	-	0.4-0.8	-
Achenbach [3] ( $Re_d = 6 \times 10^4$ )	-	-	1.0-1.3	-	-	-	82°
<b>U-RANS on structured grid</b>							
Casalino <i>et al.</i> [28]	0.24	1.27	0.8	-	-	-	95.5° -
Boudet <i>et al.</i> [20] (Non-linear model)	0.24	0.93	1.03	0.079	-	0.76	-
<b>LES/DES on structured grid</b>							
Magagnato <i>et al.</i> [118]	0.19-0.203	-	-	-	-	-	-
Boudet <i>et al.</i> [20]	0.19	1.3	1.17	0.12	-	0.57	86°
Peth <i>et al.</i> [132]	0.185	-	1.1	-	-	-	-
Greschner <i>et al.</i> [84] ( $k - \epsilon$ DES)	0.185	-	0.81	0.03	-	0.42	-
Berland <i>et al.</i> [11, 12]	0.19	-	-	-	-	-	-
<b>LES/DES on unstructured grid</b>							
Galdéano <i>et al.</i> [71]	0.19	-	-	-	-	-	-
Eltaweel & Wang [57]	0.192	-	-	-	-	-	-
Giret <i>et al.</i> [79]	0.19	-	-	-	-	-	-
Schell [158]	0.19	-	-	-	-	-	-
AVBP_TETRA_TTGC	-	-	-	-	-	-	-
AVBP_TETRA_TTGC_7D	0.19	1.65	0.9	0.05	-0.85	0.26	105°
AVBP_TETRA_TTGC_SHIFTED	-	-	-	-	-	-	-
AVBP_TETRA_LW	0.2	2.8	0.69	0.02	-0.68	0.02	105°
AVBP_TETRA_TTG4A	0.2	2.8	0.71	0.019	-0.89	0.01	104°
AVBP_PRISM_TTG4A	0.2	1.3	0.92	0.08	-0.97	0.41	104°
Present study (Coarse Mesh)	-	-	-	-	-	-	-
Present study (Medium Mesh)	0.19	1.2	1.10	0.09	-0.91	0.54	88°
Present study (Fine Mesh)	0.19	1.0	1.19	0.12	-0.91	0.60	86°

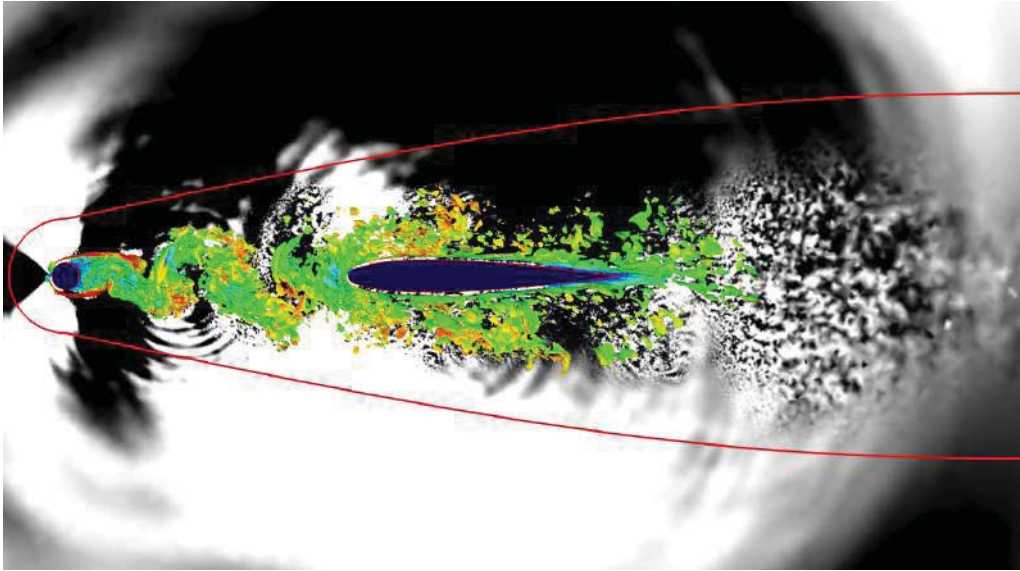
Table 5.3: Global flow dynamic quantities (cylinder only) for the present LES cases compared to the experimental results and other numerical studies.  $St$  is the Strouhal number associated to the shedding frequency,  $L_r/d$  is the length of the recirculation zone with respect to the diameter of the rod,  $\langle C_D \rangle$  is the drag coefficient,  $C'_D$  is the root-mean-squared fluctuating drag coefficient,  $\langle C_L \rangle$  is the mean lift coefficient on the upper rod semicircle,  $C'_L$  is the root-mean-squared fluctuating lift coefficient and  $\Phi_s$  is the boundary layer separation angle location.

$7 \times 10^{-3}$  s. It emphasizes that vortices shed by the rod remain coherent up to the airfoil leading-edge where they impact and lose their coherence.

In Fig. 5.12a, outgoing acoustic waves with a large wavelength originate from the rod and from the airfoil with a directivity maxima of  $\pm 80^\circ$ , and with an opposite phase typical of a dipole directivity pattern. Acoustic waves with half the wavelength of the former wave and with a smaller



(a) Global view of the computational domain and position of the porous FW-H surface (in red)



(b) Zoom on the rod-airfoil configuration.

Figure 5.12: Coarse mesh snapshot of the dilatation field (in grayscale) in central plane and iso-value of the Q-criterion field ( $Q = 10^8 \text{ s}^{-1}$ ).

amplitude exhibit a directivity maxima of  $180^\circ$ . The study of Jacob *et al.* [92] and those on an isolated rod [24, 73, 159] suggest that the first acoustic wave is associated with the shedding frequency and the lift oscillations while its first harmonic is related to with the drag oscillations. No reflections are noticed from the computational domain boundaries. Figure 5.12b also stresses additional acoustic wave with shorter wavelength from the vortex street and its small vortices, which can be related to an additional quadrupolar contribution.

The porous FW-H surface  $S_{Porous}$ , shown by the dashed-dotted line in Fig. 5.1, is placed outside the hydrodynamic region, as highlighted in Fig 5.12. It is open downstream to avoid the



Figure 5.13: Dynamic Mode Decomposition dominant mode at  $St = 0.19$ .

crossing of the wake through the integration surface and to avoid the generation of spurious waves as shown by Casper *et al.* [31]. Yet, some contributions to the acoustic far-field may then be omitted at grazing angles.

### 5.3.1.2 Surface coefficients distributions

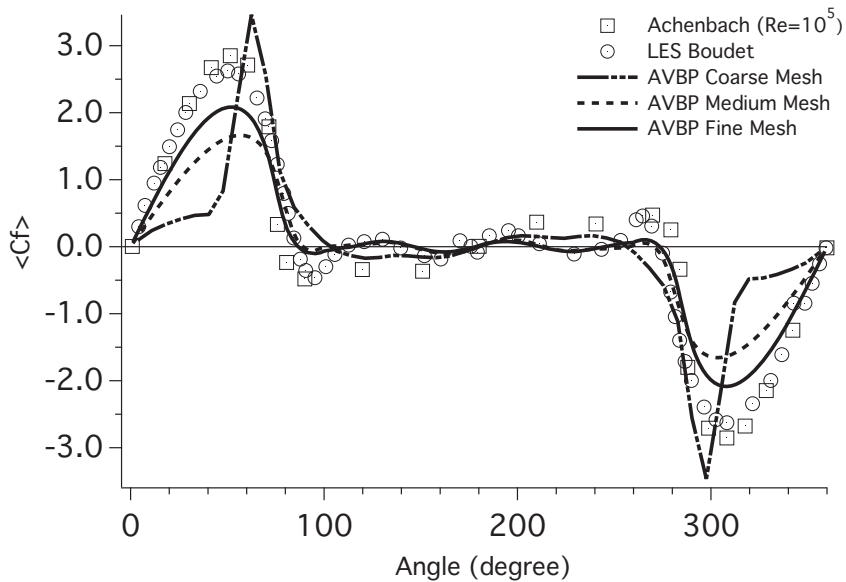


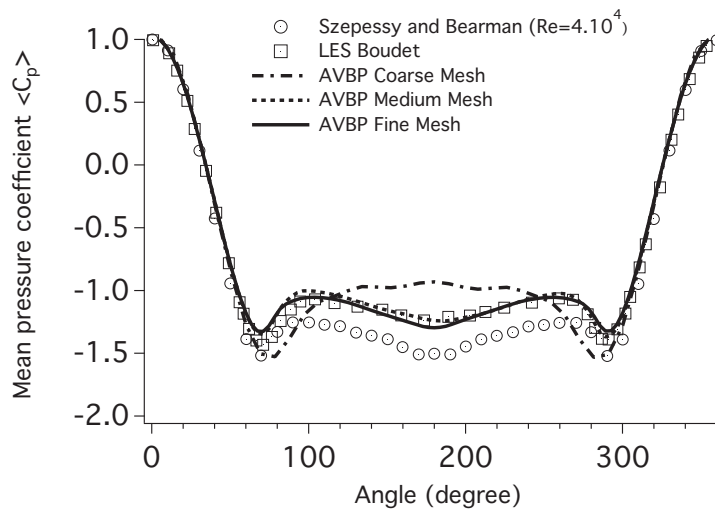
Figure 5.14: Comparison of the mean-skin friction coefficient  $\langle C_f \rangle$  on the rod for the coarse, medium and fine meshes with Boudet's LES and Achenbach's experimental results.

**Skin friction coefficient** The mean-skin friction coefficient  $\langle C_f \rangle$  distributions for the three meshes are shown in Fig. 5.14. They are compared with Boudet’s LES of the rod-airfoil configuration and with the experimental results obtained by Achenbach on an isolated rod at  $Re = 1 \times 10^5$ . The coarse mesh  $\langle C_f \rangle$  distribution shows a poor agreement with previous results. Its maximum is over-predicted, and the mean separation point located where  $\langle C_f \rangle$  vanishes is delayed up to  $\theta = 107^\circ$ . This is likely caused by an insufficient grid resolution on the rod surface. The medium and fine meshes provide better results by providing similar shapes and the same maxima positions in comparison with the experimental and Boudet’s numerical results. They also yield a mean separation point at  $88^\circ$  and  $86^\circ$  for the medium and fine meshes respectively, which is in agreement with Boudet’s and Achenbach’s results. Yet, they under-predict the  $\langle C_f \rangle$  maxima with a relative error of 42% and 28% for the medium and fine mesh respectively. These under-predictions are most likely caused by the fact that the rod is not yet strictly wall-resolved at the separation point, i.e.  $y^+ \simeq 1$ .

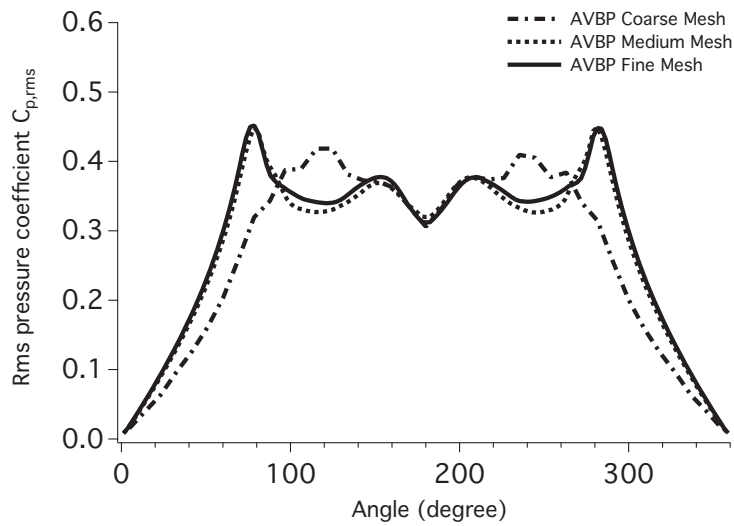
**Mean and rms pressure coefficients** Figure 5.15a shows the mean pressure coefficient  $\langle C_p \rangle$  distributions on the rod for the three cases. They are compared with Boudet’s LES results [20] and with the experimental results of Szepessy and Bearman [191] ( $Re = 4 \times 10^4$ ). The coarse mesh provides poor results by over-predicting the angular position of the  $\langle C_p \rangle$  minima ( $75^\circ$  and  $285^\circ$ ) and the  $\langle C_p \rangle$  at the base of the rod ( $\langle C_p \rangle = -0.9$ ). A direct consequence is the under-prediction of the drag coefficient ( $C_D = 0.9$ ) compared with experiments. With a proper resolution of the boundary layer, the medium and fine meshes collapse and provide  $\langle C_p \rangle$  distributions on the rod close to Boudet’s results. They also show the same angular position ( $70^\circ$  and  $290^\circ$ ) for the  $\langle C_p \rangle$  minima as the experiment of Szepessy and Bearman. Yet, they exhibit at these angular positions higher  $\langle C_p \rangle$  (-1.35) than the one obtained by Boudet (-1.43) and Szepessy and Bearman (-1.5). The medium and the fine meshes overpredict the  $\langle C_p \rangle$  between  $100^\circ$  and  $280^\circ$  (-1.2) as well as Boudet’s results. It leads to a lower drag coefficient  $C_D$  compared with the experiment of Szepessy and Bearman (see Tab. 5.3). Yet, the experiments of Schewe [159], of Cantwell and Coles [24] and of Achenbach [3] with a closer Reynolds number to the experimental setup of Jacob yield drag coefficients closer to the present results. Thus, the observed gap is most likely caused by a Reynolds number effect.

The root-mean-squared (rms) pressure coefficient  $C_{p,rms}$  distributions on the rod of the three meshes are presented in Fig. 5.15b. For all the cases, the  $C_{p,rms}$  distributions vanish at  $0^\circ$  and grow steeply to reach a maximum at  $115^\circ$  and  $254^\circ$  for the coarse mesh (0.41) and at  $78^\circ$  and  $282^\circ$  for the medium (0.44) and the fine (0.44) meshes. These positions are correlated with the boundary layer separation positions (Tab. 5.3). Then, the coarse mesh  $C_{p,rms}$  distribution decreases to 0.31 at the base of the rod ( $\theta = 180^\circ$ ) while those of the medium and fine meshes, which are nearly overlapping, show a hump at  $152^\circ$  (0.37) and then decrease up to  $\theta = 180^\circ$  ( $C_{p,rms}=0.31$  and 0.35 respectively).

Figure 5.16a shows the mean pressure coefficient  $\langle C_p \rangle$  distribution for the three meshes on the airfoil compared with Boudet’s LES and with the experiment of Jacob *et al.* The results from the coarse, medium and fine meshes collapse with Boudet’s LES up to  $x/c = 0.9$ . The results



(a) Mean pressure coefficient  $\langle C_p \rangle$  on the rod.



(b) Rms pressure coefficient  $C_{p,rms}$  on the rod.

Figure 5.15: Comparison of the mean and rms pressure coefficients of the coarse, medium and fine meshes with the LES of Boudet and Szepešsy and Bearman's experimental results.

from the three meshes tend to the measurements of Jacob near the airfoil trailing-edge. However, a large gap between the numerical results displayed and the experimental results can be noticed (30% of relative error at  $x/C = 0.2$ ). Note that a similar dip at the leading-edge was observed in Giret's results caused by a grid artefact. This suggests that the experimental dip is most likely caused by a curvature discontinuity in the mock-up leading-edge region.

The three meshes nearly yield the same  $C_{p,rms}$  distributions on the airfoil (Fig. 5.16b). They

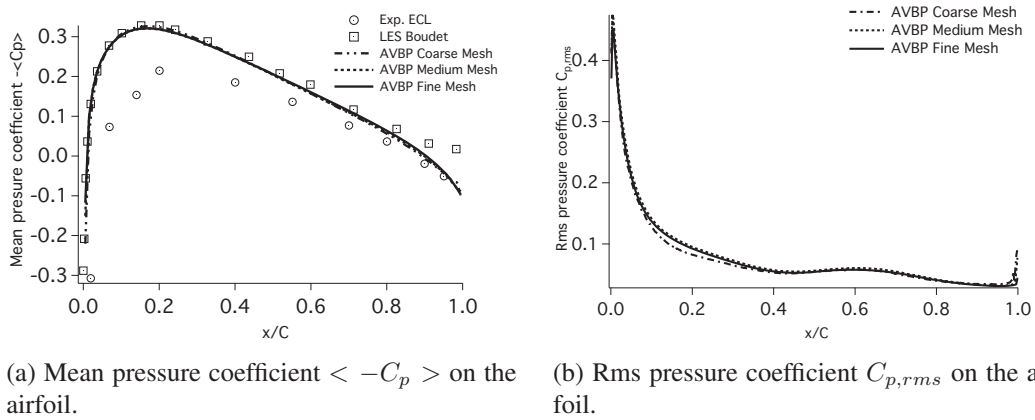


Figure 5.16: Comparison of the mean and rms pressure coefficients on the airfoil of the coarse, medium and fine meshes with Boudet’s LES.

show their maxima ( $C_{p,rms} = 0.46$ ) very close to the airfoil leading-edge ( $x/C = 0.005$ ), while the values at the leading-edge for the three cases are slightly lower ( $C_{p,rms} = 0.38$ ). It corresponds to the impingement positions of the most turbulent part of the wake, while the leading-edge ( $x/C = 0$ ) undergoes weaker disturbances due to the vortex trajectories. This will be further investigated below in Secs. 5.3.1.3 and 5.3.1.4. Then, they decrease steeply up to  $x/C = 0.4$  ( $C_{p,rms} = 0.05$ ) and show a hump between  $x/C = 0.4$  and  $0.8$ . Such a shape is typical of turbulence-interactions or vortex-blade interactions as in fans and counter-rotating open rotors (CROR) [25, 45, 148].

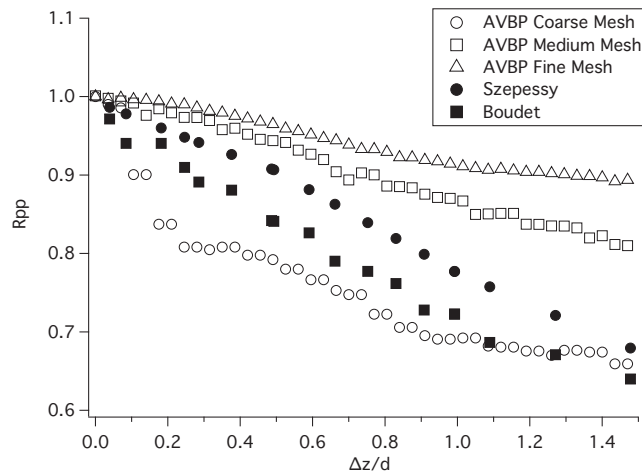


Figure 5.17: Spanwise pressure correlation  $R_{pp}$  along the cylinder span.

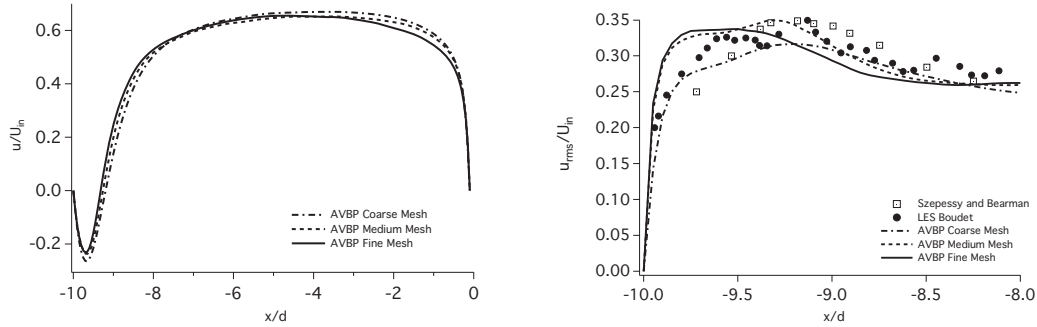


**Spanwise correlation coefficient** Figure 5.17 shows the spanwise correlation of the surface pressure on the rod  $R_{pp}(\Delta z)$  at  $\theta = 90^\circ$ . It is defined as the covariance of the pressure  $p'(z, t)$  and  $p'(z + \Delta z, t)$  normalized by the rms of the pressure signals. Only half of the span is presented as periodic boundary conditions are used for the three cases. They are compared with Boudet's LES and Szepessy's experiment [190]. The coherence length, defined as

$$L_{corr} = \int_0^{+\infty} R_{pp}(z) dz, \quad (5.1)$$

can be extracted from each curves using an exponential fit. In general, the spanwise pressure correlation is a challenging quantity to obtain on a rod with a reduced span [21].  $R_{pp}(\Delta z)$  from the current simulations tend to grow with the mesh refinement. The coarse mesh results exhibits a rapid decrease to  $R_{pp} = 0.8$  over the first  $0.2d$  and decreases slowly to  $0.7$  for a shift of  $1.5d$ , while Szepessy's results exhibits a steady decay of the level. It shows a coherence length of  $L_{corr} = 2d$ . As seen before, strong discrepancies can be observed on the  $C_p$  distribution and on the skin-friction coefficient for the coarse mesh. This may have a strong influence on the spanwise pressure correlation results. The medium and fine meshes yield higher  $R_{pp}$  than the coarse mesh and show a steadier decay with coherence lengths of  $L_{corr} = 0.7d$  and  $0.5d$ . The differences observed between the medium and fine meshes may be caused by a lack of statistical convergence. As shown by Brès *et al.* [21] on the tandem cylinder configuration, the use of periodic boundary conditions with a shorter span instead of end plates tends to hamper the correct decay the spanwise pressure correlation levels. A solution would be to compute the whole experimental span, which would significantly increase the computational cost.

### 5.3.1.3 Mean and rms streamwise velocities



(a) Mean streamwise velocity along the  $x$ -axis. (b) Rms streamwise velocity along the  $x$ -axis.

Figure 5.18: Evolution of the mean and rms streamwise velocities along the  $x$ -axis.

Figure 5.18a shows the mean streamwise velocity along the  $x$ -axis  $u$  and averaged along the spanwise direction for the three meshes. The velocity deficit zones below  $x/d = -8$  exhibit the mean recirculating zone behind the rod for the three meshes. Its size decreases with the mesh

refinements. For the three cases, the mean velocity distributions grow up to  $x/d = -6$  to reach a plateau ranging up to  $x/d = -1$  with  $u = 0.6 U_{in}$ . Afterward, they fall down to a zero value at the airfoil leading-edge.

The rms streamwise velocities along the  $x$ -axis  $u_{rms}$  and averaged along the spanwise direction for the three meshes are presented in Fig. 5.18b. They are compared with Szepessy's experimental data and Boudet's LES. The maximum of  $u_{rms}$  traditionally denotes the length of the recirculation zone behind the rod. Although the coarse mesh predicts a correct recirculation zone length ( $L_r/d = 1.3$ ), it undershoots the  $u_{rms}$  maximum (0.30). The medium and fine meshes show a good prediction of the  $u_{rms}$  maximum (0.35), and the recirculation zone length ( $L_r/d = 1.2$  and  $L_r/d = 1$  respectively) for both meshes are within the experimental dispersion of the experimental measurements for a cylinder only (see Tab. 5.3).

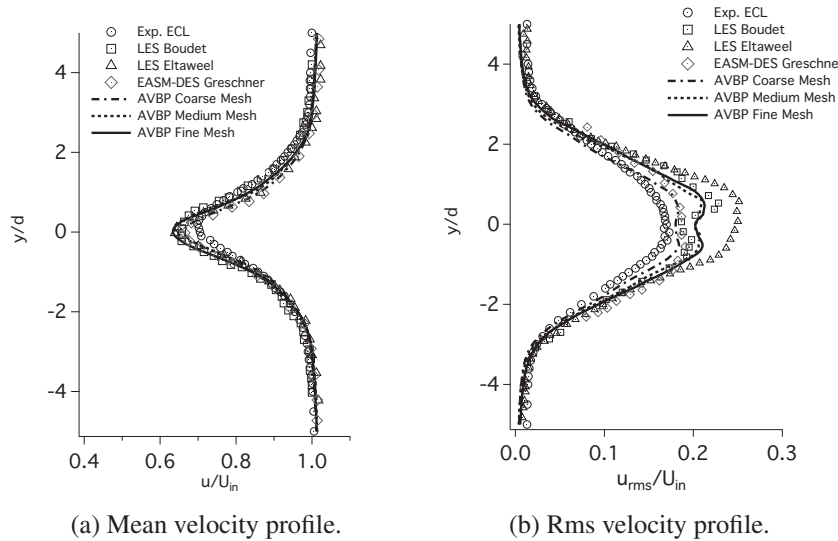


Figure 5.19: Comparison of mean velocity and turbulent intensities with experiment at the slice [A].

The mean velocity profiles at the cut [A] located at  $x/c = -0.255$  (see Fig. 5.2) is shown in Fig. 5.19a. The experimental results exhibit the wake velocity deficit: the mean streamwise velocity is minimum on the axis and grows with  $|y|$  to reach the free-stream streamwise velocity. The coarse mesh results overpredict the experimental measurements, while they are close to the other numerical results. The medium and fine meshes results overlap and still show higher values than the experimental measurements, while they match with Boudet's, Greschner's and Elataweel's results. The rms velocity profiles at the same cutting position are shown in Fig. 5.19b for the three cases. The rms streamwise velocity levels show higher values than the experimental measurements for the three meshes. Yet, the medium and fine meshes results are converging to similar levels and nearly match those of Boudet's LES. The closest results are provided by Greschner that match the present coarse levels and are most likely under-resolved on the cylinder, and by Elataweel that over-predict the levels significantly. The lower experimental peak levels are most likely a hot-wire

artefact: these measurements tend to have larger errors in the wake deficit region.

### 5.3.1.4 Streamwise velocity spectra and space-time correlations

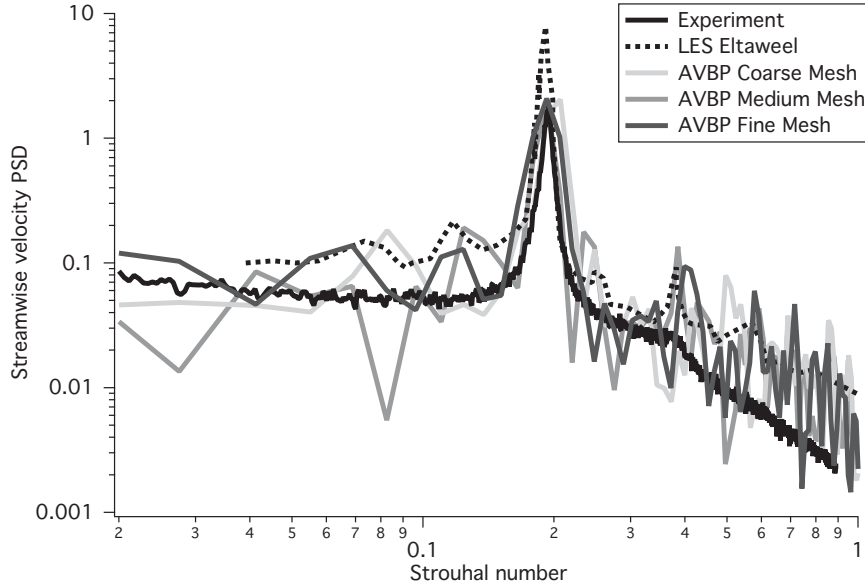


Figure 5.20: Velocity spectra at P ( $x = -8.7d$  and  $y = -0.5d$ ) compared with experimental results.

Figure 5.20 shows the velocity spectra at point P (see Tab. 5.2). The experimental spectra is mainly broadband with a tone at  $St = 0.19$  corresponding to the fundamental shedding frequency. The three cases exhibit the tonal component. The coarse mesh yields a slightly over-predicted Strouhal number value (0.2) while the medium and the fine meshes converge to match the experimental shedding frequency (0.19). The levels on the medium and fine meshes are converging to a value closer to experiment than Eltaweel's results that are close to the coarse ones.

The normalized streamwise velocity space-time correlation, defined as

$$R_{uu}(\Delta x, \Delta t) = \frac{\langle u(x, t) \cdot u(x + \Delta x, t + \Delta t) \rangle}{\langle u(x, t)^2 \rangle}, \quad (5.2)$$

on the line [L] located between the rod and the airfoil at  $y = +0.5d$  (see Tab. 8.11) for the fine mesh is shown in Fig. 5.21. The reference point is located at  $x = 0.15d$  and  $y = 0.5d$  after the recirculation zone, and the spatial and temporal shift are normalized by the chord length  $C$  and the shedding period  $T_{shedding} = \frac{1}{f_{shedding}}$ . This map aims at tracking the coherent structures shed by the rod and convected downstream the airfoil. Highly correlated stripes in white denote the vortex trajectories. They are traveling at a constant speed  $u = 0.76 U_{in}$  up to  $x/C = 0.95$ , which is close

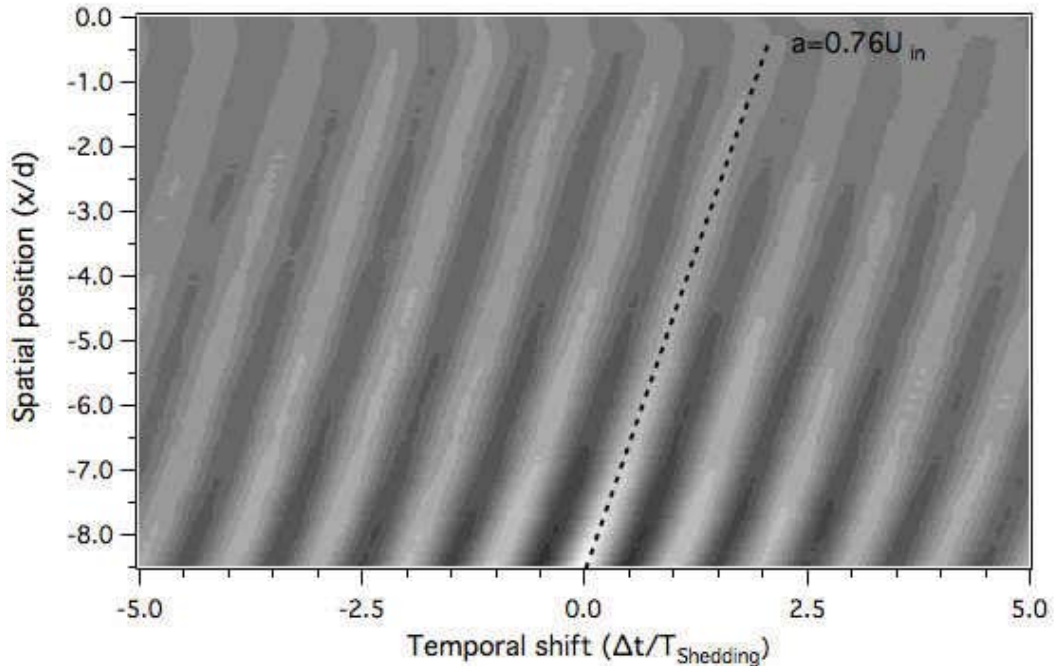


Figure 5.21: Streamwise velocity space-time correlation map on the line [L] ( $y = +0.5d$ ) for the fine mesh.

to the convection velocity found by Cantwell and Coles [24] ( $0.755 u_{in}$ ). Two adjacent vortices of the same row are separated by  $0.4d$ , which is in accordance with Jacob's observations using PIV. For  $x/d > -0.5$ , the potential effect of the airfoil leading-edge tends to deflect the vortices, which are slowed down in the streamwise direction. Therefore, in agreement with the DMD mode at  $St = 0.19$ , the vortices shed by the rod remain coherent up to the airfoil. As the acoustic far-field is assumed to be directly related to surface pressure fluctuations (dipolar radiation at the present low Mach number), cancellation/amplification effects may occur between the rod and the airfoil acoustic emissions.

## 5.3.2 Acoustic results

### 5.3.2.1 Grid and FW-H formulation sensitivity

Figures 5.22a, 5.22c and 5.22e show the acoustic pressure PSD obtained with the porous surface for the three meshes at  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $120^\circ$  respectively. They are compared with the experimental results. The coarse mesh yields a slightly higher tonal frequency (0.20) for the three observation angles. It correctly predicts the tonal peak level at  $60^\circ$ , while it shows an under-prediction at  $90^\circ$  and  $120^\circ$ . The broadband levels are correctly predicted from  $St = 0.05$  to 2. The under-prediction

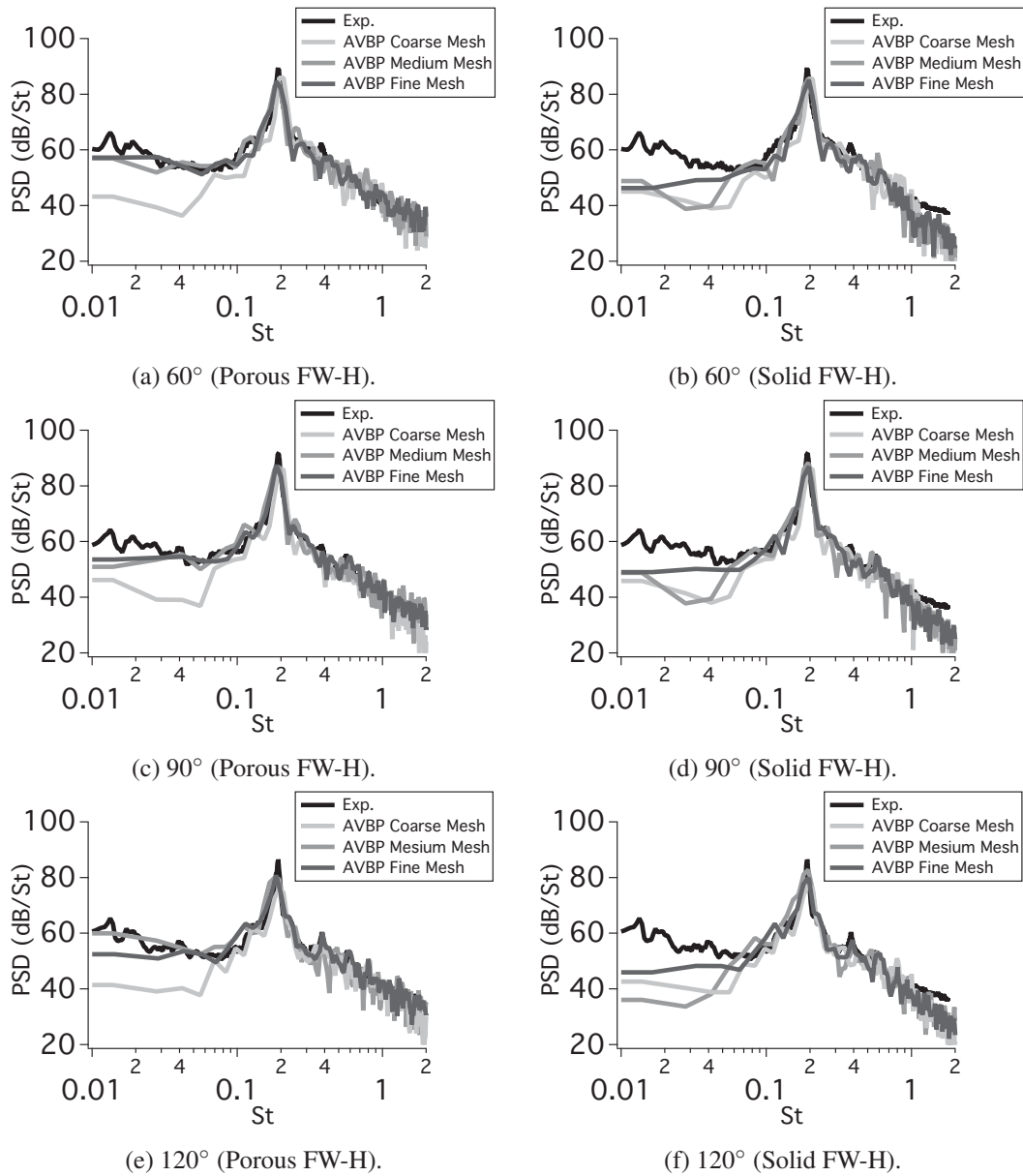


Figure 5.22: Porous and Solid FW-H PSD of the acoustic far-field pressure for the three meshes compared with experiment at 1.85 m.

below  $St = 0.05$  is not relevant as this frequency range is dominated by the background noise. The medium and fine meshes correctly predict the tonal peak frequency. The fine mesh also resolves the first and the second harmonics at 120° ( $St = 0.38$  and  $0.57$  respectively). They show a good agreement with the broadband part of the spectra. It can be assumed that the agreement below  $St = 0.05$  is fortuitous, which may be caused a lack of FW-H contributions at grazing angles due

to the opening of the porous FW-H surface downstream.

The acoustic pressure PSD obtained with the solid surface for the three meshes at  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $120^\circ$  are shown in Figs. 5.22b, 5.22d and 5.22f. The conclusions on the tonal peak frequencies and intensities for the three angles and for the three meshes are the same than those made for the porous surface. The three cases show a correct prediction of the broadband levels on the frequency range from  $St = 0.05$  to 1. After  $St = 1$ , the experimental broadband levels tend to be under-predicted by the three meshes. This under-prediction is not observed with the porous FW-H surface and is most likely caused by the omission of the volume sources, as shown by Greschner *et al.* [84].

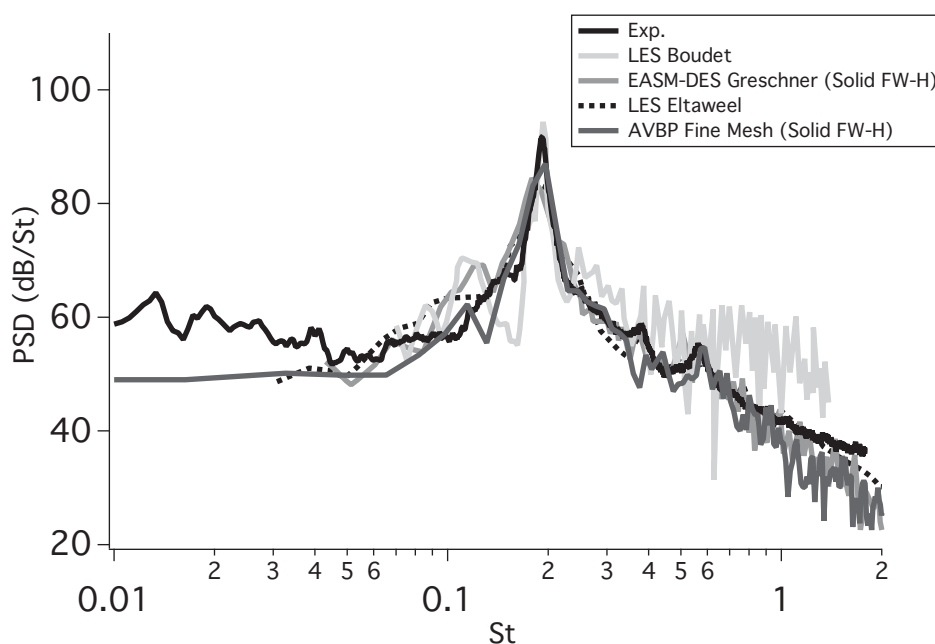


Figure 5.23: Comparison of the fine mesh acoustic far-field with experimental measurements and other numerical results at  $90^\circ$  and 1.85 m.

The solid FW-H PSD of the fine mesh case is compared with the experimental measurements, with the numerical results from Boudet's and Eltaweel's LES, and Greschner's DES. All the numerical results are able to predict the tone at the correct shedding frequency ( $St = 0.19$ ). Except Boudet's LES which lacks of sampling time and over-predicts the frequency range after  $St = 0.25$ , all the numerical results are able to predict the broadband part of the spectrum from  $St = 0.05$  to  $St = 1$ . After  $St = 1$ , the numerical results based on a solid FW-H analogy slightly underpredict the experimental measurements. Indeed, quadrupolar sources account for the noise emissions in this frequency range.

The OASPL for the three meshes and for both the porous and solid surfaces are displayed in Fig. 5.24. On the one hand, the coarse mesh with the porous surface provides correct levels

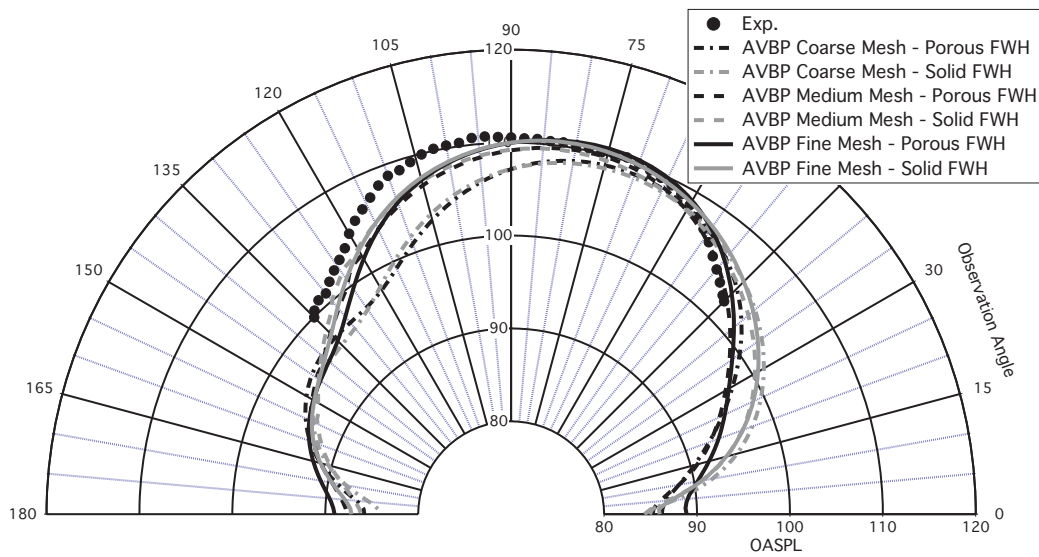


Figure 5.24: OASPL for the three meshes compared with experiment.

below  $75^\circ$ , while it shows increasing discrepancies above ( $>3$  dB). On the other hand, the solid surface provides similar results except below  $40^\circ$  where it shows higher levels (+2 dB). This effect is likely caused by the omission of FW-H contribution at grazing angles due to the opening of the porous FW-H surface downstream. The medium and the fine meshes provides close results both for the solid and the porous surfaces ( $< 1$  dB). This grid convergence is in agreement with the one observed on the  $C_{p,rms}$  distributions on both the rod and the airfoil (Figs. 5.15b and 5.16b respectively). The agreement with the experiment is fairly good at all observation angles ( $< 1.5$  dB) for the medium and fine meshes, and both the directivity shape and the maximal angle of radiation ( $80^\circ$ ) are matched. The same behavior above  $40^\circ$  are observed between the solid and porous FW-H results for the three meshes. Remaining discrepancies beyond  $90^\circ$  are partially caused by the experimental cylinder shift as evidenced in the previous UQ study [78].

---

## Noise source analysis on the rod-airfoil configuration

---

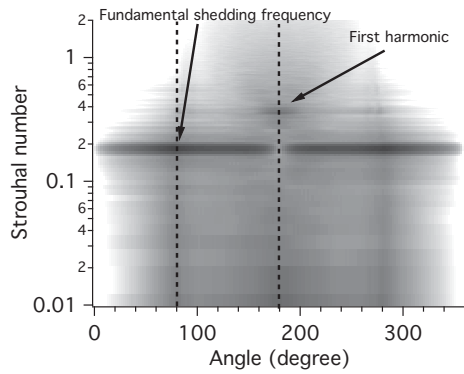
The noise source mechanisms are investigated in this chapter. Firstly, the wall-pressure PSD maps are investigated in order to highlight area that may contribute to the far-field noise. Then, the cylinder and profile spectra and directivities are compared with the results of Eltaweel and Wang, in order to highlight the interference phenomena occurring between their respective noise contributions. Finally, the pressure fluctuation phase differences at the shedding frequency are compared with a simple mathematical model assuming the rod and the airfoil as point sources.

### 6.1 Wall-pressure power spectral densities

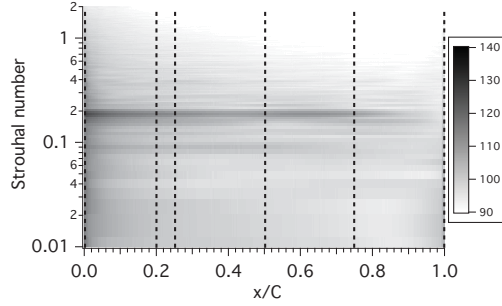
The PSD of the wall pressure fluctuations of the rod and of the airfoil for the fine mesh are shown in Figs. 6.1a and 6.1b respectively. They are averaged in the spanwise direction in order to obtain Angle/Frequency and Abscissa/Frequency PSD maps. The latter not only provide some useful information on the flow around the surface such as boundary layer separations and vortex impingements locations, but can also give a good insight on dipolar the noise sources locations, even though scattering, reflection and phase amplification/cancellation effects may affect the far-field noise results.

In Fig. 6.1a, the vortex shedding fundamental frequency dominates the map at  $St = 0.19$  and contributes the most to the quantity  $C_{p,rms}$  on the rod (see Fig. 5.15b). As shown in the spectrum at  $80^\circ$  in Fig. 6.1c (dashed line in Fig.6.1a), the corresponding quasi-tonal peak is about 20 dB above the broadband level. It starts from its minimum at  $\theta = 0^\circ$  (94 dB) and grows to

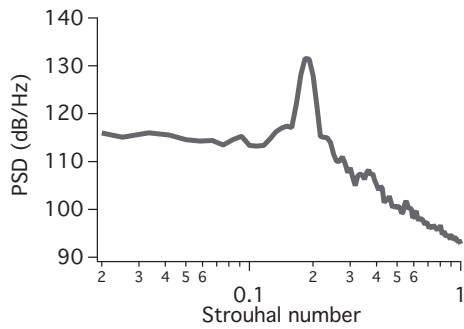




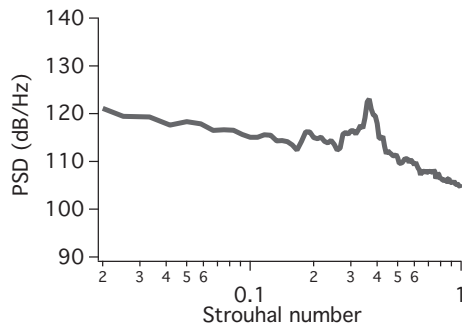
(a) Angle/Frequency representation of the rod wall-pressure PSD.



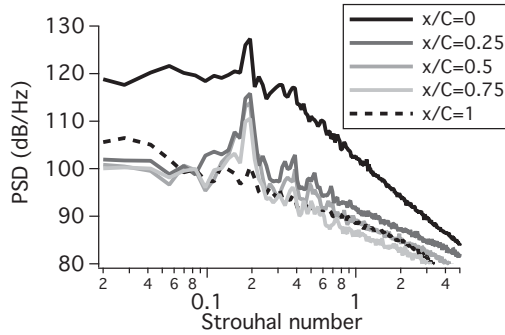
(b) Abscissa/Frequency representation of the airfoil wall-pressure PSD.



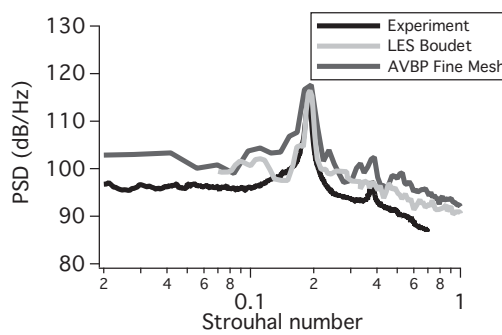
(c) Wall-pressure PSD on the rod at  $80^\circ$ .



(d) Wall-pressure PSD on the rod at  $180^\circ$ .



(e) Wall-pressure PSD on the rod at  $80^\circ$ .



(f) Wall-pressure PSD on the rod at  $180^\circ$ .

Figure 6.1: Maps of the span-averaged PSD of the wall-pressure fluctuations on the rod and on the airfoil for the fine mesh case.

reach a peak at  $\theta = 80^\circ$  (132 dB), which is close to the boundary layer separation angle. It then decreases slightly to reach a plateau up to  $175^\circ$  and finally collapses at  $180^\circ$  (113 dB). The vortex shedding first harmonic is noticeable between  $155^\circ$  and  $205^\circ$ , and shows a maximum at  $180^\circ$ . The corresponding spectrum is shown in Fig. 6.1d (dashed line in Fig.6.1a). Indeed, the

forward stagnation point is equally excited by the vortices shed from the two sides of the rod. As a result, the fundamental frequency is associated with lift fluctuations, while the first harmonic is associated with drag fluctuations, which confirms the observation in Fig 5.12a. Note that the rms lift coefficient shows a higher amplitude than the rms drag coefficient. These results are in agreement with the previous studies on an isolated rod. Note that the second harmonic is hardly observable at  $St = 0.57$ .

In Fig 6.1b, the map is dominated by the fundamental shedding frequency quasi-tonal peak, which is maximum at the leading-edge (133 dB). Then, the amplitude decreases with  $x/C$  up to the trailing-edge, where it can be hardly distinguished from the broadband part of the spectrum (see Fig. 6.1e). It shows that most of the coherent structures shed at  $St = 0.19$  tend to bypass the leading-edge, interacting then all along the airfoil which corroborates both Jacob's PIV velocity plots at the airfoil leading-edge and chord-wise coherence measurements.

At  $x/C = 0.2$ , the fine mesh PSD profile (see Fig. 6.1f) predicts well the vortex shedding noise, while the broadband levels are over-estimated by 4 dB. Yet, similar results are obtained in Boudet's LES. The discrepancies may be related to a curvature discontinuity or an insufficient simulated spanwise length.

## 6.2 Cylinder and profile directivity and spectra

In this section, the rod and the airfoil acoustic emissions of the fine mesh are studied separately in order to investigate their relative contributions to the far-field noise. They are compared with those of Eltaweel and Wang [57], which combines an incompressible LES solver for the sources with a BEM code for the acoustic propagation. The latter method is able to recover the true contributions of the rod and of the airfoil, and takes into account the reflection and diffraction effects.

### 6.2.1 Cylinder and profile spectra and directivities

**Cylinder and profile Spectra** Figures 6.2a, 6.2b, 6.2c and 6.2d show the contributions of the rod, the airfoil and the rod-airfoil solid surfaces at  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  and  $180^\circ$  respectively. They are compared with the results of Eltaweel and Wang [57]. For all angular positions, the results obtained using a compressible LES and a solid FW-H surfaces (present study) match well those obtained by Eltaweel and Wang. Therefore, the acoustic interactions between the rod and the airfoil can be neglected. The discrepancies at low frequencies and the slight peak broadening are most likely caused by a shorter duration in Eltaweel and Wang's simulations [57].

At  $45^\circ$ , the airfoil and rod-airfoil spectra nearly overlap. At the shedding frequency peak, the rod is 6.5 dB lower than the rod-airfoil. It can be then assumed that the airfoil mostly contributes to the overall noise for this angular position. Similar conclusions can be drawn at  $90^\circ$ . Indeed, the broadband part of the rod-airfoil and of the airfoil spectra match. The levels of the rod and the airfoils peaks are 8.3 dB and 3.4 dB lower than the rod-airfoil peak respectively. Also, an increase

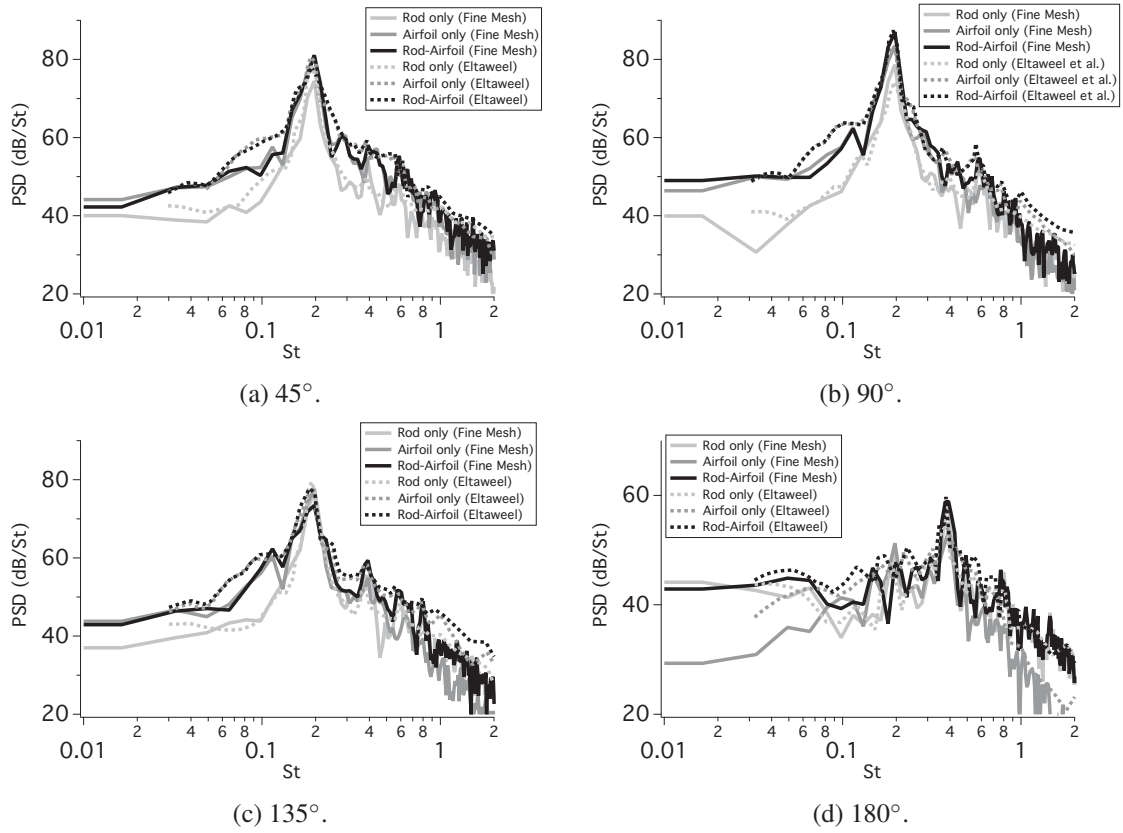


Figure 6.2: Solid FW-H PSD of the far-field acoustic pressure on the fine mesh of the separated elements.

of more than 3 dB suggests constructive interferences. Such effects on this configuration were already evidenced by Casalino *et al.* [28] with a simpler URANS approach, and also observed by Greschner *et al.* [84] with DES. These effects are even more striking at 135°. Indeed, the levels of the rod and the airfoil peaks are 3 dB greater than the rod-airfoil peak. Thus, destructive interferences occur between the rod and airfoil signals at the fundamental shedding frequency. The broadband part of the airfoil and of the rod-airfoil spectra collapse, as observed for the previous angular positions. At 180°, the fundamental shedding frequency is hardly observable and only the first and third harmonics appear. Contrary to the previous angular positions, the rod contributes mostly to the broadband and the tonal parts of the spectrum. These results are consistent with those observed in Fig. 6.1. Indeed, the PSD peaks are located at the cylinder forward stagnation point and at the airfoil leading-edge, which explains why the noise radiations at the first shedding harmonic are the most efficient at 0° and 180°.

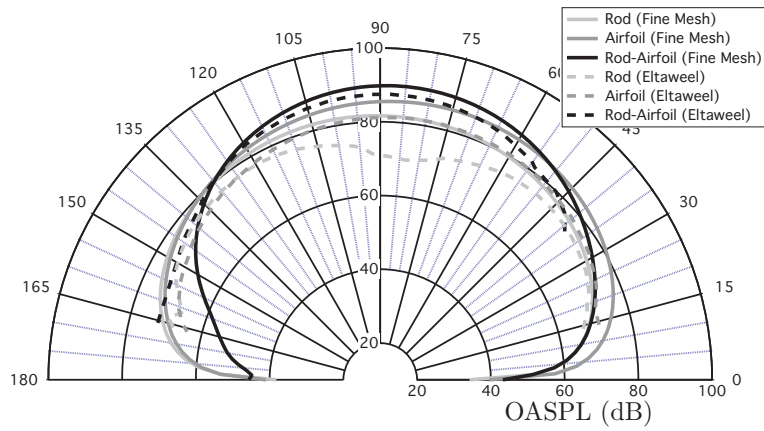
**Cylinder and profile directivity** Figures 6.3a, 6.3b and 6.3c show the directivities of the rod, the airfoil and the rod-airfoil configurations using the solid FW-H surfaces at  $St = 0.19$ , at  $St = 0.38$  and for the whole frequency range respectively. For  $St = 0.19$ , the radiation pattern of the rod, of the airfoil and of the rod-airfoil are similar to compact dipoles, and show a maxima of radiation at  $110^\circ$  (81 dB),  $80^\circ$  (85 dB) and  $90^\circ$  (90 dB) respectively. Similar sound radiation patterns were obtained by Eltaweel and Wang, but with lower levels. This might be caused by a different frequency resolution. It can be observed that below  $45^\circ$  and above  $135^\circ$ , the rod-airfoil contributions at  $St = 0.19$  are lower than those of the airfoil only, which highlights the destructive interferences between the rod and the airfoil occurring for these angular positions. Inversely, an increase of levels greater than 3 dB near  $90^\circ$  highlights constructive interference.

## 6.2.2 Cylinder and profile directivities

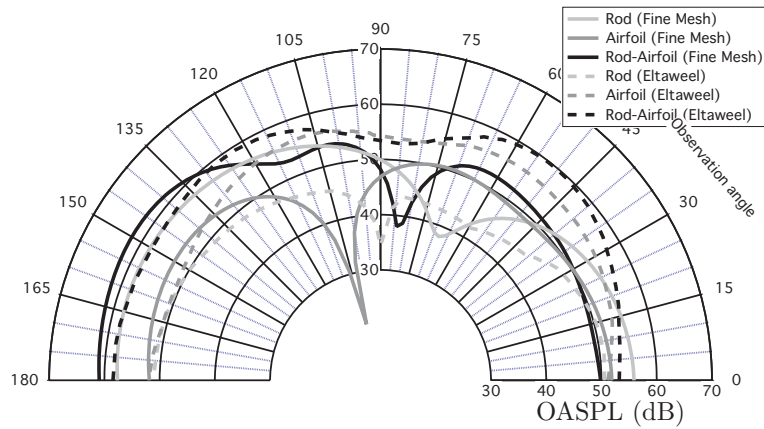
The directivities of the first vortex-shedding harmonics ( $St = 0.38$ ) exhibit a radiation pattern of a compact dipole for the rod and the airfoil contributions with their maximum of radiation located at  $0^\circ$  and  $180^\circ$ . The results of Eltaweel and Wang [57] provide similar directivity patterns, but again show different levels. These are most likely related to different frequency resolutions. The rod and the airfoil directivities show different minima of radiation ( $67^\circ$  and  $105^\circ$  respectively). The rod mostly contributes to the rod-airfoil directivity at grazing angles (+4.7 dB and +5.7 dB at  $0^\circ$  and  $180^\circ$  respectively). Yet, the airfoil contributions are higher at the angular positions between  $30^\circ$  and  $75^\circ$  (> 10 dB at  $65^\circ$ ).

The total directivity (rod+airfoil) also shows a dipolar-like pattern but with an additional lobe, with a maximum and minimum of radiation at  $\theta = 180^\circ$  (61 dB) and at  $83^\circ$  (38 dB) respectively. Destructive interferences can be noticed for first vortex-shedding harmonics at  $\theta = 0^\circ$  with the total contribution lower than the rod and airfoil levels.

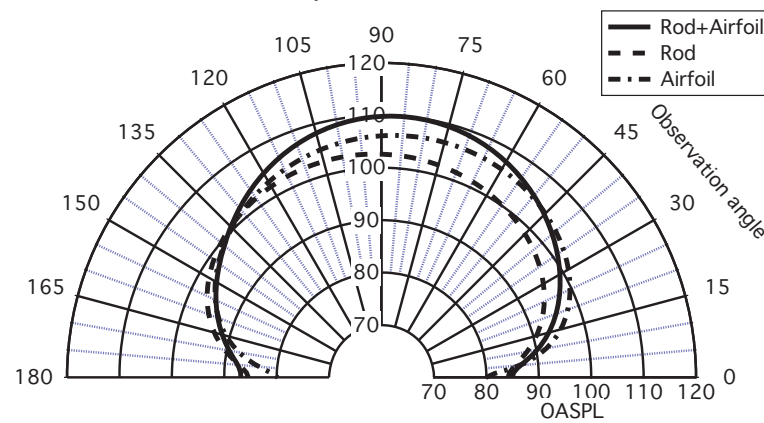
In Fig. 6.3c, the OASPL directivity patterns of the rod, the airfoil and the rod-airfoil are highly similar to those observed at  $St = 0.19$ . Constructive and destructive interference zones are the same than for  $St = 0.19$ , except at grazing angles where the contributions at  $St = 0.38$  dominate those at  $St = 0.19$ .



(a) Directivity for the SPL at  $St=0.19$ .



(b) Directivity for the SPL at  $St=0.38$ .



(c) Directivity for the OASPL.

Figure 6.3: Directivities of the rod, the airfoil and the rod-airfoil configurations using the solid FW-H surfaces.

## 6.3 Phase difference between the rod and the airfoil noise contributions

As highlighted in the previous section, constructive interferences occur at  $90^\circ$  while destructive interference are noticed at grazing angles. A simple model assuming point sources is derived. Then, the theoretical results are compared to the fine mesh numerical results.

### 6.3.1 Phase difference model

A simple phase difference model is derived in this section, which assumes that the rod and the airfoil are point acoustic sources, justified by their compactness at this low frequency.

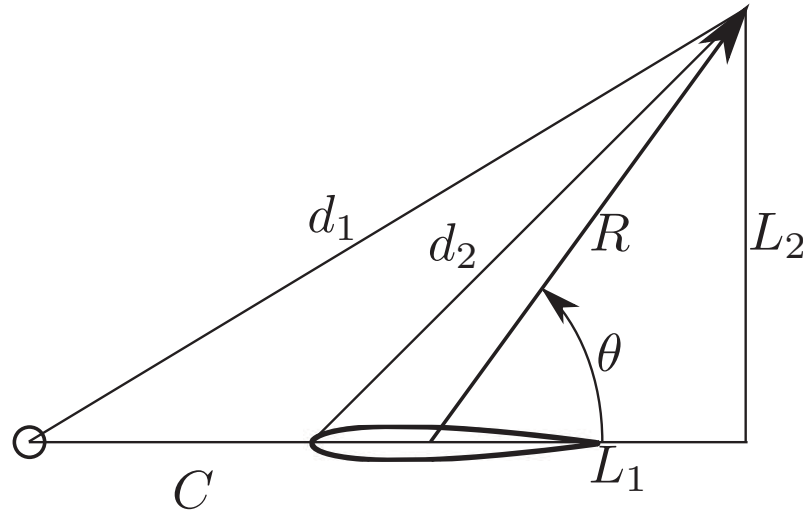


Figure 6.4: Notation used for the phase difference model.

The phase difference  $\Delta\phi$  in the far-field between the rod and airfoil noise radiation contributions can be directly related to the marching difference  $\Delta d = d_2 - d_1$  between the two point sources, one located at the rod center and one at the airfoil mid-chord:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta d}{\lambda}. \quad (6.1)$$

The marching difference reads

$$\Delta d = \left| \sqrt{(L_1^2 + L_2^2)} - \sqrt{(1.55C + L_1)^2 + L_2^2} \right|, \quad (6.2)$$

with

$$L_1 = R \cos(\theta) \text{ and } L_2 = R \sin(\theta), \quad (6.3)$$

and with  $C$  the distance between the rod and the airfoil and  $R = 18.5C$  the distance between the observer and the airfoil mid-chord.

### 6.3.2 Interference pattern at $St = 0.19$

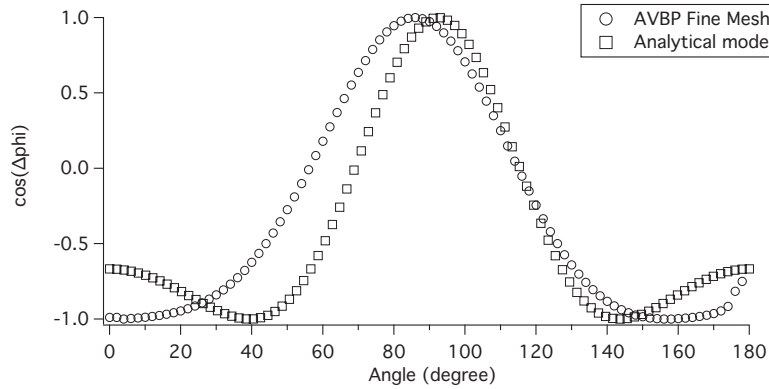


Figure 6.5: Cosinus of the phase difference between the pressure fluctuations at  $St = 0.19$  of the acoustic pressures emitted by the rod and the airfoil.

The cosinus of the phase difference between the rod and airfoil acoustic pressures for  $St = 0.19$  for both the fine mesh and the simple model results is displayed in Fig. 6.5. They enable to identify the zone of constructive and destructive interferences precisely. The sign of the cosinus exhibits whether constructive or destructive interferences occurs:

- Between  $55^\circ$  and  $115^\circ$ ,  $\cos(\Delta\phi) > 0$  implies constructive interferences.
- Below  $55^\circ$  and after  $115^\circ$ ,  $\cos(\Delta\phi) < 0$  indicates that destructive interferences occur.

The simple model results show a similar pattern compared with the numerical results, definitively confirming the occurrence of constructive and destructive interferences between the rod and the airfoil. The remaining discrepancies observed can be caused by the point source assumption made in the analytical expression, as neither the rod nor the airfoil are perfectly compact as shown in Fig. 6.3a. Non-compactness effects tend to shift lobes in the flow direction, i.e. the maximum of phase difference to a lower angle.

---

## Conclusion on the rod-airfoil benchmark

---

This part has shown the reliability of a hybrid computation using a compressible unstructured LES solver with a FW-H acoustic analogy to predict the airframe noise from a rod-airfoil configuration. The compressible LES on an unstructured mesh indeed allows the high-fidelity resolution of the acoustic sources and their propagation in the near-field for this configuration. The FW-H analogy is then able to correctly extrapolate the pressure field in the far-field region without any dissipation nor dispersion. This hybrid method is able to predict both the tonal and the broadband components of the sound generated by this rod-airfoil configuration. It also provides the most extensive and accurate numerical analysis of this benchmark configuration.

Both solid and porous formulations of the FW-H analogy have been used. They show similar results for the acoustic far-field spectra with some discrepancies in the low and high frequency ranges. Although the quadripolar term can be neglected on most of the far-field acoustic spectra, it becomes significant for  $St > 1$  and for  $St < 0.05$  with a better agreement provided by the porous formulation, but their contributions to the OASPL are not significant. Yet, the porous surface results yield lower OASPLs than the solid ones below  $40^\circ$  for the three meshes, which is related to the opening of the porous surface downstream.

A convergence study has been carried out on three meshes with an increasing grid resolution at the wall. Whereas the effects are somehow limited on the airfoil, the grid resolution has a strong influence on the rod surface coefficients and wake velocity profiles. Indeed, the coarse mesh yields poor results on the cylinder surface, while the medium and fine meshes provide similar results close to experimental values. The coarse mesh also provides a slightly higher shedding frequency. While the discrepancies on the far-field sound are small below  $75^\circ$ , they are significant above for the coarse mesh. On the contrary, the medium and fine meshes yield similar results that better match the experimental OASPLs above  $75^\circ$ .



The rod and airfoil solid surfaces acoustic contributions agree well with Eltaweel and Wang's results, which proves that the acoustic interactions between the rod and the airfoil are negligible. The vortex shedding frequency emissions of the rod-airfoil configuration mostly contribute to the OASPL, except at grazing angles where the first harmonic contributions dominate. The rod and the airfoil SPLs at  $St = 0.19$  almost show a compact dipolar pattern with their maximum of radiation at  $110^\circ$  and  $80^\circ$  respectively. The airfoil SPL at  $St = 0.19$  dominates below  $130^\circ$ , while the rod and the airfoil contribute equally above. The total SPL distribution at  $St = 0.19$  shows its maximum of radiation at  $90^\circ$  and exhibits constructive and destructive interference phenomenon between the rod and the airfoil emissions. The rod and airfoil SPL distributions at the first vortex-shedding harmonics show a dipolar pattern with their maximum at  $0^\circ$  and  $180^\circ$ . The OASPL of the rod and the airfoil show a similar shape of their respective SPLs at  $St = 0.19$ , except at grazing angles where the contributions at  $St = 0.38$  dominate. Constructive interferences are noticed at the maximum of radiation, while destructive interferences are observed at small and large angles. The phase difference profile between the Fourier component at  $St = 0.19$  for the rod and airfoil shows that the interference are constructive between  $55^\circ$  and  $115^\circ$  and destructive elsewhere. A simple expression of the phase difference is proposed and shows a correct agreement with the present numerical results.

The methodology and best practice defined on the rod-airfoil benchmark can then be used to carry out landing gear aeroacoustic simulations. They are performed in the next part.

## **Partie III**

# **Application à la prédiction du bruit de trains d'atterrissage**



# Table des matières

---

<b>7</b>	<b>LAGOON database: description and physical observations</b>	<b>111</b>
7.1	Introduction . . . . .	111
7.2	Mock-ups description . . . . .	111
7.3	Measurement campaigns . . . . .	112
7.4	Description of the database . . . . .	114
7.4.1	Aerodynamic data . . . . .	115
7.4.2	Acoustic data . . . . .	118
7.5	Observations and physical mechanisms . . . . .	119
7.5.1	LAGOON #1 geometry . . . . .	119
7.5.2	LAGOON #2 & #3 geometries (Confidential) . . . . .	122
7.6	Previous numerical studies review . . . . .	122
7.6.1	elsA using block-structured ZDES . . . . .	123
7.6.2	SotonCAA/OpenFoam using Block-Structured/Unstructured DES . . . . .	124
7.6.3	EXA Powerflow using LBM . . . . .	125
<b>8</b>	<b>Numerical simulations of the LAGOON #1 geometry</b>	<b>127</b>
8.1	Simulations parameters . . . . .	127
8.1.1	Methodology . . . . .	127
8.1.2	General simulation parameters . . . . .	128
8.1.3	Simulation matrix . . . . .	130
8.2	Grid refinement study . . . . .	131
8.2.1	Aerodynamic results . . . . .	131
8.2.2	Far-field acoustic results . . . . .	144
8.3	Numerical parameters sensitivity . . . . .	149

8.3.1	Wall-law sensitivity . . . . .	149
8.3.2	Artificial viscosity sensitivity . . . . .	152
8.3.3	Study of a reduced landing gear . . . . .	157
8.3.4	Preliminary conclusions . . . . .	162
8.4	Noise sources analysis . . . . .	162
8.4.1	Spectral and DMD analysis . . . . .	163
8.4.2	Cavity tones analysis using a Helmholtz equations solver . . . . .	172
8.4.3	Elements solid FW-H contributions spectra and directivity . . . . .	179
8.4.4	Conclusions . . . . .	183
<b>9</b>	<b>Numerical simulations of the LAGOON #2 &amp; #3 geometries (Confidential)</b>	<b>185</b>
	<b>Conclusions and perspectives</b>	<b>187</b>
	<b>Bibliography</b>	<b>191</b>

---

---

## LAGOON database: description and physical observations

---

### 7.1 Introduction

The LAGOON [120, 121] (LAnding Gear nOise database for CAA validatiON) project has been funded and coordinated by Airbus, and has also involved ONERA, DLR and Southampton university. Its aim is to provide an accurate and extensive experimental database on configurations representative of a 1:2.5 scaled Airbus single aisle nose landing gear. As highlighted in Chapter 1, the main purpose of this database is to validate CFD/CAA methods which could be then used on more complex landing gear configurations. To this end, it provides both extensive aerodynamic [120] and acoustic [121] data for geometries with increasing complexity and for several operating points.

The three mock-ups present in the database are first presented. Then, the wind tunnels used and the resulting operating conditions are presented. Finally, the LAGOON database content is described.

### 7.2 Mock-ups description

The landing gear geometries used in the LAGOON project are shown in Fig. 7.1. They correspond to a single mock-up equipped with removable add-on parts:

- A **steering actuator** and lights mounted on LG front side.

- A **tow bar** with brackets, mounted on the landing gear front side on the horizontal axle.
- A **torque link** mounted on the landing gear back-side.

The three geometries are based on the baseline mock-up and show increasing geometrical details by gradually adding the add-on parts:

- the **LAGOON #1** is the baseline geometry of the database. It only involves two wheels, an axle, a lower leg and an upper leg.
- the **LAGOON #2** adds a tow bar, the lights and the steering actuator.
- the **LAGOON #3** adds the torque link, and the inner and outer rim periphery caps highlighted in Fig. 7.2b are removed.

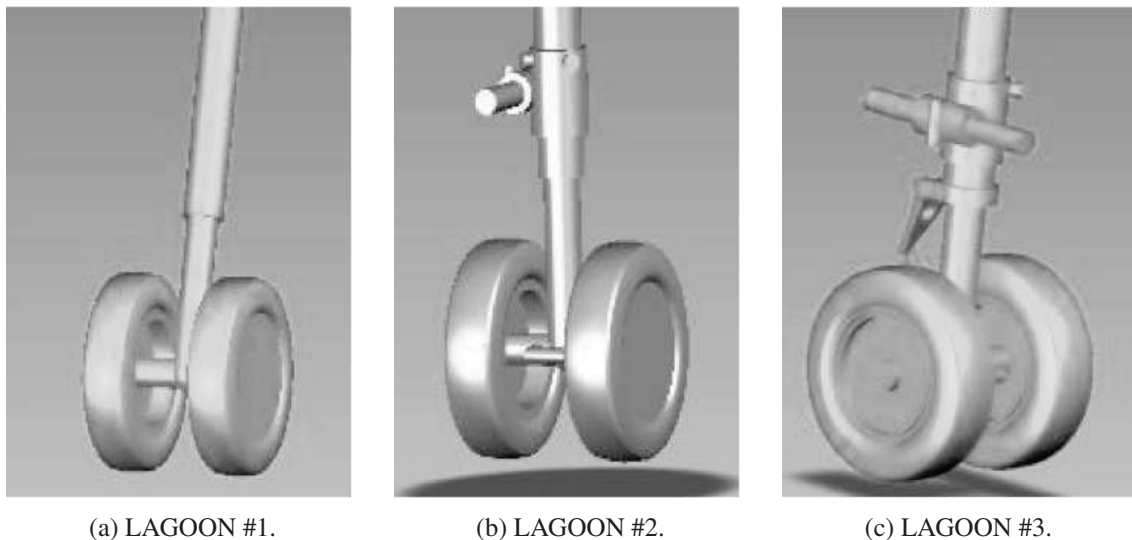


Figure 7.1: LAGOON mock-ups, from Manoha *et al.* [120].

The landing gear main dimensions are presented in Fig. 7.2, while the F2 coordinate system is shown in Fig. 7.3. It is used in all the comparisons of the numerical data with the experimental results in this work. The wheels diameter is 0.3 m, which leads to a Reynolds number of  $1.2 \times 10^6$ . The flow is then aimed at being fully turbulent on the wheels.

### 7.3 Measurement campaigns

Two measurement campaigns have been performed on the three LAGOON landing gear geometries. The aerodynamic measurements have been obtained in the closed test section F2, while the

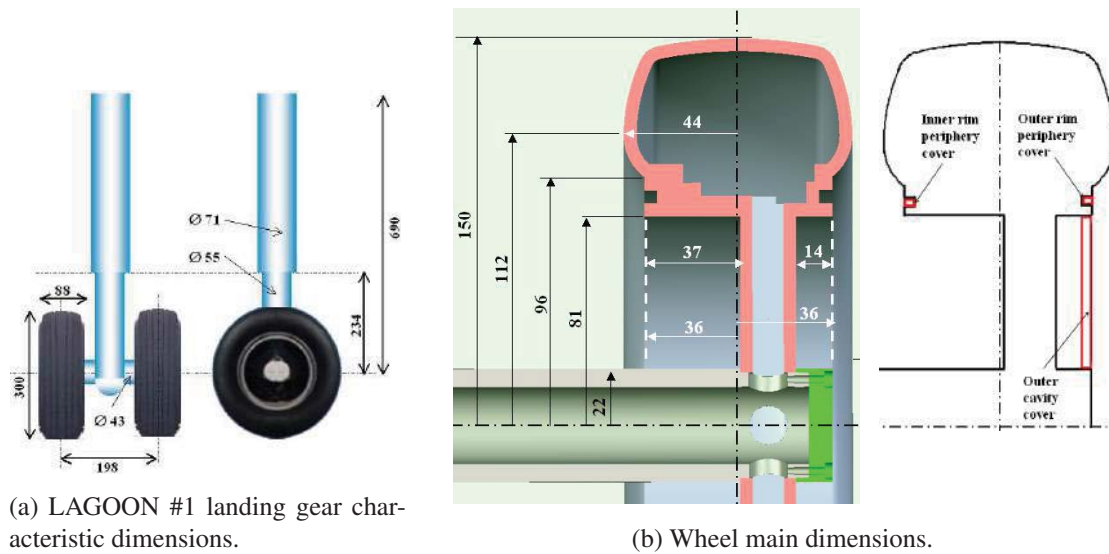


Figure 7.2: LAGOON main dimensions, from Manoha *et al.* [120].

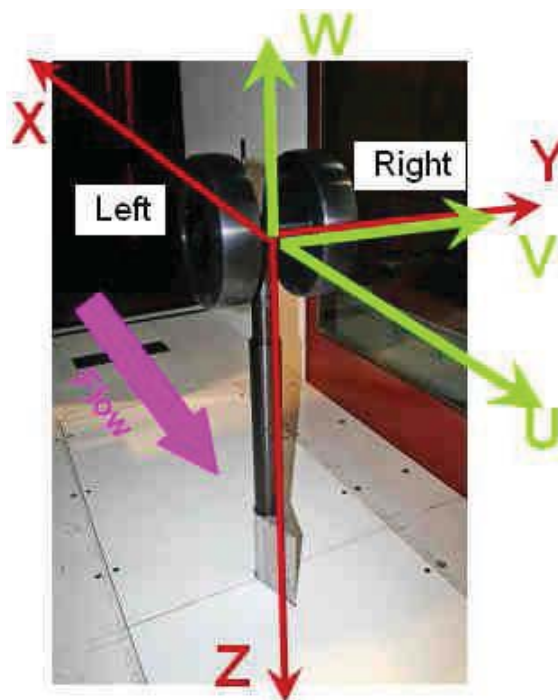


Figure 7.3: F2 Coordinate system.

acoustic data have been obtained in the open-jet test section of CEPRA 19.





(a) F2 wind tunnel.



(b) CEPRA19 wind tunnel.

Figure 7.4: Wind tunnels used in the LAGOON measurement campaigns, from Manoha *et al.* [120].

**F2 measurements:** The first campaign has been completed in May-July 2008 in the ONERA F2 aerodynamic wind tunnel, which has a closed jet test section. Then, only steady (PIV 2D, LDV 2D, LDV3D and static pressure taps) and unsteady (LDV, Hot-wire probes, unsteady pressure sensor) flow quantities have been gathered during these measurements.

**CEPRA19 measurements:** The second campaign has been achieved in late 2008 in ONERA anechoic wind tunnel CEPRA19. This set of experiments was mainly devoted to acoustic measurements using far-field microphones and near-field microphone antenna.

Prior to the measurement campaigns, the influence of the test section on the mean flow results has also been checked by the DLR using a RANS simulation. It has been shown that the wind-tunnel has a limited influence on the mean flow results, and that the comparison of the aerodynamic results from the two setups is therefore relevant.

Also, the two measurement campaigns have been performed in different seasons, corresponding to different upstream thermodynamic infinite conditions, which are shown in Tab. 7.1

## 7.4 Description of the database

The content of the LAGOON database is briefly presented in this section. A special attention is paid on data which have been mostly used for CFD comparisons, while some measurements are briefly described. An extensive description of the LAGOON database can be found in the LAGOON #1 BANC-II benchmark documents [1].

	F2	CEPRA19
Static pressure	99447.7 Pa	96772.3 Pa
Static temperature	293.56° K	288.39° K
Density	1.18 kg/m <sup>3</sup>	
Mach number	0.23	

Table 7.1: Upstream infinite conditions for the measurement campaigns

### 7.4.1 Aerodynamic data

#### 7.4.1.1 Steady and unsteady wall pressure

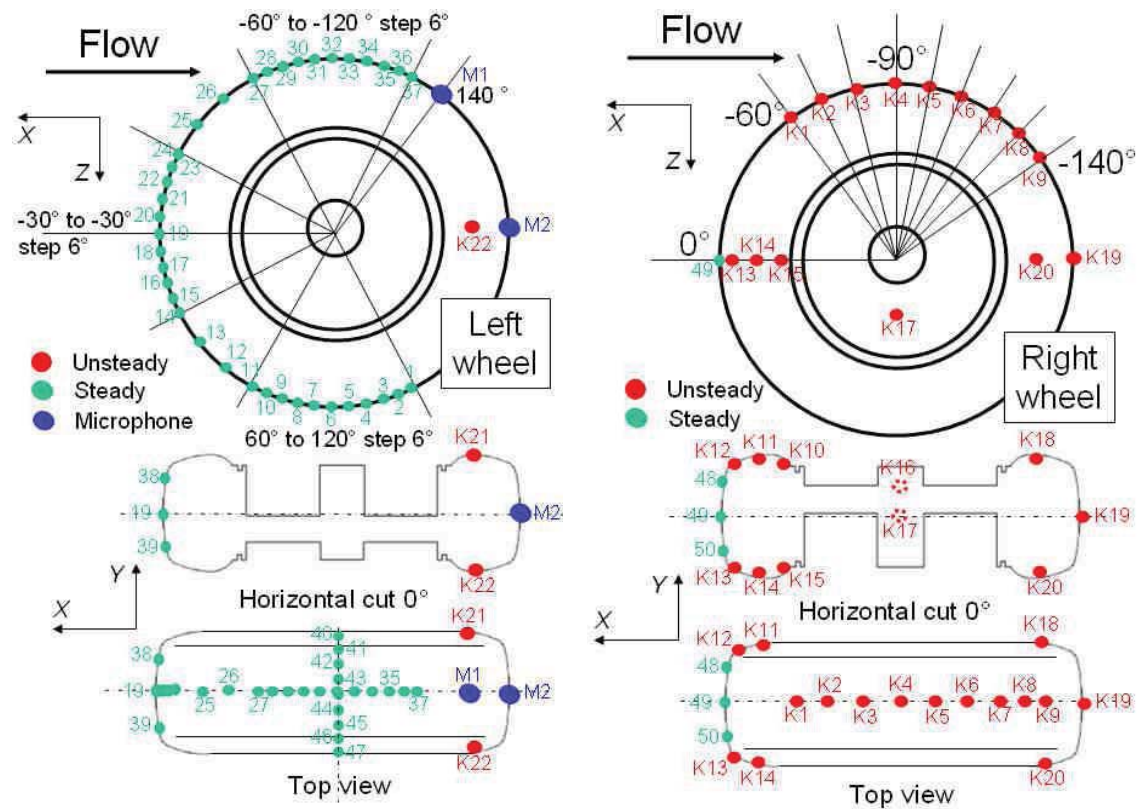


Figure 7.5: Pressure taps and Kulites on the wheels, from Manoha *et al.* [120].

The mock-up is equipped with on-board pressure measurement devices, unsteady pressure transducers, condenser microphones and static pressure taps placed on both wheels, the main leg and the axle.

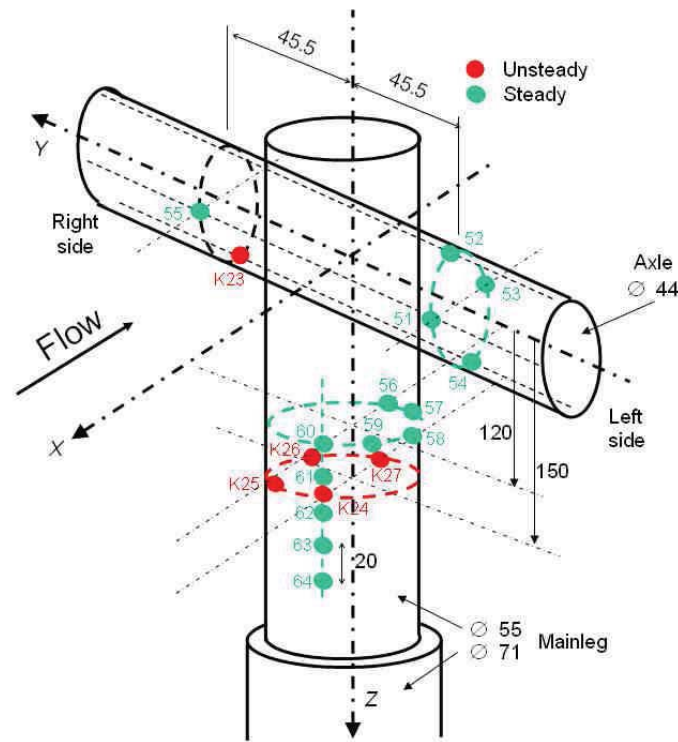


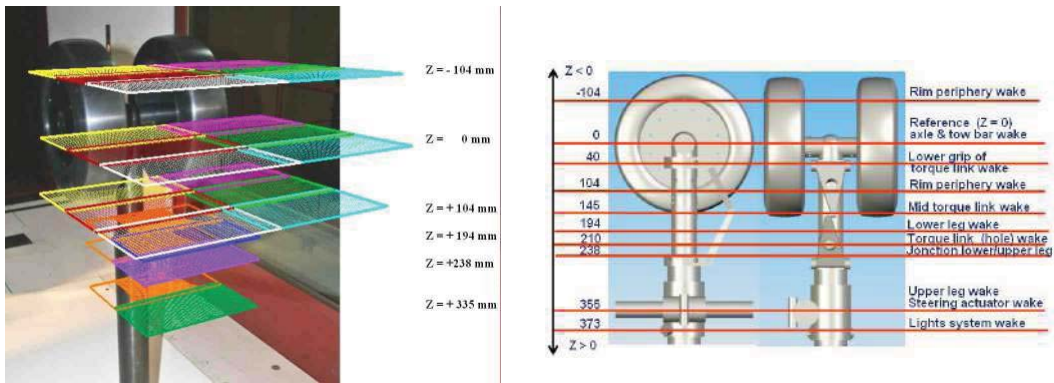
Figure 7.6: Pressure taps and Kulites on the leg and axle, from Manoha *et al.* [120].

Figures 7.5 and 7.6 show the locations of these measurements device on the wheels and on the leg respectively. Green dots denote static pressure taps, red dots denote unsteady pressure taps and blue dots refer to microphones.

#### 7.4.1.2 Planar Particle Image Veclocimetry (PIV) data

A 2D PIV system made of two cameras mounted side-by-side provides a survey of the mean and rms flow velocities component in the XY plane located in the wheels and main struts wakes. 5 planes have been scanned at  $z = -104$  mm, 0 mm, +104 mm, +238 mm and +335 mm for the LAGOON #1 geometry (see Fig. 7.7a), while other planes focusing on the add-on elements wakes have been also investigated (Fig. 7.7b).

However, most of the rms velocity maps show large discrepancies caused by irregularities of the laser sheet thickness that could not be corrected. Then, comparisons with numerical results have to be made with caution. Yet, LDV provides cross-check measurements of the same quantities on several lines.



(a) Location of PIV planes, from Manoha *et al.* [120].

(b) PIV planes positions.

Figure 7.7: PIV planes positions, from Manoha *et al.* [120].

#### 7.4.1.3 LDV data

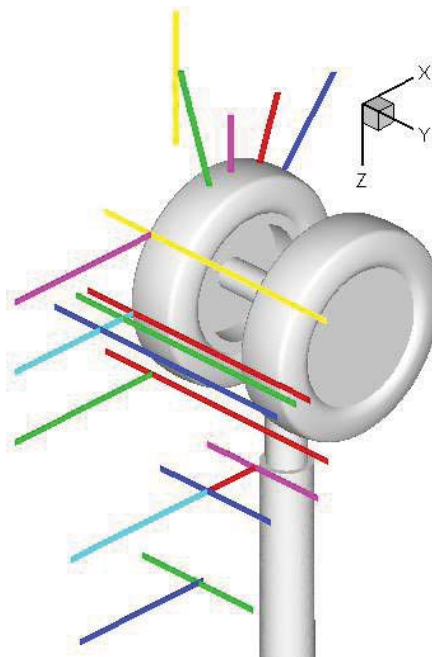


Figure 7.8: LDV 2D measurements positions, from Manoha *et al.* [120].

LDV2D measurements provide the mean and rms velocities components along several lines, shown in Fig. 7.8. Most of these measurements are performed along the X or Y direction, while some follow a given radius starting from the left wheel tyre surface to provide the boundary layer

profile.

#### **7.4.1.4 Unsteady flow measurements**

Unsteady flow measurements have been performed at several locations in the landing gear wake. Data were acquired using Laser-Doppler-Velocimetry (LDV) and Hot-wire (HW). The accuracy of the hot-wire measurements is guaranteed only if turbulence levels in the wake are low. As this condition is not satisfied, the comparison with numerical results is still possible as long as the HW probe transfer function is known.

Three kind of measurements were performed:

- measurements with the hot-wire probe alone
- measurements with LDV alone
- Combined LDV/Hot-wire probe measurements. These measurements can be used to obtain two-points correlation functions or cross-spectral spectra.

The measurements positions are not presented in this document and can be found in the LAGOON database.

### **7.4.2 Acoustic data**

#### **7.4.2.1 Far-field microphones**

Figure 7.9 shows the disposition of the two arcs of 12 far-field microphones. The flyover and sideline arcs are separated by an angle of  $56^\circ$ . Both arcs are centered on the model centre (the F2 origin) and are separated by 6 m from the centre.

#### **7.4.2.2 Open-jet wind tunnel corrections**

The main objective of the LAGOON campaign measurements is to provide a database for the validation of numerical aeroacoustic simulations. These simulations should include the acoustic propagation from the source to the observer. However, the experimental propagation conditions in an open jet wind tunnel differs from those observed in most numerical simulations, which mostly assume a homogenous medium.

**Background noise correction:** it consists in subtracting the background noise measured in the wind tunnel without the mock-up installed. Note that the noise levels are considered valid if the difference with the background noise is at least greater than 3 dB.

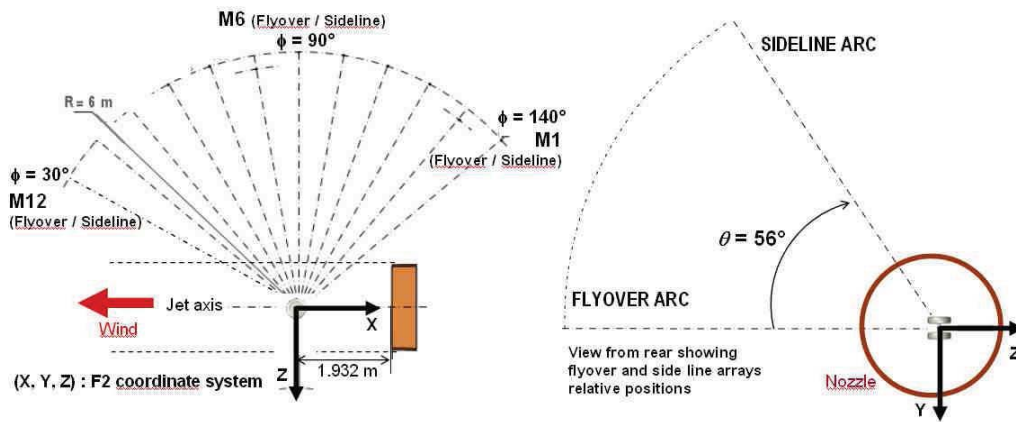


Figure 7.9: Wind tunnels used in the LAGOON measurement campaigns, from Manoha *et al.* [120].

**Refraction correction:** it consists in transposing the acoustic measurements from a non-homogeneous medium, which includes a shear layer, to a homogeneous medium using Amiet's corrections [5]. Hence, corrected OASPL levels will exhibit convective amplification effects.

**Atmospheric absorption correction** Unlike numerical results, experimental acoustic levels show their acoustic results damped by the atmospheric absorption. Hence, Sutherland's correction [188], updated by Bass [10], is applied on the experimental results.

## 7.5 Observations and physical mechanisms

The main physical observations made on the experimental LAGOON database are described in this section. Firstly, the main physical phenomenon reported on the LAGOON #1 geometry and reported by Manoha *et al.* [121] are outlined. Then, the effects of increasing the geometry complexity (i.e. going to LAGOON #2 and to LAGOON #3 geometries) are presented.

### 7.5.1 LAGOON #1 geometry

Figure 7.10 show the mean streamwise velocity on several planes in the LAGOON #1 landing gear wake using PIV. The landing gear can be considered as a bluff-body. Indeed, massive boundary layer separations occur, leading to dead zones behind the wheels and the leg.

Turbulent separation on the wheels can be deduced from the wheel Kulites PSD evolution shown in 7.11. Indeed, the Kulite K1 to K6 PSD show similar shapes, yet with increasing levels

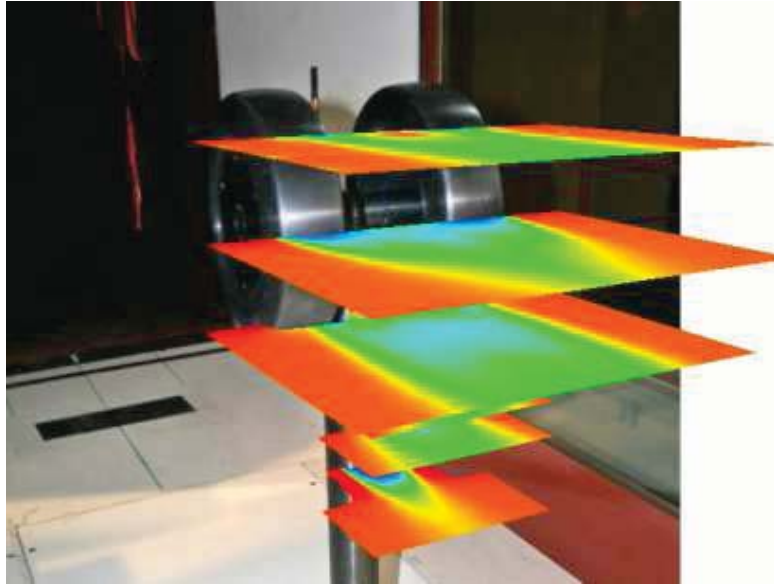


Figure 7.10: PIV planes for the LAGOON #1 geometry at  $Ma = 0.23$ , from Manoha *et al.* [120].

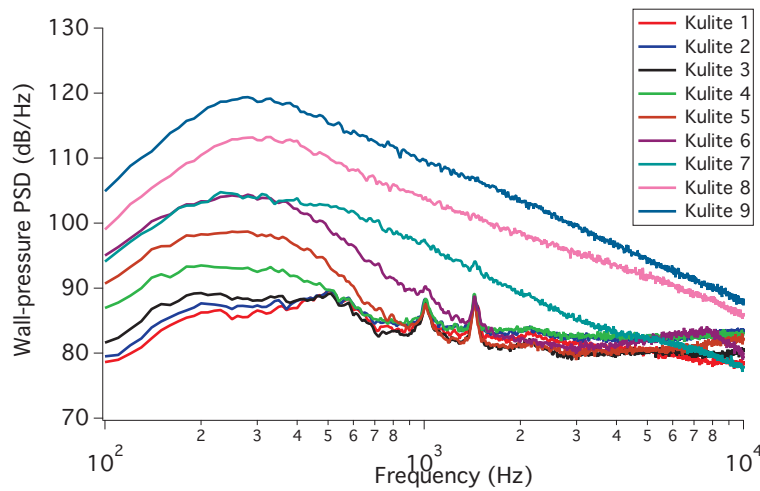


Figure 7.11: Kulites 1 to 9 wall-pressure PSD for the LAGOON #1 geometry at  $Ma = 0.23$ .

at the low frequency range between 200 Hz and 500 Hz. Two tones at 1 kHz and 1.5 kHz can also be noticed, and their respective physical origins will be investigated in Sec. 8.4. Kulite 7 to 9 PSD show haystack shapes, with much higher levels than previous Kulites PSD. They also show their level maxima around 200 Hz. It can also be noticed that the two tones do not appear anymore and are most likely down into the spectra.

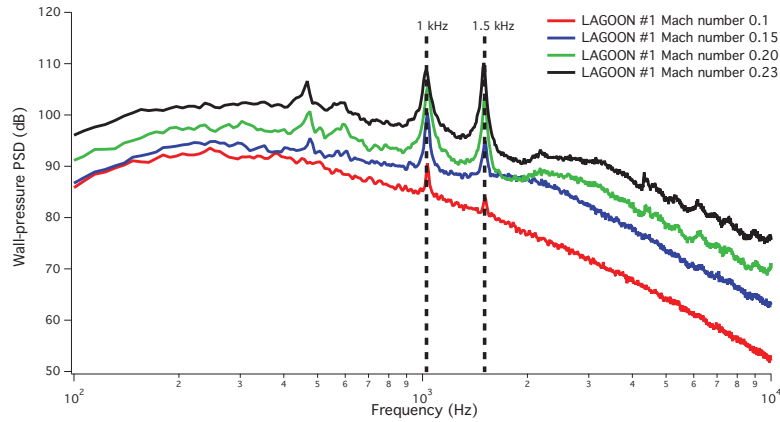


Figure 7.12: Kulite 15 wall-pressure PSD for increasing Mach number for the LAGOON #1 geometry.

Figure 7.12 shows the wall-pressure PSD for several Mach numbers at Kulite K15, where the 1 kHz and 1.5 kHz tones are the most noticeable. It can be observed that their respective frequencies are left unchanged while increasing the incident speed. Then, these tones cannot be linked to shedding phenomena, and are most likely associated with acoustic modes occurring between the wheels. Yet, their spatial structures still remain unknown. *A priori*, it can be supposed that these cavity tones radiate in the farfield.

Figure 7.13 shows the acoustic pressure PSD at  $90^\circ$  for the LAGOON #1 geometry with  $M_a = 0.23$  in the flyover and sideline microphone arcs. Both spectra show similar levels, except in the low frequencies range between 200 Hz and 700 Hz where the sideline spectrum reaches higher levels (+5 dB on average) than the flyover spectrum. The 1.5 kHz tone can also be observed in the sideline direction, but it is absent from the flyover direction. At this time, there is not any physical explanation that completely accounts for the tone absence in the flyover arc. Numerical investigations in Sec. 8.4 will bring further explanations.

The flyover and sideline microphone arc directivities, with (dashed lines) and without (solid lines) refraction corrections for the LAGOON #1 geometry with  $M_a = 0.23$ , are shown in Fig. 7.14. It can be noticed that both the flyover and sideline directivities are nearly uniform without refraction corrections, which is consistent with most of the experimental observations [50] reported in Chapter 1. The sideline OASPL are 3 dB higher on average than the flyover OASPL. Both the 1.5 kHz tonal peak and the higher levels at low frequency range (see Fig. 7.13) account for these results. On the contrary, convective amplification effects are observed on the directivities with refraction corrections.



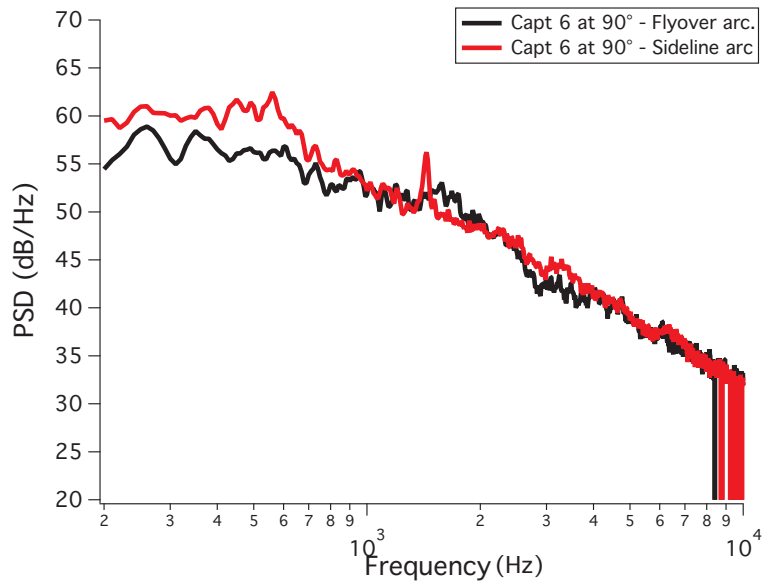


Figure 7.13: Acoustic pressure PSD at  $90^\circ$  on the flyover and sideline arcs for the LAGOON #1 geometry with  $M_a = 0.23$ .

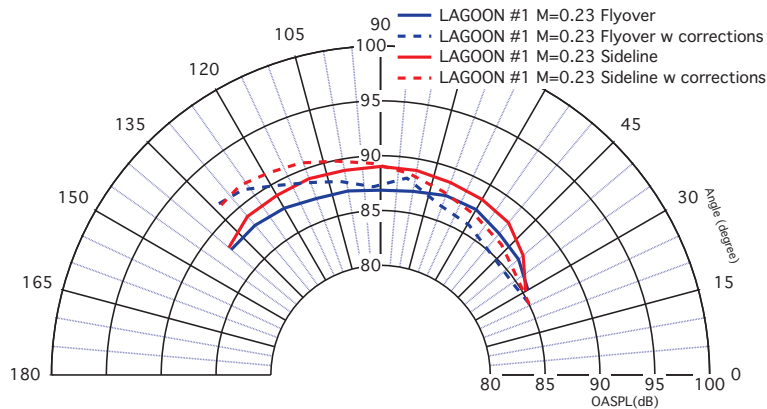


Figure 7.14: Flyover and sideline microphone arcs directivities for the LAGOON #1 geometry with  $M_a = 0.23$ .

### 7.5.2 LAGOON #2 & #3 geometries (Confidential)

## 7.6 Previous numerical studies review

In this section are presented the numerical results published so far on the LAGOON geometries. Figures 7.15 and 7.16 show some comparisons of the acoustic far-field results results obtained by

different CFD/CAA codes on the LAGOON #1 geometry at  $M_a = 0.23$  and they are discussed on the following paragraphs.

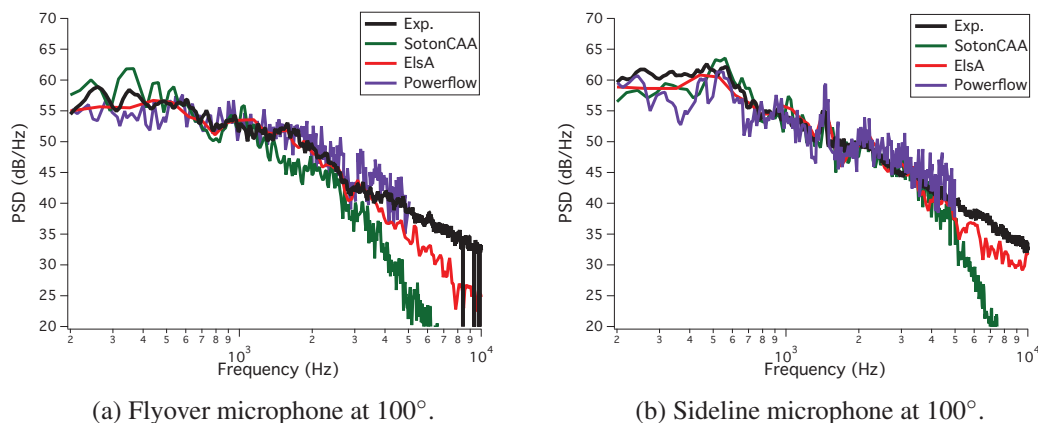


Figure 7.15: Comparison of the farfield acoustic pressure PSD for the LAGOON #1 geometry at  $M_a = 0.23$ .

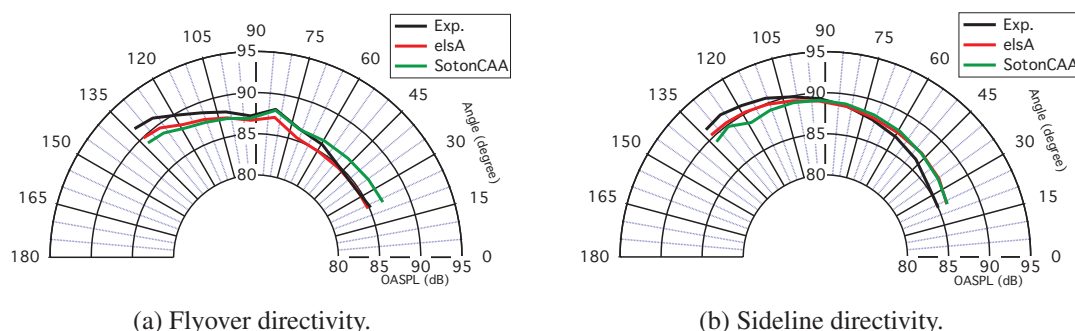


Figure 7.16: Comparison of the farfield acoustic directivities for the LAGOON #1 geometry at  $M_a = 0.23$ .

### 7.6.1 elsA using block-structured ZDES

**LAGOON #1 geometry** The first aero-acoustic simulation on the LAGOON database has been performed by Sanders *et al.* [154] using Zonal Detached Eddy Simulations (ZDES) method with the elsA code developed by ONERA. The ZDES is an evolution of DES which consists in setting manually the RANS and LES domains, instead of using a sensor. The LAGOON #1 geometry with an inlet Mach number  $M_a = 0.23$  has been chosen. A block-structured mesh of 35 million cells has been used, with a hybrid domain combining non-reflective boundary conditions at the

inlet and outlet and wall slip condition on the wind-tunnel landing gear support. The AUSM third-order scheme has been used for the convective fluxes, and a second order GEAR scheme with Newton sub-iterations has been used for the time integration. A FW-H analogy using either porous or solid surfaces has been used to propagate the sources in the far-field. A constant time-step of  $5 \times 10^{-7}$  s has been used with a sampling time of 0.24 s, transient time excluded. The simulation yields fairly good results in term of aerodynamic and acoustic far-field. For the former, a good agreement is obtained with respect to the experimental measurements on both the mean and rms velocities results obtained with PIV and LDV. Wall-pressure PSD agree also well for almost all the experimental positions (Kulites 1 to 27), and have a cut-off frequency around 2.5 kHz. For the latter, the agreement with experiment is also fairly good using a FW-H solid surface, as the results match the broadband and the tonal part of the experimental spectra. The results remain within an error margin of 2 dB with respect to experiment both for the flyover and sideline microphones arcs. The FW-H porous surface yields higher levels on both the spectra and OASPL, which may be accounted either on spurious reflections from the ceiling or spurious noise generated by vortices crossing the downstream FW-H surface. Sanders *et al.* [155] carried out another simulation on the same geometry with the same numerical parameters, yet with an inlet Mach number  $M_a = 0.18$  and a sampling time of 0.1 s, transient time excluded, and similar conclusions to the previous case can be drawn from this simulation.

**LAGOON #2 geometry** Sanders *et al.* [156] carried out a ZDES simulation on the LAGOON #2 geometry with an inlet Mach number  $M_a = 0.23$ . As the LAGOON #2 geometry meshing using a block-structured strategy is at least very difficult, not to say impossible, overlapping grids have been used to mesh the additional elements (i.e. the tow bar, the lights and the steering actuator), leading to a 62 million cells mesh. The numerical parameters of the previous section have been used, leading to a sampling time of 0.07 s, transient time excluded. The simulation yields mixed results for both the aerodynamic and acoustic fields. Wall-pressure PSD show a correct agreement for most of the Kulite positions, while the tonal noise frequency associated with the tow bar vortex shedding is over-estimated (1.3 kHz instead of 1.1 kHz). Generally, a too small sampling time yields noisy PSD estimates, due to the impossibility to use sufficient Welch's blocks. The acoustic far-field PSD exhibit spurious tones in the high frequency range, which are assumed to be caused by interpolation errors between the overlapping grids.

### 7.6.2 SotonCAA/OpenFoam using Block-Structured/Unstructured DES

**LAGOON #1 geometry** Aeroacoustic simulations have also been carried out on the LAGOON #1 geometry for the inlet Mach numbers of  $M_a = 0.18$  and  $M_a = 0.23$  by Liu *et al.* [113] using the block-structured DES code SotonCAA. It uses a fourth order compact finite difference scheme for the spatial discretisation and a second order implicit time integration. A solid FW-H formulation has also been used to propagate the sources in the far-field. A 15.7 million points mesh of 1604 blocks has been used, with a CEPRA19 compliant design (i.e. with no wind tunnel walls, and NSCBC non-reflective boundary conditions). Also, the transition has not been triggered

and the flow is assumed fully turbulent. A constant time step of  $8.7 \times 10^{-7}$  s has been used, leading a sampling time of 0.164 s, transient time excluded. For both simulations, the mean aerodynamic results show some discrepancies with respect to the experiment (recirculation zones, mean velocity profiles), and the wall-pressure PSD at the Kulite positions show a rather good agreement and a cut-off frequency at 2 kHz. The acoustic results show a correct agreement with respect to experiment. Yet, it can be observed an underprediction of the levels in the mid frequency range (1 kHz to 2 kHz). Globally, the directivity is correctly predicted with a maximum error of 2 dB with experiment. The comparison of the acoustic far-field levels highlight an  $U^6$  dependence of the acoustic levels, which is in accordance with experimental observations on full-scale and realistic landing gears.

**LAGOON #2 geometry** In the frame of the LAGOON project, Liu *et al.* [113] also carried out a simulation on the LAGOON #2 geometry using the unstructured Openfoam solver due to the difficulties to achieve a block-structured mesh on this configuration. The grid consists of 25.9 million points composed of both hexaedra and tetrahedra. Again, a fully turbulent flow is assumed. The time step is set to  $1.5 \times 10^6$  s, and the sampling time is 0.123 s, transient time excluded. The simulation yields a correct agreement with experiments in term of mean velocity profiles and mean wall-pressure distribution. The wall-pressure spectra show also a correct agreement with respect to experiment, with a cut-off frequency around 2 kHz. The acoustic results show a rather good agreement with respect to the experiment, by correctly capturing the broadband part of the spectra. Yet, the tonal noise related to the tow bar vortex shedding is predicted at 1.25 kHz instead of 1.1kHz and spurious humps appear at high frequency range. The OASPL show mixed results, with a good agreement in the flyover direction but a under-prediction of 3 dB in the sideline microphones arc.

### **7.6.3 EXA Powerflow using LBM**

Ribeiro *et al.* [147] performed the first LBM simulation on the LAGOON #1 geometry for an inlet Mach numbers of  $M_a = 0.23$ . Details of the methods have been presented in Chapter 1. Three meshes of 17, 54 and 123 million voxels, corresponding to 275, 350 and 500 points per wheel diameter respectively, have been used for the study. The sampling time is 0.1 s for the grid convergence study, then it is extended to 0.4 s for the finest grid, transient time excluded. The finest mesh case yields a very good agreement with respect to the experiment both for the aerodynamic and the acoustic results. For the latter, an underprediction of the levels by 4 dB can be yet noticed at large angles ( $>120^\circ$ ). However, the OASPL are not presented and hence cannot be compared with the experimental results. Also, Ribeiro *et al.* [147] observed a phase opposition between the two wheel cavities, which gives hints of the existence of cavity modes. He also observed the modulation of the pressure fluctuations inside the wheel cavities by a low frequency mode. To explain this phenomenon, the author supports the idea of the coupling between Rossiter-type modes taking place in the rim cavities and a pure acoustic cross-flow mode. This phenomenon would then induce loads fluctuations in the cross-wide direction, explaining the 1.5 kHz tone in

the sideline direction and its absence in the flyover direction.

More recently, Casalino *et al.* [30] extended the mechanism investigations performed by Ribeiro *et al.* [147], and related the 1 kHz and 1.5 kHz tones to annular cavity modes, following the analysis of Marsden *et al.* [122]. He also proposes that only these two tones emerge as their eigen frequencies match those of Rossiter modes that may happen in each wheel cavity. Interestingly, he also performed fine band filtering between the wheels, highlighting the cavity mode spatial structures.

---

## Numerical simulations of the LAGOON #1 geometry

---

### 8.1 Simulations parameters

#### 8.1.1 Methodology

Numerical simulations of the LAGOON #1 geometry are carried out in this chapter, following the best-practices established in chapter 5 on the rod-airfoil case.

Firstly, a **mesh convergence study** is performed on the LAGOON #1 geometry as carried out for the rod-airfoil configuration. Mesh refinements are conducted on the landing gear walls, and their effects on the aerodynamic and the far-field acoustic are studied.

Then, the influence of some parameters is studied:

- **An analytical log-law**, as described in Sec. 2.5.2, is compared with no-slip boundary conditions.
- **The influence of the fourth order** viscosity on the boundary-layer separation positions is studied.
- **The effects of further wall mesh refinements** on a half landing gear wheel is studied.

Finally, noise source analysis is performed on the finer mesh case:

- Wall pressure third octave maps are plotted on third octave bands to identify noise sources locations.
- A cavity tones identification is performed using several post-processing techniques such as using a Helmholtz equation solver (AVSP, see Sec. D.4) or filtering.
- The acoustic contribution of each landing gear element is obtained by their respective solid FW-H contribution.

## 8.1.2 General simulation parameters

### 8.1.2.1 Meshes

The computational domain used for all the meshes (see Table 5.1) is presented in Fig. 8.1. The support of the landing gear has been included in the domain in order to match the CEPRA 19 design. The computational domain extends from  $-6D$  to  $+13D$  in the streamwise direction, from  $-3.5D$  to  $+4D$  in the cross-stream direction and from  $-3D$  to  $+3D$  in the spanwise direction, where  $D$  is the landing gear wheel diameter.

Table 8.1 summarizes the four meshes used in the grid convergence, which have been generated using the Centaur software. They have been designed to accurately capture the vortex shedding and the acoustic resonances between the wheels and to convect the turbulent wake downstream without any spurious noise generation that would be induced by grid stretching and/or skewness.

The LAGOON1\_MEDIUM mesh is refined in the region close to the landing gear walls with 5 prism layers in order to follow the turbulent boundary layers correctly. The mesh is then stretched downstream to convect and dissipate the turbulent wake. For the LAGOON1\_COARSE mesh, the grid resolution has been decreased by a factor 2 on the whole computational domain, whereas for the LAGOON1\_FINE mesh, the grid resolution is increased by a factor 3 in all the directions only at the landing gear wall, while the grid density remains the same away from them. Finally, the LAGOON1\_VERYFINE, shown in Fig. 8.2, brings an additional level of refinement of the grid resolution at the wall. As shown in Fig. 8.3, it exhibits a  $y^+$  distribution less than 30, except near the separation lines where it reaches 40.

Mesh name	#Elements	#Node	#Prism	#Points/D	$\Delta_{y,wall}$ (m)	Mean $y^+$
LAGOON1_COARSE	$8 \times 10^6$	$1.47 \times 10^6$	$2.4 \times 10^5$	50	$2 \times 10^{-3}$	150
LAGOON1_MEDIUM	$50 \times 10^6$	$9.4 \times 10^6$	$7.2 \times 10^5$	100	$7.5 \times 10^{-4}$	60
LAGOON1_FINE	$75 \times 10^6$	$15 \times 10^6$	$6.6 \times 10^6$	300	$2.5 \times 10^{-4}$	40
LAGOON1_VERYFINE	$94 \times 10^6$	$20.2 \times 10^6$	$10 \times 10^6$	375	$2 \times 10^{-4}$	30

Table 8.1: Summary of the LAGOON #1 meshes properties.

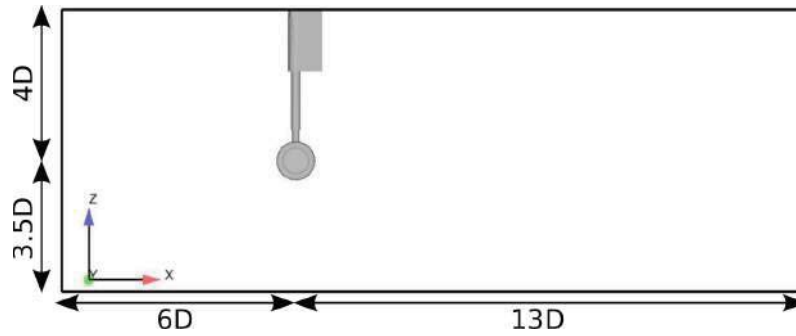
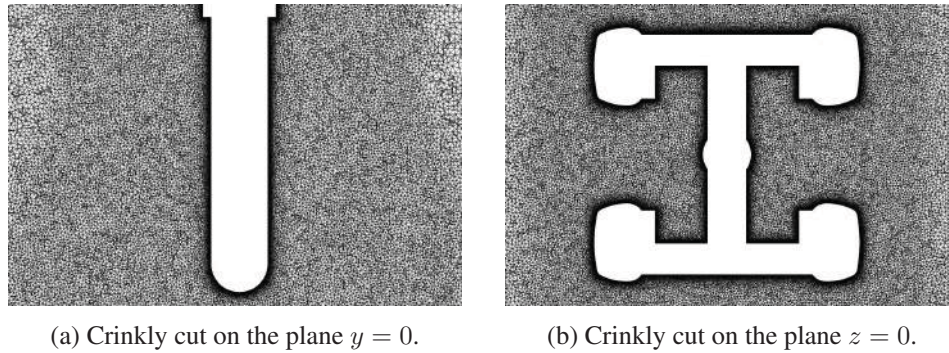


Figure 8.1: Schematic view of the computational domain.



(a) Crinkly cut on the plane  $y = 0$ .

(b) Crinkly cut on the plane  $z = 0$ .

Figure 8.2: View of the LAGOON1\_VERYFINE computational mesh.

### 8.1.2.2 Numerical parameters

The simulations performed in this study are summarized in Table 8.2. For the present simulations, the TTG4A scheme has been used, following the best-practices obtained on the rod-airfoil benchmark. The time-step is set to match a CFL condition of 0.7 for each numerical cases investigated. Selective viscosity operator of 2<sup>nd</sup> and 4<sup>th</sup> order are applied to damp the numerical instabilities, with **smu2**=0.1 and **smu4**=0.01. The WALE subgrid-scale model has been used to compute the subgrid eddy viscosity  $\nu_t$ .

Navier-Stokes Characteristics Boundary Conditions (NSCBC) have been used at the computational domain boundaries combined with some mesh stretching to avoid any spurious acoustic reflections and to match the CEPRA 19 design. The LAGOON1\_COARSE\_NS, LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS cases use an adiabatic no-slip boundary condition at the walls.

F2 free-stream conditions ( $U_{in} = 78.99$  m/s,  $P_{in} = 99447$  Pa and  $T_{in} = 293$  K) are used for initial conditions for the three computational cases. After a transient time of 0.06 s for each case,



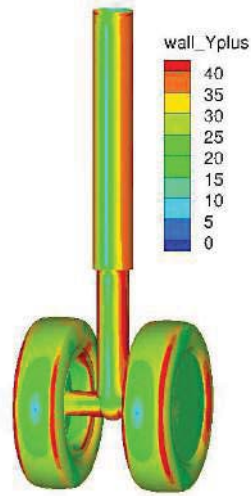


Figure 8.3: LAGOON1\_VERYFINE  $y^+$  distribution.

flow statistics for wall pressure and acoustic predictions have been recorded. The sampling time and CPU cost for each simulation are reported in Table 8.2.

### 8.1.3 Simulation matrix

Case name	# dt (s)	T (s)	CPU cost (H)	Wall BC
LAGOON1_COARSE_NS	$1.45 \times 10^{-6}$	0.24	4,000	No-slip
LAGOON1_MEDIUM_NS	$4 \times 10^{-7}$	0.24	56,000	No-slip
LAGOON1_FINE_NS	$3 \times 10^{-7}$	0.24	130,000	No-slip
LAGOON1_VERYFINE_NS	$1 \times 10^{-7}$	0.24	723,000	No-slip
LAGOON1_FINE_NS	$3 \times 10^{-7}$	0.12	65,000	No-Slip
LAGOON1_FINE_WL	$3 \times 10^{-7}$	0.12	65,000	Wall-law
LAGOON1_VERYFINE_NS_Smu4_0.01	$1 \times 10^{-7}$	0.06	180,800	No-Slip
LAGOON1_VERYFINE_NS_Smu4_0.05	$1 \times 10^{-7}$	0.06	180,800	No-Slip
LAGOON1_VERYFINE_NS_Smu4_0.1	$1 \times 10^{-7}$	0.06	180,800	No-Slip

Table 8.2: Summary of the LAGOON #1 simulations numerical parameters.

The aerodynamic and acoustic results obtained without wall modeling (LAGOON1\_COARSE\_NS, LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS cases) are presented in Sections 8.2.1 and 8.2.2 respectively and are compared with the experimental data obtained in the CEPRA 19 wind-tunnel. The wall-modeling influence is addressed in

Sec. 8.3.1 (case LAGOON1\_FINE\_WL). The sensitivity to the fourth order artificial viscosity  $\text{smu4}$  coefficient is investigated in Section 8.3.2 (LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.01, LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.05 and LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.1 cases)

## 8.2 Grid refinement study

### 8.2.1 Aerodynamic results

#### 8.2.1.1 Phenomenology of the flow

Figure 8.4 shows the turbulent wake (iso-Q criterion surface) shed by the landing gear. A large range of turbulent vortical structures are noticeable behind the landing gear. The smallest scales tend to vanish downstream where only large structures remain due to the grid stretching. Further downstream, all the vortical structures are dissipated by the combined effects of an important stretching and of a sponge layer. The dilatation field, shown in grayscale, highlights the acoustic waves, which are mainly emitted from the landing gear wheels. It is noteworthy that no reflections are noticeable from the computational domain boundaries and particularly from the domain ceiling, which complies with the CEPRA 19 design.

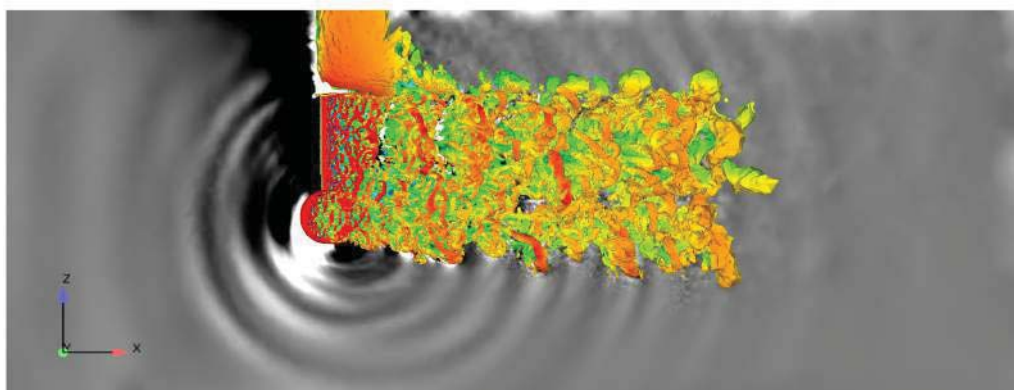


Figure 8.4: Iso-value of the Q-criterion ( $Q = 1000 \text{ s}^{-1}$ ) with the dilatation field (in grayscale).

#### 8.2.1.2 Mean wall pressure coefficient

Figures 8.5a and 8.5b show the distributions of the wall-pressure coefficient  $C_p$  for the LAGOON1\_COARSE\_NS, LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS results compared with experiments and the pressure taps location on the wheel respectively. LAGOON1\_COARSE\_NS and LAGOON1\_MEDIUM\_NS results agree well with the experimental data taps in the range from  $-90^\circ$  to  $90^\circ$ . Some discrepancies are

observed for the pressure taps below and after 90° but LAGOON1\_MEDIUM\_NS yields slightly better results than LAGOON1\_COARSE\_NS after 90°. As these locations correspond to the top and bottom of the wheel, the resolution of the LAGOON1\_COARSE and LAGOON1\_MEDIUM grids at the wall may not be fine enough to properly capture the boundary layers. Yet, the LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS results show a good agreement with respect to the experiment, as they show a higher grid density at the wall. Also, grid convergence is achieved by the FINE and VERYFINE meshes.

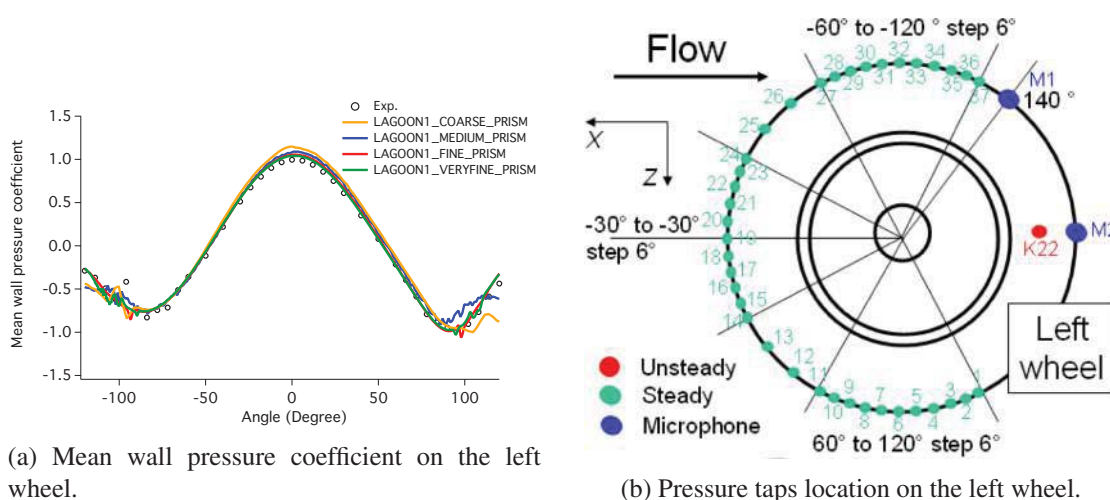


Figure 8.5: Wall-pressure coefficient distribution on the left wheel.

### 8.2.1.3 Mean and rms velocity profiles

Figures 8.6a, 8.6b, 8.6c, 8.6d and 8.6e show the mean streamwise velocity on the plane  $z = 0$  obtained from the experiment using PIV, from LAGOON1\_COARSE\_NS, LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS respectively. The experimental results exhibit the mean wake of the landing gear, which is defined by the shear layers separated from the wheels at  $y = \pm 0.15m$ . Two recirculation zones (i.e where  $u < 0$ ) develop behind the landing gear wheels, and merge downstream in the wake. All the cases yield good flow topologies in comparison with the experimental results. LAGOON1\_COARSE\_NS and LAGOON1\_MEDIUM\_NS tend to over-predict both the length of the recirculation zones behind the wheels and the wake width, while LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS better predict them.

The streamwise mean velocity profile at the cutting lines at  $x = 160, 180$  and  $220$  mm (dashed lines in Fig. 8.6) in the plane  $z = 0$  mm are shown in Figs. 8.7a, 8.7b and 8.7c respectively. The experimental streamwise velocity profile at  $x = 160$  mm shows a velocity deficit which

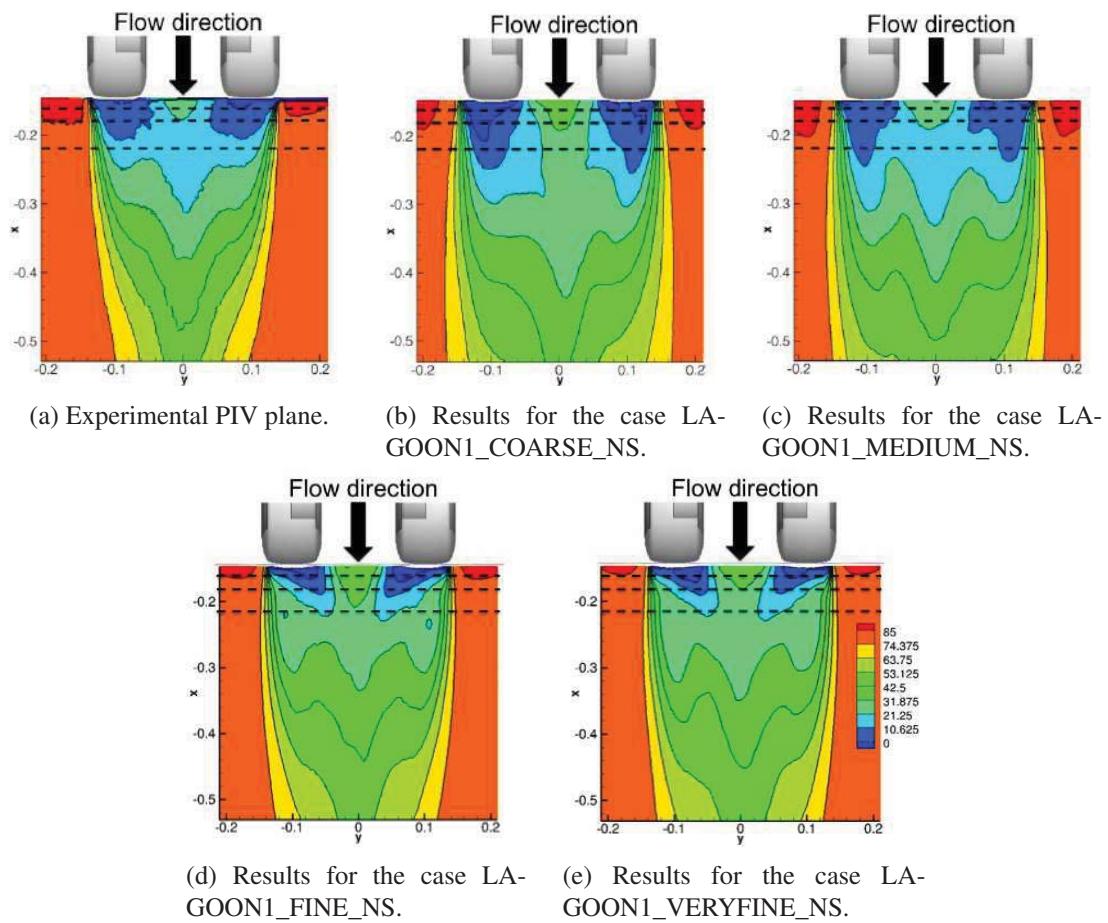


Figure 8.6: Mean streamwise velocity (m/s) on the plane  $z = 0$ . The black dashed lines respectively denote from the top to the bottom the cutting lines at  $x = 160$  mm, at  $x = 180$  mm and at  $x = 220$  mm.

exhibits the landing gear wake. Two dead-zones ( $u=0$  m/s) yielding the two plateaus ranging from  $0.05$  m to  $0.15$  m and from  $-0.15$  m to  $-0.05$  m respectively, are found right behind the landing gear wheels. The velocity deficit caused by landing gear leg between  $-0.05$  m and  $0.05$  m is less pronounced ( $u = 40$  m/s) as expected from the distance to the leg. The experimental profile recovers quickly the free-stream conditions after  $x = \pm 0.15$  m. On each profile, LAGOON1\_COARSE\_NS and LAGOON1\_MEDIUM\_NS exhibit a larger wake width than in the experiment, whereas LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS significantly improve the agreement with experiment and nearly exhibit grid convergence. This can be explained by a lack of resolution of the boundary layers in the two coarser cases leading to an early separation of the flow on the side of the wheels. Yet, all the cases provide a good prediction of the two velocity deficit zones in the wake of the wheels at  $x = 160$  mm, as well as their progressive

merging at  $x = 180$  and  $220$  mm.

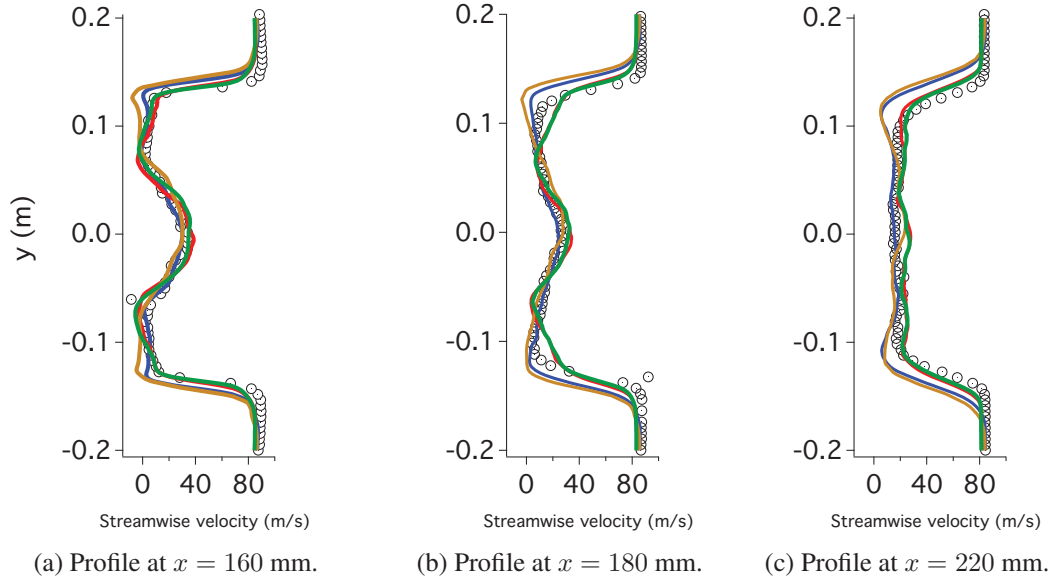


Figure 8.7: Comparison of the mean streamwise velocity profiles on the plane  $z = 0$  at several cutting lines. Experiment (black circle), LAGOON1\_COARSE\_NS case (yellow solid line), LAGOON1\_MEDIUM\_NS case (blue solid line), LAGOON1\_FINE\_NS case (red solid line), LAGOON1\_VERYFINE\_NS case (green solid line) .

The root-mean-squared streamwise velocity profiles at  $x = 160$ ,  $180$  and  $220$  mm in the plane  $z = 0$  mm are shown in Figs. 8.8a, 8.8b and 8.8c respectively. The experimental results show maximum values of  $u_{rms}$  on a bump ranging from  $x = -0.08$  to  $x = 0.08$  m for the profile at  $x = 160$  mm, which may be caused by the mixing induced by the landing gear leg. The rms streamwise velocity profile then recovers two plateaus ranging from  $x = 0.08$  to  $0.15$  m and from  $x = -0.08$  to  $-0.15$  m respectively corresponding to the above dead-zones behind the landing gear wheels. It shows two secondary sharp peaks at  $y = \pm 0.15$  m that correspond to the wake shear layers. All the numerical cases yield similar results for the bump for the three profiles, while LAGOON1\_COARSE\_NS shows lower values for the plateaus. All the cases under-predict the bump and the plateau values at  $x = 160$  and  $180$  mm, while the gap between the experiment and the numerical results is reduced at  $x = 220$  mm. This under-prediction may be explained by a too coarse mesh in the wake for all the cases which could dissipate the structures of the turbulent wake too much. Yet, LAGOON1\_COARSE\_NS and LAGOON1\_MEDIUM\_NS tend to over-predict the wake width and the secondary peaks intensity, while LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS predict them correctly. Moreover, the position of the wake shear layers are also shifted on the two coarser grids (too wide overall wake).

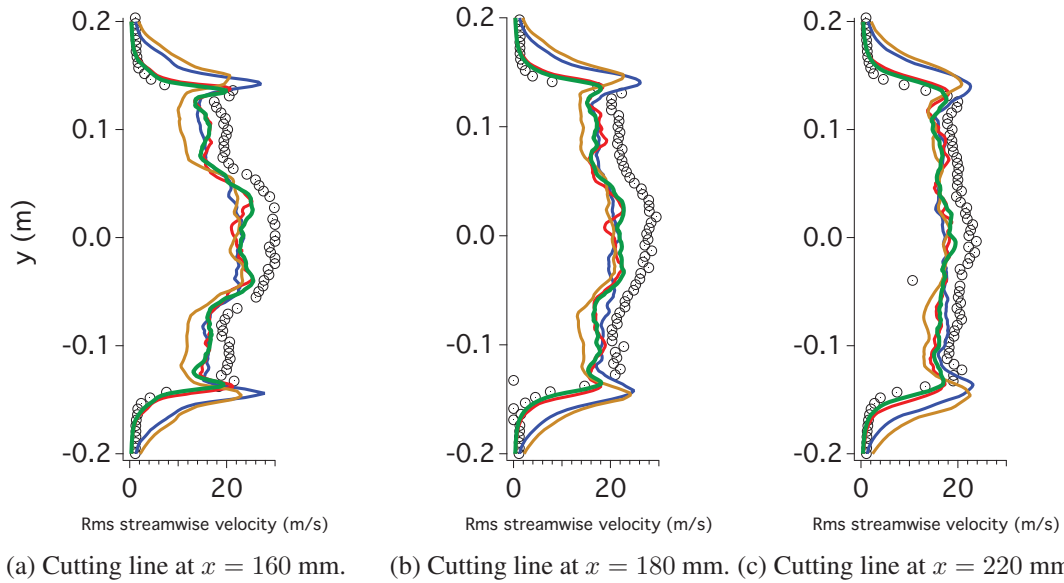


Figure 8.8: Root-mean-squared streamwise velocity profiles on the plane  $z = 0$  at several abscissa. Experiment (black circle), LAGOON1\_COARSE\_NS case (yellow solid line), LAGOON1\_MEDIUM\_NS case (blue solid line), LAGOON1\_FINE\_NS case (red solid line), LAGOON1\_VERYFINE\_NS case (green solid line).

Figures 8.9a, 8.9b, 8.9c, 8.9d and 8.9e show the comparison of the mean streamwise velocity on the plane  $z = -0.104$  m with LAGOON1\_COARSE\_NS and the three finer simulations respectively. The black dashed line denotes the cutting line at  $x = 128$  mm. Similarly to the plane at  $z = 0$  m, the experimental results exhibit the mean wake of the wheels. A high-velocity zone between the two wheels is noticeable up to  $x = 250$  mm where the two wheel wakes are merging. All the numerical cases show a good agreement with respect to the experimental flow topology.

Figures 8.10a and 8.10b exhibit the mean and root-mean-squared streamwise velocity profiles on the plane  $z = -0.104$  m at  $x = 128$  mm for the experiment, for the LAGOON1\_COARSE\_NS and for the two finer simulations respectively. The mean streamwise velocity shows a maximum at  $y = 0$  m, and then decays to two minima at  $y = \pm 0.08$  m corresponding to the wheel wakes. While recovering the free-field conditions, the mean streamwise velocity undergoes two plateau at  $y = 0.11$  m. All the cases yield a correct agreement with respect to the experiment. They both match the positions and amplitude of the velocity extrema. Unlike the two coarser cases, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS properly match the streamwise velocity plateau. Moreover, the wake width prediction improves with the grid refinement.

These results show that both cases are able to provide a correct agreement with experiment in terms of mean and rms velocities for the landing gear wake. The grid refinements at the wall

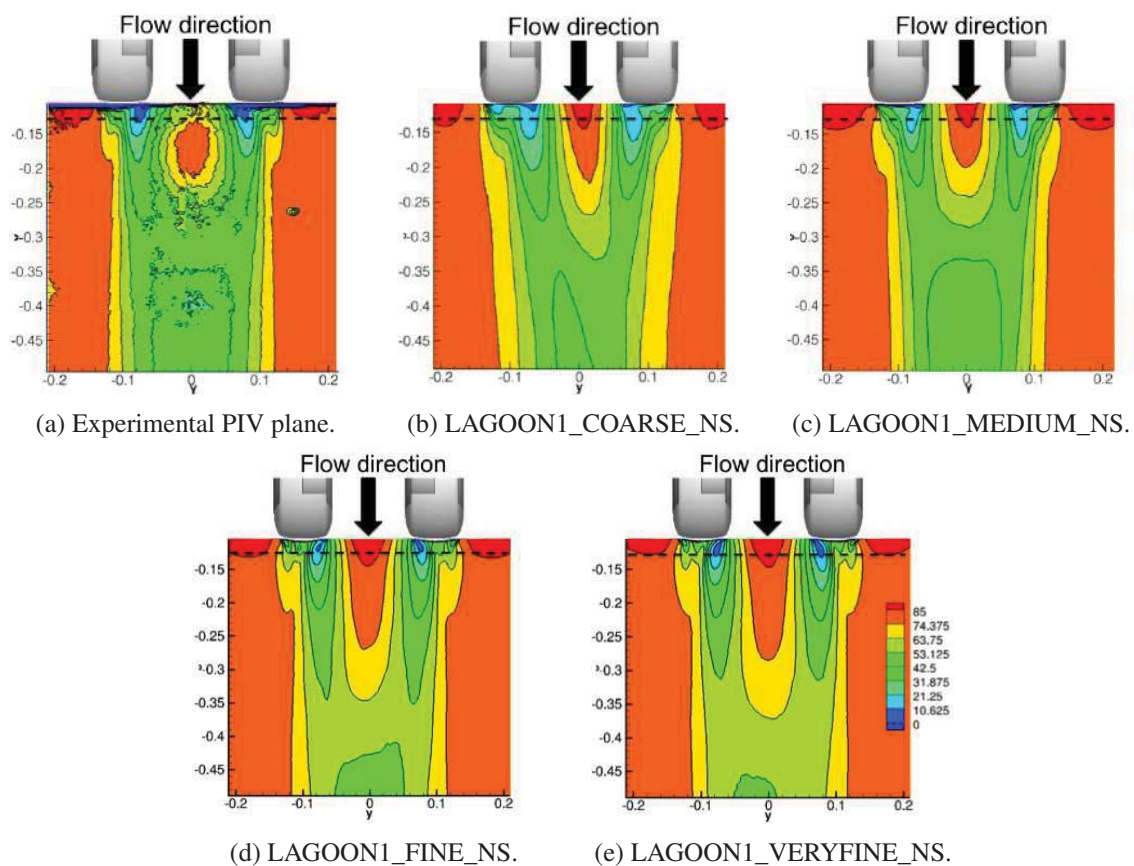


Figure 8.9: Mean streamwise velocity cut on the plane  $z = -0.104$  m. The black dashed line denotes the profile at  $x = 128$  mm.

improve the comparison and capture more details of the flow, and also seem to converge to similar results.

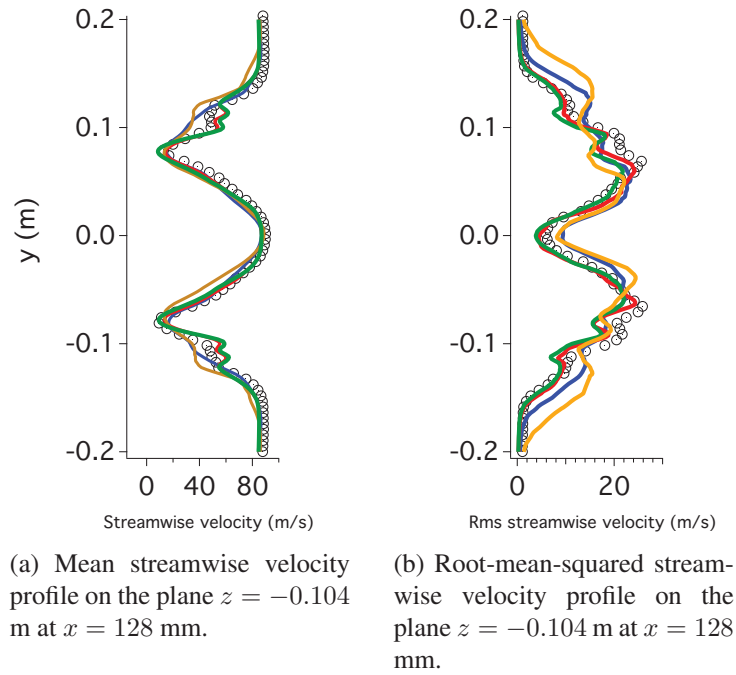


Figure 8.10: Comparison of mean and root-mean-squared streamwise velocity profiles on the plane  $z = -0.104$  m at  $x = 128$  mm. Experiment (black circle), LAGOON1\_COARSE\_NS case (yellow solid line), LAGOON1\_MEDIUM\_NS case (blue solid line), LAGOON1\_FINE\_NS case (red solid line), LAGOON1\_VERYFINE\_NS case (green solid line).

#### 8.2.1.4 Velocity spectra

Figures 8.11a, 8.11b and 8.11c show the power spectral densities (PSD) of the fluctuating velocity in the streamwise, crosswise and spanwise directions respectively at the point P1 ( $x = -0.26$  m,  $y = -0.115$  m,  $z = 0$  m) in the turbulent wake of the landing gear. All the PSD of the experimental fluctuating velocity components are broadband, and show a  $-5/3$  slope decay after 2kHz typical of the turbulent spectrum inertial subrange. 85% of the kinetic energy of the turbulent structures is between 50Hz and 2kHz, i.e. in the low and mid frequency ranges. The PSD of the x-component and the z-component of the velocity vector for LAGOON1\_COARSE\_NS agree fairly well with the experimental results up to 500 Hz, which is the mesh frequency cut-off for that position. LAGOON1\_MEDIUM\_NS shows a better agreement with experiment up to 1 kHz, which is in accordance with the grid refinement on the whole domain. Yet, the extra refinements brought by the LAGOON\_FINE\_NS and LAGOON\_VERYFINE\_NS cases hardly improve that situation. Indeed, LAGOON1\_MEDIUM, LAGOON1\_FINE and LAGOON1\_VERYFINE meshes only differ by the resolution in the near-wall region, and leave unchanged the resolution of the turbulent wake itself. Obviously, a greater impact will be visible on the wall-pressure spectra (see Sec. 8.2.1.5).



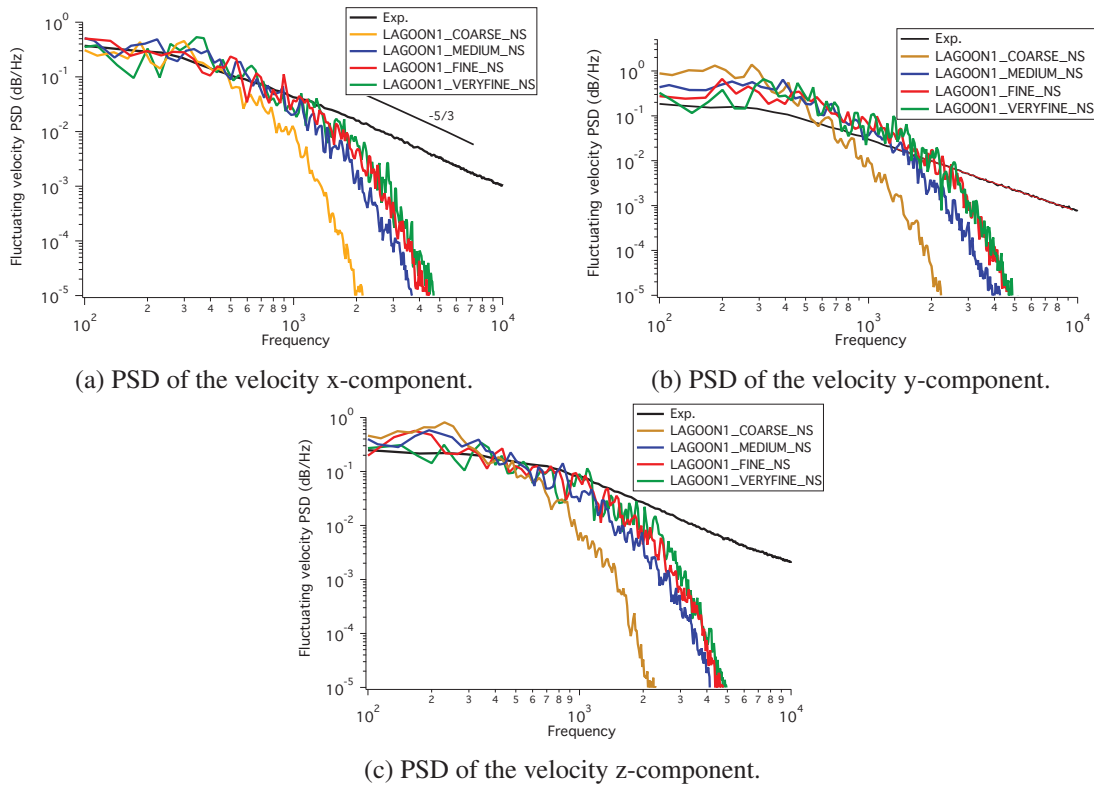


Figure 8.11: Velocity spectra at the point P1.

The early cut-off frequency at 1 kHz is coherent with the slight under-prediction of the rms stream-wise velocity observed in Figs. 8.8 and 8.10.

### 8.2.1.5 Wall-pressure spectra

Figures 8.12b to 8.12j show the wall-pressure PSD at the Kulites K1 to K9 located in the mid-span of the wheel. As depicted in Fig. 8.12a, K1 is located at  $-60^\circ$  while K9 is located slightly downstream at  $-140^\circ$ , with  $0^\circ$  denoting the upstream flow direction. Broadband spectra with two tones at 1 kHz and 1.5 kHz are observed for the Kulites K1 to K6 located in the attached region, while pure broadband PSD with higher levels are observed for K7, K8 and K9, which are located in the separated region. The tonal peaks are caused by acoustic resonance effects in the wheel cylindrical cavities, as it will be shown in Section 8.4. LAGOON1\_COARSE\_NS yield a good agreement from K1 to K3 up to 1 Hz, and predicts well the 1 KHz tone, while it strongly underpredicts the 1.5 KHz tone. Then, strong discrepancies are observed from K4 to K8 where LAGOON1\_COARSE\_NS strongly over-predicts the PSD levels in the low-frequency range. This may be caused by earlier boundary-layer separation on the wheel, as observed in the mean wall pressure distribution.

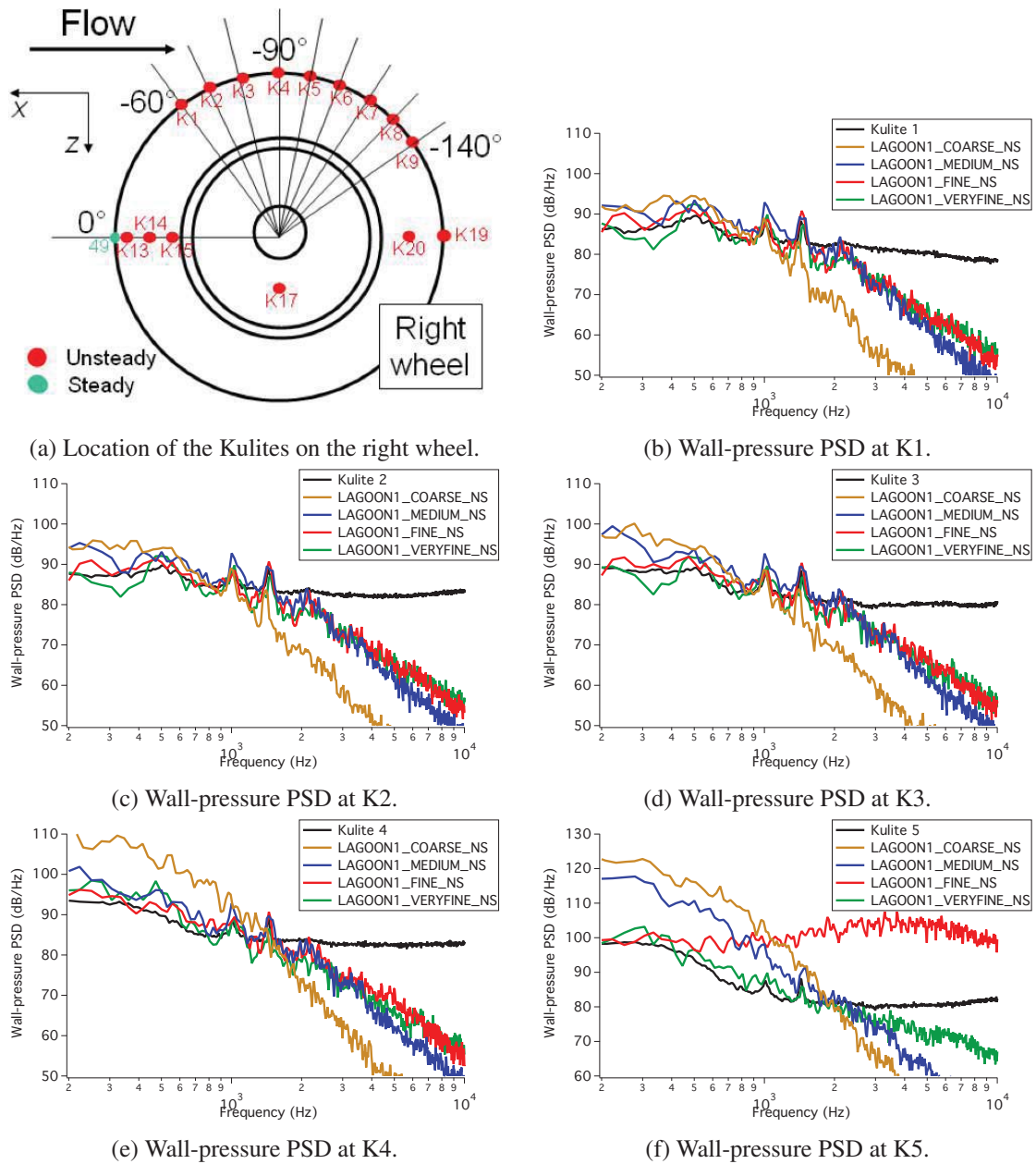
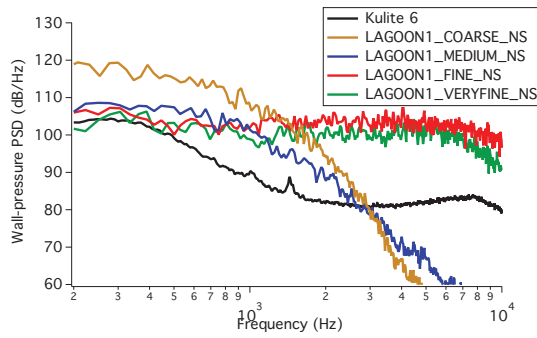
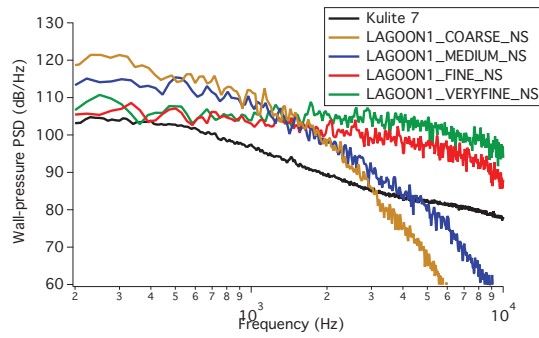


Figure 8.12: Wall-pressure spectra on the right wheel.

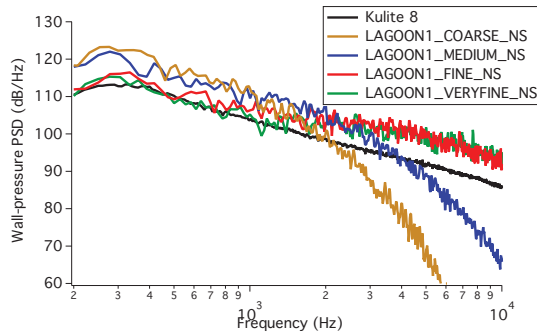
LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS yield better results by improving the cut-off frequency and by better predicting the PSD levels up to K5 for LAGOON1\_VERYFINE\_NS. The wall mesh refinements improve the resolution of the boundary layer and thus better capture the boundary layer separation position.



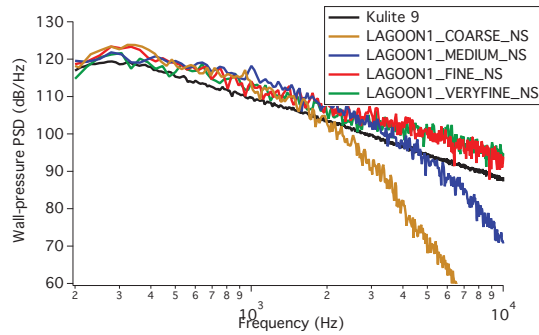
(g) Wall-pressure PSD at K6.



(h) Wall-pressure PSD at K7.



(i) Wall-pressure PSD at K8.



(j) Wall-pressure PSD at K9.

Figure 8.12: Wall-pressure PSD on the right wheel (continued).

Figures 8.13a, 8.13b, 8.13c, 8.13d and 8.13e show the wall-pressure spectrum at the Kulites K13, K14, K15, K16 and K17 which are located on the inboard side of the right wheel. As for the previous Kulites in attached region, the K13, K14 and K15 wall-pressure spectra are mainly broadband with two tones at 1 kHz and 1.5 kHz, more intense than for the Kulites K1 to K6. This observation agrees with the wheel cavity resonances hypothesis. The fine tone at 6 kHz is aimed to be an experimental artifact. LAGOON1\_COARSE\_NS provides a correct agreement up to 1.2 kHz for K13, and the first tone at 1 kHz is well captured, while the one at 1.5 kHz is strongly under-estimated. Yet, it strongly overpredicts the levels for K14 and K15, and the tonal peaks are not observed. LAGOON1\_MEDIUM\_NS yield a correct agreement for K13 up to 2.5 kHz. The tonal peak frequencies are well captured, while their intensities are slightly over-predicted. Yet, the PSD levels are strongly overpredicted for K14, but are again slightly improved for K15. LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS yield a good agreement for K13 with respect to the experiment. Both the tones positions and amplitudes are well predicted, as well as the broadband levels from 200 Hz to 3 kHz. Yet, the K14 and K15 levels are still strongly overpredicted. It can be assumed that this effect is caused by an early separation of the boundary layer, caused by an insufficient resolution of it.

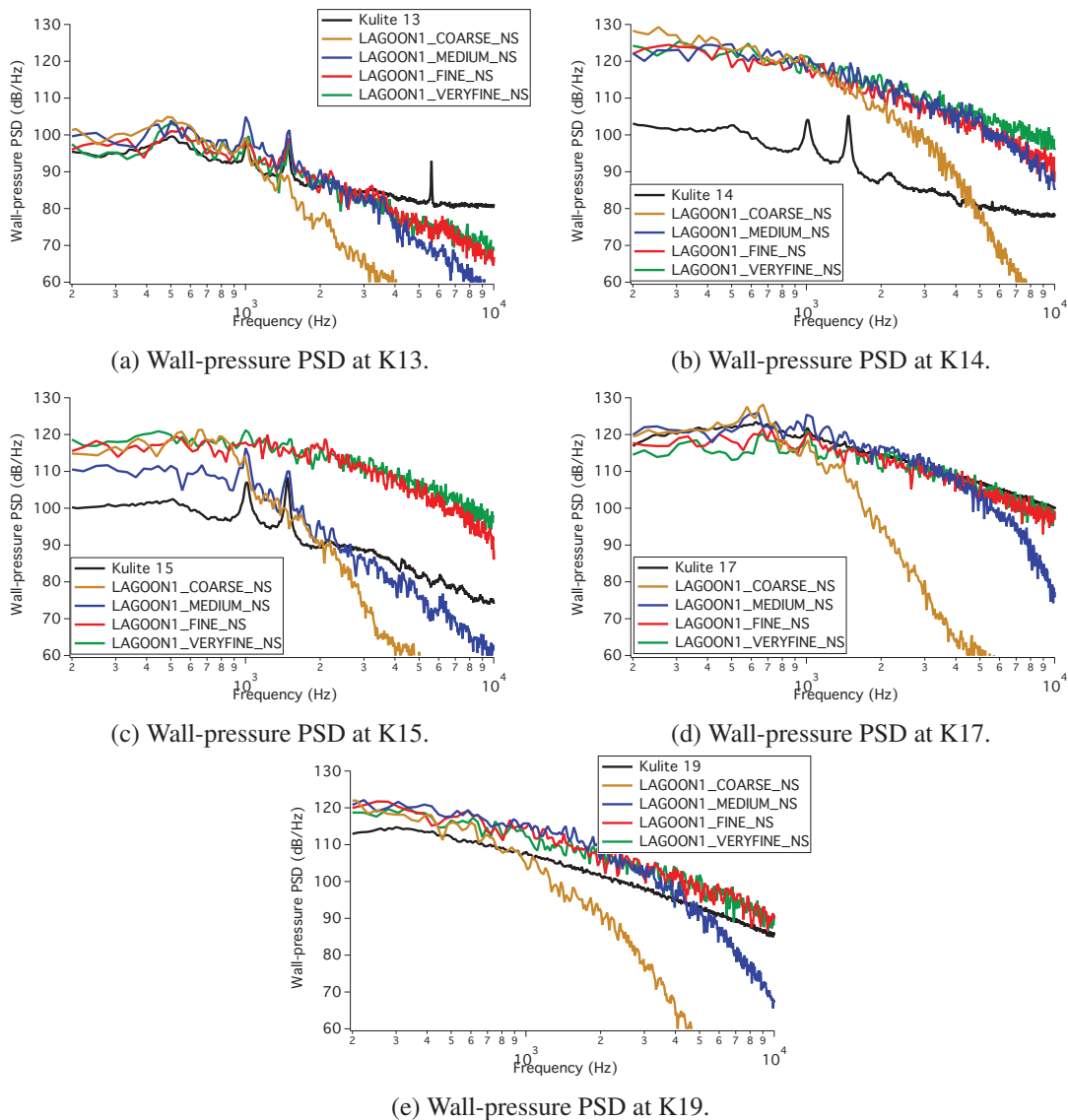
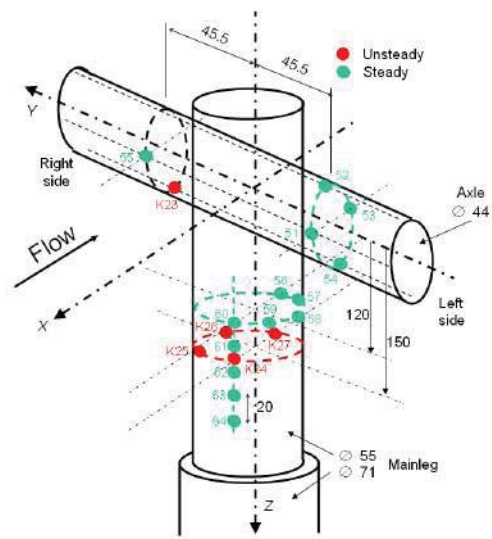
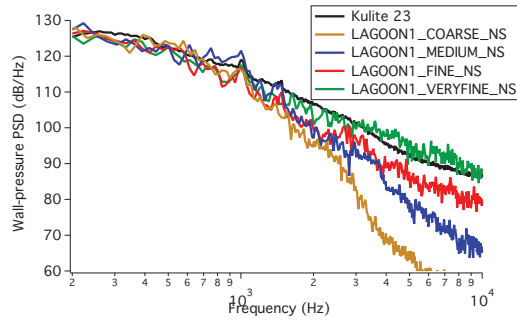


Figure 8.13: Wall-pressure PSD on the inboard side of the tire.

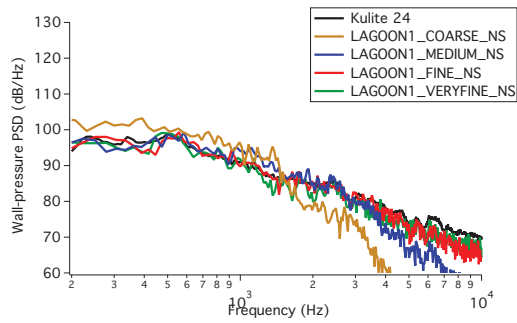
Figure 8.13d exhibits the wall-pressure spectrum at Kulite K17, which is located in the inboard side of the rim. The spectrum is mainly broadband, and shows high pressure levels around 120 dB from 300 Hz to 1 kHz and then decreases with the high frequencies. The 1 kHz tone seems to be hardly present, whereas no tone is noticeable at 1.5 kHz. It may be argued that, for that position, the tones are down in the broadband part of the spectrum. LAGOON1\_COARSE\_NS shows a correct agreement with experiment from 200 Hz to 800 Hz, but exhibits a spurious hump at 600 Hz. LAGOON1\_MEDIUM\_NS provides a good agreement up to 3 kHz with



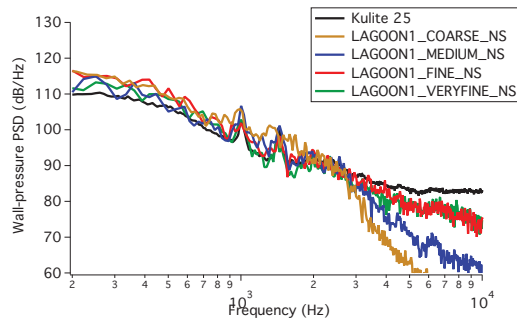
(a) Location of the Kulites on the landing gear leg and axle.



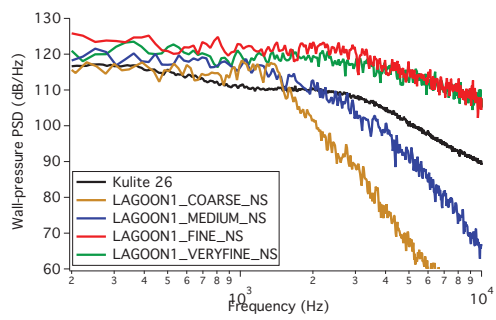
(b) Wall-pressure PSD at K23.



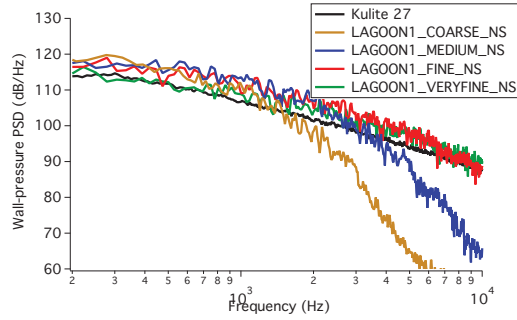
(c) Wall-pressure PSD at K24.



(d) Wall-pressure PSD at K25.



(e) Wall-pressure PSD at K26.



(f) Wall-pressure PSD at K27.

Figure 8.14: Wall-pressure spectra on the leg and axle.

respect to the experiment, but does not exhibit the tone at 1 kHz. LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS provide a better agreement with respect to the experiment. Although they slightly under-predict the broadband noise in the frequency range from 200 Hz to 800 Hz, they are able to resolve the high frequency range up to 10 kHz.

Figure 8.13e shows the wall-pressure spectrum at the Kulite K19, which are located in the mid-span of the wheel at  $-180^\circ$  in the separated flow region. The experimental spectrum is purely broadband, with a maximum of 114 dB at 300 Hz. The levels then decay to 90 dB at 10 kHz. All the cases over-predict the experimental results by 5 dB up to their respective cut-off frequencies. Such discrepancies may be caused by an insufficient resolution of the recirculating zone behind the wheels. Yet, the cut-off frequencies increase with the grid resolution at the landing gear walls. Indeed, LAGOON1\_COARSE\_NS and LAGOON1\_MEDIUM\_NS spectra show a frequency cut-off of 700 Hz and 3 kHz respectively, whereas LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS spectra show their cut-off after 10 kHz.

The experimental spectrum of the Kulite K23, which is located on the landing gear axle (see Fig. 8.14a), is shown in Fig. 8.14b. The spectrum is mainly broadband and exhibits a tone hardly emerging at 1 kHz. All the cases agree well with the experimental results up to 1 kHz. Beyond that threshold, the experimental results are under-estimated by all the simulations. Unlike LAGOON1\_COARSE\_NS, LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS exhibit the experimental tone at 1 kHz.

Figures 8.14c and 8.14d show the wall-pressure spectra at the Kulites K24 and K25, which are located on the landing gear leg. The K24 experimental spectrum is purely broadband, whereas K25 exhibits two tones at 1 kHz and 1.5 kHz. LAGOON1\_COARSE\_NS provides a good agreement for K24 up to 1.5 kHz, whereas it strongly underpredicts the levels on the whole frequency range for K25. Yet, LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS provide a good agreement for the two Kulites and resolve correctly the experimental tones for K24 and K25.

The results show that the agreement with experiment in terms of level and of frequency range resolved increases with the grid refinements at the landing gear walls for all the Kulite probes addressed. It is noteworthy that the cut-off frequencies for all the cases depend on the Kulite position. The nature of the flow at the Kulite position, whether it is attached or separated, probably explains this effect.

## 8.2.2 Far-field acoustic results

### 8.2.2.1 Power spectral densities

Figure 8.16 shows the far-field acoustic pressure PSD of LAGOON1\_COARSE\_NS, LAGOON1\_MEDIUM\_NS, LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS compared with experiment for the flyover microphones arc from the downstream to upstream angles, as exhibited in Fig. 8.15. The numerical results are compared with the experiments accounting for the wind-tunnel corrections mentioned in Sec. 7.4.2.2. Some frequency components of the experimental spectra have been excluded for the most downstream microphone, caused by the background noise correction. The experimental flyover spectra are all broadband, and there is no evidence of any tone at 1 kHz and 1.5kHz. A physical explanation will be given in Sec. 8.4

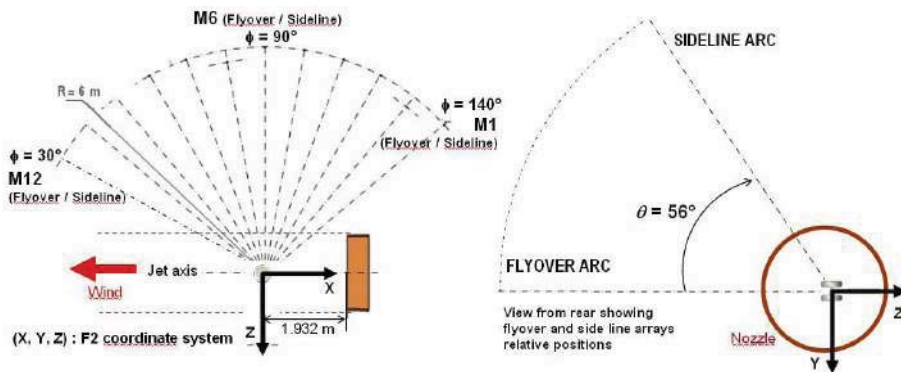
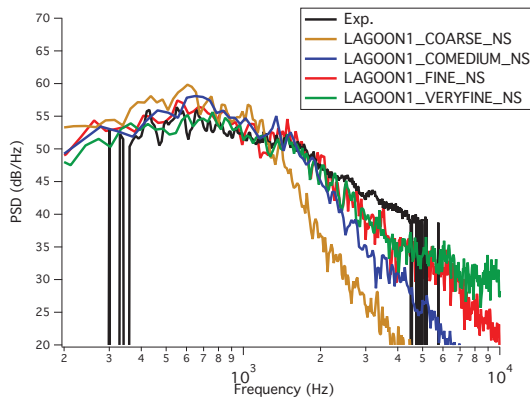


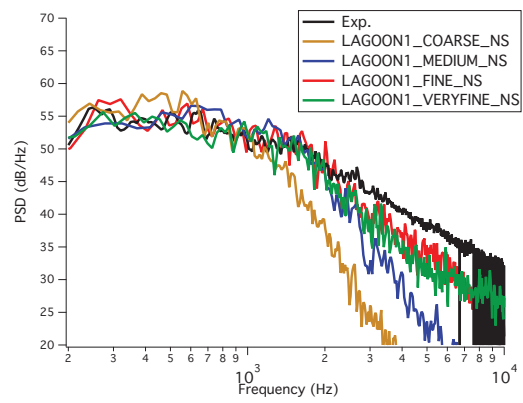
Figure 8.15: Disposition of the two arcs of 12 far-field microphones in the flyover and sideline directions.

LAGOON1\_COARSE\_NS matches the experimental results from 200 Hz to 1.2 kHz for all the angular positions. LAGOON1\_MEDIUM\_NS shows a better agreement with respect to the experimental spectrum from 200 Hz to their cut-off frequency for all the angular positions, except at 120° and 140° (see Figs. 8.16d and 8.16e) in the frequency range from 200 Hz to 400 Hz where the levels are slightly under-predicted. The cut-off frequency increases with the angular position, ranging from 1.5 kHz at 30° to 4 kHz at 140°. This behavior is also observed in the work of Sanders *et al.* [154, 155]. LAGOON1\_FINE\_NS exhibits a similar behavior than LAGOON1\_MEDIUM\_NS by providing a good overall agreement with respect to the experimental results and by showing levels under-prediction at 120° and 140° in the frequency range from 200 Hz to 400 Hz. Yet, the cut-off frequency is increased for all the angular positions, ranging from 2 kHz at 30° to 7 kHz at 140°. LAGOON1\_VERYFINE\_NS shows similar results than LAGOON1\_FINE\_NS, yet with increased cut-off frequencies from 3.5 kHz at 30° to 10 kHz at 140°.

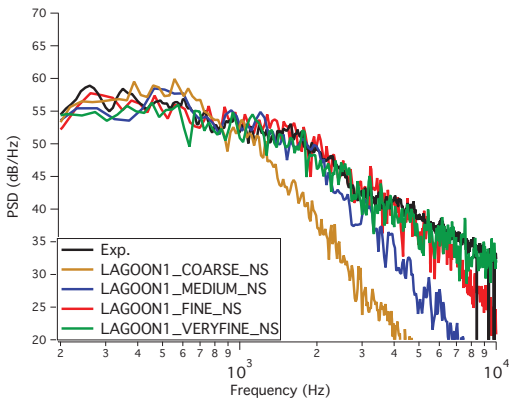
Figure 8.17 exhibits the far-field acoustic pressure PSD after having applied the wind-tunnel corrections for both the experimental and numerical results on the sideline arc, shown in Fig-



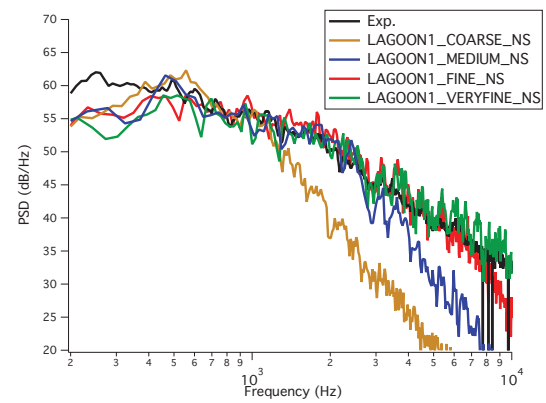
(a) Far-field pressure PSD at 30° (M12) on the fly-over microphone arc.



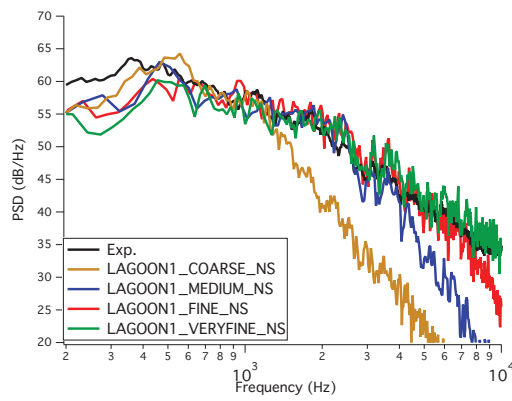
(b) Far-field pressure PSD at 60° (M9) on the fly-over microphone arc.



(c) Far-field pressure PSD at 90° (M6) on the fly-over microphone arc.



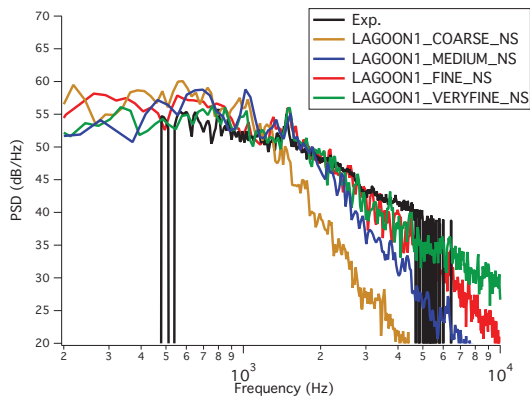
(d) Far-field pressure PSD at 120° (M3) on the fly-over microphone arc.



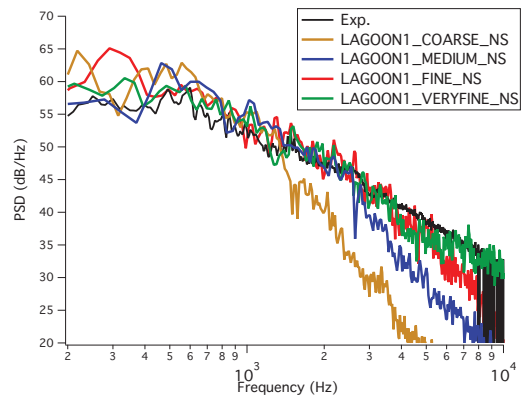
(e) Far-field pressure PSD at 140° (M1) on the fly-over microphone arc.

Figure 8.16: Far-field acoustic pressure spectra on the flyover arc.

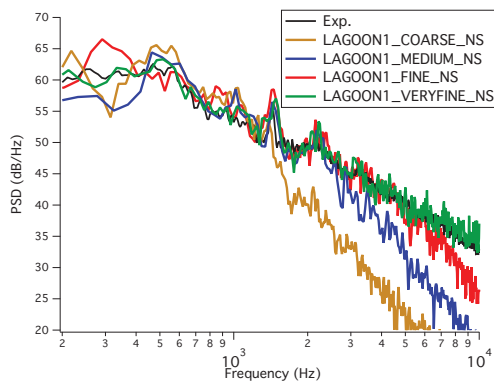




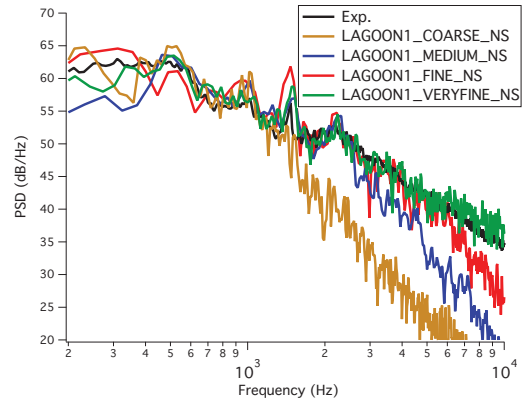
(a) Far-field pressure PSD at 30° (M12) on the sideline microphone arc.



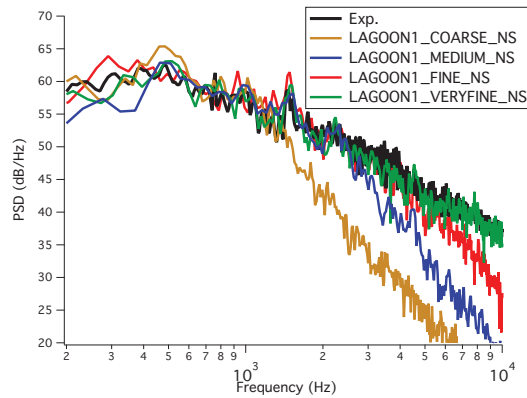
(b) Far-field pressure PSD at 60° (M9) on the sideline microphone arc.



(c) Far-field pressure PSD at 90° (M6) on the sideline microphone arc.



(d) Far-field pressure PSD at 120° (M3) on the sideline microphone arc.



(e) Far-field pressure PSD at 140° (M1) on the sideline microphone arc.

Figure 8.17: Far-field acoustic pressure spectra on the sideline arc.

ure 8.15. The experimental spectra are all mainly broadband with a tonal peak at 1.5 kHz. The levels increase with the angular position, as observed for the flyover arc microphones. LAGOON1\_COARSE\_NS shows a reasonable agreement with experiment from 200 Hz to 1 kHz. The broadband part of the spectra is well-captured but the tone at 1.5 kHz is hardly observed. LAGOON1\_MEDIUM\_NS results exhibit a better agreement with respect to the experimental results at all the angular positions. As observed along the flyover microphone arc, the low frequency band ranging from 200 Hz to 400 Hz are under-predicted and the cut-off frequency increases with the angular position, from 1.5 kHz at 30° to 3 kHz at 140°. Moreover, the tone at 1.5 kHz is well resolved for all the angular positions. LAGOON1\_FINE\_NS results better match the experiment in the low-frequency range below 400 Hz and provide higher cut-off frequencies, ranging from 2.5 kHz at 30° to 5 kHz at 140°. Yet, they slightly over-predict the tone at 1.5 kHz for all the angular positions. LAGOON1\_VERYFINE\_NS show a good agreement with the experiment, and provide higher cutting frequencies from 3 kHz at 30° to 10 kHz at 140°. The tone at 1.5 kHz is also well predicted.

It can be concluded from these results that the agreement of the simulations with experiment increases with the mesh refinement at the landing gear wall in term of cut-off frequency for all the angular positions and for the two microphone arcs.

### 8.2.2.2 Overall Sound Pressure Level

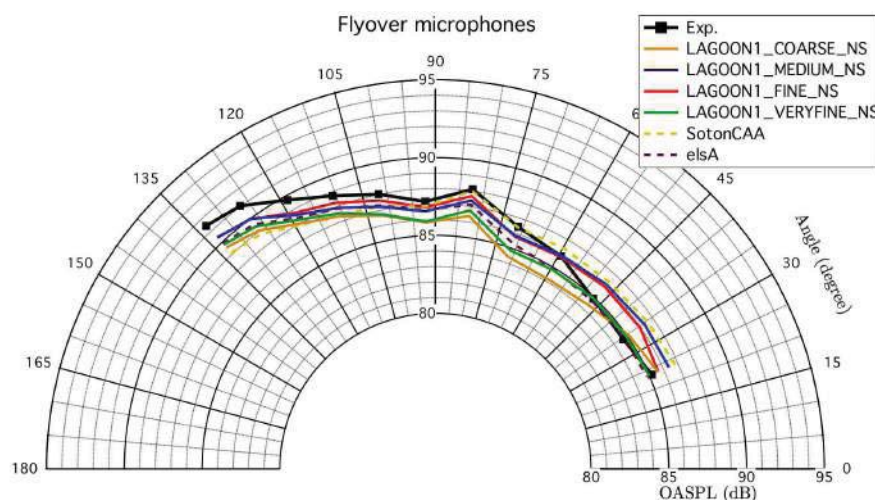


Figure 8.18: OASPL for the flyover microphones.

Figures 8.18 and 8.19 show the experimental and numerical Overall Sound Pressure Levels (OASPL) for the flyover and sideline microphones. The results of Sanders *et al.* [154] with the elsA code and of Liu *et al.* [112] with the SotonCAA code have been added to the comparison. The experimental and numerical spectra have been integrated in the range between 200 Hz and

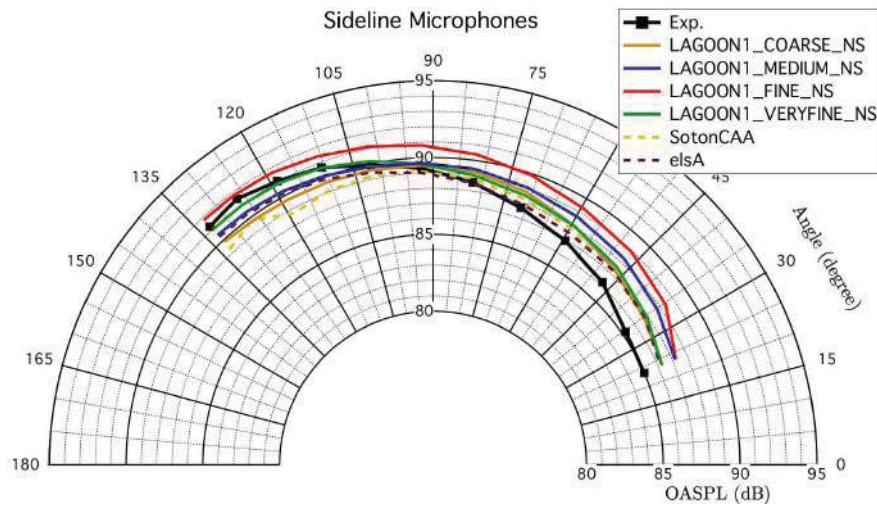


Figure 8.19: OASPL for the sideline microphones.

10 kHz.

The experimental flyover arc OASPL increase from 85 dB at 30° to 91 dB at 140°, which agrees with the trend observed in experimental spectra. The results obtained by Liu *et al* [112] show a correct agreement with respect to the experiment, by over-predicting the experimental results by 2 dB from 30° to 45°. They then match the experimental results from 60° to 90° and progressively show an under-prediction of -2dB at 135°. Sanders *et al.* [154] provides fairly good results. They slightly under-predict the experimental results by showing a bias of 1 dB at most. LAGOON1\_COARSE\_NS provides a correct agreement with experiment. It under-predicts the experimental results by 1.5 dB on the angular positions between 60° and 140°. Yet, it matches the experimental results at low angular positions below 45°. LAGOON1\_MEDIUM\_NS and LAGOON1\_FINE\_NS cases provide close results and show a slight over-prediction of 1.5 dB at 35° while they under-predict the experimental results by -1 dB at 135°. Yet, a perfect match can be observed for the angular positions ranging from 60° to 100°. LAGOON1\_VERYFINE\_NS results show a good agreement with the experimental results, but slightly underpredict the levels by 1 dB at large angle. Yet, there is a good agreement for angular positions below 60° and the results nearly match those of Sanders *et al.* using elsA.

The experimental sideline arc OASPL (see Fig. 8.19) progressively increase from 85 dB at 30° to 91 dB at 140°. The results of Liu *et al.* provide a good agreement with respect to the experimental results by showing a bias of 1.5 dB at most. Sanders *et al.* results provide a fair agreement with the experiment by showing a bias of 1 dB at most. LAGOON1\_COARSE\_NS yields a reasonable agreement with experiment. It over-predicts the level below 100° by 1.5 dB at most and under-predicts the level after 100° by 1 dB. LAGOON1\_MEDIUM\_NS yields similar levels than LAGOON1\_COARSE\_NS after 75°, but shows higher level below (1 dB at most).

LAGOON1\_FINE\_NS yields slightly higher levels than LAGOON1\_MEDIUM\_NS. It exhibits an over-prediction about 2 dB of the experimental results for the low and mid angular positions, which is caused by the over-prediction of the tone at 1.5 kHz. Yet, a good agreement is found after the microphone at 110°. LAGOON1\_VERYFINE\_NS yield better results with an agreement with the experiment after 80° and a slight overprediction of 1 dB below. Again, they are very close to the reference results of Sanders *et al.*

## 8.3 Numerical parameters sensitivity

### 8.3.1 Wall-law sensitivity

The use of standard wall-law (log law) is investigated in this section. Although its validity is questionable in a complex configuration where flow separations occur, promising aerodynamic results have been obtained by Boileau *et al.* [18] on a square cylinder using such wall-functions.

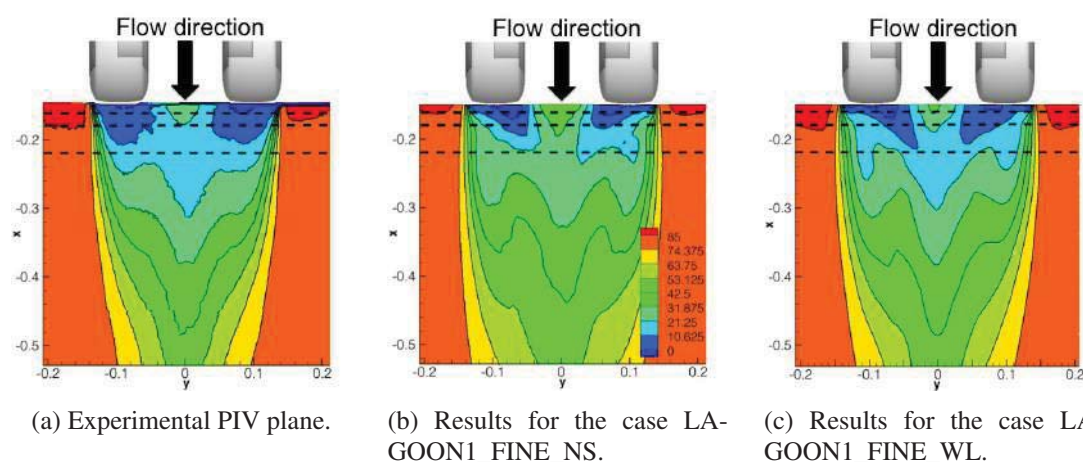
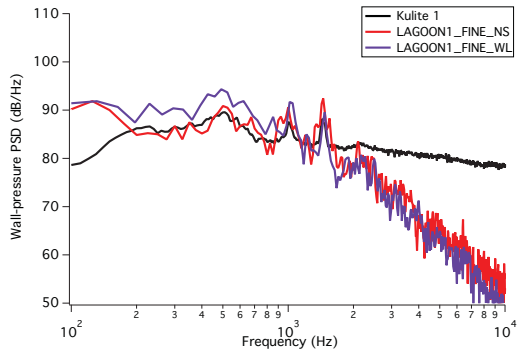


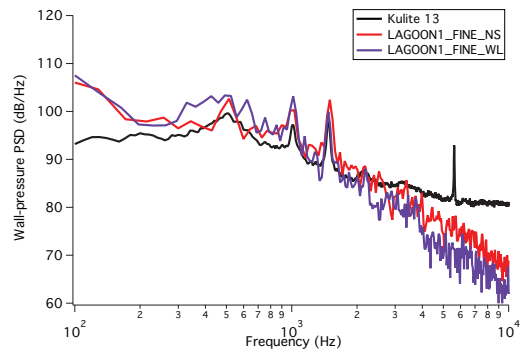
Figure 8.20: Comparison of the mean streamwise velocity on the plane  $z = 0$  m with and without wall-modeling. The black dashed lines denote the cutting lines at  $x = 160, 180$  and  $220$  mm respectively.

Figure 8.20 shows a comparison of the mean streamwise velocity on the plane  $z = 0$  m for the experimental results and the cases LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_FINE\_WL. The use of wall laws yields slightly better results. Indeed, the merge of the recirculation zone and the wake width are slightly better predicted.

Figure 8.21 exhibits the comparison of the wall-pressure spectra at the Kulites K1 and K13. The two cases show a similar agreement for K1 and slightly underpredict the levels for K13 on the frequency range from 1 kHz to 10 kHz. Yet, LAGOON1\_FINE\_WL shows an over-estimation of the low-frequency range (from 100 Hz to 1kHz) in comparison with LAGOON1\_FINE\_NS.

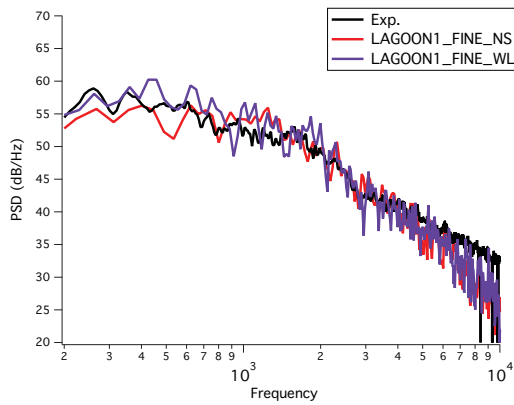


(a) Wall-pressure spectra at K1.

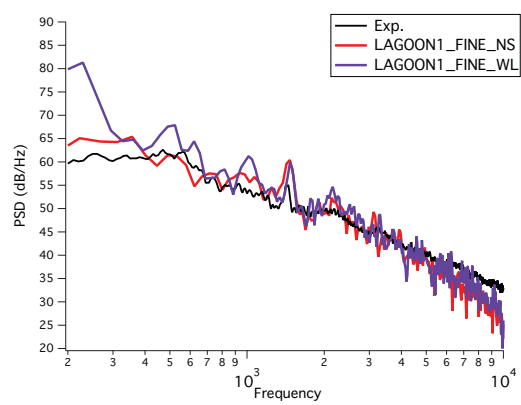


(b) Wall-pressure spectra at K13.

Figure 8.21: Wall-pressure spectra on the right wheel with wall-modeling.

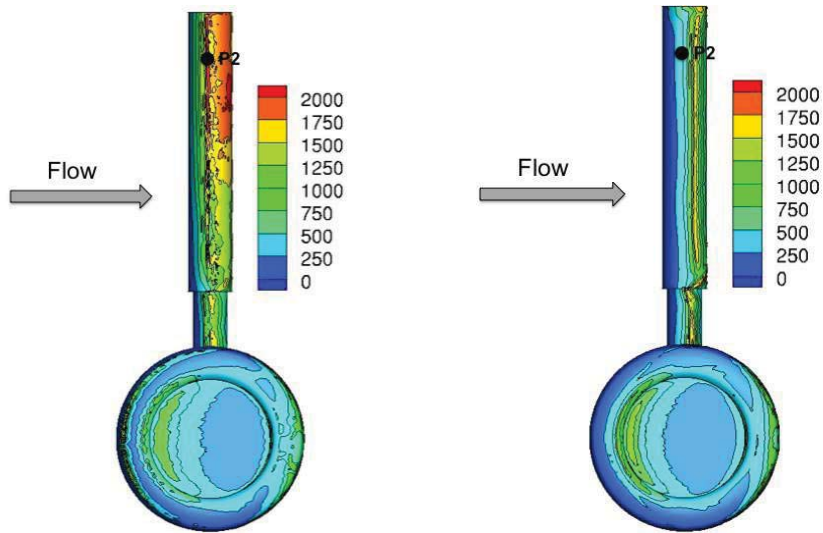


(a) Far-field pressure PSD at 90° (M6) on the fly-over microphone arc.



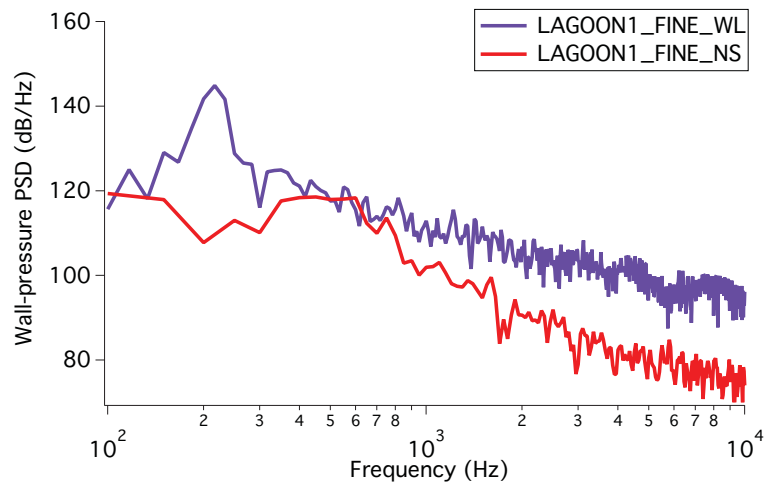
(b) Far-field pressure PSD at 90° (M6) on the side-line microphone arc.

Figure 8.22: Far-field acoustic pressure PSD with wall-modeling.



(a) Rms wall-pressure on the landing gear for the case LAGOON1\_FINE\_WL .

(b) Rms wall-pressure on the landing gear for the case LAGOON1\_FINE\_NS.



(c) Comparison of the wall-pressure spectra on the leg at the point P2.

Figure 8.23: Identification of the 200 Hz tone in the wall-modeled simulation.

This overestimation of levels can also be observed in the far-field noise (see Fig. 8.22) for the flyover (Fig. 8.22a) and, mostly, for the sideline (Fig. 8.22b) microphones, which show a large levels over-prediction (20 dB) at 200 Hz. Yet, LAGOON1\_FINE\_WL and LAGOON1\_FINE\_NS yield the same results for the mid and high frequency ranges.

Although it cannot be strictly considered as the sound sources, the root-mean-squared wall-pressure distribution of LAGOON1\_FINE\_WL and LAGOON1\_FINE\_NS are respectively shown in Figs. 8.23a and 8.23b in an attempt to locate the spurious noise source on the landing gear. Higher rms wall-pressure levels are noticeable on the upper part of the leg of LAGOON1\_FINE\_WL, whereas both cases show a similar rms wall-pressure distribution on the wheel. Hence, it may be assumed that the spurious noise comes from the upper leg.

Figure 8.23c shows the comparison of the wall-pressure spectra with and without wall-modeling at the point P2, which is located at  $z = 0.6$  m and at  $90^\circ$  on the upper leg. LAGOON1\_FINE\_WL shows higher levels than LAGOON1\_FINE\_NS for the frequency range investigated, and particularly at 200 Hz where the overshoot is about 25 dB. Hence, the spurious noise source at low frequency seems to be located on the landing gear leg. This assumption is strengthened by the fact that the leg should emit mainly on the sideline direction due to the leg wall normals orientation. Indeed, the discrepancies on the far-field noise are mainly observed on the sideline arc but hardly on the flyover arc.

The reasons for such discrepancies are subject to an open discussion. The flow around the leg is critical for the Reynolds number considered. It is well-known [149] that the flow around a circular cylinder is highly sensitive to the Reynolds number for that regime, for instance either in term of shedding frequency or in term of boundary-layer separation angle. Hence, an explanation could be that the standard law-of-the-wall modifies the flow regime around the cylinder and then creates or increases the efficiency of the noise source on the landing gear leg. A solution to cope with that issue would be to use more advanced wall models, including adverse pressure gradient effects for instance, or to increase the mesh refinement at the wall.

### **8.3.2 Artificial viscosity sensitivity**

The influence of the amount of the fourth order artificial viscosity applied on the residual to prevent point to point oscillations (wiggles) is investigated in this section. This parameter is usually set as low as possible in order to limit the total artificial viscosity. Indeed, a too higher value may degrade the result accuracy. The effect on the accuracy is studied on the LAGOON1\_VERYFINE mesh for three values of the fourth order artificial coefficient  $smu4$ . The results obtained with the baseline value ( $smu4=0.01$ ) is compared with those obtained with **smu4** values of 0.05 and 0.1.

**Mean pressure coefficient** Figure 8.24 shows the mean pressure coefficient on the left wheel for the three cases investigated. It can be observed that a too important amount of fourth order artificial viscosity deteriorate the results. Indeed, discrepancies are observed after  $100^\circ$ , where the

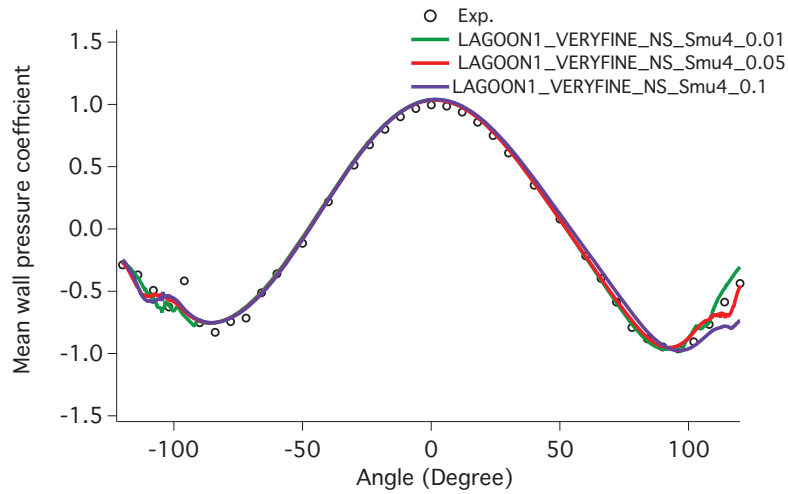


Figure 8.24: Wall-pressure coefficient distribution on the left wheel.

mean pressure coefficient is under-predicted. These effects can be linked to an early boundary layer separation.

**Mean streamwise velocity** Figure 8.25 shows the mean streamwise velocity in the plane  $z = 0$  for the three **smu4** investigated, zoomed in on a wheel cavity. It can be observed that modifying the fourth order artificial viscosity has a strong influence on the boundary layers separation points. Indeed, a higher artificial viscosity (**smu4**=0.05 and 0.1 shown in Figs. 8.25b and 8.25c respectively) leads to early boundary-layer separation compared with the LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.01 case (Fig. 8.25a). It leads to larger flow recirculation areas in the upstream part of the tyre, while LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.01 shows smaller flow dead zones. Then, this parameter modifies the mean flow topology for this wall mesh refinement.

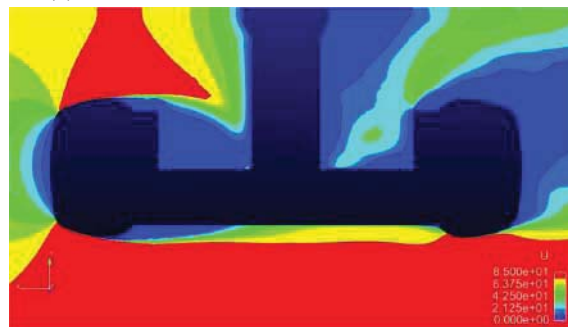
**Wall pressure fluctuations rms** The wall pressure fluctuations rms  $p_{rms}$  for the three cases investigated are shown in Fig. 8.26. Significant differences can be observed between the **smu4**=0.01 case and the **smu4**=0.05 and **smu4**=0.1 cases:

- Inside the wheel, the upstream part of the tyre shows high pressure rms levels for the **smu4**=0.01 case, while strongly lower levels are observed for the **smu4**=0.05 and **smu4**=0.1 cases.
- Outside the wheel, high pressure rms levels are observed just after the backward facing step on the wheel for the **smu4**=0.01 case (Fig. 8.26b). The **smu4**=0.05 and **smu4**=0.1





(a) LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.01.



(b) LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.05.



(c) LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.1.

Figure 8.25: Influence of the 4th order viscosity coefficient on the flow. Mean streamwise velocity (m/s) in the plane  $z = 0$ .

cases (Figs. 8.26d and 8.26f) highlight the same high pressure rms levels, but they occur downstream of the backward facing step.

For the two sides of the wheels, the modification of the boundary layer separation positions caused by an increase of the fourth artificial viscosity leads to modified pressure fluctuations levels on the wheels wall.

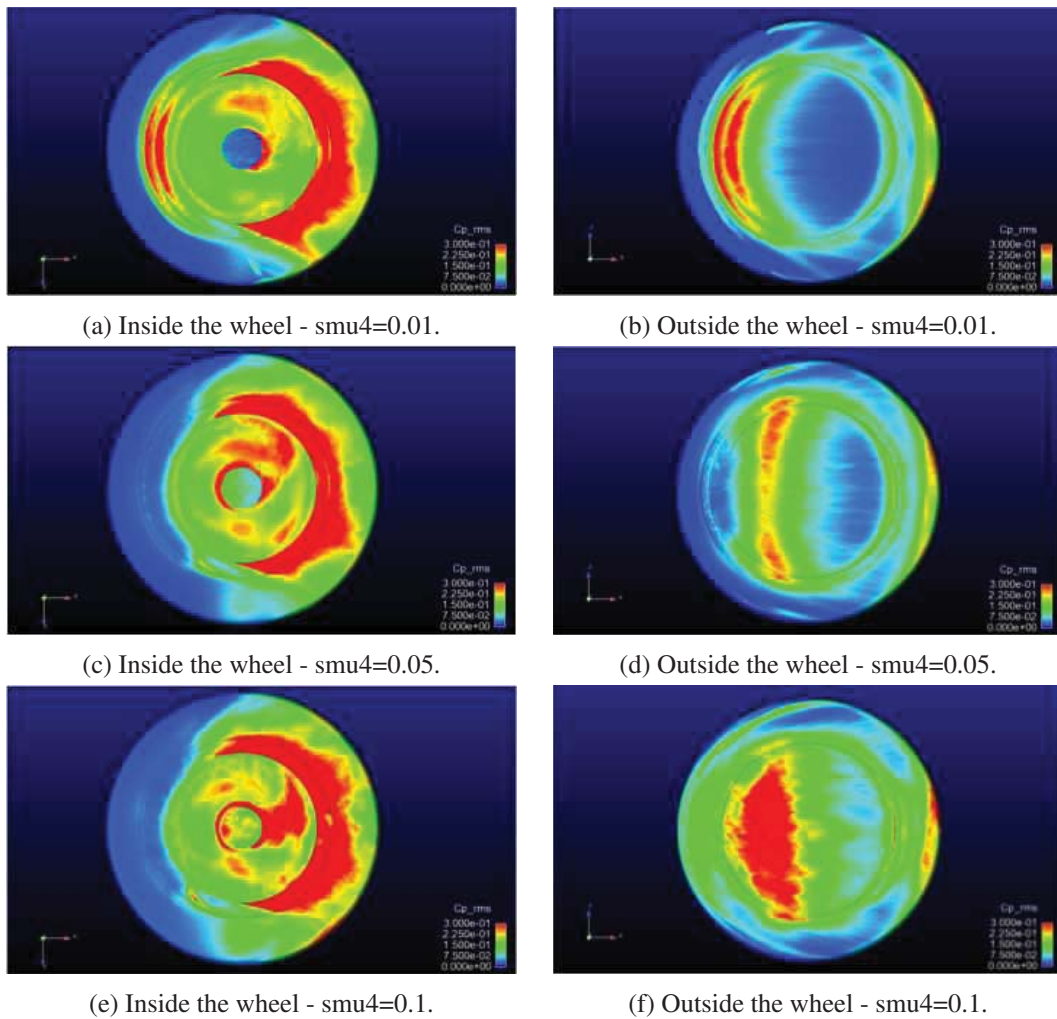


Figure 8.26: Influence of the fourth order artificial viscosity on the wall pressure fluctuations rms (Pa).

**Wall pressure PSD in the inboard side of the tyre** Figures 8.27a, 8.27b and 8.27c show the wall pressure PSD at the Kulites K13, K14 and K15 in the inboard side of the tyre. Curiously, the increase of the fourth order artificial viscosity improves the agreement with respect to the experiment, while it deteriorates the wall pressure coefficient distribution on the wheel. This effect can be explained by the fact that the boundary layer tend to separate earlier while the fourth order artificial viscosity is increased. Indeed, K14 and K15 are located in a backward facing step which shows lower pressure fluctuations when the flow is fully attached or when the flow is fully separated. It can be assumed that LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.01 K14 and K15 kulites undergo strong pressure fluctuations caused by wrong separation positions due to an in-

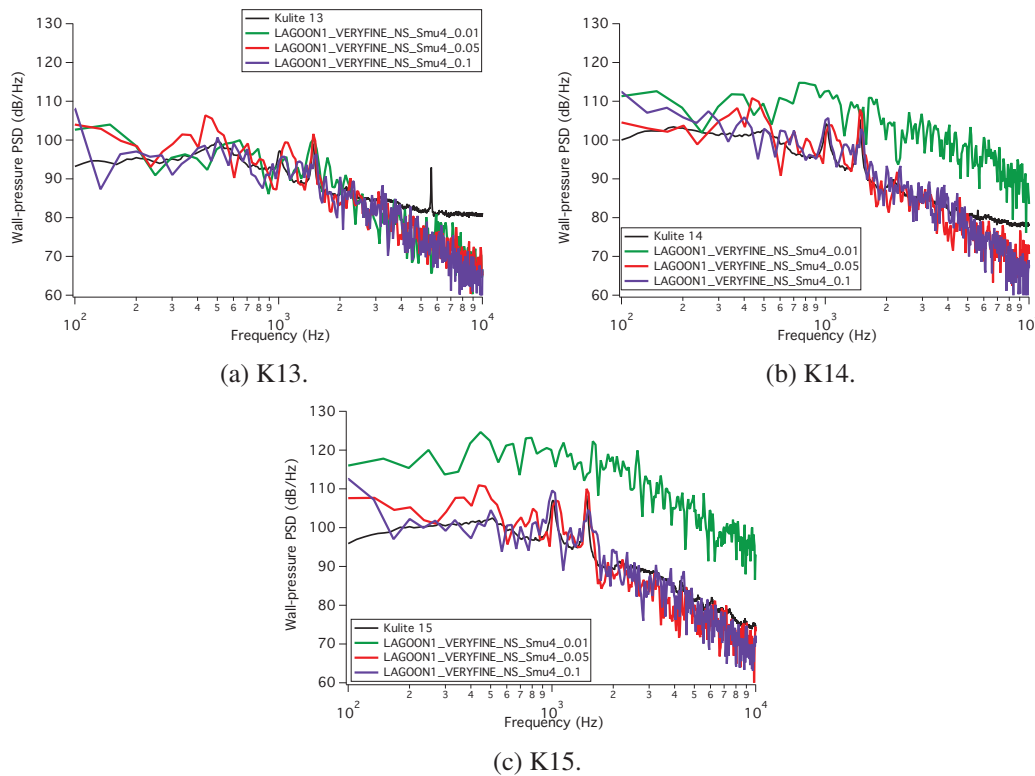
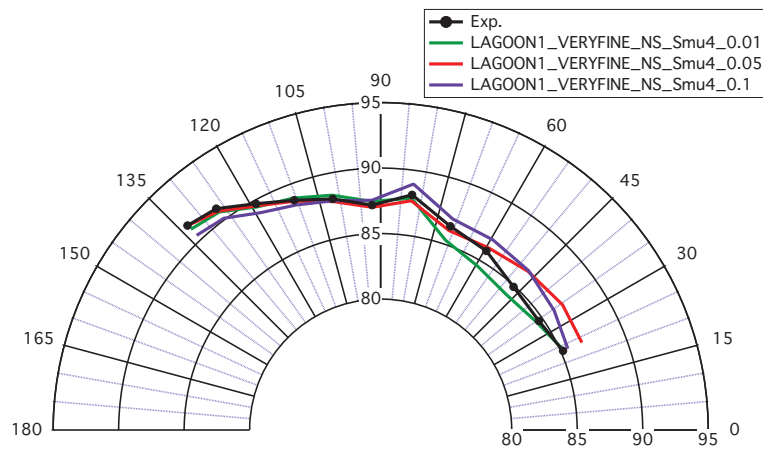


Figure 8.27: Wall-pressure PSD in the inboard side of the tyre kulites K13, K14 and K15.

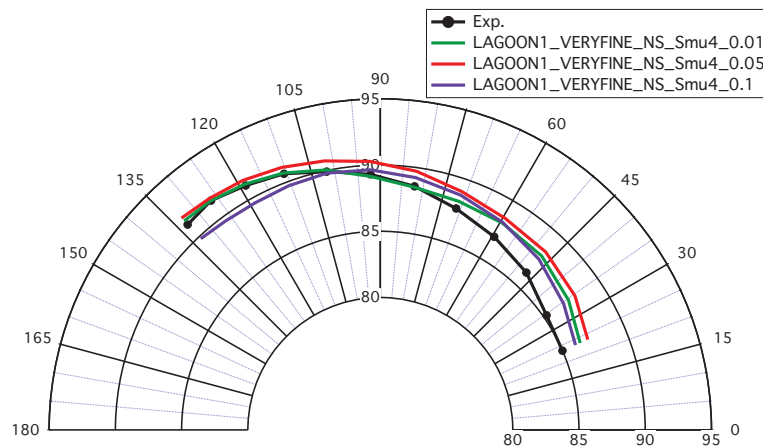
sufficient mesh refinement. On the contrary, LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.05 and LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.1 show earlier separations on the backward-facing step which results to large recirculation zones. It leads to lower pressure fluctuations and hence to a better, but fortuitous, agreement of the wall pressure spectra with experiment, which mainly account for the acoustic modes between the wheels.

**Overall sound pressure levels** Figures 8.28a and 8.28b show the OASPL on the flyover and sideline microphone arcs respectively, for the three cases investigated in this section. It can be observed that the levels are sensitive to the amount of fourth order viscosity used in the simulation. The maximum results dispersion (2 dB) can be observed at low angle for the flyover arc, whereas the three cases lead to similar levels at large angles. Concerning the sideline arc, a similar dispersion of the results can be observed, but at large angles, whereas the dispersion is somehow limited at small angles. Yet, it can be observed that LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.01 yields the best results, whereas the two other cases show higher OASPL in general.

It can be then concluded that the fourth order artificial viscosity has a significant influence on the aerodynamic and acoustic results for the considered mesh, which do not resolve the inner



(a) OASPL on the flyover arc.



(b) OASPL on the sideline arc.

Figure 8.28: Influence of the fourth order viscosity on the OASPL.

layer of the turbulent boundary layers. Indeed, it has a strong influence on the local Reynolds number and may trigger an early boundary layer separation. At some localized area, a larger artificial viscosity may lead to a fortuitous agreement with experiment. Yet, the agreement with experiment on global acoustic results is obtained with LAGOON1\_VERYFINE\_NS\_Smu4\_0.01, which shows the smaller fourth order artificial viscosity levels.

### 8.3.3 Study of a reduced landing gear

Some discrepancies with respect to the experimental measurements were observed at some localized areas on the LAGOON1\_VERYFINE mesh, mainly located near boundary layer separation

locations (Kulites K6, K7, K14 and K15 for instance). Three extra mesh refinements are performed at the landing gear wall on a reduced geometry to observe their influences on the boundary layer separation positions and on the pressure fluctuations rms on the landing gear wall. Yet, the results cannot be compared with the LAGOON database as the wheels cavity modes as well as the other wheel blocking effects are not present in the reduced simulation. Thus, only a qualitative analysis is performed in this section.

### 8.3.3.1 Simulation parameters

Case name	dt (s)	T (s)	#Elements	#Points /D	$\Delta_{y,wall}$ (m)	Mean $y^+$
LAGOON1_HALF_VERYFINE	$1 \times 10^{-7}$	0.1	$36 \times 10^6$	375	$2 \times 10^{-4}$	30
LAGOON1_HALF_XFINE	$7 \times 10^{-8}$	0.07	$48 \times 10^6$	500	$1.5 \times 10^{-4}$	25
LAGOON1_HALF_XXFINE	$6 \times 10^{-8}$	0.06	$63 \times 10^6$	750	$1 \times 10^{-4}$	15
LAGOON1_HALF_XXXFINE	$5 \times 10^{-8}$	0.02	$146 \times 10^6$	1500	$5 \times 10^{-5}$	10

Table 8.3: Summary of the reduced landing gear meshes properties.

The reduced geometry consists of a half LAGOON #1 landing gear geometry cut by the plane  $y = 0$  without the upper part of the leg. The computational domain, shown in Fig. 8.29, is highly similar to the one used for the full geometry cases. Yet, it shows half the dimension of the original domain in the  $y$ -direction, caused by the  $y = 0$  plane cut. The boundary conditions are also the same than the ones used for the LAGOON1\_VERYFINE\_NS case, except for the patch on the plane  $y = 0$  which is set to a symmetry boundary condition.

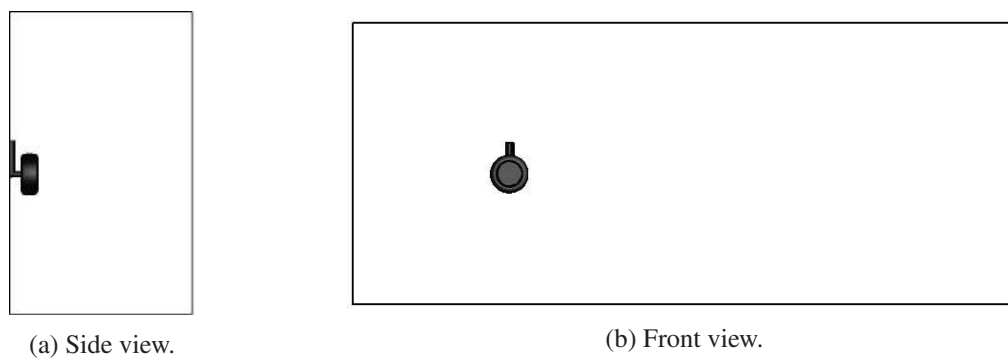


Figure 8.29: Computational domain of the reduced landing gear.

A summary of the reduced landing gear cases studied is presented in Tab. 8.3. The LAGOON1\_HALF\_VERYFINE case show the same wall mesh density as the LAGOON1\_VERYFINE\_NS case. The three other cases show increasing mesh densities at the landing gear walls. Figure 8.30 illustrates the reduced landing gear  $y^+$  distribution for each mesh of the table 8.3. For each case,

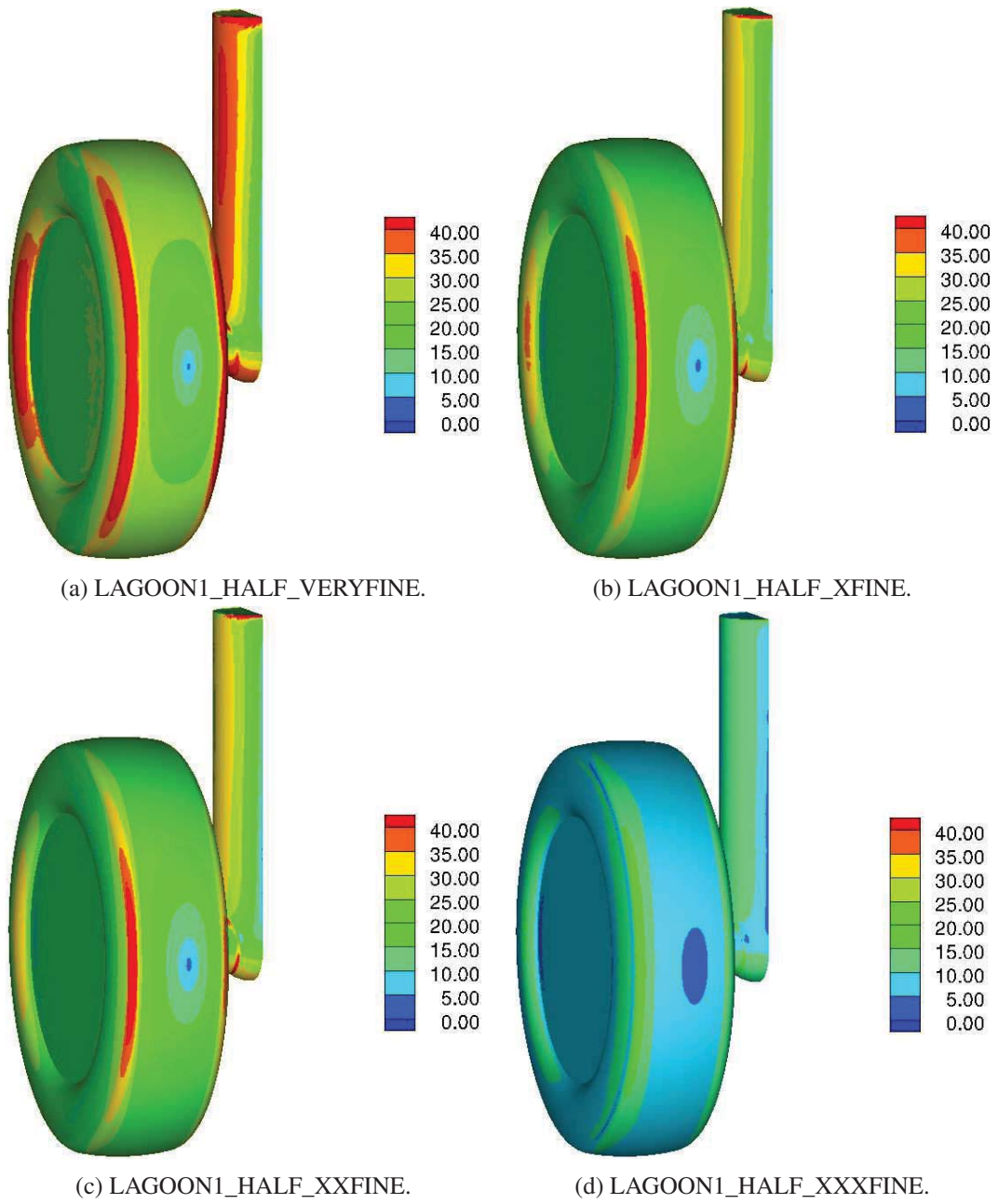


Figure 8.30:  $y^+$  distributions of the half landing gear meshes.

the explicit time-step fulfill a CFL=0.7 condition, and the sampling time has been extended at much as possible.

### 8.3.3.2 Results and discussion

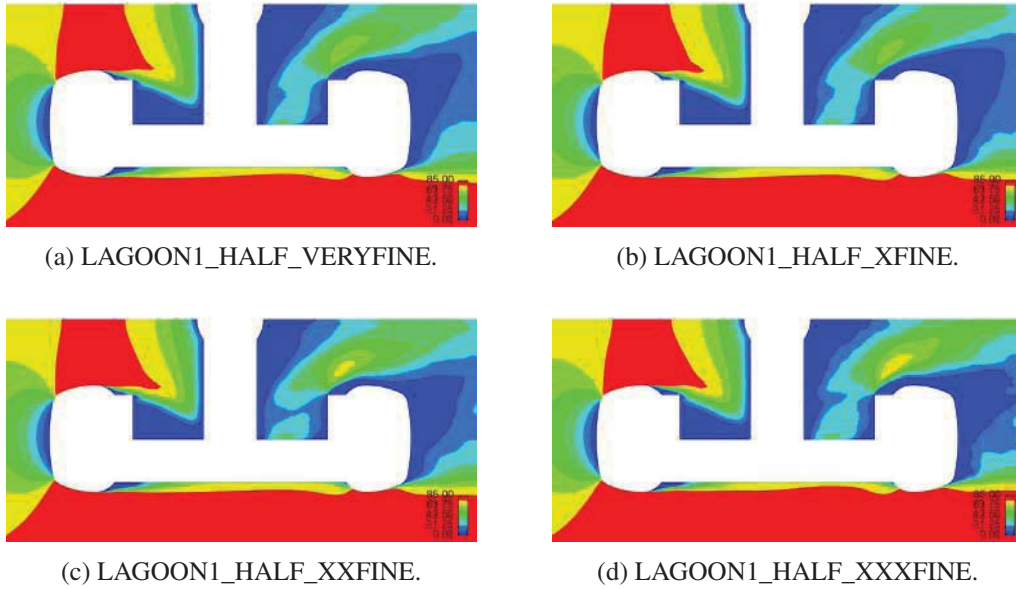
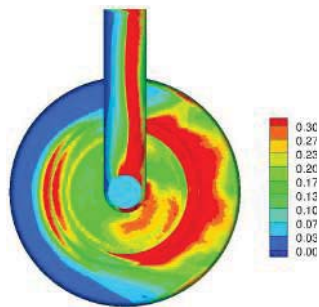


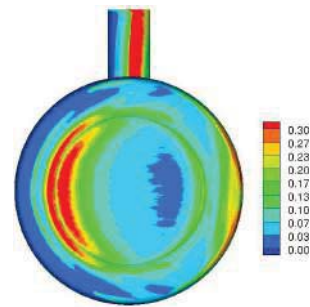
Figure 8.31: Influence of the wall mesh refinement on the flow. Mean streamwise velocity (m/s) in the plane  $z = 0$ .

Figures 8.31a, 8.31b, 8.31c and 8.31d exhibit the mean streamwise velocity in the plane  $z = 0$ , zoomed in on the right wheel. At first sight, there is no clear evidence of any improvement of the flow pattern. Especially, the recirculation zones at the upstream part of the tyre are not clearly modified by the mesh refinements.

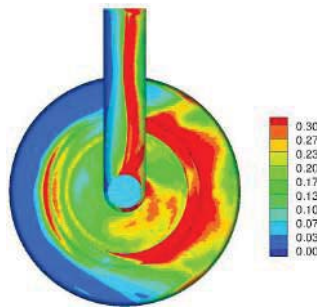
However, significant modifications of the wall pressure fluctuations rms (Fig 8.32) can be noticed on the finest mesh in the inboard and outboard sides of the tyre (Figs. 8.32g and 8.32h respectively), whereas the three coarser meshes show strong pressure fluctuations rms just after the backward-facing steps, as observed in the LAGOON1\_VERYFINE\_NS case. Then, it can be supposed that the mesh refinement tend to recover the experimental measurements by removing the spurious strong pressure fluctuations in these locations.



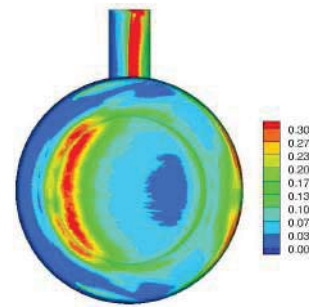
(a) Inside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_VERYFINE.



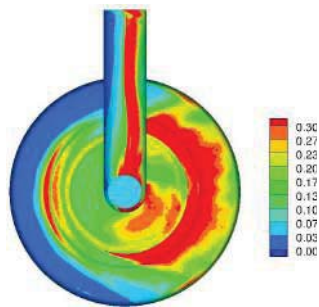
(b) Outside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_VERYFINE.



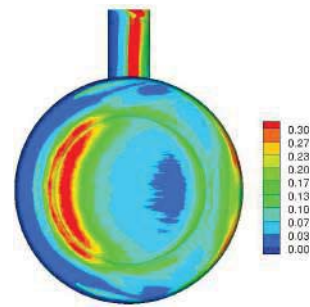
(c) Inside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_XFINE.



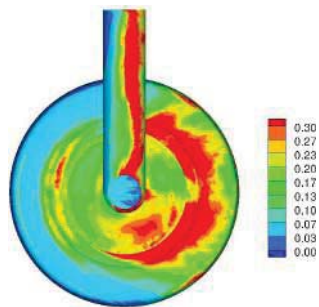
(d) Outside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_XFINE.



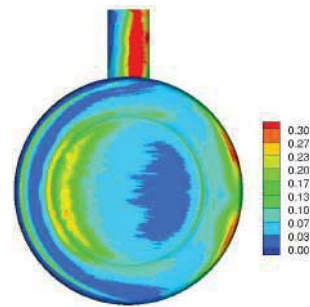
(e) Inside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_XXFINE.



(f) Outside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_XXFINE.



(g) Inside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_XXXFINE.



(h) Outside the wheel - LA-GOON1\_HALF\_XXXFINE.

Figure 8.32: Influence of the wall mesh refinement on the flow. Wall-pressure rms on the landing gear walls (Pa).



### 8.3.4 Preliminary conclusions

Under the light of the previous numerical studies on the full and reduced LAGOON #1 landing gear geometries, the following conclusions can be drawn:

- An insufficient boundary layer resolution leads to inaccurate boundary layer separation locations, and most likely to discrepancies in the acoustic results. It also leads to a significant sensitivity to artificial viscosity. The discrepancies observed at some localized positions start to improve with a mesh showing an average  $y^+$  of 10, which indicates that a wall-resolved mesh or a wall model would be necessary to get accurate results.
- A standard wall-law model is not able to improve the accuracy of the aerodynamic and acoustic results. Then, it stresses that a more elaborated model taking account of the pressure gradient is necessary to improve the results on mesh which do not resolve the boundary-layers and flow separations.
- Even though the previous issues pointed out, the main characteristics of the aerodynamic and acoustic results are obtained on the LAGOON1\_VERYFINE\_NS case, and enable performing an accurate noise source analysis.

## 8.4 Noise sources analysis

An extensive noise source analysis of the LAGOON #1 landing gear is performed in this section, using the aerodynamic and acoustic data of the LAGOON1\_FINE\_NS and LAGOON1\_VERYFINE\_NS cases. Most of the post-processing tools presented in Chapter D are used to assess the locations and the nature of the noise sources:

- Spectral and DMD analysis tools are used on the landing gear wall and on the fluid domain to locate the noise sources and explore their spectral content, as performed on the rod-airfoil benchmark.
- A clear identification of the wheel cavity tones is performed using the Helmholtz equation solver AVSP.
- The contribution of each landing gear element is identified with the help of their solid FW-H contributions.

# Band	Start->End frequencies	Central frequency
1	445->561	500
2	561->707	630
3	707->891	800
4	891->1122	1000
5	1122->1414	1250
6	1414->1782	1600
7	1782->2245	2000
8	2245->2828	2500
9	2828->3564	3150
10	3564->4490	4000
11	4490->5657	5000

Table 8.4: Third octave bands used for wall pressure fluctuations maps.

## 8.4.1 Spectral and DMD analysis

### 8.4.1.1 Wall pressure third octave band maps

The wall pressure third octave band maps, shown in Figs 8.33, 8.34, 8.35 and 8.36, are performed for 11 third octave bands ranging from 445 Hz to 5657 Hz using the wall pressure fluctuations of the LAGOON1\_VERYFINE\_NS case. They are carried out for four views of the landing gear (front, behind, left, right). The following observations can be drawn:

- The strong pressure fluctuations zones are located at the back of the wheels, at the inboard and outboard side of the tyre and the sides of the leg. They correspond to boundary layer separation positions (leg, upstream part of the wheels) or to impingement locations (downstream part of the tires).
- These zones cover a wide range of third octave bands, and thus highlight the broadband character of these sources.
- There is no evidence of the cavity tones on the third octave band maps. It is assumed that the acoustic levels are drown into the hydrodynamic fluctuations caused by the leg and axle wakes.

To conclude, although these maps highlight the noise sources positions caused by boundary layer separations and wake impacts, they do not shed light on the tones at 1 kHz and 1.5 kHz, which then need more elaborated post-processing techniques to be evidenced.

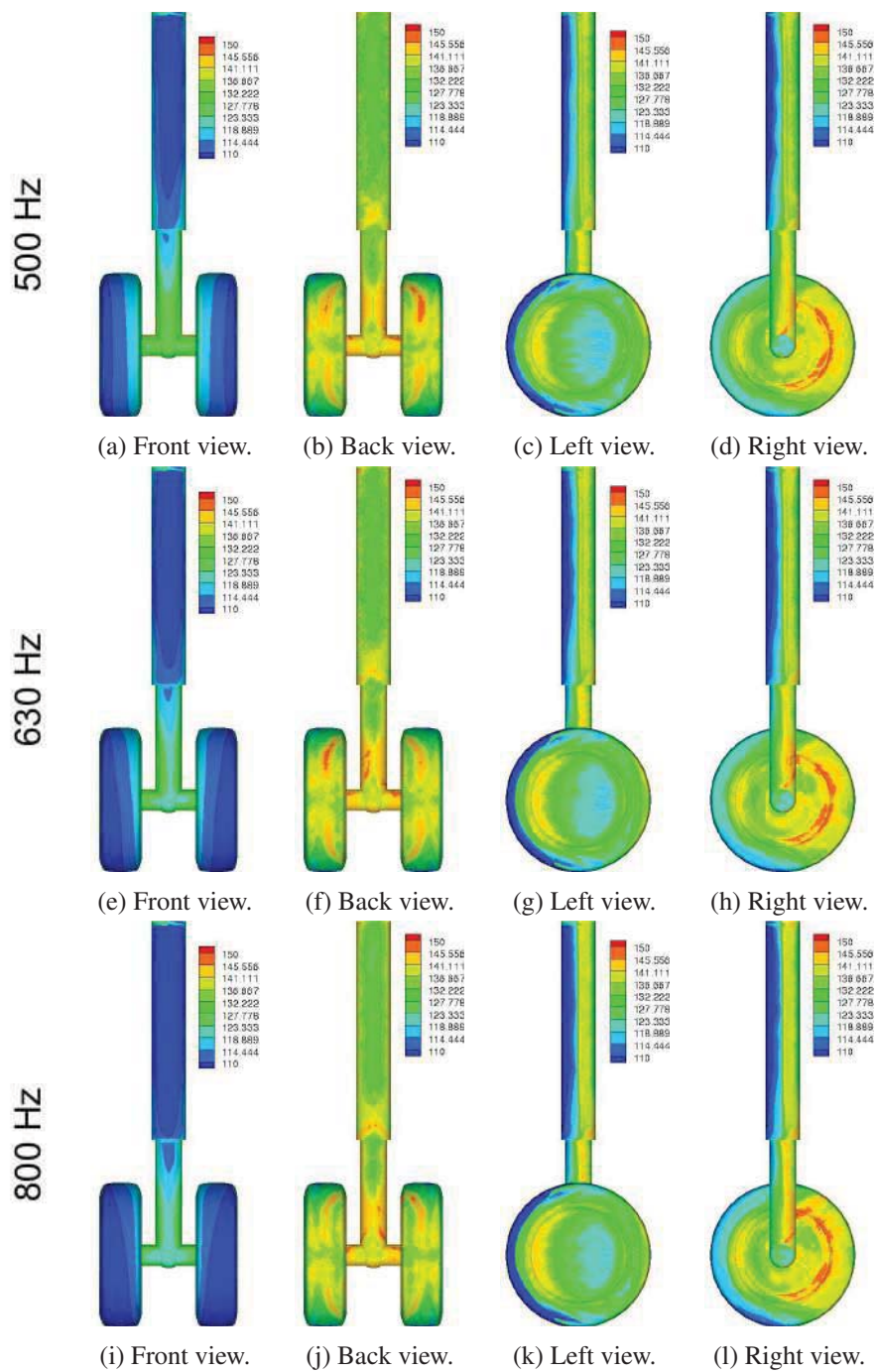


Figure 8.33: Wall-pressure third octave band map ranging from 445 Hz to 891 Hz for LA-GOON1\_VERYFINE\_NS.

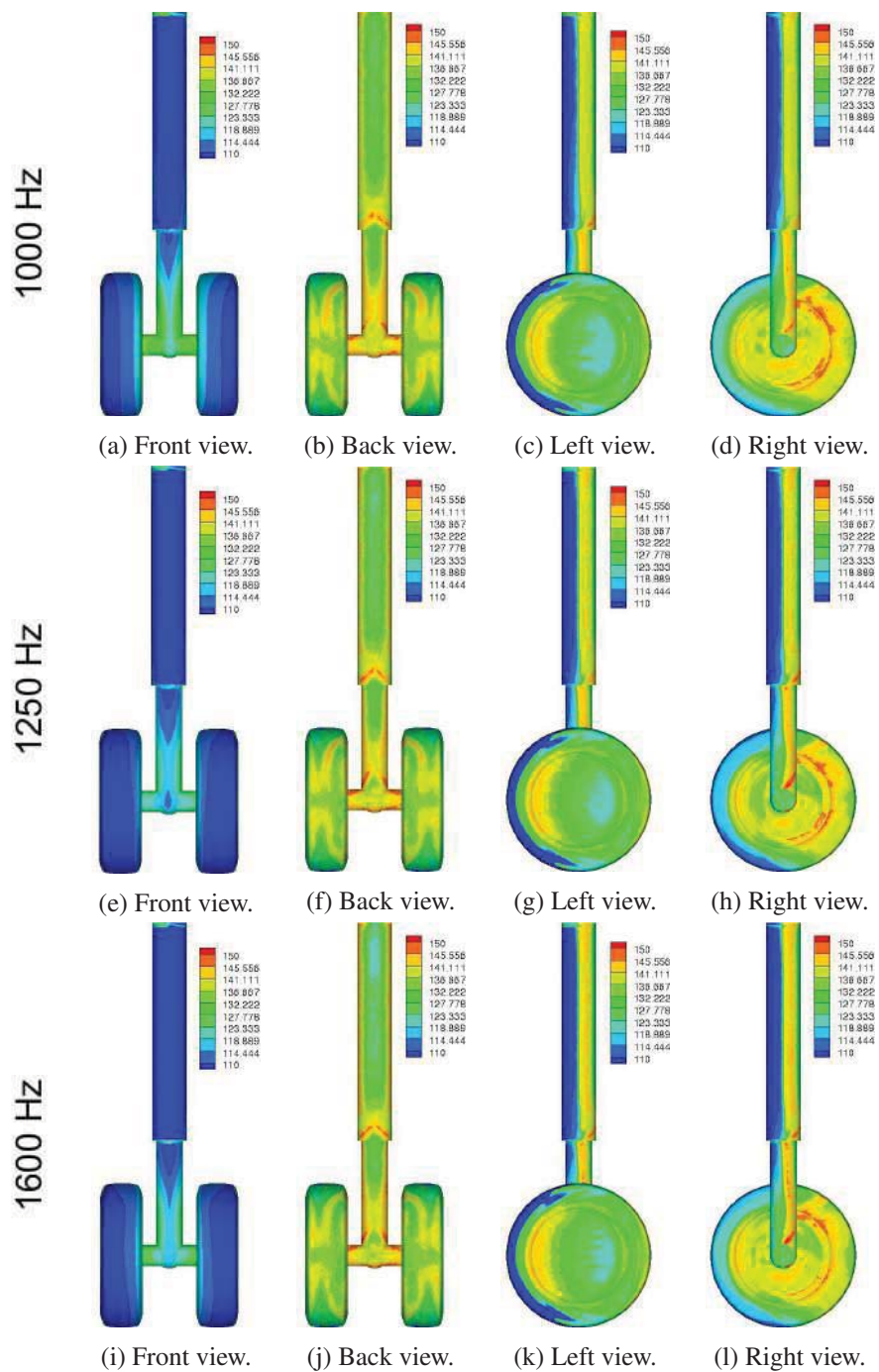


Figure 8.34: Wall-pressure third octave band map ranging from 891 Hz to 1782 Hz for LA-GOON1\_VERYFINE\_NS.

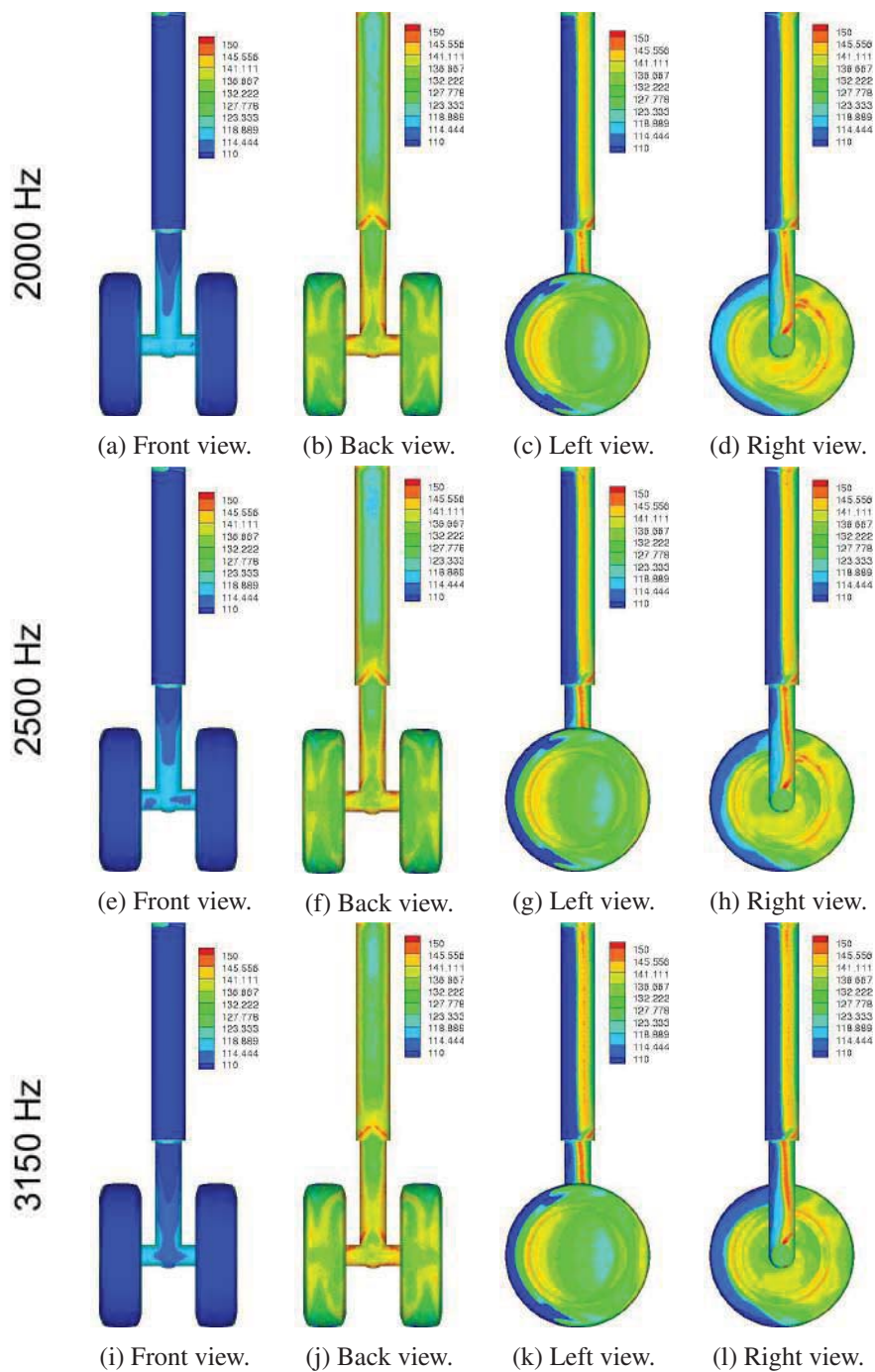


Figure 8.35: Wall-pressure third octave band map ranging from 1782 Hz to 3564 Hz for LA-GOON1\_VERYFINE\_NS.

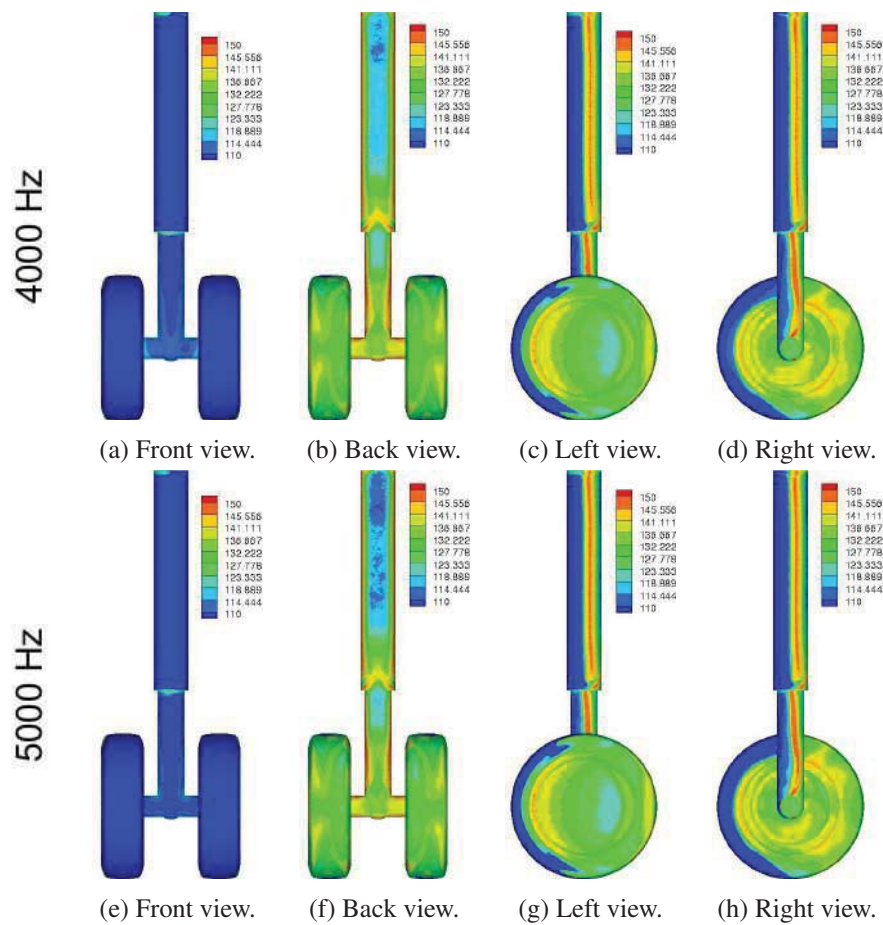


Figure 8.36: Wall-pressure third octave band map ranging from 3564 Hz to 5657 Hz for LA-GOON1\_VERYFINE\_NS.

#### 8.4.1.2 Wall pressure signal processing

Figure 8.37 shows the phase difference between the Kulite K13 and the probe located oppositely on the other wheel. It can be observed a clear phase opposition for both the 1 kHz and 1.5 kHz tone, which support the hypothesis of acoustic cavity modes. Yet, it does not provide any information on the mode structure in the cavity.

Wall pressure fluctuations on the kulite K13 and on its opposite probe K13\_opp on the other wheel have been filtered on several frequency bands. Particularly, the 900 Hz to 1100 Hz and 1400 Hz to 1600 Hz frequency bands surrounding the 1 and 1.5 kHz tones have been investigated. The filtering has been performed on both the numerical and experimental results, as shown in Figs. 8.38 and 8.39. It can be observed that both the numerical and experimental filtered signal between 1 kHz and 1.5 kHz show an amplitude modulation, which is typical of beating effects

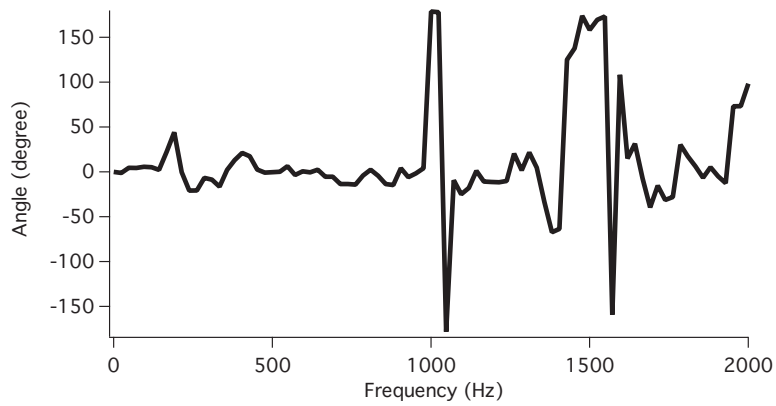
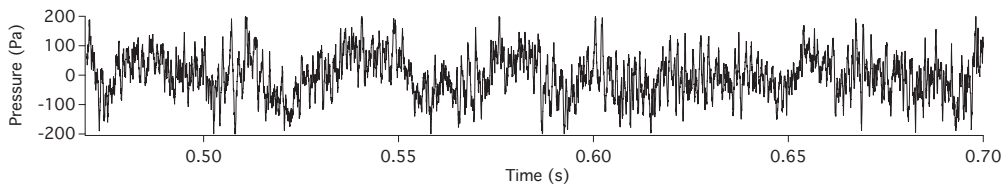
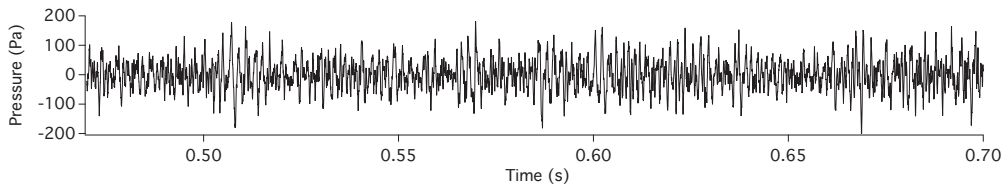


Figure 8.37: Phase difference between K13 and its opposite probe.

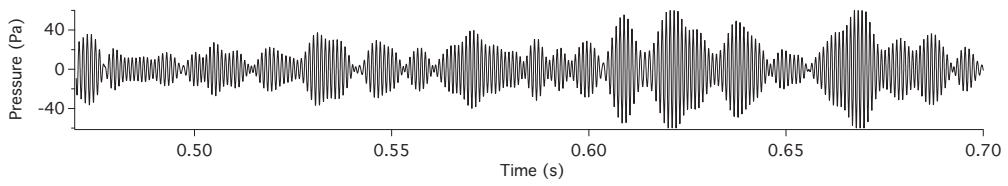
involving modes with close eigen frequencies. Yet, the K13 and K13\_opp filtered signal envelopes, presented in Fig. 8.40, do not show a clear phase compatibility, which then eliminates a simple 2 modes interaction as it will be shown in Sec. 8.4.2. These beating effects are then still subject to investigations.



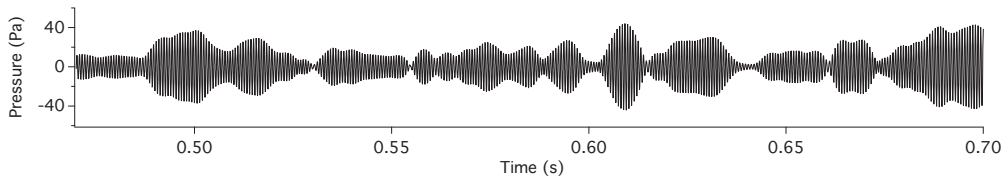
(a) Original wall pressure at K13.



(b) Wall pressure filtered between 200 Hz and 10 kHz.



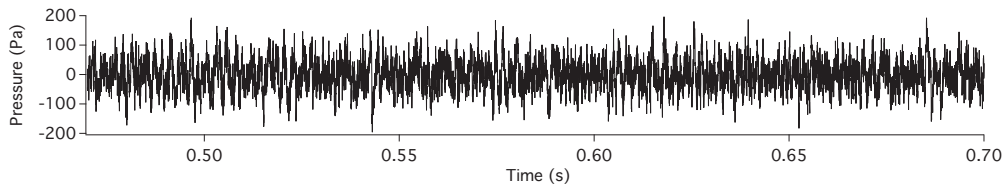
(c) Wall pressure filtered between 900 Hz and 1100 Hz.



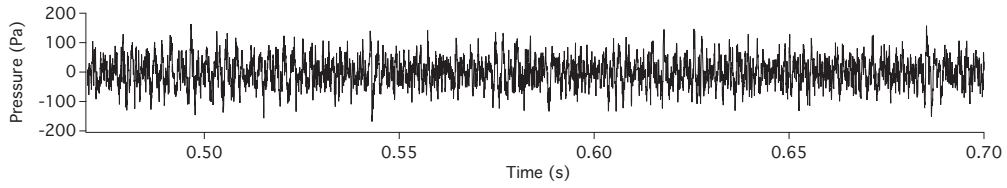
(d) Wall pressure filtered between 1400 Hz and 1600 Hz.

Figure 8.38: LAGOON1\_VERYFINE\_NS K13 wall pressure filtering.

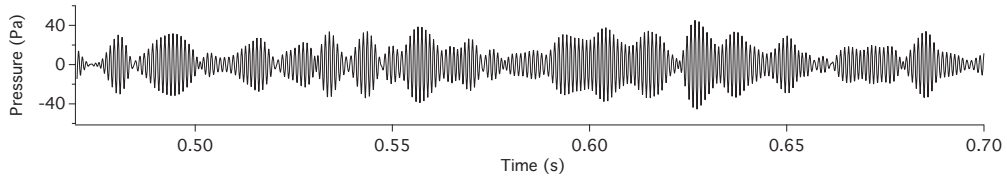




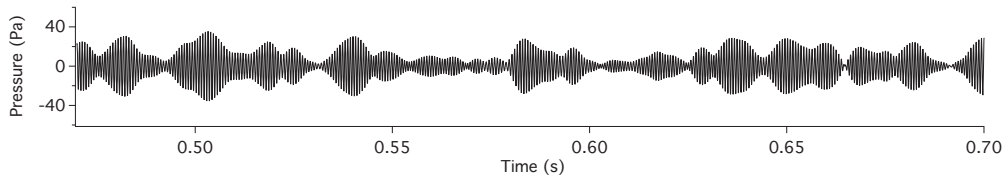
(a) Original wall pressure at K13.



(b) Wall pressure filtered between 200 Hz and 10 kHz.

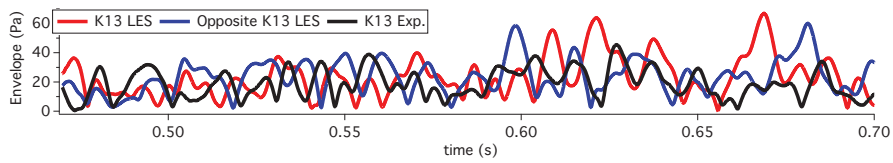


(c) Wall pressure filtered between 900 Hz and 1100 Hz.

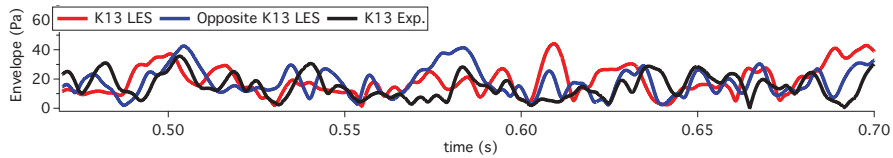


(d) Wall pressure filtered between 1400 Hz and 1600 Hz.

Figure 8.39: Experimental K13 wall pressure filtering.



(a) Envelope of the wall pressure filtered between 900 Hz and 1100 Hz.



(b) Envelope of the wall pressure filtered between 1400 Hz and 1600 Hz.

Figure 8.40: K13 and opposite probe filtered wall pressure envelopes.

### 8.4.1.3 DMD analysis

In order to identify the structure of the cavity tones between the landing gear wheels, a DMD analysis is performed using 50 solution snapshots of the LAGOON1\_FINE\_NS case leading to a 0.01 s sampling time. The details of the method are described in Chapter D. The finer mesh case has not been used for memory cost reasons. An emphasis is put on the DMD modes at 1 kHz and 1.5 kHz, in order to evidence the cavity tones that are supposed to occur between the wheels.

**1 kHz tone** Figure 8.41 show the 1 kHz DMD mode phase on the plane  $z = 0$ . Firstly, it can be noticed that the levels are very noisy. This effect can be explained by the fact that both a linear acoustic problem (the acoustic mode between the wheel, driven by geometrical dimensions) and a non-linear process (the turbulent wake development) are occurring in the flow. It is then hard to find a linear operator accounting for both physical processes. Yet, a clear phase opposition can be observed between the two upstream wheel cavities. This phase opposition is typical of an acoustic cavity mode, and support the hypothesis of cavity modes. However, the downstream part of the cavities are very noisy, due to the leg and axle wakes. Then, it is difficult to clearly identify the mode spatial structure.

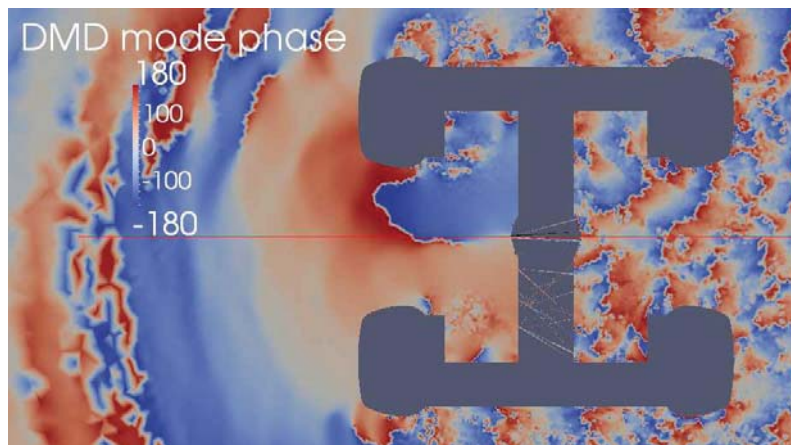


Figure 8.41: DMD 1 kHz mode phase (degree).

**1.5 kHz tone** Figure 8.42 show the 1.5 kHz DMD mode phase on the plane  $z = 0$ . As observed for the 1 kHz DMD mode, the phase levels are also very noisy, and the phase opposition between the two cavities are less obvious. Also, the mode structure cannot be defined due to the highly noisy levels in the downstream part of the cavities.

To conclude, the DMD analysis is more successful than the wall pressure third octave band maps to evidence cavity tones for this configuration. Yet, the presence of both a pure acoustic phenomenon and a turbulent wake development hamper the DMD algorithm to properly converge

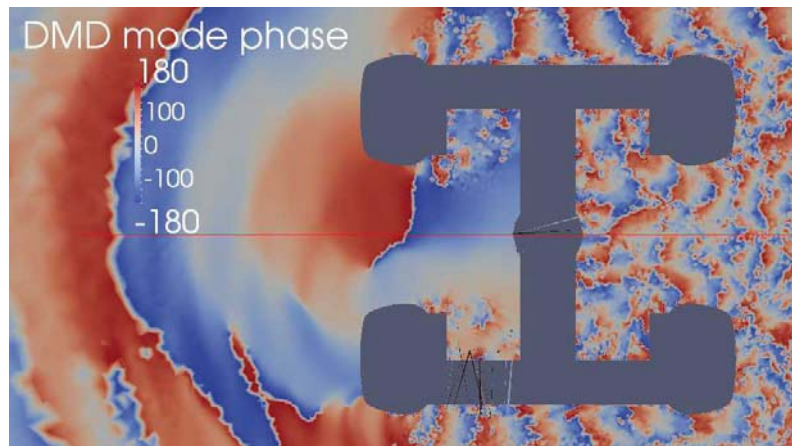


Figure 8.42: DMD 1.5 kHz mode phase (degree).

to a mode which combine the two processes. A solution to better capture the acoustic mode with DMD could be to roughly filter the acoustic pressure from the solutions. Then, although the modes at 1 kHz and 1.5 kHz are highlighted, their spatial structure are not exhibited by this post-processing method, and additional investigations are needed to clearly evidence them.

## 8.4.2 Cavity tones analysis using a Helmholtz equations solver

The eigen frequency and the spatial structure of a cavity mode is mainly determined by its geometry. The goal of this section is to identify the wheel cavity modes using the AVSP Helmholtz equation solver on the LAGOON #1 geometry. A special attention is paid on the modes showing close eigen frequencies to the tonal frequency peaks observed in the experiment and LES simulations results. A brief comparison will be also made with the recent analytical and numerical analysis of Casalino *et al.* [30].

### 8.4.2.1 Numerical set-up

Figure 8.43a shows the computational domain of the AVSP case. The wheels cavity has been closed by a cylindrical surface represented in blue in Fig. 8.43a to improve the solver convergence, as an AVSP simulation with the whole CFD domain does not converge.  $v' = 0$  boundary condition has been enforced on the landing gear walls (red surface), while  $p' = 0$  has been enforced at the closing cylindrical surface. The mesh, shown in Fig. 8.43b, consists of 423750 tetrahedral elements. Its density is uniform with a characteristic length of 5 mm. The iterative Arnoldi [7] solver has been used to solve the resulting linear problem, and only the first 10 eigen modes, presented in Tab. 8.5, have been selected.

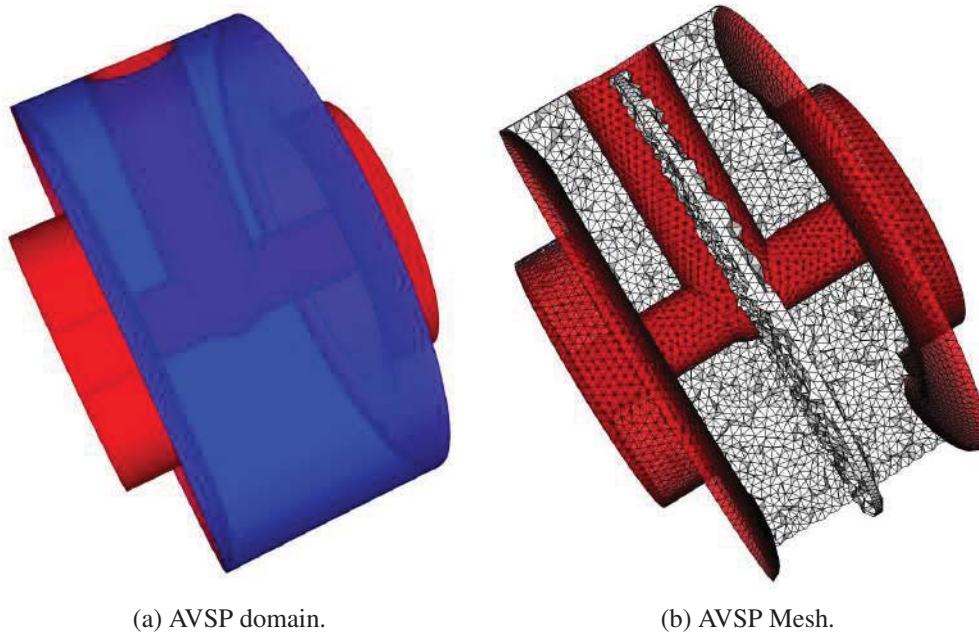


Figure 8.43: AVSP domain and mesh. Wall boundary is in red, and the outlet boundary is in blue.

#### 8.4.2.2 Results and discussion

# Mode	Eigen frequency	Present in LES?
1	744.78	No
2	1048.36	Yes
3	1231.16	No
4	1280.38	No
5	1497.21	Yes
6	1529.07	Yes
7	1795.86	No
8	1860.65	No
9	1926.51	No
10	2019.09	No

Table 8.5: Eigen frequencies of the Helmholtz solver modes.

In Table 8.5, the 10 first eigen modes obtained with AVSP are ordered by their eigen frequencies. The modes 2, 5 and 6 eigen frequencies are close to the tonal frequencies found in the LAGOON #1 experimental measurements and in the numerical simulations. Thus, they may correspond to supposed cavity modes in the LAGOON #1 experiment.

It has also to be remarked that the frequency gap between the modes 5 and 6 fall to 0.5 Hz when the leg is removed from the AVSP case, yet with the same meshing and numerical parameters. It is then assumed that this gap is caused by the  $y$ -axis axial symmetry break.

**Mode 2 at 1 kHz** The second mode modulus and phase on the left and right wheel opposite rims are presented in Fig. 8.44. It can be first observed that the mode modulus are maximum on the two rims (Figs. 8.44a and 8.44b) and are in phase opposition (Figs. 8.44c and 8.44d). These two rims correspond to antinodes of a standing wave.

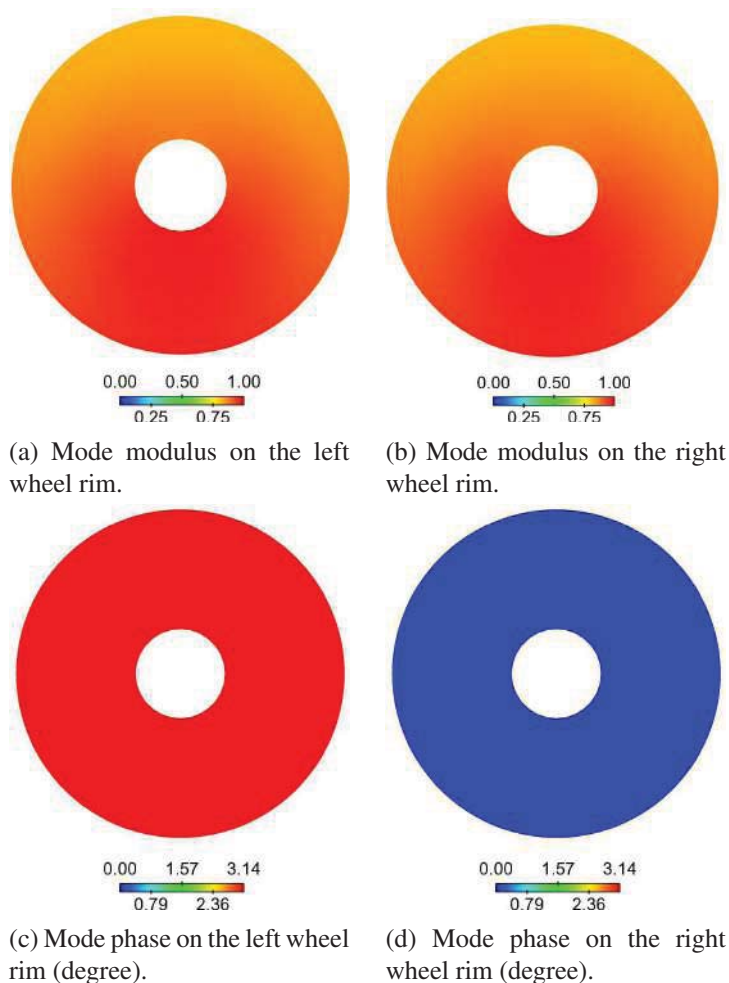


Figure 8.44: Mode 2 modulus and phase on the wheels rims.

Also, Figs. 8.45a and 8.45b show a cut of the second mode in the plane  $z = 0$ . It evidences a pressure node in the plane  $y = 0$  in between the two cavity rims, as the phase switch from  $-180^\circ$  to  $180^\circ$  and the mode modulus is 0.

It can be then concluded that the second mode correspond to a standing cavity mode showing two antinodes at the wheels rims and a pressure node on the mid-plane  $y = 0$ . The pressure fluctuations on the two cavity rims are then in phase opposition, showing a phase anti-symmetry with the  $y = 0$  plane, as observed in the DMD mode and in the wall pressure results. This mode structure is also observed by Casalino *et al.* [30] using fine band pressure filtering. Then, this mode correspond to the 1 kHz mode observed in the experiment and in the simulations. Yet, it does not fully explain the beats observed in the filtered wall pressure in Sec. 8.4.1.2.

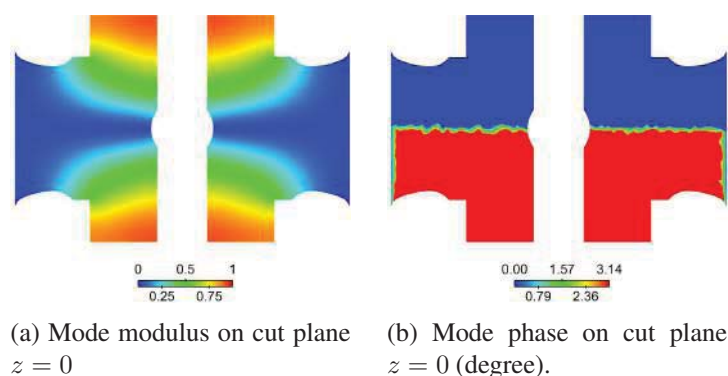


Figure 8.45: Mode 2 modulus and phase on the plane  $z = 0$ .

**Mode 5 and 6 : Tones near 1.5kHz** The mode 5 shows a more complex spatial structure than the mode 2. It can be observed that:

- Two pressure node and two antinodes can be noticed on each cavity rim (Figs. 8.46a and 8.46b).
- The pressure nodes are located on the rim external side, as shown in Fig. 8.47a. They are also oriented along the  $x$ -axis, while the antinodes are oriented along the  $z$ -axis.
- Also, it can be observed a phase opposition of the nodes between the upper side and the lower side of each rim, but also a phase opposition between the two opposite wheel rims.
- As well as for the mode 2, there is a phase anti-symmetry with the plane  $y = 0$ .

The mode 6 spatial structure, depicted in Figs 8.48 and 8.49 shows a very similar pattern to the mode 5 spatial structure when rotated by  $90^\circ$  around the  $y$ -axis. It may be assumed that the axial symmetry breaking with the  $y$ -axis caused by the leg split a standing wave in two. It has also to be remarked that Casalino *et al.* [30] found the same mode spatial structure on a similar case with the axle removed, by filtering the pressure in the  $z = 0$  plane. Yet, Casalino's results with the axle included (nominal LAGOON #1 case) show very noisy results in the downstream part of the wake caused by hydrodynamic pressure fluctuations.

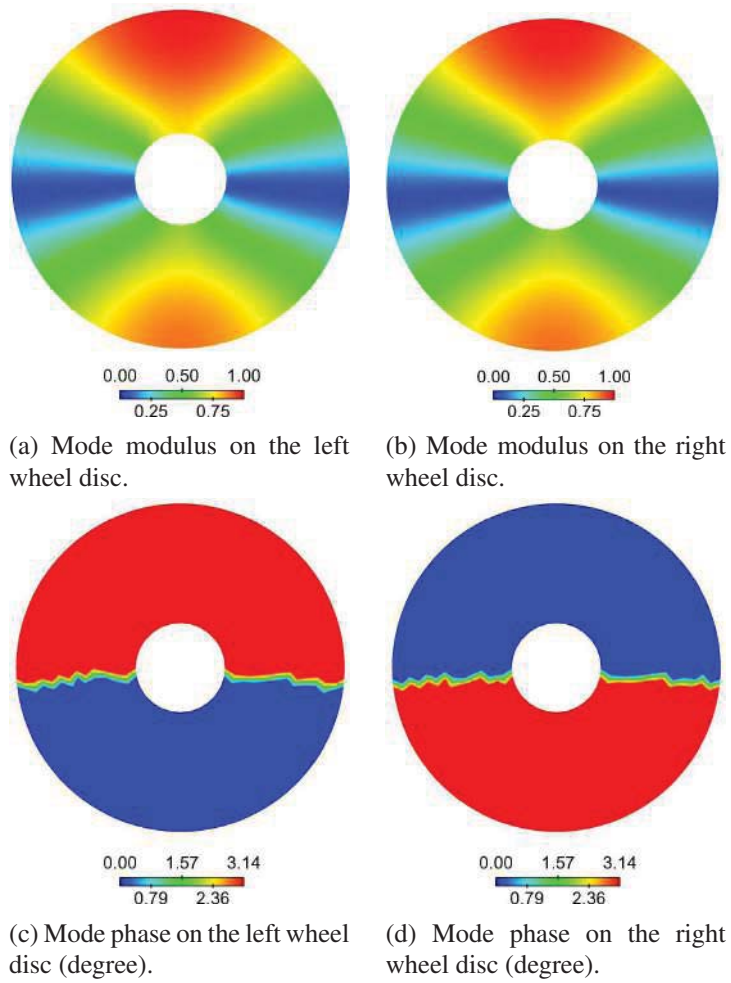


Figure 8.46: Mode 5 modulus and phase on the wheels rims.

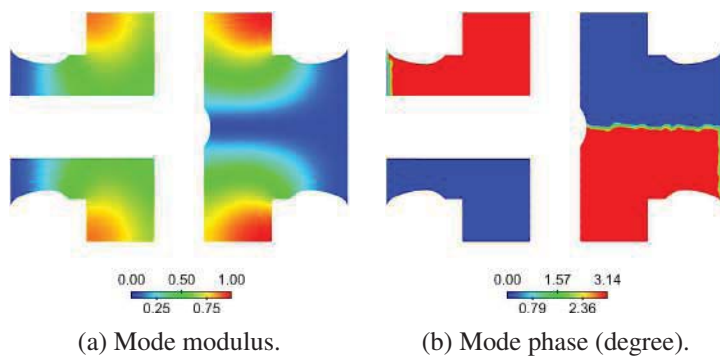


Figure 8.47: Mode 5 structure on the plane  $x = 0$ .

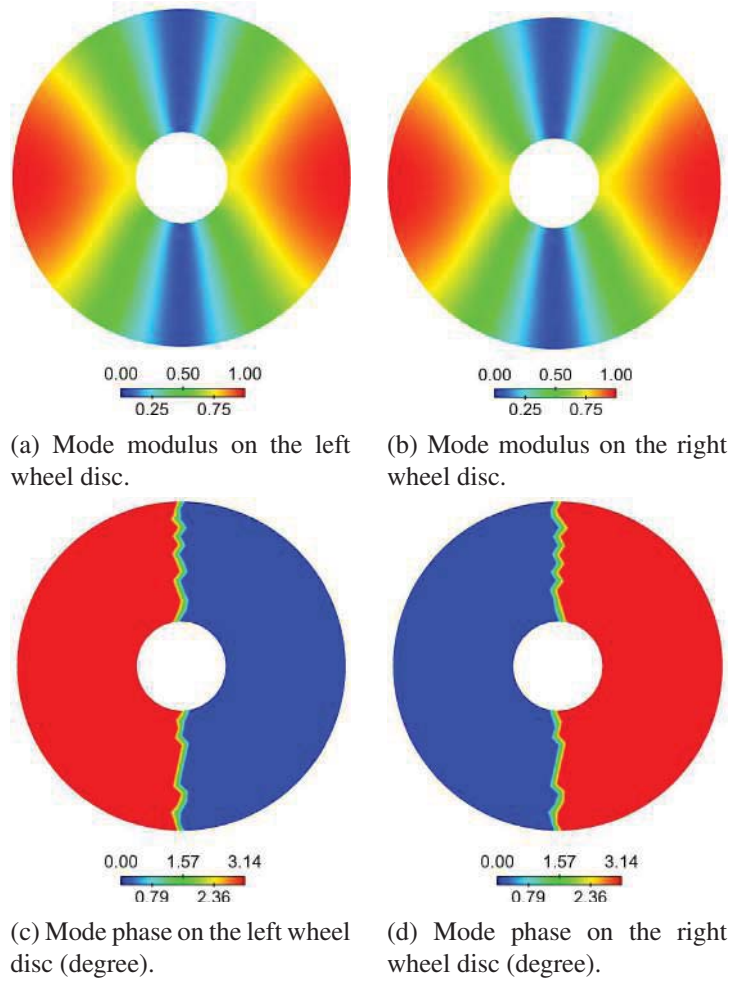


Figure 8.48: Mode 6 structure on the wheels cavity rims.

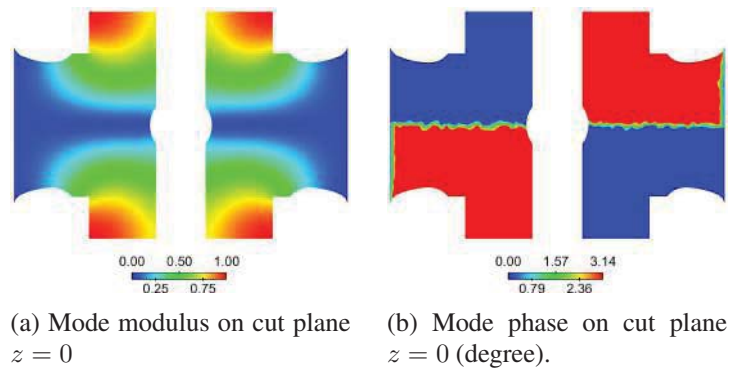


Figure 8.49: Mode 6 structure on the plane  $z = 0$ .



**Modes 5 and 6 : a beat effect?** The summation of two tones of very similar spatial structures which have very close eigen frequencies theoretically lead to a beating effect: a carrier wave with a frequency of  $(f_5 + f_6)/2$  is modulated by a much lower frequency wave of frequency  $(f_6 - f_5)/2$ . Also, the spatial structure of the modes sum shows a spinning behavior, which typically appears when the configuration symmetry is broken (geometrically or by the flow thermodynamical condition).

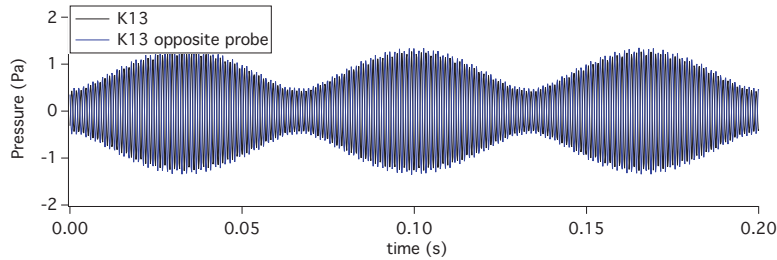


Figure 8.50: Beat between 5 and 6 - K13 and opposite probe.

Such a beating effect could be another attractive explanation of the 1.5 kHz mode spinning behavior than the one reported by Ribeiro *et al.* [147] and Casalino *et al.* [30], which involves modes generated by a system of two opposite and coupled annular cavities. However, such annular modes are not predicted by the Helmholtz solver. Beating effects could also locally explain the wall pressure modulation observed in the present LES simulations while filtering around 1.5 kHz, as shown in Sec. 8.4.1.2. Yet, the resulting mode would impose a phase compatibility of the modulated frequency on each cavity rim, as presented in Fig. 8.50). However, this is neither observed by Ribeiro *et al.* [147] results using Exa Powerflow nor in the present LES simulations.

**Beats: a superposition of a non-random and a random process** Schewe [159] has observed beats in the lift fluctuations of a cross-flow cylinder in a subcritical regime. As an explanation, Schewe has considered that the lift fluctuation phenomenon can be divided into a non-random and a random process:

- The non-random process is represented by the mean shedding frequency (St=0.2 in the subcritical range) fixed by the upstream velocity and the cylinder diameter and accounts for the carrier frequency.
- The random processes are represented by the amplitude modulation of the carrier frequency due caused by the spanwise pressure fluctuations decorrelation and the wideband band low-frequency fluctuations of the drag.

An analogy could be made with the cavity modes at 1 kHz and 1.5 kHz. Indeed, the non-random process would be represented by the mean cavity eigenfrequencies, while the random

processes could be related to sound speed inhomogeneities in the downstream cavity part caused by the leg and axle wakes. Such an explanation explain both the beats for the two cavity modes and their random character.

**Conclusion** It can be definitively concluded that the 1 kHz and 1.5 kHz tonal peaks observed in the experimental measurement originate from acoustic modes. Moreover, the mode structures match those found by Casalino *et al.* [30]. Yet, the present modes found using AVSP do not fully account for the beats observed both in the experimental and numerical results. The latter are most likely the results of the superposition of a non-random and random processes implying fluctuations of the cavity modes eigenfrequencies around their mean values caused by flow inhomogeneities in the leg and axle wakes.

### 8.4.3 Elements solid FW-H contributions spectra and directivity

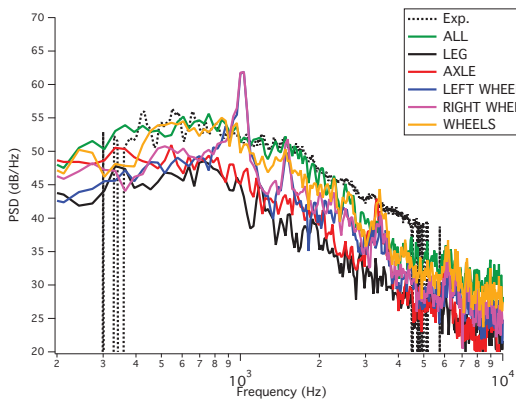
The element solid FW-H contributions of the LAGOON1\_VERYFINE\_NS case are studied in this section. The LAGOON #1 landing gear is divided into 4 distinct elements, as shown in Fig 8.51: the left wheel, the right wheel, the landing gear leg and the axle. Their PSD and OASPL are investigated in order to determine the element far-field acoustic contributions, as described in Chapter D.



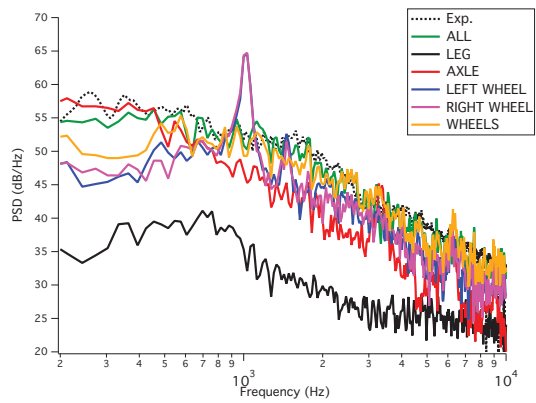
Figure 8.51: LAGOON #1 FW-H solid surfaces.

#### 8.4.3.1 Element solid FW-H contributions spectra

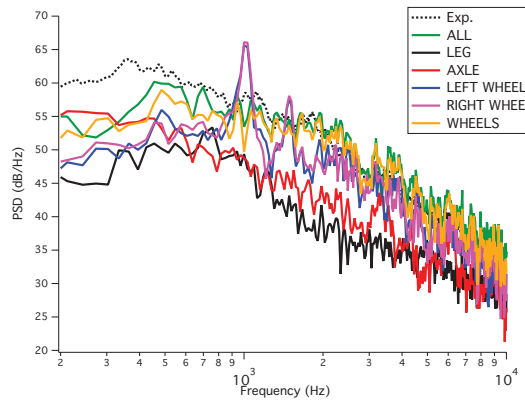
**Flyover arc** Figures 8.52a, 8.52b and 8.52c show the solid FW-H elements far-field acoustic pressure PSD in the flyover arc at  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $140^\circ$  respectively. The following observations can be drawn in the flyover direction:



(a) Far-field pressure PSD at 30° (M12).



(b) Far-field pressure PSD at 90° (M6).



(c) Far-field pressure PSD at 140° (M1).

Figure 8.52: Solid FW-H elements far-field acoustic pressure PSD in the flyover arc.

- The wheels mostly contribute to the broadband part of the spectra on the whole frequency range at all angular positions, except at low frequency range (200 to 400 Hz) where the axle contributes the most.
- The axle shows significant contributions at low frequency range (200 to 400 Hz), where the axle shedding frequency (360 Hz corresponding to a Strouhal number of 0.2) occurs. Yet, they remain 5 dB lower than the wheels sum contributions after 400 Hz.
- The leg contributes equally to the axle after 400 Hz at 30° and 140°, but shows levels 10 dB lower than the axle at 90°.
- 1 kHz and 1.5 kHz tones are strongly contributing at all angular positions for the left and right wheels contributions, while they completely vanish when considering the wheels sum contributions.

Therefore, the wheels are the largest broadband noise contributor in the flyover direction, except for the low frequency range (200 to 400 Hz) where the axle contributes the most (vortex shedding). The axle shows its maximum of radiation near 90°, which is typical of a cylinder dipolar radiation (see chapter 4). The leg shows lower contributions at 90°, as the leg is normal to the observation angle.

Most interestingly, each wheel strongly contributes at 1 kHz and 1.5 kHz while the sum does not exhibit these tones: fully destructive interferences occur for the two tones. Indeed, as these tones originate from acoustic cavity modes which exhibit phase opposition between the two wheels, they equally contribute but in a complete phase opposition in the plane  $y = 0$  plane, on which is located the flyover arc.

**Sideline arc** Figures 8.53a, 8.53b and 8.53c show the solid FW-H elements far-field acoustic pressure PSD in the sideline arc at 30°, 90° and 140° respectively. As observed for the flyover microphone arc, the wheels contribute mostly to the broadband spectra after 400 Hz. Yet, the leg becomes a major contributor instead of the axle in the low frequency range (200 Hz to 400 Hz), particularly at 90°. The 1 kHz and 1.5 kHz tonal peaks are also observed in the contributions of the left and right wheels. Yet, the latter shows higher peak levels than the former, as the acoustic path are not the same for the sideline microphones.

Contrary to the flyover arc, the acoustic path from the left and the right wheels to the sideline microphones differ. Thus, partial destructive interferences occur and the 1.5 kHz tone arises in the wheels sum contributions, as well in the global landing gear numerical and experimental spectra.

#### **8.4.3.2 Elements solid FW-H contributions directivity**

Solid FW-H elements OASPL in the flyover and sideline arcs are shown in Figs. 8.54 and 8.55 respectively. The wheels appear to contribute the most to the flyover and sideline directions.

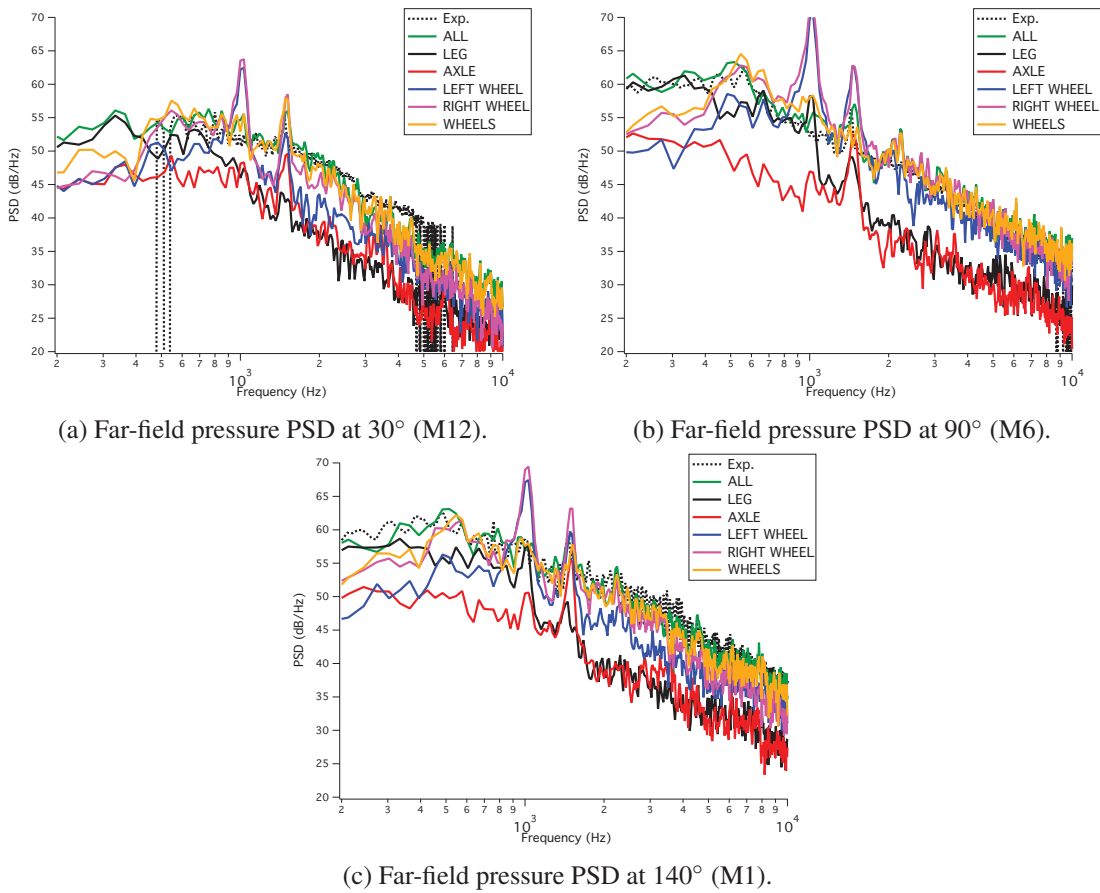


Figure 8.53: Solid FW-H elements far-field acoustic pressure PSD in the sideline arc.

Destructive interference effects can be observed both on the flyover and sideline arc between the left and right wheel contributions, as their OASPL are generally higher than the contribution of their sum. The axle appears to contribute equally with the wheels between 60° and 90° in the flyover direction, as suggested by Liu *et al.* [112]. Yet, it is the less contributing element in the sideline direction. The leg is the less contributing element in the flyover direction, with a minima reached around 75°. It contributes more than the axle in the sideline direction, yet showing levels 4 dB lower than the wheels for all angular positions.

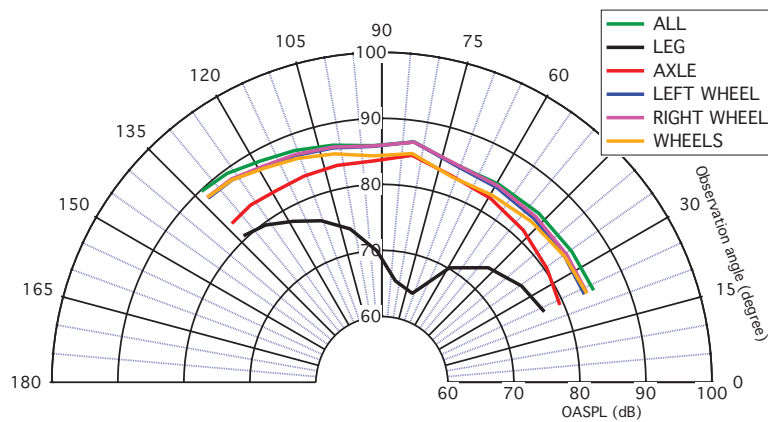


Figure 8.54: Solid FW-H elements OASPL in the flyover arc.

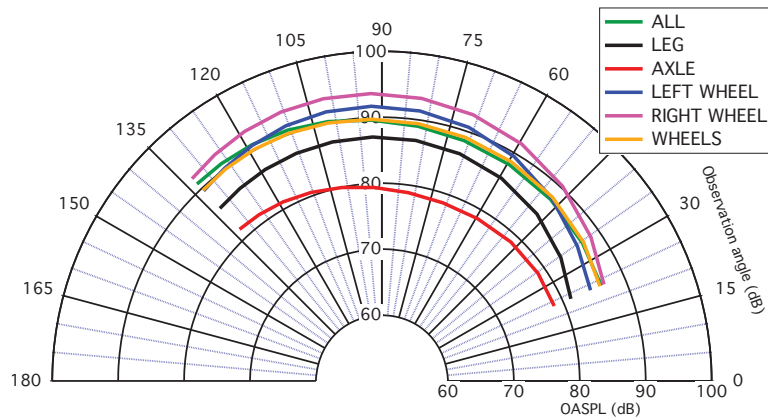


Figure 8.55: Solid FW-H elements OASPL in the sideline arc.

#### 8.4.4 Conclusions

Following this LAGOON #1 noise source analysis, the following conclusions can be drawn:

- The wheels are the most important contributor element to the acoustic far-field both in the sideline and flyover directions, except near  $90^\circ$  in the flyover arc where the axle contributes equally with the wheels. These contributions occur in the low frequency range between 200 and 400 Hz and originates from the axle vortex shedding.
- 1 kHz and 1.5 kHz tonal peaks originate from acoustic cavity modes occurring in the cavity wheels. Beating effects are observed, which may be caused by the superposition of a non-random process and random processes. The latter may be caused by the velocity speed

inhomogeneities induced by the leg and axle hydrodynamic wakes.

- 1 kHz and 1.5 kHz acoustic cavity modes do not radiate in the flyover direction and are weakly radiative in the sideline direction, as destructive interferences occur because of the opposite phase of pressure fluctuations in the two wheel rims.

## CHAPTER 9

---

Numerical simulations of the LAGOON #2 & #3 geometries  
(Confidential)

---





---

## Conclusions and perspectives

---

The aim of this Ph.D. thesis is to predict the far-field noise of a realistic landing gear by numerical means. The bibliography review highlights that high order unsteady simulations are needed to capture the broadband noise spectra of a landing gear. It also stresses that the whole landing gear with the complex elements such as the hydraulic wires that account for the high frequency contributions have to be considered as they strongly contribute to the EPNL. Thus, a hybrid strategy using the unstructured and compressible LES solver AVBP coupled with the Ffowcs-Williams and Hawkings solver KIM has been considered as a suitable candidate to enable such noise predictions.

A first validation has been performed on the rod-airfoil benchmark, in the frame of which an extensive comparison with the available experimental and numerical results have been successfully compared. Then, numerical simulations have been carried out on the LAGOON database geometries, and an extensive noise source analysis has been conducted.

### **Rod-airfoil experiment**

The rod-airfoil experiment as been selected as a benchmark for airframe noise applications, as it mimics the simplest geometrical elements found in a realistic landing gear. It especially involves interaction noise caused by the rod wake impingement on the airfoil that is the most difficult to predict with empirical or semi-empirical methods.

Several numerical strategies have been investigated, and the use of the TTG4A scheme with prisms layers on the wall shows the best results on a coarse mesh. Also, it is shown that the experimental misalignment does not significantly alter the acoustic far-field, and that an experimental spanwise length of 3.5 times the rod diameter is sufficient provided that the experimental coherence length is known. Using these best practices, it is also shown that a wall grid refinement up to

a nearly wall resolved mesh are required to obtain aerodynamic and acoustic results that exhibit a very good agreement with experiment. Particularly, it is shown that the wall grid density has a strong influence on the OASPL and on the directivity shape.

Noise source analysis is performed on this configuration, highlighting that the wake airfoil interactions largely account for the radiated far-field noise at  $90^\circ$ . Yet, it is shown that the rod self-noise contributions are significant at grazing angles. Also, a phase relationship between the rod and airfoil pressure fluctuations is observed, which is caused by the coherent nature of the vortical structures shed by the rod and impinging the airfoil. This mechanism leads to interferences in the far-field, which are constructive in the normal direction to the rod-airfoil axis ( $90^\circ$ ), while they are destructive at grazing angular positions.

To conclude, both the AVBP code and the noise source analysis tools, such as Dynamic Mode Decomposition, space-time correlations, and solid FW-H contributions, have been validated on the rod-airfoil case, thus motivating their use for aeroacoustic simulations of landing gears.

## Landing gear noise prediction

**LAGOON #1** The rod-airfoil methodology and best practices have been applied on the LAGOON database, which consists in three geometries of increasing complexity. A mesh convergence study is performed on the LAGOON #1 geometry at  $M_a = 0.23$  with four wall mesh refinements. Although the finest mesh is not yet wall resolved, it yields fairly good aerodynamic and acoustic results, with a cut-off frequency up to 10 kHz and with less than 2 dB error on the OASPL. Yet, significant discrepancies are noticeable near separation positions, which are most likely related to an insufficient wall mesh resolution. Extra mesh refinements applied on the reduced landing gear corroborate that analysis, as the spurious high wall pressure rms tend to vanish with the finest grid. Standard wall-law (log-law) are also tested but they deteriorate the results accuracy. Both the aerodynamic and the acoustic results also show a significant sensitivity to the fourth order viscosity applied to damp point-to-point oscillations. Such sensitivity is again most likely caused by an insufficient wall mesh resolution, triggering unphysical early flow separations.

A noise source analysis is performed on the LAGOON #1 geometry. The third octave band maps highlight the broadband noise sources on the landing gear, but do not shed light on the supposed cavity modes. Yet, the latter are exhibited using DMD and signal analyses. Particularly, a phase opposition between the two wheel cavities is observed at both 1 kHz and 1.5 kHz, then confirming the cavity mode hypothesis. These modes are also highlighted by solving a Helmholtz equation problem. A direct consequence of the phase opposition between the wheel cavities is the non-radiative character of the 1 kHz and 1.5 kHz modes in the flyover arc caused by complete destructive interferences between the left and the right wheels. This behavior is also confirmed by the solid FW-H element contributions to the PSD and OASPL. They are also found weakly radiative in the sideline direction, caused by partially destructive interferences. Solid FW-H element contributions also show that the wheels are the main contributors both in the flyover and sideline

arcs, while the axle and the leg are the second element contributors in the flyover and sideline arcs respectively. Beats are also noticed for these two cavity modes, which may be explained by the superposition of a non-random and random processes.

**LAGOON #2 and #3:** LAGOON #2 and #3 geometry simulations have been performed using the best practices obtained with the LAGOON #1 simulations. Although some discrepancies can be observed on the aerodynamic and acoustic fields, the numerical simulations yield a correct agreement with experiment. Indeed, the tow bar vortex shedding is observed in the numerical simulations, but at a lower frequency than in experiment. The broadband level slight increase in the LAGOON #3 geometry is also qualitatively predicted, but the numerical results slightly overpredict the experimental levels. Again, these effects are caused by an insufficient wall mesh density.

A noise source analysis has been performed using the same tools as for the LAGOON #1 case. Adding to the physical mechanism observed in the baseline geometry, an interaction noise is highlighted between the tow bar wake and the landing gear axle. Constructive interferences between the tow bar self-noise and the axle interaction noise yield to a more efficient sound radiation for the tonal peak. As a global level overprediction is observed in the LAGOON #3 geometry simulation, it is difficult to state whether the wheels or the torque link is the main responsible for the high frequency level increase in the LAGOON #3 experimental results. Yet, it appears that the torque link may contribute significantly to the far-field noise due to wake interactions.

To conclude, landing gear aeroacoustic simulations were successfully performed and good overall results were obtained. Some discrepancies are yet observed, especially in the LAGOON #2 and #3 geometries. Nevertheless, the noise source analyses have led to a better understanding of the hydrodynamic and acoustic physical phenomena occurring in these configurations. Especially, they have shed light on some unexplained phenomena:

- The 1 kHz and 1.5 kHz tones are not present in the flyover microphone arc because of complete destructive interferences.
- The 1.1 kHz tone is related to the tow bar shedding tone amplified by constructive interferences with the wake-axle interaction noise.

However, it is not clear whether the wheels or the torque link account most for the high frequencies contributions due to the LAGOON #2 and #3 numerical simulation uncertainties. The latter are related to an insufficient resolution of the boundary layers and could be improved by the use of a finer mesh or by the use of an improved wall-function.

## Perspectives

Following this work, two perspective axis can be considered: the numerical accuracy of the results and the ability to address complex landing gear geometries.

**Numerical accuracy and mesh sensitivity:** Unresolved boundary layers lead to aerodynamic and acoustic results uncertainties. Two ways could be considered to cope with that issue. The first one would be to improve the wall mesh refinement up to a wall resolved LES mesh. However, it would most likely lead to huge meshes and to very small time steps. Such a simulation would then be highly CPU intensive and is difficult to achieve at the present time. Another way could be to use wall models accounting for the adverse pressure gradients, the geometry curvature, and able to handle flow separation. Yet, the literature does not highlight any consensus on a model able to address the full range of separation topologies that may arise in complex industrial cases.

**Complex geometries:** As highlighted in chapter 1, the final goal is to address complex landing gear geometries, including small cavities and elements that contribute in the high frequency range, and possible interactions between them which might lead to lower frequency contributions as well. An application to tonal noise de-risking caused by pinholes on the LAGOON #3 geometry is presented in Annex A. Also, beside the inherent difficulties related to accurately capture the hydrodynamic phenomena related to all the landing gear geometrical scales (from the wheels to the screws), it is shown in Annex B that the CAD to mesh process including the CAD cleaning and the meshing are crucial to enable aeroacoustic simulations of realistic landing gears. High-fidelity wrapping methods are identified as an attracting solution for classical LES/DES methods with boundary-fitted meshes.

---

## Bibliography

---

- [1] BANC-II workshop - second workshop on benchmark problems for airframe noise computations. 7-8 june 2012, colorado springs, usa. 114
- [2] A. Abeysinghe, J. Whitmire, D. Nesthus, J. Moe, and G. Stuczynski. Qtd 2 (quiet technology demonstrator 2) main landing gear noise reduction fairing design and analysis. In 13rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2007-3456, Rome, Italy. May 21-23, 2007. 10
- [3] E. Achenbach. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re = 5 \times 10^6$ . *J. Fluid Mech.*, 34(4):625, 1968. 84, 87
- [4] Airbus. Global market forecast 2013-2032. Technical report, Airbus, 2013. x, 2
- [5] R. Amiet. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *J. Sound Vib.*, 41(4):407–420, 1975. 119
- [6] D. Armstrong, A. Najafiyazdi, L. G. Mongeau, and V. Raymond. Numerical simulations of flow over a landing gear with noise reduction devices using the lattice-boltzmann method. In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2013-2114, Berlin, Germany. May 27-29, 2013. 24
- [7] W. E. Arnoldi. The principle of minimized iterations in the solution of the matrix eigenvalue problem. *Quarterly of Applied Mathematics*, 9(1):17–29, 1951. 172
- [8] E. Balaras, C. Benocci, and U. Piomelli. Two-layer approximate boundary conditions for large-eddy simulations. *AIAA J.*, 34(6):1111–1119, June 1996. 45
- [9] M. S. Bartlett. Statistical estimation of density functions. *Sankhyā: The Indian Journal of Statistics, Series A*, pages 245–254, 1963. 229

- [10] H. Bass, L. Sutherland, and A. Zuckerwar. Atmospheric absorption of sound: Update. *J. Acous. Soc. Am.* , 88(4):2019–2021, 1990. 119
- [11] J. Berland, P. Lafon, F. Crouzet, F. Daude, and C. Bailly. Numerical insight into sound sources of a rod-airfoil flow configuration using direct noise calculation. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3705, Stockholm, Sweden. June 7-9, 2010. 58, 64, 65, 84
- [12] J. Berland, P. Lafon, F. Crouzet, and F. Daude. A parametric study of the noise radiated by the flow around multiple bodies: direct noise computation of the influence of the separating distance in rod-airfoil flow configurations. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2819, Portland, USA. June 5-8, 2011. 58, 64, 65, 84
- [13] J. Billingsley and R. Kinns. The acoustic telescope. *J. Sound Vib.*, 48(4):485–510, 1976. 242
- [14] S. Bocquet. *Modelisation De Paroi Et Injection De Turbulence Parietale Pour La Simulation Des Grandes Echelles Des Ecoulements Aerothermiques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2013. xi, 42, 43, 44
- [15] S. Bocquet, P. Sagaut, and J. Jouhaud. A compressible wall model for large-eddy simulation with application to prediction of aerothermal quantities. *Phys. Fluids* , 24:065103, 2012. 21
- [16] C. Bogey, C. Bailly, and D. Juvé. Numerical simulation of sound generated by vortex pairing in a mixing layer. *AIAA J.*, 38(12):2210–2218, 2000. 218
- [17] C. Bogey, C. Bailly, and D. Juvé. Noise investigation of a high subsonic, moderate reynolds number jet using a compressible large eddy simulation. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* , 16(4):273–297, 2003. 218
- [18] M. Boileau, F. Duchaine, J. C. Jouhaud, and Y. Sommerer. Large-eddy simulation of heat transfer around a square cylinder using unstructured grids. *AIAA J.*, 51(2):372–385, 2013. 149
- [19] J. Boudet. *Approches numériques pour la simulation du bruit à large bande en vue de l'application aux turbomachines*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2003. 82, 83
- [20] J. Boudet, N. Grosjean, and M. Jacob. Wake-airfoil interaction as broadband noise source: a large-eddy simulation study. *Int. J. Aeroacoustics*, 4(1):93–116, 2005. ISSN 1475-472X. 21, 58, 63, 65, 84, 87, 255
- [21] G. A. Brès, D. Freed, M. Wessels, S. Noelting, and F. Pérot. Flow and noise predictions for the tandem cylinder aeroacoustic benchmark. *Phys. Fluids* , 24(3), 2012. 90
- [22] G. Brès. Flow and noise predictions for tandem cylinders in a realistic wind-tunnel configuration. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2824, Portland, USA. June 5-8, 2011. xv, 231, 233

- [23] W. Cabot and P. Moin. Approximate wall boundary conditions in the large-eddy simulation of high Reynolds number flow. *Flow, Turb. and Combustion* , 63(1-4):269–261, 2000. 21
- [24] B. Cantwell and D. Coles. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* , 136(1):321–374, 1983. ISSN 0022-1120. 84, 85, 87, 93
- [25] A. Carazo, M. Roger, and M. Omais. Analytical prediction of wake-interaction noise in counter-rotating open rotors. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2758, Portland, USA. June 5-8, 2011. 89
- [26] D. Casalino. *Analytical and Numerical Methods in Vortex-Body Aeroacoustics*. PhD thesis, Politecnico di Torino - Ecole Centrale de Lyon, 2002. 26
- [27] D. Casalino. An advanced time approach for acoustic analogy predictions. *J. Sound Vib.*, 261(4):583–612, 2003. 225
- [28] D. Casalino, M. Jacob, and M. Roger. Prediction of rod-airfoil interaction noise using the Ffowcs-Williams and Hawkings analogy. *AIAA J.*, 41(2):182–191, 2003. 58, 63, 65, 84, 100
- [29] D. Casalino, S. Noelting, E. Fares, T. V. de Ven, F. Perot, and G. Bres. Towards numerical aircraft noise certification: Analysis of a full-scale landing gear in fly-over configuration. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2235, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 24
- [30] D. Casalino, A. F. Ribeiro, and E. Fares. Facing rim cavities fluctuation modes. *J. Sound Vib.*, 333(13):2812 – 2830, 2014. 14, 15, 126, 172, 175, 178, 179
- [31] J. Casper, D. Lockard, M. Khorrami, and C. Streett. Investigation of volumetric sources in airframe noise simulations. In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2004-2805, Manchester, Great Britain, May 10-12, 2004. 86
- [32] CERFACS. *AVBP Handbook* - [http://cerfacs.fr/~avbp/AVBP\\_V5.X/HANDBOOK](http://cerfacs.fr/~avbp/AVBP_V5.X/HANDBOOK). CERFACS, 2009. 47
- [33] D. R. Chapman. Computational aerodynamics development and outlook. *AIAA J.*, 17(12): 1293–1313, December 1979. doi: 10.2514/3.61311. 21, 42
- [34] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides, analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Cépaduès-éditions, Toulouse, France, 2000. 20
- [35] H. Chen, S. Chen, and W. H. Matthaeus. Recovery of the navier-stokes equations using a lattice-gas boltzmann method. *Phys. Rev. A*, 45(8):R5339–R5342, 1992. 23, 24
- [36] H. Chen, C. Teixeira, and K. Molvig. Realization of fluid boundary conditions via discrete boltzmann dynamics. *International Journal of Modern Physics C*, 9(08):1281–1292, 1998.



- [37] H. Chen, S. a. Orszag, I. Staroselsky, and S. Succi. Expanded analogy between Boltzmann kinetic theory of fluids and turbulence. *J. Fluid Mech.* , 519:301–314, 2004. 23
- [38] H. Choi and P. Moin. Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman’s estimates revisited. *Phys. Fluids* , 24:011702, 2012. 21, 42
- [39] L. C. Chow, K. Mau, and H. Remy. Landing gears and high lift devices airframe noise research. In 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2002-2805, Breckenridge, Colorado, June 17-19, 2002. 8
- [40] E. Collado. *Impact of the unsteady aerothermal environment on the turbine blades temperature*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2012. 73
- [41] F. Crevel. *Simulation numérique de l’écoulement en régime de pompage dans un compresseur axial multi-étage*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2013. xv, 239, 240
- [42] P. I. Crumpton. An efficient cell vertex method for unstructured tetrahedral grids. Technical Report 95/19, Oxford University Computing Laboratory, 1995. 51
- [43] 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. 7, 221, 223
- [44] R. V. de Abreu, N. Jansson, and J. Hoffman. Adaptive computation of aeroacoustic sources for a rudimentary landing gear using lighthill’s analogy. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2942, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2011. 12
- [45] J. de Laborderie, S. Moreau, A. Berry, and H. Posson. Several technological effects on tonal fan noise prediction. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2131, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 89
- [46] J. Deardorff. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* , 41:453–480, 1970. 44
- [47] S. Deck. Zonal-detached-eddy simulation of the flow around a high-lift configuration. *AIAA J.*, 43(11):2372–2384, 2005. 22
- [48] A. Deguchi, D. Sasaki, K. Nakahashi, M. Murayama, K. Yamamoto, and Y. Yokokawa. Aeroacoustic simulation of jaxa landing gear by building-cube method and non-compact curle’s equation. In 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2012-0388, Nashville, USA. January 09-12, 2012. 15
- [49] W. Dobrzynski, L. Chow, P. Guion, and D. Shiells. A european study on landing gear airframe noise sources. In 6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2000-1971, Lahina, Hawaii. June 12-14, 2000. x, 7, 8, 10

- [50] W. Dobrzynski. Almost 40 years of airframe noise research: What did we achieve? *J. Aircraft* , 47(2):353–367, 2010. 7, 121
- [51] W. Dobrzynski and H. Buchholz. Full-scale noise testing on airbus landing gears in the german dutch wind tunnel. In 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 1997-1597, Atlanta, USA, May 12-14, 1997. 7
- [52] W. Dobrzynski, L. Chow, P. Guion, and D. Shiells. Research into landing gear airframe noise reduction. In 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2002-2409, Breckenridge, Colorado, June 17-19, 2002. 8
- [53] W. Dobrzynski, B. Schöning, L.-C. Chow, C. Wood, M. Smith, and C. Seror. Design and testing of low noise landing gears. In 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2005-3008, Monterrey, California, May 23-25, 2005. x, 9, 11, 20, 21
- [54] W. Dobrzynski, L. C. Chow, M. Smith, A. Boillot, O. Dereure, and N. Molin. Experimental assessment of low noise landing gear component design. In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2009-3276, Miami, USA. May 11-13, 2009. x, 11
- [55] C. Duprat, G. Balarac, O. Métais, P. M. Congedo, and O. Brugière. A wall-layer model for large-eddy simulations of turbulent flows with/out pressure gradient. *Phys. Fluids* , 23: 015101, 2011. 21, 46
- [56] R. Elkoby, L. Brusniak, R. Stoker, M. Khorrami, A. Abeysinghe, and J. Moe. Airframe noise test results from the qtd ii flight test program. In 13rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2007-3457, Rome, Italy. May 21-23, 2007. 10
- [57] A. Eltaweel and M. Wang. Numerical simulation of broadband noise from airfoil-wake interaction. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2802, Portland, USA. June 5-8, 2011. 58, 64, 65, 76, 84, 99, 101
- [58] R. Ewert, C. Appel, and M. Herr. RANS/CAA based prediction of NACA 0012 broadband trailing edge noise and experimental validation. In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2009-3269, Miami, USA. May 11-13, 2009. 255
- [59] *Aircraft landing-gear systems*. FAA. x, 5
- [60] F. Farassat and G. P. Succi. The prediction of helicopter rotor discrete frequency noise. In 38th Annual Forum of the American Helicopter Society, Anaheim, USA. May 4-7, volume 1, pages 497–507, 1982. 224
- [61] E. Fares, T. Van de Ven, G. Brès, S. Noelting, D. Casalino, and F. Perot. Towards numerical aircraft noise certification: Analysis of a full-scale landing gear in fly-over configuration. In *AIAA Paper 2012-2058*, 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 24
- [62] P. Fethney. An experimental study of airframe self-noise. In 2nd AIAA Aero-acoustics Conference, AIAA Paper 1975-511, Hampton, USA. March 24-25, 1975. 6

- [63] J. Ffowcs-Williams and D. Hawkings. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Phil. Trans. R. Soc. A* , 264(1151):321–342, 1969. 26, 221, 222
- [64] M. R. Fink. Noise component method for airframe noise. *J. Aircraft* , 16(10):659–665, 1979. 16
- [65] V. Fleury, C. Bailly, E. Jondeau, M. Michard, and D. Juvé. Space-time correlations in two subsonic jets using dual particle image velocimetry measurements. *AIAA J.*, 46(10): 2498–2509, 2008. 218
- [66] F. Fortin, J. Syms, C. Clark, and S. McIlwain. Cfd investigation of noise around a landing gear. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2188, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. x, 15, 16, 23
- [67] A. Fosso-Pouangué, M. Sanjosé, and S. Moreau. Jet noise simulation with realistic nozzle geometries using fully unstructured les solver. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2190, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 26
- [68] P. D. Francescantonio. A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation. *J. Sound Vib.*, 202(4):491 – 509, 1997. 63
- [69] J. B. Freund. Noise sources in a low-reynolds-number turbulent jet at mach 0.9. *J. Fluid Mech.* , 438:277–305, 7 2001. 218
- [70] J. Fröhlich and D. von Terzi. Hybrid les/rans methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 44(5):349–377, 2008. 22
- [71] S. Galdéano, S. Barré, and N. Réau. Noise radiated by a rod-airfoil configuration using DES and the Ffowcs-Williams & Hawkings’ analogy. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3702, Stockholm, Sweden. June 7-9, 2010. 65, 84
- [72] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids* , 3(7):1760–1765, 1991. 39
- [73] J. Gerrard. An experimental investigation of the oscillating lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices. *J. Fluid Mech.* , 11(2):244–256, 1961. 85
- [74] J. Gerrard. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *J. Fluid Mech.* , 25(02):401–413, 1966. 84
- [75] J. S. Gibson. Non-engine aerodynamic noise investigation of a large aircraft. Technical report, NASA, 1974. 6
- [76] J. S. Gibson. The ultimate noise barrier-far field radiated aerodynamic noise. In *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, volume 1972, pages 332–337, 1972. 6

- [77] M. Giles. Non-reflecting boundary conditions for euler equation calculations. *AIAA J.*, 28 (12):2050–2058, 1990. 41
- [78] J.-C. Giret, S. Moreau, and B. J-F. Uncertainty quantification of the far-field noise from a rod-airfoil configuration. *Proc. of the Summer Program* , pages 261–270, 2012. 96
- [79] J.-C. Giret, A. Sengissen, S. Moreau., M. Sanjosé, and J.-C. Jouhaud. Prediction of the sound generated by a rod-airfoil configuration using a compressible unstructured LES solver and a FW-H analogy. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2058, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 58, 84
- [80] J.-C. Giret, A. Sengissen, S. Moreau, and J.-C. Jouhaud. Prediction of LAGOON landing-gear noise using an unstructured LES solver. In *AIAA Paper 2013-2113*, 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Berlin, Germany. May 27-29, 2013. 15
- [81] X. Gloerfelt. *Calcul aéroacoustique direct du bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité et analyse de méthodes intégrales*. PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, 2001. xv, 219, 220, 221
- [82] V. Granet, O. Vermorel, T. Léonard, L. Gicquel, and T. Poinso. Comparison of nonreflecting outlet boundary conditions for compressible solvers on unstructured grids. *AIAA J.*, 48: 2348–2364, 2010. 25
- [83] B. Greschner, F. Thiele, D. Cassalino, and M. Jacob. Influence of turbulence modeling on the broadband noise simulation for complex flows. In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2004-2926, Manchester, Great Britain, May 10-12, 2004. 26, 65
- [84] B. Greschner, F. Thiele, M. Jacob, and D. Casalino. Prediction of sound generated by a rod-airfoil configuration using EASM DES and the generalised Lighthill/FW-H analogy. *Comput. Fluids* , 37(4):402–413, 2008. 58, 65, 84, 95, 100
- [85] Y. Guo. A study on local flow variations for landing gear noise research. In 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2008-2915, Vancouver, Canada. May 5-7, 2008. 18
- [86] Y. Guo, K. Yamamoto, and R. Stoker. An empirical model for landing gear noise prediction. In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2004-2888, Manchester, Great Britain, May 10-12, 2004.
- [87] J. A. Hayes, W. Horne, P. T. Soderman, and P. H. Bent. Airframe noise characteristics of a 4.7 percent scale dc-10 model. In 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 1997-1594, Manchester, Great Britain, May 10-12, 1997. 7
- [88] G. H. Healy. Measurement and analysis of aircraft far-field aerodynamic noise. Technical report, NASA, 1974. 6
- [89] L. Hedges, A. Travin, and P. Spalart. Detached-eddy simulations over a simplified landing gear. *Journal of fluids engineering*, 124(2):413–423, 2002. 12, 23

- [90] H. H. Heller and W. M. Dobrzynski. Sound radiation from aircraft wheel-well/landing-gear configurations. *J. Aircraft* , 14(8):768–774, 1977. 6, 16
- [91] J. C. R. Hunt, A. A. Wray, and P. Moin. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. *Proc. of the Summer Program* , 1:193–208, 1988. 234
- [92] M. Jacob, J. Boudet, D. Casalino, and M. Michard. A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modeling. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* , 19:171–196, 2004. xi, 7, 26, 57, 58, 60, 61, 62, 65, 80, 82, 83, 85
- [93] M. Jacob, M. Ciardi, L. Gamet, B. Greschner, Y. Moon, and I. Vallet. Assessment of CFD broadband noise predictions on a rod-airfoil benchmark computation. In 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2008-2899, Vancouver, Canada. May 5-7, 2008. 58
- [94] C. Kato and M. Ikegawa. Large eddy simulation of unsteady turbulent wake of a circular cylinder using the finite element method. In *Advances in Numerical Simulation of Turbulent Flows*, volume 1, pages 49–56, 1991. 255
- [95] S. Kawai and J. Larsson. A dynamic wall model for large-eddy simulation of high Reynolds number compressible flows. In *Annual Research Briefs* , pages 25–37. Center for Turbulence Research, NASA Ames/Stanford Univ., 2010. 46
- [96] A. Keating, P. Dethioux, R. Satti, S. Noelting, J. Louis, T. V. de Ven, and R. Vieito. Computational aeroacoustics validation and analysis of a nose landing gear. In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2009-3154, Miami, USA. May 11-13, 2009. 24
- [97] M. R. Khorrami, M. M. Choudhari, D. P. Lockard, L. N. Jenkins, and C. B. Mcginley. Unsteady flowfield around tandem cylinders as prototype component interaction in airframe noise. *AIAA J.*, 45(8):1930–1941, 2007. 7
- [98] A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *C. R. Acad. Sci. , USSR*, 30:301, 1941. 35, 38
- [99] S. Krajnovic, R. Larsson, B. Basara, and E. Helgason. Pans of rudimentary landing gear. In 6th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference, AIAA 2011-3109, Honolulu, Hawaii. June 27-30, 2011. 12
- [100] K. D. Kryter. *The effects of noise on man*. London. New York: Academic Press, 1970. 249
- [101] K. Kurbatskii, V. Viti, F. Menter, Y. Egorov, and J. Schuetze. Rudimentary landing gear noise predictions using scale-resolving simulations. In 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2013-0463, Grapevine, USA. January 7-10, 2013. 12, 23
- [102] LaBS. [www.labs-project.com](http://www.labs-project.com). 24, 25

- [103] N. Lamarque. *Schémas numériques et conditions limites pour la simulation aux grandes échelles de la combustion diphasique dans les foyers d'hélicoptère*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007. 47, 49, 73
- [104] R. Langtry and P. Spalart. Des investigation of devices for reducing landing-gear cavity noise. In 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2008-13, Reno, USA. January 7-10, 2008. 23
- [105] B. Lazos. Surface topology on the wheels of a generic four-wheel landing gear. *AIAA J.*, 40(12):2402–2411, 2002. x, 12, 13
- [106] B. S. Lazos. Mean flow features around the inline wheels of four-wheel landing gear. *AIAA J.*, 40(2):193–198, 2002. 12
- [107] B. S. Lazos. Reynolds stresses around the wheels of a simplified four-wheel landing gear. *AIAA J.*, 42(1):196–198, 2004. 12
- [108] F. Li, M. Khorrami, and M. Malik. Unsteady simulations of a landing-gear flow field. In 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2002-2411, Breckenridge, Colorado, June 17-19, 2002. 21
- [109] Y. Li, R. Satti, P.-T. Lew, R. Shock, and S. Noelting. Computational aeroacoustic analysis of flow around a complex nose landing gear configuration. In 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2008-2916, Vancouver, Canada. May 5-7, 2008. x, 23, 24
- [110] M. J. Lighthill. On Sound Generated Aerodynamically. I. General Theory. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 211(1107):564–587, 1952. ISSN 1364-5021. 215
- [111] D. K. Lilly. A proposed modification of the germano sub-grid closure method. *Phys. Fluids*, 4(3):633–635, 1992. URL [LES](#). 39
- [112] W. Liu, J. W. Kim, X. Zhang, D. Angland, and B. Caruelle. Landing-gear noise prediction using high-order finite difference schemes. *J. Sound Vib.*, 332(14):3517–3534, 2013. xv, 15, 23, 147, 148, 182, 241, 242
- [113] W. Liu, J. W. Kim, X. Zhang, and B. Caruelle. Simulation of a generic two-wheel nose landing gear using high-order finite difference schemes. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2278, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 15, 124, 125, 241
- [114] D. Lockard, M. Khorrami, and F. Li. Aeroacoustic analysis of a simplified landing gear. In 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2003-3111, Hilton Head, South Carolina, USA. May 12-14, 2003. 21
- [115] D. Lockard, M. Khorrami, and F. Li. High resolution calculation of a simplified landing gear. In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2004-2887, Manchester, Great Britain, May 10-12, 2004. 23

- [116] L. Lopes, K. Brentner, P. Morris, G. Lilley, and D. Lockhard. Complex landing gear noise prediction using a simple toolkit. In 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2005-1202, Reno, USA. January 10-13, 2005. x, 19
- [117] L. V. Lopes, K. S. Brentner, and P. J. Morris. Framework for a landing-gear model and acoustic prediction. *J. Aircraft*, 47(3):763–774, 2010. 19
- [118] F. Magagnato, E. Sorgüven, and M. Gabi. Far field noise prediction by large eddy simulation and Ffowcs-Williams Hawkins analogy. In 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2003-3206, Hilton Head, South Carolina, USA. May 12-14, 2003. 63, 65, 84
- [119] N. Maheu, V. Moureau, P. Domingo, D. F., and B. G. Large-eddy simulations of flow and heat transfer around a low-mach number turbine blade. In *Proc. of the Summer Program*, pages 261–270. Center for Turbulence Research, NASA Ames/Stanford Univ., 2012. 46
- [120] E. Manoha, J. Bulté, and B. Caruelle. LAGOON : An experimental database for the validation of CFD/CAA methods for landing gear noise prediction. In *AIAA Paper 2008-2816*, 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, Canada. May 5-7, 2008. x, xii, 14, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 119, 120
- [121] E. Manoha, J. Bulté, V. Ciobaca, and B. Caruelle. LAGOON: further analysis of aerodynamic experiments and early aeroacoustics results. In *AIAA Paper 2009-3277*, 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Miami, USA. May 11-13, 2009. 14, 111, 119
- [122] O. Marsden, C. Bailly, C. Bogey, and E. Jondeau. Investigation of flow features and acoustic radiation of a round cavity. *J. Sound Vib.*, 331(15):3521–3543, 2012. 126
- [123] N. Molin, J.-F. Piet, L. C. Chow, M. Smith, W. Dobrzynski, and C. Seror. Prediction of low noise aircraft landing gears and comparison with test results. In 12rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2006-2623, Cambridge, USA. May 8-10, 2006. 9
- [124] M. Murayama, Y. Yokokawa, H. Kato, H. Ura, H. Uchida, K. Yamamoto, K. Abe, and L. Wu. Computational and experimental study on noise generation from tire-axle regions of a two-wheel main landing gear. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2821, Portland, USA. June 5-8, 2011. 24
- [125] M. Murayama, Y. Yokokawa, K. Yamamoto, and T. Hirai. Numerical simulation of a two-wheel main landing gear with low-noise fairings around tire-axle region. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2279, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 24
- [126] D. Neuhart, M. Khorrami, and M. Choudhari. Aerodynamics of a gulfstream g550 nose landing gear model. In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2009-3152, Miami, USA. May 11-13, 2009. x, 13
- [127] F. Nicoud and T. Poinso. Dns of a channel flow with variable properties. In *Int. Symp. On Turbulence and Shear Flow Phenomena.*, Santa Barbara, Sept 12-15., 1999. 39

- [128] S. Noelting, G. Brès, and P. Dethioux. A hybrid lattice-boltzmann/fh-w method to predict sources and propagation of landing gear noise. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3976, Stockholm, Sweden. June 7-9. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2010. 13, 24
- [129] S. Noelting, M. Wessels, and D. Freed. Prediction of aeroacoustic noise from a simplified landing gear using a lattice-boltzmann-scheme. In 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2008-20, Reno, USA. January 7-10, 2008. 12, 24
- [130] S. Oerlemans. *Detection of aeroacoustic sound sources on aircraft and wind turbines*. University of Twente, 2009. xv, 243
- [131] H. Onda, R. Sakai, D. Sasaki, and K. Nakahashi. Unsteady flow and aerodynamic noise analysis around jaxa landing gear model by building-cube method. In 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2011-1081, Orlando, USA. January, 4-7 , 2011. 15
- [132] S. Peth, J. Seo, Y. Moon, M. Jacob, and F. Thiele. Computation of aerodynamic noise from rod wake-airfoil interactions. In ECCOMAS Proceedings, September 5-8 2006, Egmond aan Zee, The Netherland, 2006. 64, 65, 82, 84
- [133] J. F. Piet, R. Davy, G. Elias, H. Siller, L. Chow, C. Seror, and F. Laporte. Flight test investigation of add-on treatments to reduce aircraft airframe noise. In 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2005-3007, Monterrey, California, May 10-12, 2005. 9
- [134] J. Piet, L. Chow, F. Laporte, and H. Remy. Flight test investigation of high-lift devices and landing gear modifications to achieve airframe noise reduction. In *ECCOMAS 2004 Conference. Jyvaeskylae, Finland*, 2004. 9
- [135] A. R. Pilon. Development of improved surface integral methods for jet aeroacoustic predictions. *aj*, 36(5):783–790, 1997. 224
- [136] U. Piomelli. Wall-layer models for large-eddy simulations. *Prog. Aerospace Sci.* , 44(6): 437–446, 2008. doi: 10.1016/j.paerosci.2008.06.001. 42
- [137] U. Piomelli and E. Balaras. Wall-layer models for large-eddy simulations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34:349–374, 2002. 42
- [138] T. Poinso and S. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys.* , 101(1):104–129, 1992. 25, 40
- [139] T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards, 2nd edition, 2005. 37
- [140] P. Ravetta, R. Burdisso, and W. Ng. Wind tunnel aeroacoustic measurements of a 26%-scale 777 main landing gear. In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2004-2885, Manchester, Great Britain, May 10-12, 2004. 7



- [141] P. Ravetta, R. Burdisso, and W. Ng. Noise control of landing gears using elastic membrane-based fairings. In 13rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2007-3466, Rome, Italy. May 21-23, 2007. x, 10, 11, 12
- [142] R. Reger, F. Liu, and L. Cattafesta. An experimental study of the rudimentary landing gear. In 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2013-0464, Grapevine, USA. January 7-10, 2013. 12
- [143] H. Reichardt. Über die geschwindigkeitsverteilung in einer geradlinigen turbulenten Couetteströmung. *Z. Angew. Math. Mech.*, (36):26–29, 1959. 45
- [144] M. Remillieux, H. Camargo, R. A. Burdisso, and F. N. Wing. Aeroacoustic study of a 26%-scale, high-fidelity, Boeing 777 main landing gear in a semi-anechoic-wind-tunnel test section. In 13rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2007-3453, Rome, Italy. May 21-23, 2007. 10
- [145] M. Remillieux, H. Camargo, P. Ravetta, R. Burdisso, and W. Ng. Noise reduction of a model-scale landing gear measured in the Virginia Tech Aeroacoustic Wind Tunnel. In 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2008-2818, Vancouver, Canada. May 5-7, 2008. 10
- [146] J. D. Revell. On the calculation of aerodynamic noise generated by large aircraft at landing approach. *J. Acous. Soc. Am.*, 55:S73, 1974. 6
- [147] A. F. P. Ribeiro, D. Casalino, E. Fares, and S. Nölting. Lattice-boltzmann aeroacoustic analysis of lagoon landing gear configuration. In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2013-2256, Berlin, Germany. 27-29 May, 2013. 15, 24, 125, 126, 178
- [148] M. Roger and A. Carazo. Blade-geometry considerations in analytical gust-airfoil interaction noise models. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3799, Stockholm, Sweden. June 7-9, 2010. 89
- [149] A. Roshko. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 10(3):345–356, 1961. 152
- [150] A. Roshko. Structure of turbulent shear flows: a new look. *AIAA J.*, 14(10):1349–1357, 1976. xv, 234, 235
- [151] S. Roux, G. Lartigue, T. Poinso, U. Meier, and C. Bérat. Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and large eddy simulations. *Combust. Flame*, 141:40–54, 2005. 26
- [152] P. Sagaut. *Introduction à la simulation des grandes échelles*. Springer, mathématiques & applications edition, 1998. 38
- [153] P. Sagaut and S. Deck. Large eddy simulation for aerodynamics: status and perspectives. *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences*, 367(1899):2849–60, 2009. ISSN 1364-503X. 43

- [154] L. Sanders, E. Manoha, S. Ben Khelil, and C. Francois. LAGOON : CFD/CAA coupling for landing gear noise and comparison with experimental database. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2822, Portland, USA. June 5-8, 2011. x, 15, 22, 23, 123, 144, 147, 148
- [155] L. Sanders, E. Manoha, S. Ben Khelil, and C. Francois. Lagoon: New mach landing gear noise computation and further analysis of the CAA process. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2281, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 23, 124, 144
- [156] L. Sanders, N. Lupoglazoff, F. Vuillot, E. Manoha, D. Luquet, and F. de la Puente. Further flow and noise predictions of the gulfstream pdcc nose landing gear based on the cedre unstructured solver. In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2013-2258, Berlin, Germany. May 27-29, 2013. 13, 15, 124
- [157] M. Sanjosé, S. Moreau, A. Najab-Yazdi, and A. Fosso-Pouangue. A comparison between Garlerkin and compact schemes for jet noise simulations. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2833, Portland, USA. June 7-9, 2011. 26
- [158] A. Schell. Validation of a direct noise calculation and a hybrid computational aeroacoustics approach in the acoustic far field of a rod-airfoil configuration. In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2013-2122, Berlin, Germany. May 27-29, 2013. doi: doi:10.2514/6.2013-2122. 65, 84
- [159] G. Schewe. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from sub-critical up to transcritical reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* , 133(1):265–285, 1983. 84, 85, 87, 178
- [160] P. Schmid. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *J. Fluid Mech.* , 656(1):5–28, 2010. xv, 236
- [161] P. Schmid, L. Li, M. Juniper, and O. Pust. Applications of the dynamic mode decomposition. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* , 25(1-4):249–259, 2011. xv, 236, 237, 238
- [162] T. Schønfeld and M. Rudgyard. A cell-vertex approach to local mesh refinement for the 3-d euler equations. In AIAA-94-0318, editor, *32nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, U.S.A., 1994. AIAA. 47
- [163] U. Schumann. Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *J. Comput. Phys.* , 18:376–404, 1975. 44
- [164] L. Selle, G. Lartigue, T. Poinsot, R. Koch, K.-U. Schildmacher, W. Krebs, B. Prade, P. Kaufmann, and D. Veynante. Compressible large-eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes. *Combust. Flame* , 137(4):489–505, 2004. 41
- [165] C. Sensiau. *Simulations numériques des instabilités thermoacoustiques dans les chambres de combustion annulaires*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 2008. 239

- [166] J. Seo and Y. Moon. Aerodynamic noise prediction for long-span bodies. *J. Sound Vib.*, 306(3-5):564–579, 2007. 255, 256
- [167] C. Seror, P. Sagaut, C. Bailly, and D. Juvé. On the radiated noise computed by large-eddy simulation. *Phys. Fluids*, 13:476, 2001. 218
- [168] C. Seror, P. Sagaut, and A. Bélanger. A numerical aeroacoustic analysis of a detailed landing gear. In 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2004-2884, Manchester, Great Britain, May 10-12, 2004. 24
- [169] R. L. Simpson. A model for the backflow mean velocity profile. *AIAA J.*, 21(1):142–143, 1983. 46
- [170] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations: 1. the basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, 91:99–164, 1963. 38
- [171] M. Smith and L. Chow. Prediction method for aerodynamic noise from aircraft landing gear. In 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 1998-2228, Toulouse, France, June 2-4, 1998. 17, 18
- [172] M. Smith, B. Fenech, L. Chow, N. Molin, W. Dobrzynski, and C. Seror. Control of noise sources on aircraft landing gear bogies. In 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2006-2626, Cambridge, USA. May 21-23, 2006. 7, 9
- [173] M. Smith, J. Carrilho, N. Molin, J.-F. Piet, and L. Chow. Modelling of landing gear noise with installation effects. In 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2007-3472, Rome, Italy. May 21-23, 2007. 18
- [174] M. Smith, L. C. Chow, and N. Molin. The influence of aerodynamic interactions between components on landing gear noise. In 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2013-2118, Berlin, Germany. May 27-29, 2013. 18
- [175] P. R. Spalart. On the precise implications of acoustic analogies for aerodynamic noise at low mach numbers. *J. Sound Vib.*, 332(11):2808–2815, 2013. 23
- [176] P. R. Spalart, M. L. Shur, M. K. Strelets, and A. K. Travin. Initial noise predictions for rudimentary landing gear. *J. Sound Vib.*, 330(17):4180 – 4195, 2011. ISSN 0022-460X. 12, 23
- [177] P. Spalart and 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, AIAA Paper 2011-355, Orlando, USA. January, 4-7, 2011. 12
- [178] P. Spalart, M. Shur, M. Strelets, and A. Travin. Sensitivity of landing-gear noise predictions by large-eddy simulation to numerics and resolution. In 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2012-1174, Nashville, USA, January 09-12, 2012. 23

- [179] P. R. Spalart, S. Deck, M. Shur, K. Squires, M. K. Strelets, and A. Travin. A new version of detached-eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* , 20(3):181–195, 2006. 22
- [180] P. R. Spalart, M. L. Shur, M. K. Strelets, and A. K. Travin. Towards noise prediction for rudimentary landing gear. *Procedia Engineering*, 6(0):283 – 292, 2010. ISSN 1877-7058. 12, 23
- [181] P. R. Spalart and S. R. Allmaras. A one equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA J.*, 94, 1992. 22
- [182] P. Spalart, W. Jou, and M. S. S. Allmaras. Comments on the feasibility of les for wings, and on a hybrid rans/les approach. In *Advances in DNS/LES: Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES, Louisiana Tech University, Ruston, Louisiana, August 4-8, 1997*, page 137. Greyden Press, 1997. 21
- [183] D. B. Spalding. A single formula for the “Law of the Wall”. *J. Appl. Mech.* , pages 455–458, September 1961. 45
- [184] R. W. Stoker and R. Sen. An experimental investigation of airframe noise using a model-scale Boeing 777. In 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2001-0987, Reno, USA, January 08-11 , 2001. 7
- [185] R. Stoker. Landing gear noise test report. *NASA Contract NAS1-97040*, 1997. 7
- [186] M. Strelets. Detached eddy simulation of massively separated flows. In 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2001-0879, Reno, USA, January 08-11 , 2001. 12, 23
- [187] S. M. Stringer and K. W. Morton. Artificial viscosity for the cell vertex method. Technical report, Oxford University Computing Laboratory, 1996. 52
- [188] L. Sutherland, J. Piercy, H. Bass, and L. Evans. Method for calculating the absorption of sound by the atmosphere. *J. Acous. Soc. Am.* , 56, 1974. 119
- [189] W. Sutherland. The viscosity of gases and molecular force. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(223):507–531, 1893. 35
- [190] S. Szepessy. On the spanwise correlation of vortex shedding from a circular cylinder at high subcritical Reynolds number. *Phys. Fluids* , 6(7):2406–2416, 1994. ISSN 10706631. 80, 90
- [191] S. Szepessy and P. Bearman. Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* , 234(1):191–217, 1992. 84, 87

- [192] M. Tabesh and G. Waller. Numerical investigation of a 1/3- and full-scale partially-dressed small business jet landing gear. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2236, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 23
- [193] K. W. Thompson. Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comput. Phys.* , 68:1–24, 1987. 40
- [194] Toulouse-Métropole. Toulouse métropole. URL <http://www.toulouse-metropole.fr/missions/developpement-durable/environnement-sonore>. x, 2
- [195] Y. Ueno, T. Nagata, A. Ochi, and K. Hayama. Aeroacoustic analysis of the rudimentary landing gear using octree unstructured grid with boundary-fitted layer. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2284, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 12
- [196] K. van Mierlo, K. Takeda, and E. Peers. Computational analysis of the effect of bogie inclination angle on landing gear noise. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3971, Stockholm, Sweden. June 7-9, 2010. 23
- [197] V. Vatsa, D. Lockard, M. Khorrami, and J.-R. Carlson. Aeroacoustic simulation of a nose landing gear in an open jet facility using FUN3D. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2280, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012.
- [198] V. Vatsa, D. Lockard, and M. Khorrami. Application of fun3d solver for aeroacoustic simulation of a nose landing gear configuration. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2820, Portland, USA. June 5-8, 2011. 13, 23
- [199] V. N. Vatsa and D. P. Lockard. Assessment of hybrid rans/les turbulence models for aeroacoustics applications. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-4001, Stockholm, Sweden. June 7-9, 2010. 22
- [200] L. Venkatakrishnan, N. Karthikeyan, and K. Mejia. Experimental studies on a rudimentary four wheel landing gear. In 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper 2011-354, Orlando, USA. January, 4-7 , 2011. 12
- [201] R. Vichnevetsky and J. B. Bowles. *Fourier analysis of numerical approximations of hyperbolic equations*. SIAM Studies in Applied Mechanics, Philadelphia, 1982. 51
- [202] F. Vuillot, F. Houssen, E. Manoha, S. Redonnet, and J. Jacob. Applications of the ce-dre unstructured flow solver to landing gear unsteady flow and noise predictions. In 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2944, Portland, USA. June 5-8, 2011. 23
- [203] F. Vuillot, N. Lupoglazoff, D. Luquent, L. Sanders, E. Manoha, and S. Redonnet. Hybrid CAA solutions for nose landing gear noise. In *AIAA Paper 2012-2283*, 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 13

- [204] M. Wang and P. Moin. Dynamic wall modeling for large-eddy simulation of complex turbulent flows. *Phys. Fluids*, 14(7):2043–2051, July 2002. doi: 10.1063/1.1476668. 21, 45, 46
- [205] P. D. 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. 229
- [206] C. Winkler, A. Dorgan, M. Mani, J. V. Larssen, and R. Langtry. Grid sensitivity of the rudimentary landing gear using unstructured finite volume methods. In 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2012-2288, Colorado Springs, USA. June 4-6, 2012. 12, 23
- [207] Z. Xiao, J. Liu, K. Zuo, J. Huang, and S. Fu. Numerical investigations of massively separated flows past rudimentary landing gear using sst-ddes. In 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA 2012-0385, Nashville, Tennessee, USA, January 09-12, 2012.
- [208] Z. Xiao, J. Liu, K. Luo, J. Huang, and S. Fu. Investigation of flows around a rudimentary landing gear with advanced detached-eddy-simulation approaches. *AIAA J.*, 51(1):107–125, 2013. 12, 23
- [209] Y. Yokokawa, T. Imamura, H. Ura, H. Uchida, K. Yamamoto, and H. Kobayashi. Experimental study on noise generation of a two-wheel main landing gear. In 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2010-3973, Stockholm, Sweden. June 7-9, 2010. x, 15
- [210] N. Zawodny, F. Liu, T. Yardibi, L. Cattafesta, M. Khorrami, D. Neuhart, and T. V. de Ven. A comparative study of a 1/4-scale gulfstream g550 aircraft nose gear model. In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2009-3153, Miami, USA. May 11-13, 2009. 13



# Annexes





## APPENDIX **A**

---

Application of LES to pinholes tonal noise de-risking (Confidential)

---



## APPENDIX B

---

OPENAIR landing gear (confidential)

---



---

## Méthodes intégrales de propagation acoustique en champ lointain

---

### C.1 Introduction

Depuis la publication de "*On sound generated aerodynamically*" par Lighthill [110], les analogies acoustiques ont tout d'abord permis l'estimation du bruit rayonné d'un écoulement turbulent de façon analytique, avec ou sans surface solide. Avec l'essor des méthodes numériques de prédiction de sources acoustiques, elles ont ensuite pris une place importante dans les méthodes de propagation en champ lointain en remplaçant avantageusement les méthodes directes du point de vue du coût de calcul.

Dans ce chapitre, on présente d'abord l'analogie de Lighthill sous forme locale et on expose ensuite les formes intégrales obtenues à l'aide des fonctions de Green en espace libre. On poursuit par la présentation de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkins (FW-H) sous forme locale et intégrale, qui étendent l'analogie de Lighthill à un domaine avec des surfaces solides. On présentera en outre la formulation aux temps avancés qui est utilisé dans le code KIM de l'ONERA. Enfin on détaille d'un point de vue pratique le processus de réalisation d'un calcul aéroacoustique dans le cadre de ce travail.

## C.2 Analogie de Lighthill

### C.2.1 Formulation locale de l'analogie de Lighthill

#### C.2.1.1 Equation de Lighthill

La théorie du bruit aérodynamique de Lighthill consiste à établir une analogie entre un problème régi par les équations de la mécanique des fluides, non-linéaires, et la théorie classique de l'acoustique, linéaire. L'idée de base est donc de ré-écrire les équations de Navier-Stokes sous une forme d'équation d'onde inhomogène.

Les équations de départ sont donc les équations de la conservation de la masse et de la quantité d'énergie:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{C.2})$$

En combinant ces deux équations, on fait apparaître un opérateur de propagation d'onde pour la masse volumique  $\rho$ :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left( \rho u_i u_j + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij} \right), \quad (\text{C.3})$$

où  $p$  est la pression,  $u_i$  les composantes de la vitesse,  $\tau_{ij}$  le tenseur des contraintes visqueuses et  $\delta_{ij}$  l'opérateur de Kronecker et  $c_0$  une vitesse *a priori* quelconque que l'on choisit comme la vitesse du son dans le milieu considéré.

En définissant la fluctuation acoustique de la masse volumique  $\rho_a$  comme l'écart à la masse volumique du fluide au repos, on définit  $\rho_a$  tel que

$$\rho_a = \rho - \rho_0.$$

Il est donc possible de ré-écrire l'équation de Lighthill sous la forme

$$\frac{\partial^2 \rho_a}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho_a = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (\text{C.4})$$

où le tenseur d'ordre deux  $T_{ij}$  dénommé tenseur de Lighthill s'exprime:

$$T_{ij} = \rho u'_i u'_j + \left[ (p - p_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0) \right] \delta_{ij} - \tau_{ij}. \quad (\text{C.5})$$

L'équation C.4 peut être comparée à une équation de d'Alembert qui régit un milieu uniforme au repos. En effet, dans un tel milieu, le tenseur de Lighthill est nul (il n'y a pas de source acoustique) et on obtient la relation suivante:

$$\frac{\partial^2 \rho_a}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho_a = 0. \quad (\text{C.6})$$

Dans ce milieu uniforme, la célérité du son relie les fluctuations de pression aux fluctuations de masse volumique:

$$p_a = \rho_a c_0^2 \text{ d'où } \left\{ \nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} p_a = 0, \quad (\text{C.7})$$

et on obtient bien l'équation linéaire de propagation des ondes sonores. Il est à noter que l'équation de Lighthill est exacte car il ne s'agit que d'une recombinaison des équations de Navier-Stokes. Elle n'admet néanmoins pas de solution analytique car elle fait intervenir une seule équation pour cinq inconnues. C'est l'interprétation de Lighthill qui donne tout l'intérêt à cette expression, en distinguant deux zones du milieu considéré:

- Une région **source** bien localisée où l'écoulement génère le son de façon complexe et non-linéaire.
- Un domaine **observateur** uniforme où les ondes acoustiques se propagent de façon linéaire.

Il est ainsi possible de découpler les deux membres de l'équation C.4 et les fluctuations de masse volumique dans les termes de gauche et de droite sont supposées indépendantes. A gauche, c'est la fluctuation acoustique  $\rho_a$  qui est considérée alors qu'à droite, la fluctuation de masse volumique comprend les fluctuations acoustiques et hydrodynamiques.

Il est à noter que cette hypothèse d'indépendance implique que les fluctuations de  $\rho_a$  ne perturbent pas les fluctuations de  $\rho'$ , c'est à dire qu'il n'y ait pas de phénomène de rétroaction acoustique de la zone observateur sur la zone source. Cette configuration peut apparaître en cas de réflexions par une surface. Dans ce cas, il suffit d'élargir le domaine source afin d'englober tout les phénomènes d'interaction. Concernant le membre de droite, il fait apparaître une dérivée spatiale d'ordre 2 qui représente une distribution de quadripôles dans la théorie classique de l'acoustique.

### C.2.1.2 Analyse des termes sources

Il est possible de décomposer le terme source en trois contributions:

- **Les tensions de Reynolds**  $\rho u_i u_j$ , dont les fluctuations sont dues à la vorticité qui peut être entre autre générée par la turbulence du fluide. Si on considère la décomposition symbolique  $u_i = u_{i0} + u_{it} + u_{ia}$ , dont les éléments du second membre décrivent respectivement les composantes moyennes, turbulentes et acoustiques, on peut ré-écrire le terme source sous la forme:

$$\rho u_i u_j \simeq \rho_\infty (u_{it} u_{jt} + u_{it} u_{j0} + u_{i0} u_{jt} + u_{ia} u_{ja} + u_{ia} u_{j0} + u_{i0} u_{ja} + u_{ia} u_{jt} + u_{it} u_{ja}) + \rho' (u_{i0} u_{j0} + \dots) \quad (\text{C.8})$$

si on néglige les termes d'ordre supérieur. On observe des interactions turbulence-turbulence, mais aussi des interactions entre l'écoulement moyen et la turbulence, des



interactions acoustique-acoustique et des interactions entre l'acoustique et l'écoulement moyen.

- **Les contraintes visqueuses**  $\tau_{ij}$ , dont les fluctuations peuvent générer du bruit. Néanmoins, en l'absence de paroi, on peut négliger ce terme.
- **L'entropie**  $(p'/c_\infty^2) - \rho'$ , qui est associée à la production de bruit due à la différence entre les vitesses du son  $c_0$  dans l'écoulement et  $c_\infty$  du milieu observateur, ainsi qu'aux variations d'entropie dues à des transferts thermiques. Elle est souvent négligée quand les variations de masse volumique ou de température sont peu importantes.

En pratique, si il n'y a pas de fortes inhomogénéités de masse volumique dans la région source, le tenseur de Lighthill peut se réduire aux tensions de Reynolds  $\rho_\infty u_i u_j$ .

### C.2.1.3 Limites et applications de l'analogie

L'application de l'analogie de Lighthill requiert deux grandes hypothèses:

1. Il est nécessaire que le tenseur de Lighthill  $T_{ij}$  soit nul dans la région où l'on souhaite prédire les fluctuations acoustiques de pression. Cela implique qu'il existe une région du fluide réel qui soit uniforme et au repos, et par extension, que les sources acoustiques soient localisées dans l'espace.
2. Elle nécessite également qu'il soit possible de calculer  $T_{ij}$  indépendamment de l'équation C.4.

Ces deux hypothèses sont très rarement satisfaites et doivent le plus souvent être approchées. La première hypothèse est la moins contraignante et est une bonne approximation pour la majorité des écoulements, dont les jets et les corps non-profilés.

La seconde est plus complexe à remplir. Il existe *a priori* trois façons de prédire le tenseur de Lighthill:

- A l'aide d'une solution analytique de l'écoulement. Néanmoins, de telles solutions n'existent que pour des cas très simples et cette méthode ne peut donc être facilement généralisée à une grande classe d'écoulements.
- On pourrait également mesurer les valeurs de  $T_{ij}$  expérimentalement [65]. Néanmoins, il est difficile de pouvoir mesurer les valeurs du tenseur de Lighthill sur l'ensemble du volume source, tout en évitant de le perturber.
- La troisième solution consiste à déterminer  $T_{ij}$  à partir d'un calcul numérique. C'est la méthode la plus souvent utilisée en pratique. Il faut néanmoins pouvoir les déterminer de manière assez précise. Pour cela, il est possible d'utiliser des DNS (bruit de THI [167], couche de mélange [69]) ou des LES (Bruit de couche de mélange [16], jet rond [17]).

## C.2.2 Les formulations de Green en espace libre

Afin de résoudre l'équation de Lighthill, on utilise le formalisme des équations de Green qui permet d'obtenir la solution intégrale d'une équation d'onde inhomogène.

La fonction de Green en espace libre  $G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau)$  est la réponse, à la position  $\mathbf{x}$  et au temps  $t$  à une impulsion provenant de  $\mathbf{y}$  au temps  $\tau$ . Mathématiquement, elle est solution de l'équation d'onde inhomogène suivante:

$$\frac{\partial^2 G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau)}{\partial x_i^2} - \frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau)}{\partial t^2} = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})\delta(t - \tau), \quad (\text{C.9})$$

où  $\delta$  est la fonction généralisée de Dirac qui possède la propriété suivante:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x)\delta(x - x_0)dx = \phi(x_0). \quad (\text{C.10})$$

Cette fonction est donc solution d'une équation d'onde avec une inhomogénéité ponctuelle centrée en un point de l'espace et du temps. Elle doit en outre satisfaire une condition de causalité car aucune réponse ne peut atteindre l'observateur avant que l'impulsion ne soit émise:

$$G = 0 \text{ et } \frac{\partial G}{\partial t} = 0 \text{ pour } t \leq \tau. \quad (\text{C.11})$$

Une autre propriété importante de la fonction de Green est le principe de réciprocité:

$$G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) = G(\mathbf{y}, \tau|\mathbf{x}, t). \quad (\text{C.12})$$

On présente uniquement dans cette section les fonctions de Green 3-D dans le domaine temporel. La fonction de Green 3-D dans le domaine spectral ainsi que les formulations 2-D peuvent être trouvés dans [81]. La solution de l'équation des ondes 3-D dans un domaine infini et uniforme s'écrit:

$$G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) = -\frac{\delta(g)}{4\pi r}, \quad (\text{C.13})$$

où  $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$  et  $g(\tau) = \tau - t + \frac{r}{c_\infty}$ .

Grâce à cette fonction de Green en espace libre, la solution de l'équation d'onde inhomogène

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -Q \quad (\text{C.14})$$

s'écrit

$$\phi = -G * Q. \quad (\text{C.15})$$

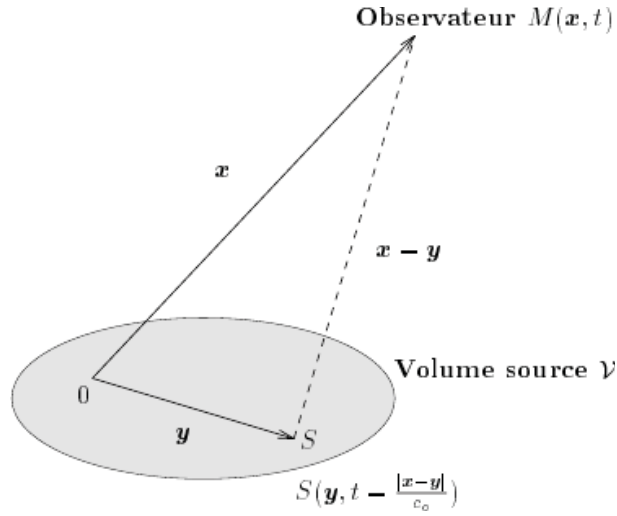


Figure C.1: Points sources et observateurs.

### C.2.3 Les formulations intégrales

On explicite dans cette partie l'expression en dérivée spatiale de la formulation intégrale de l'équation de Lighthill. Les autres formes (temporelles et spectrales) sont détaillées exhaustivement dans les travaux de thèse de Gloerfelt [81]. On note  $V_0(\mathbf{y})$  le volume d'intégration dans lequel sont contenues toutes les sources acoustiques, qui définit donc la zone source. La figure C.1 explicite les notations utilisées dans la suite.

En utilisant le formalisme des fonctions de Green, la solution en dérivées spatiales de l'équation de Lighthill pour la pression acoustique  $p'_a$  en un point d'observation  $\mathbf{x}$  et au temps  $t$  est:

$$4\pi p'_a(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{V_0(\mathbf{y})} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}(\mathbf{y}, \tau) \delta(t - \tau - \frac{r}{c_\infty}) d\mathbf{y} d\tau. \quad (\text{C.16})$$

Du fait des caractéristiques de la fonction de Dirac, cette relation se simplifie en:

$$4\pi p'_a(\mathbf{x}, t) = \int_{V_0(\mathbf{y})} \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_\infty}) d\mathbf{y}. \quad (\text{C.17})$$

Dans cette expression, la pression est la somme des contributions émises par le volume source, mais rayonnées à des instants différents puisque la distance de propagation  $r$  dépend de chaque point source. Ceci est problématique d'un point de vue implémentation numérique et est connu classiquement sous l'expression d'un problème aux temps retardés.

### C.3 Prise en compte de surfaces solides

L'analogie de Lighthill présentée dans la partie précédente est adaptée à l'étude du bruit généré par des écoulements libre tels que des jets ou des couches de mélange. Néanmoins, elle n'est pas adaptée à des écoulements dans des domaines avec des surfaces solides arbitraires. En effet, il est nécessaire dans ce cas de connaître la fonction de Green adaptée au domaine de propagation. Or, on ne connaît des formes analytiques que pour des domaines simples, comme un milieu semi-infini.

Une solution alternative introduite par Curle [43] et formalisée par Ffowcs-Williams et Hawkings [63] est de tenir compte des surfaces solides, non plus par la fonction de Green mais par une distribution différente des sources acoustiques dans le domaine. Ils établissent donc une nouvelle analogie acoustique adaptée à des surfaces soumises à un mouvement quelconque en utilisant le formalisme des fonctions généralisées.

#### C.3.1 Equation de Ffowcs-Williams et Hawkings (FW-H)

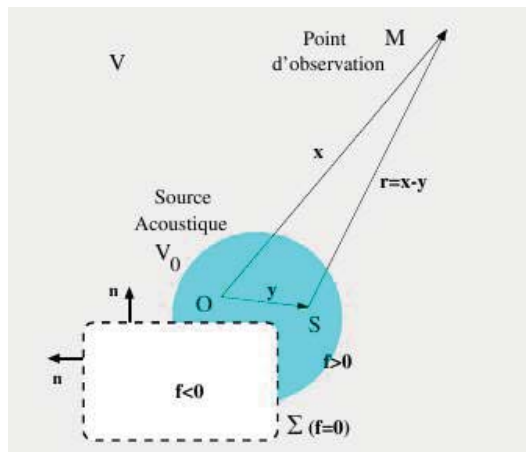


Figure C.2: Convention utilisées, d'après Gloerfelt [81].

On considère une surface  $\Sigma$  partiellement incluse dans la région source  $V_0$ .  $\Sigma$  est définie de telle façon que  $f(\mathbf{x}, t) = 0$  sur la surface, qu'elle soit négative à l'intérieur et positive à l'extérieur de la surface. A priori, on considère que la surface  $\Sigma$  se déplace à la vitesse  $u_\Sigma$ . La fonction  $f$  possède donc la propriété suivante:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_\Sigma \cdot \nabla f = 0. \quad (\text{C.18})$$

On définit la normale  $\mathbf{n}$  à la surface  $\Sigma$  orienté vers l'extérieur de  $\Sigma$  par la relation suivante:

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla f}{|\nabla f|} \quad (\text{C.19})$$

Notons que la surface peut être matérielle ou fictive.

L'idée de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkins [63] est d'introduire la quantité généralisée  $\rho H(f)$ , où  $H(f)$  est la fonction de Heaviside nulle si  $f < 0$  et égale à 1 si  $f > 0$ . On remplace ainsi un problème sur  $\rho$  avec une discontinuité due à la frontière  $\Sigma$  par un problème sur  $\rho H(f)$  qui contient la discontinuité.

En injectant ces relations dans les équations de Navier-Stokes et, de la même manière que pour l'équation de Lighthill, on fait apparaître un terme de propagation d'onde et les termes sources du bruit et on obtient finalement l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkins:

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \right\} [\rho_a H(f)](\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)](\mathbf{x}, t) + \frac{\partial}{\partial x_i} [F_i \delta(f)](\mathbf{x}, t) + \frac{\partial}{\partial t} [Q \delta(f)](\mathbf{x}, t), \quad (\text{C.20})$$

avec

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \left[ (p - p_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0) \right] \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (\text{C.21})$$

$$F_i = - \left[ \rho u_i (u_j - u_j^\Sigma) + (p - p_\infty) \delta_{ij} - \tau_{ij} \right] \frac{\partial f}{\partial x_j} \quad (\text{C.22})$$

$$Q = \left[ \rho (u_j - u_j^\Sigma) + \rho_\infty u_j^\Sigma \right] \frac{\partial f}{\partial x_j} \quad (\text{C.23})$$

On remarque qu'en l'absence de surface, on retrouve bien l'équation de Lighthill. On voit de plus apparaître deux termes dus à la présence d'une surface: un terme dipolaire  $F_i$  et un terme monopolaire  $Q$ . Il convient aussi de remarquer que si l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkins fait apparaître des sources surfaciques, cela reste une conséquence purement mathématique de l'analogie. En effet, les sources acoustiques se situent physiquement dans le fluide, et les sources acoustiques dipolaires à la surface du solide représentent mathématiquement le phénomène de diffraction des sources volumiques par la surface solide.

### C.3.2 Formulation spatiale de l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkins

L'équation d'onde obtenue étant inhomogène et valable dans tout l'espace, on peut adopter le même raisonnement utilisé pour les équations de Lighthill en introduisant un milieu observateur au repos et une distribution de sources sur le volume  $V_0$ . On est ainsi ramené à un problème de résolution d'équation d'onde à l'aide de la fonction de Green en espace libre.

La solution spatiale s'écrit:

$$[(p - p_\infty) H(f)](\mathbf{x}, t) = - \frac{\partial^2 [T_{ij} H(f)]}{\partial x_i \partial x_j^2} * G - \frac{\partial [F_i \delta(f)]}{\partial x_i} * G - \frac{\partial [Q \delta(f)]}{\partial t} * G \quad (\text{C.24})$$

### C.3.2.1 Formulation spatiale avec dérivées par rapport à l'observateur

Après développements, on obtient la formulation spatiale de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings avec les dérivées spatiales effectuées par rapport à l'observateur:

$$\begin{aligned}
4\pi H(f)p'(\mathbf{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{\mathcal{V}_0(f>0)} \frac{1}{r|1 - M_r^\Sigma|} T_{ij}(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_\infty}) d\mathbf{y} \quad (C.25) \\
&+ \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{1}{r|1 - M_r^\Sigma|} \frac{1}{|\nabla f|} F_i(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_\infty}) d\Sigma\mathbf{y} \\
&+ \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{1}{r|1 - M_r^\Sigma|} \frac{1}{|\nabla f|} Q(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_\infty}) d\Sigma\mathbf{y}
\end{aligned}$$

où

$$M_r^\Sigma = \frac{1}{c_\infty} \frac{r_i}{r} u_i^\Sigma \quad (C.26)$$

est le nombre de Mach relatif à la normale de la surface, et  $T_{ij}$ ,  $F_i$ , et  $Q$  sont explicitées respectivement par les relations C.21, C.22 et C.23.

**Surface imperméable, non-vibrante et immobile [43]:** Si la surface est rigide (imperméable et non vibrante) et immobile, l'expression C.25 se réduit à l'expression proposée par Curle [43]:

$$4\pi H(f)p'(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{\mathcal{V}_0(f>0)} [T_{ij}]_{\tau^*} \frac{d\mathbf{y}}{r} - \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} [P_{ij}]_{\tau^*} n_j \frac{d\Sigma\mathbf{y}}{r} \quad (C.27)$$

où  $P_{ij} = [(p - p_\infty)\delta_{ij} - \tau_{ij}]$ . L'indice  $\tau^*$  indique que les variables sont évaluées au temps retardé  $t - r/c_\infty$ .

**Surface immobile et poreuse:** On peut également considérer le cas où la surface est immobile mais poreuse, c'est à dire qu'elle vérifie  $u_n^\Sigma = 0$  et  $M_r^\Sigma = 0$ :

$$\begin{aligned}
4\pi H(f)p'(\mathbf{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{\mathcal{V}_0(f>0)} [T_{ij}]_{\tau^*} \frac{d\mathbf{y}}{r} - \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} [P_{ij}]_{\tau^*} n_j \frac{d\Sigma\mathbf{y}}{r} \\
&+ \frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[\rho u_n]_{\tau^*}}{r} d\Sigma\mathbf{y} - \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\Sigma(f=0)} \frac{[\rho u_i u_n]_{\tau^*}}{r} d\Sigma\mathbf{y}, \quad (C.28)
\end{aligned}$$

avec  $u_n = u_j n_j$ .

### C.3.2.2 Formulation spatiale avec dérivées par rapport à la source

Les formulations précédentes de l'analogie FW-H sont exprimées à l'aide de dérivées de quantités par rapport à l'observateur. Or, ces expressions ne sont pas commodes pour une utilisation pratique

dans le cadre d'un code numérique où les données sont obtenues à la source. On préfère donc exprimer les dérivés par rapport à la source.

Pour une source  $Q = Q(\mathbf{y}, \tau)$ , on a

$$\frac{\partial}{\partial t}[Q(\mathbf{y}, \tau)]_{\tau^*} = \left[ \frac{1}{1 - M_r^\Sigma} \frac{\partial Q(\mathbf{y}, \tau)}{\partial \tau} \right]_{\tau^*} \quad (\text{C.29})$$

ainsi que:

$$\dot{r} = -u_r^\Sigma, \quad \dot{r}_i = -u_i^\Sigma \quad \text{et} \quad \left( \frac{\dot{r}_i}{r} \right) = \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{r_i}{r} \right) = \frac{-u_i^\Sigma + (r_i/r)u_r^\Sigma}{r}, \quad (\text{C.30})$$

on obtient en regroupant les termes en  $1/r$  et  $1/r^2$ :

$$4\pi H(f)p'(\mathbf{x}, t) = \iiint_{\mathcal{V}_0(f>0)} \left[ \frac{1}{r|1 - M_r^\Sigma|} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right]_{\tau^*} d\mathbf{y} \\ + \iint_{\Sigma(f=0)} \left[ \frac{A_1}{r(1 - M_r^\Sigma)^2} \right]_{\tau^*} d\Sigma(\mathbf{y}) + \iint_{\Sigma(f=0)} \left[ \frac{A_2}{r(1 - M_r^\Sigma)^2} \right]_{\tau^*} d\Sigma(\mathbf{y}) \quad (\text{C.31})$$

avec:

$$A_1 = \rho_\infty \dot{u}_n^\Sigma + (P_{ij} \dot{n}_j) \frac{r_i}{rc_\infty} \quad (\text{C.32})$$

et

$$A_2 = P_{ij} n_j \frac{r_i}{r} - P_{ij} n_j M_i^\Sigma + \Lambda(1 - M_r^\Sigma)^{-1} \left( \rho_\infty u_n^\Sigma + P_{ij} n_j \frac{r_i}{rc_\infty} \right) \quad (\text{C.33})$$

$M_i^\Sigma = u_i^\Sigma/c_\infty$  est le nombre de Mach du mouvement de la surface  $\Sigma$  et  $M_r^\Sigma = \mathbf{u}^\Sigma \cdot \mathbf{r}/rc_\infty$  le nombre de Mach du mouvement de la surface dans la direction du rayonnement.

Cette expression est qualifiée de Formulation (1A) [60] et a été étendue par Pilon [135] pour les surfaces poreuses. Elle est couramment utilisé dans les codes de propagation FW-H.

### C.3.2.3 Méthodes aux temps avancés

Les différentes formes présentées de l'analogie FW-H expriment la pression acoustique au temps  $t$  à partir des différentes contributions des sources exprimées aux temps retardés. Ces temps retardés sont en outre *a priori* différents pour chaque point de la source acoustique. On qualifie donc ces formulations de "aux temps retardés".

Lors d'un calcul numérique, les sources sont échantillonnées le plus souvent à pas temporel constant. L'utilisation d'une méthode "aux temps retardés" nécessite donc pour chaque source une interpolation des données CFD pour en obtenir une valeur au temps retardé considéré. Cette opération doit également être réalisée pour chaque temps observateur considéré, ce qui est peu commode d'un point de vue pratique et numériquement coûteux.

Pour contourner ce problème, on choisit de prendre comme référence le temps source en faisant émettre chaque source à un temps avancé qui lui est propre. On réalise ensuite une interpolation

des contributions acoustiques de la pression pour l'observateur. Cette formulation est qualifiée de "aux temps avancés" et a été formalisée par Casalino [27].

### **C.3.3 Méthode d'extrapolation pour l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings**

Dans le cas particulier où la surface  $\Sigma$ , qu'elle soit solide ou fictive, contient toutes les sources acoustiques, nous pouvons remarquer que l'intégrale volumique

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{\mathcal{V}_0(f>0)} \frac{1}{r|1 - M_r^\Sigma|} T_{ij}(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_\infty}) d\mathbf{y}$$

s'annule car le tenseur de Lighthill  $T_{ij}$  représentant les sources de bruit est nul en dehors de la surface. Dans ce cas présent, on parle alors, selon la terminologie définie par Gloerfelt, de *méthode d'extrapolation* pour l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings. Le calcul du champs acoustique en zone lointaine ne fait alors intervenir que des intégrales surfaciques. Le fait de s'affranchir d'une intégration volumique lève deux difficultés d'ordre numérique:

- le temps de calcul est grandement réduit car seules des intégrations surfaciques sont mises en oeuvre.
- le volume des données enregistrées sur le disque est réduit, ce qui permet un traitement plus rapide et aisé des bases de données obtenues.

Néanmoins, ignorer les sources volumiques peut également poser des problèmes dans les cas suivants:

- Dans le cas où les sources acoustiques ne sont pas localisées, il peut être difficile d'entourer la zone par une surface poreuse.
- Il est également observé des émissions sonores parasites en cas du franchissement de vorticités au travers d'une surface poreuse. Une pratique courante est "d'ouvrir" la surface, ce qui a également pour conséquence de ne pas évaluer des contributions aux angles rasants.

## **C.4 Processus de calcul**

On présente dans cette section les différentes procédures mise en place dans la pratique afin de réaliser un calcul aéroacoustique.



**Définition des surfaces et maillage** Lors de la conception du domaine de calcul, on définit les surfaces qui vont être utilisées afin d'extrapoler le champ acoustique en champ lointain. Ces dernières peuvent être prise coïncidente à la surface du solide (surface solide) ou situées dans le domaine fluide (surface poreuse). Dans le cas d'une surface poreuse, on essaye de placer cette dernière hors de la zone hydrodynamique et on évite qu'elle coupe un sillage. Dans le premier cas, dans le cadre de l'analogie FW-H, seules les contributions dipolaires sont prise en compte, alors que dans le second cas, les termes quadripolaires volumiques sont pris en compte si la surface enferme complètement les sources acoustiques.

On réalise ensuite le maillage non-structuré du domaine de calcul en forçant une coïncidence des noeuds du maillage avec une éventuelle surface poreuse. On évite ainsi une interpolation des données du calcul aérodynamique sur la surface poreuse et donc d'éventuelles erreurs qui pourrait y être associées.

Enfin, on calcule les bases de connectivités associées aux surfaces poreuses et solides afin de les communiquer aux solveurs aérodynamique et acoustique.

**Calcul aérodynamique** Après la mise en données, on réalise un premier calcul afin d'établir l'écoulement dans le domaine de calcul et de passer les phénomènes transitoires de l'écoulement. On vérifie par la suite le placement opportun des surfaces poreuses en vérifiant qu'elles se situent en dehors de la zone hydrodynamique et qu'elles ne coupent pas de sillage.

On réalise ensuite le calcul aérodynamique en réalisant les sorties surfaciques (solide et poreuse) dans une base de données. La fréquence et la durée d'échantillonnage, pilotant respectivement les hautes et basses fréquences de coupures sont dictées par la gamme de fréquences recherchée à la fin du calcul acoustique.

On vérifie également la convergence du champ aérodynamique (évolution des coefficients intégrés et des moments d'ordres croissants, ...), et si il existe une base de données expérimentale disponible, on réalise une comparaison avec l'expérience.

**Propagation et post-traitement acoustique** On réalise ensuite la propagation acoustique à l'aide du solveur KIM, développé par l'ONERA. Il utilise la formulation (1A) aux temps avancées de l'analogie de FW-H afin d'extrapoler le bruit en champ lointain à partir des données surfaciques extraites lors du calcul aérodynamique. A partir du champ acoustique lointain obtenu à un ensemble de points observateurs, on peut obtenir les densités spectrale d'énergie (PSD) des signaux temporels obtenus. Afin de réduire la variance de l'estimateur de la PSD, on utilise le plus souvent la méthode de Welch qui permet de réaliser un compromis entre la variance et la résolution spectrale de la PSD en fonction du nombre de blocs de Welch utilisés.

---

### Méthodes d'analyse et de localisation des sources acoustiques

---

La chaîne aéroacoustique composée du code LES et du code FW-H permet d'obtenir un jeu extensif de données aérodynamiques et acoustiques, qui peut être traité afin d'analyser et de localiser les zones sources et les mécanismes générateurs de bruit d'une configuration. On expose donc dans cette partie les méthodes et outils qui ont été utilisés à ces fins.

On présente dans un premier temps des outils de filtrage fréquentiel permettant de réaliser des filtres passe-haut, passe-bas ou passe-bande. Un regard sera porté aux filtres analogiques de Butterworth et leurs avantages par rapport à un filtrage simpliste à l'aide de la transformée de Fourier. On présente ensuite l'utilisation de corrélations spatio-temporelles afin de repérer et de suivre des structures cohérentes dans l'écoulement. Dans la même optique, on expose la méthode de décomposition en mode dynamiques (DMD). Afin de repérer les sources acoustiques, on s'intéresse également à l'étude des cartes de PSD ou en tiers d'octave des fluctuations de pression sur la peau ainsi qu'à ses limites. On présente également l'intérêt et les limites de l'interprétation des spectres et directivités obtenus par l'analogie de FW-H solide sur des éléments géométriques séparés. Les méthodes d'antennerie (*beamforming*), bien que n'ayant pas été utilisées au cours de ce travail, seront succinctement présentées.

## D.1 Outils de traitement du signal

### D.1.1 Estimation de la densité spectrale de puissance (PSD) d'un signal

#### D.1.1.1 Moyennes d'ensemble et temporelle

On considère un processus stochastique, c'est à dire une suite  $\{X_n\}$  de variables aléatoires qui représentent des échantillons d'un signal. L'indice  $n$  est temporel et représente le temps discret auquel s'est réalisé un événement de  $\{X_n\}$ :  $x_k$ .

On définit deux moyennes pour  $\{X_n\}$ :

- La moyenne d'ensemble, ou espérance, définie par:

$$\mathbf{E}(X_n) = \int x dP_{X_n}(x) \quad (\text{D.1})$$

qui porte sur la distribution de probabilité de  $X_n$ . Elle est déterministe, mais peut dépendre du temps.

- La moyenne temporelle définie par:

$$\langle X \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N X_n \quad (\text{D.2})$$

Tous les signaux étudiés dans ce travail vérifient les hypothèses de stationnarité et d'ergodicité, et impliquent une égalité entre les moyennes d'ensemble et temporelle.

#### D.1.1.2 Définition de la densité spectrale de puissance (PSD) d'un signal

On définit la densité spectrale de puissance  $S_{pp}(f)$  du processus stochastique  $\{X_n\}$  par:

$$S_{pp}(f) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \mathbf{E}(|\tilde{X}_N(f)|^2) \quad (\text{D.3})$$

où  $\tilde{X}_N(f)$  est la transformée de Fourier des réalisations de  $\{X_n\}$ .

#### D.1.1.3 Estimation de la densité spectrale de puissance

La détermination de la densité spectrale de puissance d'un signal nécessite l'estimation de la grandeur  $\mathbf{E}(|\tilde{X}_N(f)|^2)$ . Dans le cas général, on a donc besoin de  $N$  réalisations d'une même expérience afin de réaliser une estimation de la PSD. Néanmoins, dans le cas de signaux stationnaires et ergodiques, il y a équivalence entre moyenne d'ensemble et moyenne temporelle, ce qui permet de réaliser une estimation de la PSD à partir d'une seule réalisation.

**Méthode de Bartlett [9]:** Elle utilise les propriétés stationnaires et ergodiques d'un signal afin de proposer une estimation de sa PSD. L'idée est de diminuer la variance de l'estimateur de la PSD, ce qui a également pour conséquence de diminuer sa résolution fréquentielle. La procédure est la suivante:

- Le signal  $x_n$  de N points est divisé en K segments de longueur  $M=N/K$ .
- On calcule pour chaque segment un estimateur de sa PSD en utilisant la transformée de Fourier discrète.
- On moyenne les résultats des K periodogrammes

On obtient donc un estimateur de la PSD avec une variance réduite, mais qui présente également une résolution fréquentielle diminuée.

**Méthode de Welch [205]:** Cette dernière est semblable à celle de Bartlett. Elle diffère néanmoins en deux points importants:

- Le signal est divisé en segments qui peuvent se chevaucher. Cette méthode permet d'augmenter le nombre de blocs tout en leur permettant de conserver une plus grande longueur. On obtient ainsi une plus grande résolution fréquentielle.
- Afin de diminuer les oscillations de Gibbs, les segments sont apodisés à l'aide de fenêtres adaptées comme celles de Hanning ou de Hamming.

Cette dernière méthode est utilisée dans la suite de ce travail. On définit le nombre de segments ainsi que le recouvrement en fonction du signal étudié. L'utilisation de trois segments avec 50% de recouvrement permet néanmoins de réduire significativement la variance de l'estimateur de la PSD dans de nombreux cas. Si la longueur du signal le permet, on peut augmenter le nombre de segments pour augmenter la qualité de l'estimateur, c'est à dire réduire la variance du résultat.

### ***D.1.2 Filtrage d'un signal***

Le filtrage de signaux temporels peut se révéler utile afin de supprimer les composantes hautes ou basses fréquences d'un signal, ou bien d'isoler une bande de fréquences afin de l'étudier. On présente donc dans cette section deux méthodes de filtrage afin de réaliser des filtres passe-bandes afin d'isoler certaines bandes de fréquences d'un signal d'entrée temporel échantillonné  $e_n$  donnant le signal de sortie  $s_n$ .

**Filtre par transformée de Fourier** L'idée est d'appliquer une transformée de Fourier rapide (FFT) sur l'échantillon  $e_n$  afin d'obtenir sa représentation fréquentielle  $\tilde{e}_n$ . Dans l'espace spectral, on peut ensuite supprimer les composantes que l'on cherche à éliminer. On peut enfin repasser dans l'espace temporel en réalisant une transformée de Fourier rapide inverse. Néanmoins, cette méthode pose plusieurs problèmes:

- La méthode précédente consiste à appliquer une fenêtre rectangulaire. Cette discontinuité induit des oscillations parasites connues sous le *phénomène de Gibbs*. Une solution pour supprimer ces effets de bords est d'utiliser des fenêtres spécifiques (Hanning, Hamming,...). On parle alors d'apodisation.
- Cette méthode est plus coûteuse qu'un filtre linéaire dans le domaine temporel.

On préférera donc l'utilisation d'un filtre linéaire dans le domaine temporel afin de réaliser les opérations de filtrage.

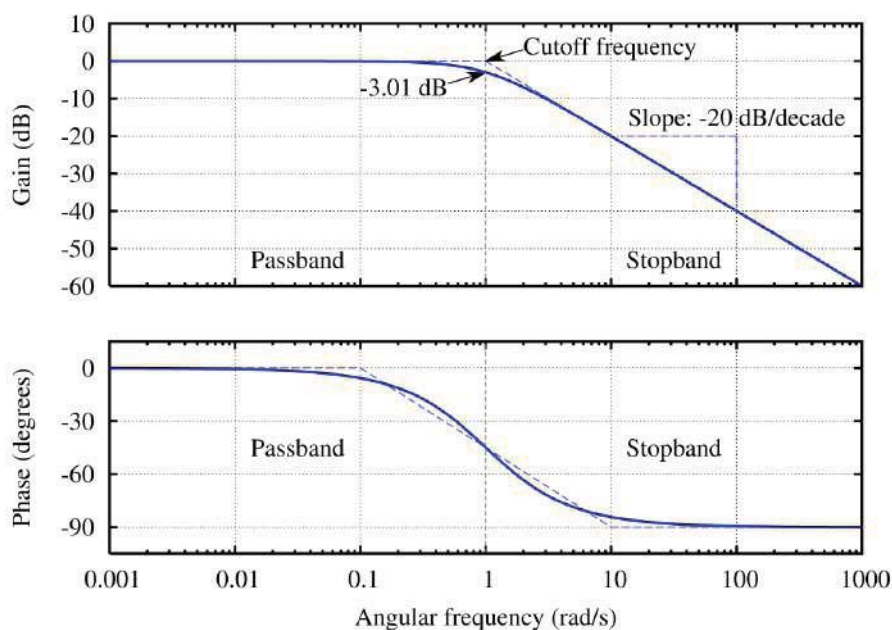


Figure D.1: Diagramme de Bode pour un filtre de Butterworth du premier ordre.

**Filtre de Butterworth:** c'est une famille de filtres linéaires dans le domaine temporel, qui est conçu pour avoir un gain aussi constant que possible dans sa bande passante. On s'assure ainsi d'éviter toute distorsion du signal dans cette bande. Sous le formalisme de la transformée de Laplace, la fonction de transfert du filtre de Butterworth s'écrit:

$$H_n(p) = \frac{G_0}{\prod_{k=1}^n (p - p_k)/\omega_c} \quad (D.4)$$

avec  $p_k$  les racines  $n$ -ième de l'unité. La fonction de transfert du filtre s'écrit donc:

$$G_n(\omega) = |H_n(j\omega)| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_c)^{2n}}}. \quad (\text{D.5})$$

La pente du gain dans la bande de coupure est de  $-20n$  dB/décade. Pour un filtre d'ordre 1, cette pente est de -20 dB/décade comme représenté sur le diagramme de Bode (figure D.1).

Il est également possible d'obtenir un filtre passe-haut de façon triviale, et un filtre passe bande en multipliant les fonctions de transfert de deux filtres passe-haut et passe-bas de fréquences de coupure différentes. On utilisera ces filtres implémentés dans la librairie scientifique Scipy.

### **D.1.3 Cartes de PSD de pression pariétale par bande de fréquence**

#### **D.1.3.1 Principe de la méthode**

Dans le cas d'applications à bas nombre de Mach ( $Ma < 0,4$ ), les termes quadripolaires peuvent être négligés et les sources acoustiques peuvent être modélisées par une distribution de dipôles à la paroi représentant les forces instationnaires qu'appliquent le fluide sur le solide. Il est donc légitime de s'intéresser à ces dernières pour comprendre le champ acoustique lointain. Notamment, ces cartes peuvent être particulièrement utiles pour mettre en évidence des zones de lâchers ou d'impacts tourbillonnaires. On peut donc s'intéresser aux PSD de la pression pariétale, à leurs valeurs intégrées sur des bandes en tiers d'octave ou sur tout le spectre.<sup>1</sup>

Néanmoins, des précautions s'imposent dans l'interprétation de ces cartes:

- Certaines sources peuvent être seulement secondaires et ne peuvent être issues que de la réflexion d'onde acoustique issues d'une source primaire.
- Des sources cohérentes entre elles peuvent créer des ondes pouvant interférer en champ lointain de manière constructive ou destructive.

De fait, il est nécessaire de croiser les résultats de ces cartes avec d'autres données en champ proche (analyse DMD, corrélations, ...) ainsi qu'avec les données en champ lointain pour conclure sur la physique de génération de bruit d'une configuration.

#### **D.1.3.2 Exemple d'application: cylindres en tandem**

Un exemple d'application de cartes en tiers d'octave de pression pariétale est donné par Brès [22] dans le cadre du cas de validation des "cylindres en tandem". Les PSD de pression pariétale sont calculées en tous les points de la surface, puis représentées en bandes de tiers d'octave (figure D.2).

---

<sup>1</sup>On obtient alors les valeurs *rms* de la pression pariétale

Les plaques séparatrices disposées de part et d'autre du dispositif expérimental sont également incluse dans le calcul des cartes. Plusieurs observations s'en dégagent:

- Les fluctuations de pression sont les plus importantes dans la bande 140-176 Hz, qui contient la fréquence fondamentale des lâchers tourbillonnaires.
- Néanmoins, le cylindre aval est excité de façon importante dans les autres bandes en tiers d'octave, contrairement au cylindre amont.
- Une empreinte caractéristique d'une émission dipolaire peut être observée sur les plaques séparatrices. On peut donc supposer que ces dernières contribuent de façon notable au champ lointain.

En conclusion de l'étude, ces cartes corroborent les résultats en champ lointain et montrent une contribution notable des plaques séparatrices sur le champ acoustique. En outre, le cylindre aval est dominé par du bruit d'impact dont les contributions s'étalent sur l'ensemble du spectre étudié.

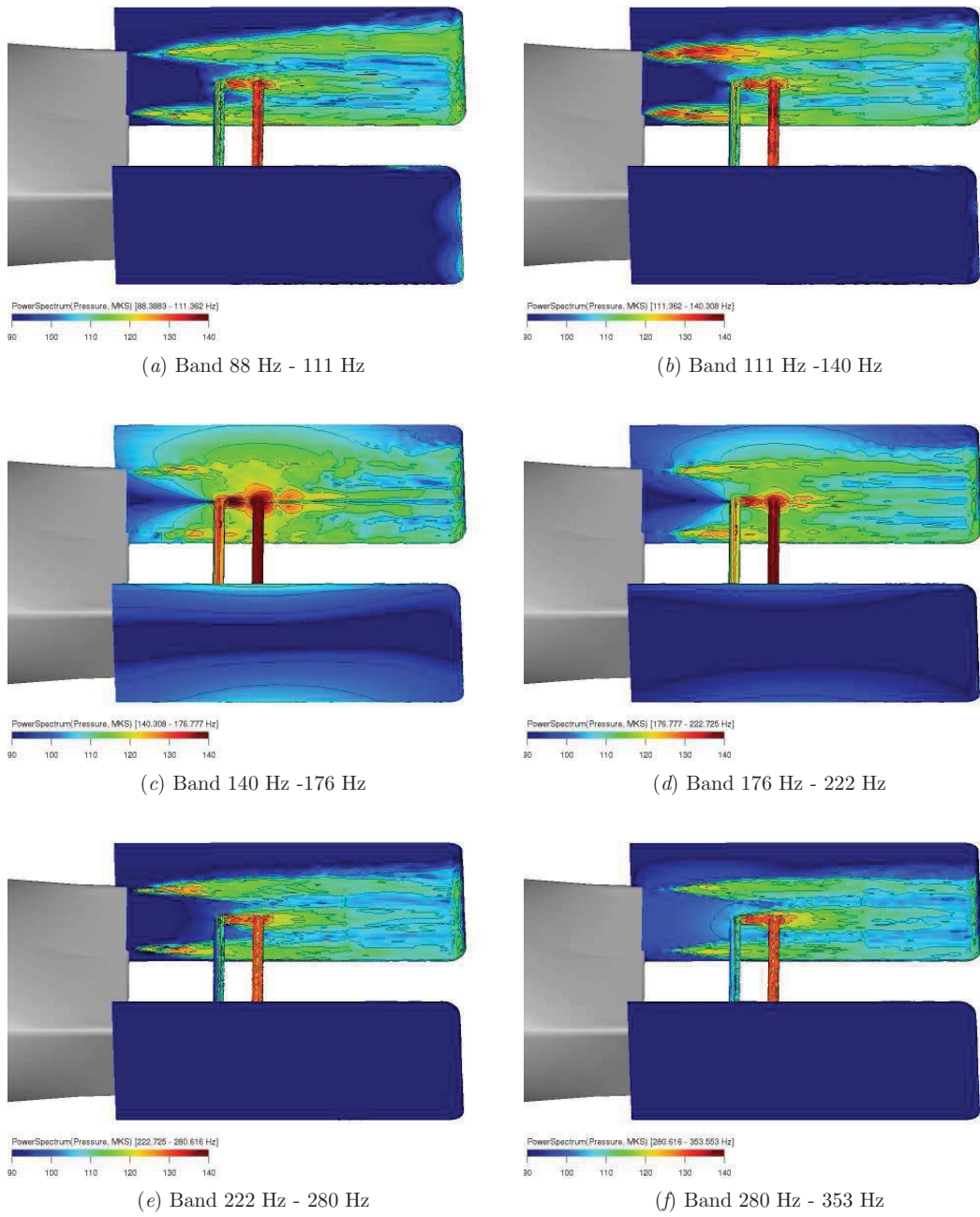


Figure D.2: Filtrage par bande de fréquence appliqué au cas des cylindres en tandem, d'après Brès [22].



## D.2 Identification et suivi de structures cohérentes

### D.2.1 Critère $Q$

Hunt [91] propose d'utiliser le second invariant du tenseur des gradients de vitesse afin de localiser les positions des structures tourbillonnaires. Cet invariant est noté  $Q$  et est défini par:

$$Q = -\frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}), \quad (\text{D.6})$$

avec

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \text{ et } S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{D.7})$$

dénotant respectivement les parties symétrique et antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse. Les régions pour lesquelles  $Q$  est positif sont dominées par le cisaillement et les iso-contours de  $Q$  matérialisent les structures tourbillonnaires. Néanmoins, ce critère est local et ne permet pas de mettre en évidence d'éventuelles structures tourbillonnaires cohérentes qui seraient mêlées à une turbulence développée. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des critères non-locaux, comme des corrélations spatio-temporelles ou un algorithme de décomposition en mode propre, comme la *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) ou la *Dynamic Mode Decomposition* (DMD).

### D.2.2 Correlations spatio-temporelles

Afin d'étudier les caractéristiques du bruit d'interaction et pour mettre en évidence des phénomènes interférométriques entre un élément générateur d'un sillage contenant des structures cohérentes qui impacte un second élément, on peut s'intéresser à l'étude de ces structures en étudiant l'évolution de la corrélation spatio-temporelle le long d'une ligne de points.

Le principe consiste à évaluer la fonction de corrélation spatio-temporelle le long d'une ligne de l'espace pour une variable arbitraire. Pour suivre les structures cohérentes dans un écoulement, on choisit la fluctuation de vitesse  $u$ :

$$R_{uu}(\Delta x, \Delta t) = \frac{\langle u(x, t) \cdot u(x + \Delta x, t + \Delta t) \rangle}{\langle u(x, t)^2 \rangle}, \quad (\text{D.8})$$

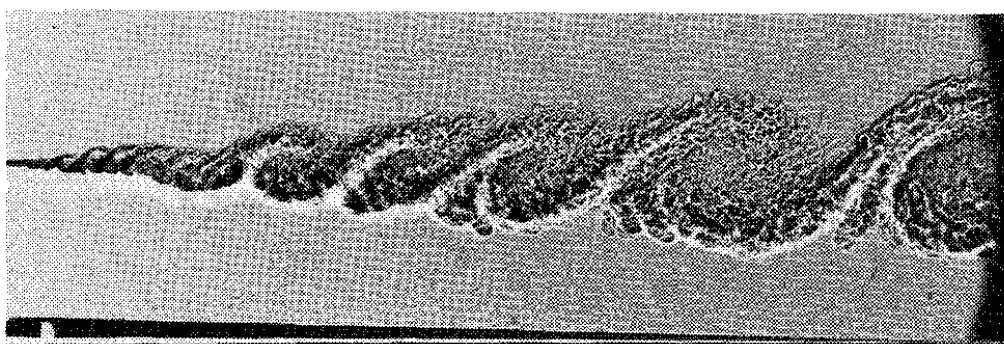
où  $x$  et  $t$  correspondent au point de référence et  $\Delta x$  et  $\Delta t$  représentent la distance spatiale et temporelles pour la réalisation de la corrélation.

On présente un exemple d'application sur une couche de mélange plane entre de l'hélium et de l'azote réalisé par Roshko [150]. La figure D.3a montre une visualisation de l'écoulement. Sous l'effet d'instabilités de Kelvin-Helmholtz, des structures tourbillonnaires de grande dimension apparaissent dans la couche de mélange, et sont convectées à une vitesse qui leur est propre. On observe en outre des structures secondaires qui témoignent du développement turbulent des structures, contribuant ainsi à leur perte de cohérence. On peut quantifier ces deux observations

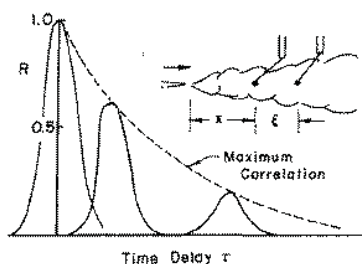
en calculant la corrélation spatio-temporelle sur l'axe de la couche de mélange. Les corrélations spatiales en deux points (figure D.3b) mettent en évidence une perte de corrélation et quantifient le temps de propagation d'une structure cohérente.

On généralise cette approche en réalisant des cartes de corrélation spatio-temporelle, à partir desquelles il est possible de déduire les trajectoires des structures. La figure D.3c montre une carte des trajectoires des structures cohérentes obtenues à partir des corrélations spatio-temporelles. La pente des trajectoires correspond à la vitesse de propagation des structures selon l'axe considéré. On observe également dans cette expérience la fusion de structures cohérentes au cours de leur propagation.

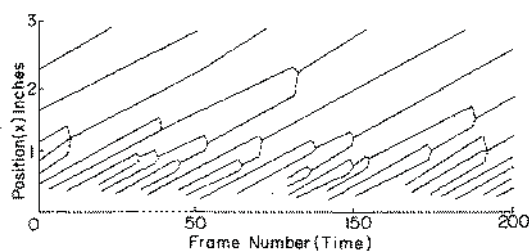
On applique cette méthode au cas du "barreau-profil" afin d'étudier la dynamique des structures cohérentes issu des lâchers tourbillonnaires du barreau jusqu'au profil.



(a) Visualisation de la couche de mélange.



(b) Courbes de corrélation spatiales.



(c) Trajectoires des structures cohérentes.

Figure D.3: Exemple de détection de structures cohérentes dans une couche de mélange entre de l'azote et de l'hélium, d'après Roshko [150].

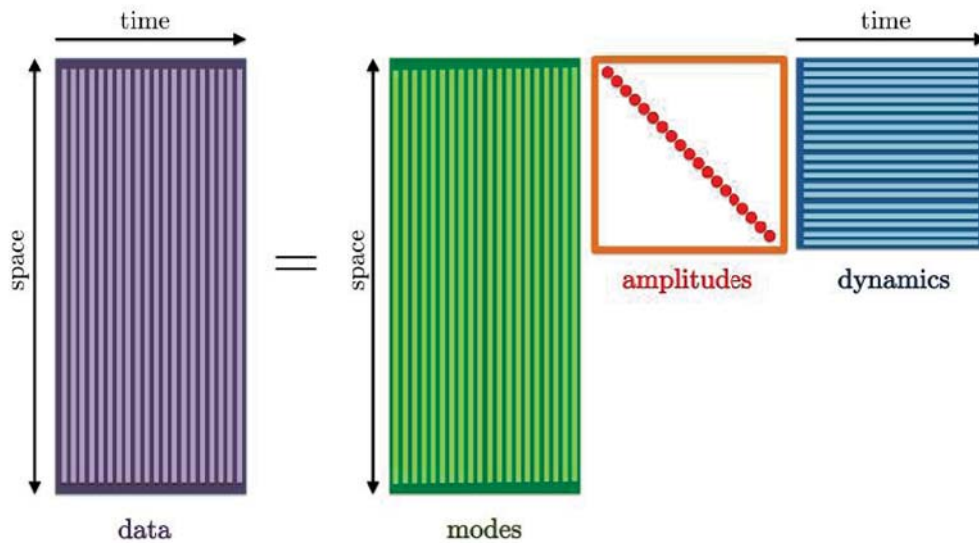


Figure D.4: Schéma de la méthode DMD, d'après Schmid [160].

## D.3 Décomposition en modes dynamiques (DMD)

### D.3.1 Aspects généraux de la méthode

La DMD [160, 161] est une méthode récemment développée permettant d'extraire les structures pertinentes d'un écoulement en proposant un modèle d'ordre réduit. Cette méthode peut être basée indifféremment sur des résultats numériques ou expérimentaux. De la même façon qu'avec la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*), l'idée de cette méthode est de construire un système linéaire de dimension réduite décrivant un système non-linéaire de dimension importante.

Il existe de nombreuses façons de bâtir un telle méthode. L'unicité de la méthode DMD est réalisée en considérant que chaque mode est mono-fréquentiel, contrairement à la POD où les modes sont contraints à être incohérents spatialement entre eux, mais peuvent contenir de multiples fréquences. Il en résulte les caractéristiques suivantes pour la DMD:

- L'orthogonalité des modes est imposée dans le domaine temporel, alors qu'elle est imposée dans l'espace pour la POD.
- Les modes ont leurs amplitudes déterminées selon leur dynamique, et selon leur énergie avec la POD.
- Les modes DMD sont mono-fréquentiels par essence, et *a priori* multi-fréquentiels avec la POD.

Cette méthode est intéressante quand on cherche à mettre en évidence un problème physique

caractérisé par son contenu fréquentiel. On pense par exemple aux tons acoustiques issus des lâchés tourbillonnaires périodiques d'un cylindre dans un écoulement, ou aux tons de cavités dont les fréquences propres sont déterminées par la géométrie du résonateur.

En comparaison à la décomposition en modes de Fourier, la DMD montre les avantages suivant:

- La DMD montre une meilleure résolution spectrale que la transformée de Fourier
- Elle est beaucoup plus efficace sur des signaux temporels courts. Une ou deux périodes temporelles peuvent être suffisantes.

### D.3.2 Elements théoriques

On considère un ensemble de solutions issues de l'expérience ou d'une simulation numérique défini par

$$\mathbf{V}_1^N = \{\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \dots, \mathbf{v}_N\}. \quad (\text{D.9})$$

La DMD se base sur l'existence d'un opérateur linéaire  $\mathbf{A}$  d'avance en temps, c'est à dire vérifiant

$$\mathbf{v}_{i+1} = \mathbf{A}\mathbf{v}_i. \quad (\text{D.10})$$

Cette hypothèse est vérifiée dans le cas d'un processus purement linéaire. Dans le cas d'un processus non-linéaire, cette approche revient à considérer l'état linéaire tangent au temps  $k$ . Les modes DMD sont les vecteurs propres  $\Phi_i$  associée au valeurs propres  $\lambda_i$  de  $\mathbf{A}$

$$\mathbf{A}\Phi_i = \lambda_i\Phi_i \quad (\text{D.11})$$

On peut en outre déduire l'évolution temporelle de ces modes en utilisant l'opérateur  $\mathbf{A}$ :

$$\mathbf{A}^k\Phi_i = \lambda_i^k\Phi_i \quad (\text{D.12})$$

Si on projette le vecteur initial  $\mathbf{v}_1$  sur la base des vecteurs propres  $\Phi_i$  de  $\mathbf{A}$  soit

$$\mathbf{v}_1 = \sum_i c_i\Phi_i, \quad (\text{D.13})$$

on obtient la décomposition modale finale pour tout vecteur  $\mathbf{v}_k$ :

$$\mathbf{v}_k = \mathbf{A}^k\mathbf{v}_1 = \sum_i \lambda_i^k c_i\Phi_i. \quad (\text{D.14})$$

En pratique, on ne détermine pas l'opérateur linéaire  $\mathbf{A}$ . On utilise un algorithme proche de celui d'Arnoldi, dit algorithme DMD, afin de déterminer les modes de la décomposition. On renvoie le lecteur intéressé aux travaux de Schmid [161] pour les détails de l'algorithme.

### D.3.3 Exemple d'application

On présente dans cette section un exemple d'application de la DMD sur un jet d'hélium débouchant [161], dont des visualisations à plusieurs instants sont présentées dans la figure D.5a. Les modes les plus dynamiques sont identifiés sur le spectre de la DMD (figure D.5b), et représentés sur la figure D.5c. On observe notamment que le mode le plus dynamique (a) correspond aux instabilités primaires de Kelvin-Helmholtz, alors que les modes secondaires (c) et (d) représentent des instabilités apparaissant dans les structures primaires, préférentiellement dans les couches de cisaillement.

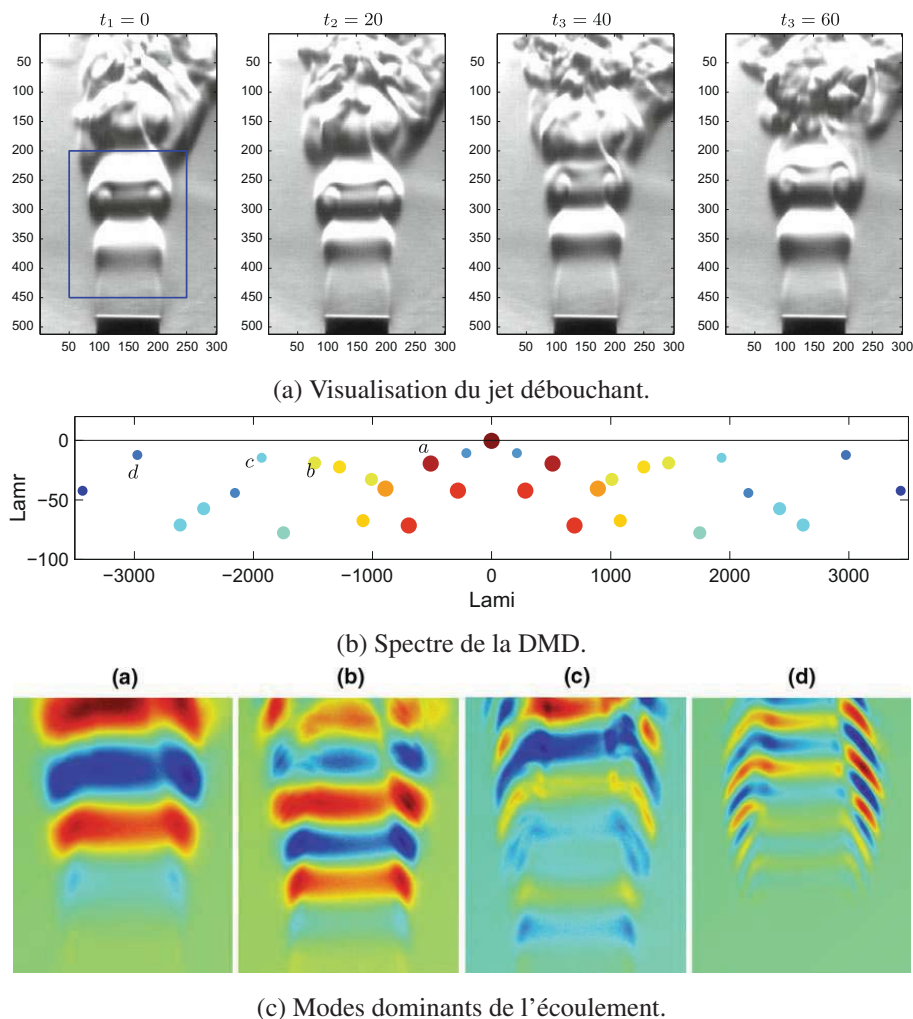


Figure D.5: Exemple d'application de la DMD sur un jet débouchant, d'après Schmid [161].

## D.4 Résolution des équations d'Helmholtz: AVSP

### D.4.1 Principe de la méthode

On considère les équations de Navier-Stokes pour un fluide non réactif linéarisées autour d'un état moyen:

$$\nabla \cdot (c^2 \nabla p') - \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = -\gamma \bar{p} \nabla \mathbf{v} : \mathbf{v} \quad (\text{D.15})$$

où  $p'$  est la fluctuation de pression autour de la pression moyenne  $\bar{p}$ , et  $c$  est la vitesse locale du son. Le terme source de droite est lié au bruit aérodynamique. Sous les hypothèses de bas nombre de Mach, on néglige le terme source. En considérant cette relation dans le domaine spectral, on obtient l'équation d'Helmholtz suivante pour la pression complexe  $P'$ :

$$\nabla \cdot (c^2 \nabla P') + \omega^2 P' = 0. \quad (\text{D.16})$$

La résolution de ces équations associées à des conditions aux limites adaptées aux frontières du domaine permettent de déterminer les modes propres acoustiques  $P'_k(x, y, z)$  de fréquences propres  $f_k$  pouvant se développer dans le domaine de calcul. De plus amples détails sur la discrétisation et la résolution numérique des équations d'Helmholtz dans le code AVSP sont données dans la thèse de Sensiau [165].

### D.4.2 Exemple d'application

On présente une application du code AVSP pour un écoulement non réactif dans le compresseur CREATE ainsi que son banc d'essai (figure D.6) effectué dans la thèse de Crevel [41], qui observe un phénomène basse fréquence de 94 Hz à l'approche du phénomène de pompage du compresseur dans des calculs U-RANS effectués avec le code elsA. Ce phénomène est supposé être un mode de résonance du banc d'essai CREATE.

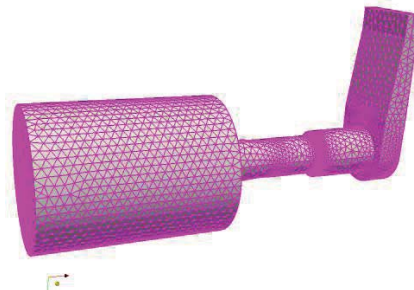


Figure D.6: Domaine de calcul AVSP pour le banc d'essai CREATE, d'après Crevel [41].

Crevel utilise donc AVSP afin de mettre en évidence les modes propres acoustique du banc. Le troisième mode acoustique trouvé par AVSP, et montré dans la figure D.7, a une fréquence propre de 95,8 Hz, ce qui est très proche de la fréquence de résonance précédemment mentionnée. En outre, Crevel montre une similitude des structures spatiales des modes trouvés par elsA et par AVSP. Cette méthode permet donc de définitivement confirmer l'hypothèse de résonance du banc et d'identifier clairement la structure du mode acoustique qui lui est liée.

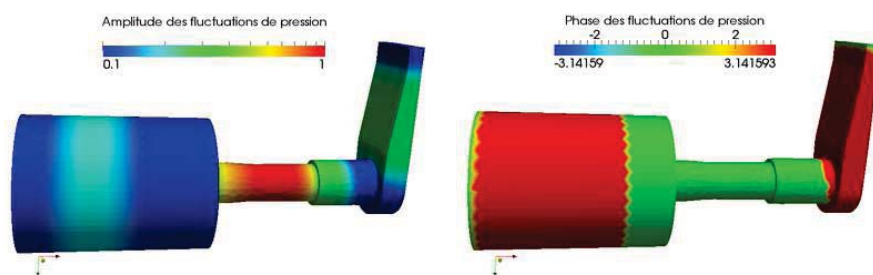


Figure D.7: Mode acoustique calculé par AVSP à 95,8 Hz, d'après Crevel [41].

## D.5 Spectres et directivités acoustiques par éléments géométriques

### D.5.1 Principe de la méthode

Si l'on se place toujours dans le cadre d'un écoulement à bas nombre de Mach, les sources acoustiques peuvent être modélisées par une distribution surfacique de dipôles compacts et les termes quadripolaires de l'analogie de Lighthill peuvent être négligés. De fait, on peut obtenir le champ acoustique lointain à l'aide de l'analogie de FW-H en utilisant une surface solide.

La méthode FW-H étant linéaire, le signal acoustique en champ lointain est la somme des contributions élémentaires de chaque élément géométrique pour la configuration considéré. Dans une certaine mesure, il est donc possible de décomposer la géométrie complète en sous-éléments caractéristiques afin d'étudier séparément leurs spectres et directivités respectifs. Dans cette approche, il convient de noter les éléments suivants:

- Le champ acoustique rayonné par une partie géométrique de la configuration n'est pas équivalent à son bruit propre, i.e. il peut également contenir les effets de réflexion et de diffraction induit par la portion géométrique considéré sur les ondes acoustiques lui étant incidente. Ces effets peuvent être négligés en cas de compacité du sous-élément considéré par rapport à la longueur d'onde acoustique incidente.
- En cas de cohérence entre les sources de différents sous-éléments de la géométrie, il est possible qu'il y ait des interférences constructives ou destructives. Il est donc nécessaire de

comparer les PSD des éléments séparés avec la PSD du signal de la géométrie complète pour identifier ces phénomènes. En cas de sources incohérentes, les PSD peuvent être sommées.

Cette approche peut donc être intéressante pour quantifier le bruit propre de chaque sous-élément d'une géométrie, ainsi que pour mettre en évidence d'éventuels phénomènes interférentiels entre chaque sous-éléments.

### D.5.2 Exemple d'application: train Lagoon

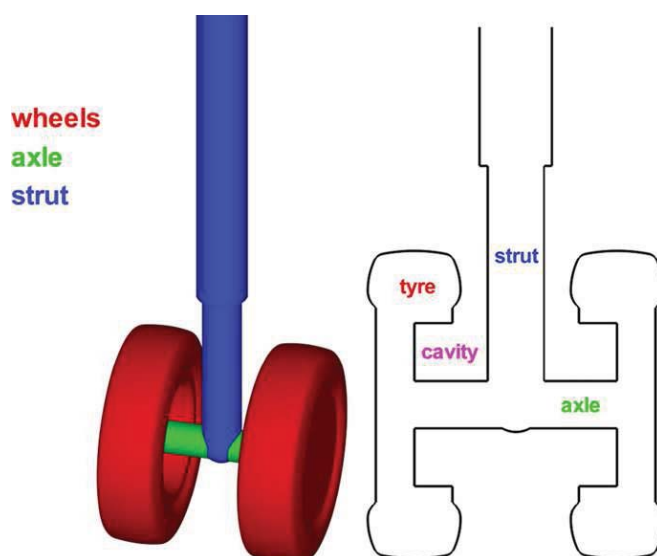
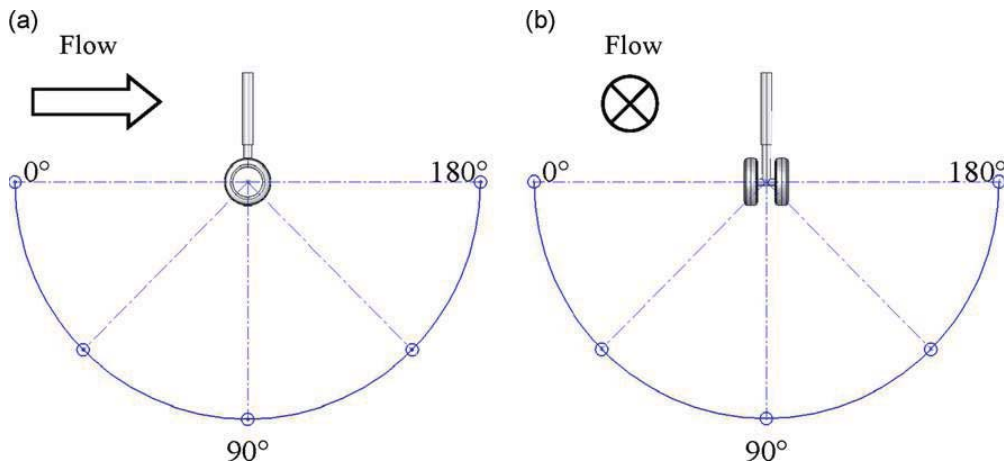


Figure D.8: Décomposition du train LAGOON #1 en sous-éléments, d'après Liu [112].

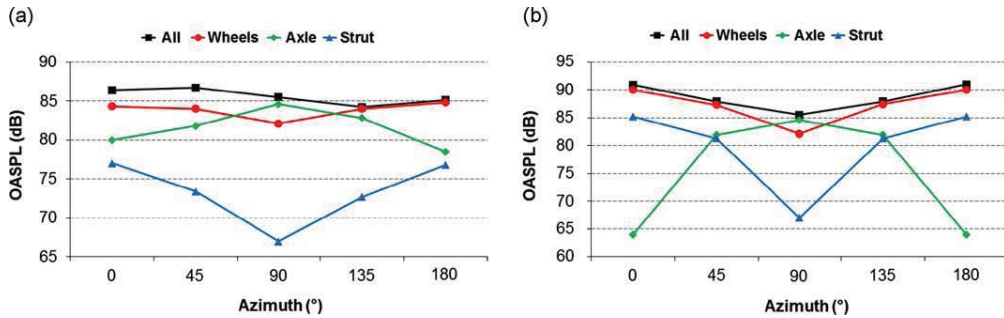
On présente une application du calcul de directivité acoustiques pour des sous-éléments du train d'atterrissage LAGOON #1 à partir d'un calcul DES réalisé par Liu *et al.* [113]. La figure D.8 montre la géométrie complète ainsi que la décomposition en sous-éléments: roues (*wheels*), jambe (*strut*) et essieu (*axle*) du train. Une extrapolation du champ lointain pour chacun de ces éléments est réalisée à l'aide de l'analogie FW-H.

La figure 4.3 représente les directivités de chaque élément pour deux arcs de microphones disposés en dessous et sur le coté du train et dont les orientations sont précisées dans la figure D.9a. Les auteurs déduisent de cette analyse une prévalence du bruit généré par les roues du train. En outre, la forme caractéristique d'un dipôle de la directivité de la jambe est caractéristique d'un cylindre placé dans un écoulement.





(a) Disposition des arcs situés respectivement en dessous (a) et sur le côté (b) du train.



(b) Directivité de chaque sous élément

Figure D.9: Calcul de la directivité de sous-éléments géométriques, d'après Liu [112].

## D.6 Méthodes d'antennerie acoustique

On présente ici une famille de méthodes de détection de sources acoustiques à partir d'un réseau de microphone, c'est à dire un ensemble de mesure de signaux de fluctuation de pression acoustiques.

Cette méthode fût pour la première fois utilisée pour une application industrielle par Billingsley [13] qui utilisa un télescope acoustique pour identifier les sources de bruit dans les réacteurs Rolls-Royce/SNECMA Olympus du Concorde. Les méthodes d'antennerie ont dès lors été utilisées sur de nombreuses configurations industrielles dans le domaine de l'aéronautique, du domaine ferroviaire ainsi que de l'automobile afin d'identifier les sources de bruit de façon non-intrusive.

## D.6.1 Beamforming classique

### D.6.1.1 Principe de détection: approche delay and sum

Le principe du *delay and sum* se base sur les interférences que peuvent avoir la somme de signaux déphasés. On considère en premier lieu que le champ acoustique résulte du champ rayonné par une somme de monopoles monochromatiques distribués dans l'espace et que l'on dispose de signaux de pression acoustiques pour plusieurs points d'observations  $m_i$ . L'idée est donc de rechercher pour un ensemble discret de point  $s_i$  les points où se situeraient une source monopolaire de bruit.

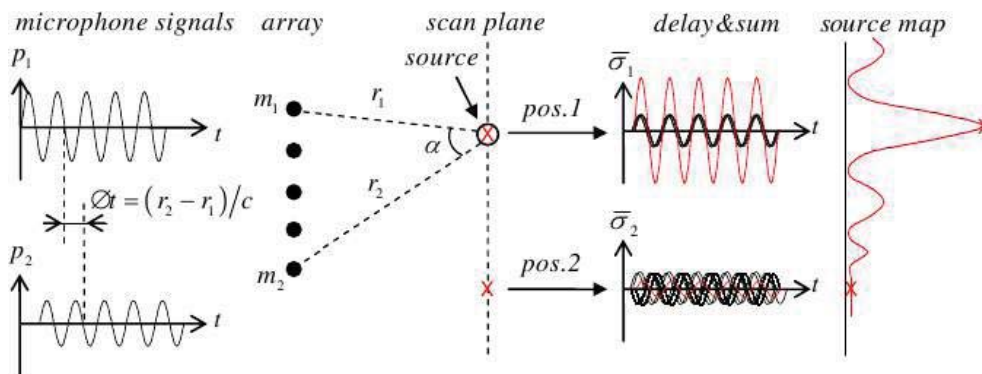


Figure D.10: Principe du *delay and sum*, d'après Oerlemans [130].

L'approche consiste à vérifier pour chaque point la probabilité de présence d'un monopole. Pour cela, on déphase et pondère les signaux de chaque microphone en fonction de la distance séparant le micro considéré et le point source où l'on teste la présence d'un monopole. La réponse du réseau de microphones pour le point source  $s_i$  est définie par:

$$s_j(t) = \sum_{m_i} w_m p_m(t + \tau_m) \quad (D.17)$$

où  $p_m(t)$  est la fluctuation de pression mesurée par le microphone  $m_i$  et  $w_m$  est la fonction de poids utilisé pour tenir compte de l'atténuation du signal due à la distance mais aussi de l'éventuelle atténuation atmosphérique pouvant avoir lieu. On définit en outre

$$\tau_m = l_{m_i}(s_j)/a \quad (D.18)$$

qui est le temps nécessaire au signal de pression pour parcourir la distance entre le micro  $m_i$  et le point source  $s_j$ . Ainsi, si les signaux acoustiques proviennent bien du point  $s_i$  alors la somme des signaux ainsi déphasés et pondérés sera constructive. Le cas contraire, on obtient une somme incohérente de signaux dont la puissance de la somme sera inférieure à celle d'une somme cohérente d'ondes acoustiques.

### D.6.1.2 Beamforming conventionnel

Le *beamforming* est une généralisation du *delay and sum* permettant une identification spatiale et fréquentielle de source acoustiques supposées monopolaires dans une zone spatiale discrétisée.

A partir de l'expression du *delay and sum* de l'équation D.17, on définit la réponse du réseau d'antenne par:

$$\Phi(x, \omega) = \sum_{m=1}^{m_0} \sum_{n=1}^{m_0} w_m w_n e^{i\omega(\tau_m - \tau_n)} \langle P_m(\omega) P_n^*(\omega) \rangle \quad (\text{D.19})$$

avec

$$P_m(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_m(t) e^{-i\omega t} dt \quad (\text{D.20})$$

On définit la matrice de corrélation croisée<sup>2</sup> par

$$G_{mn} = \langle P_m(\omega) P_n^*(\omega) \rangle \quad (\text{D.21})$$

et le vecteur de directivité pondéré<sup>3</sup> par

$$\epsilon(x, \omega) = w_m(x, \omega) e^{i\omega\tau_m(x)}. \quad (\text{D.22})$$

La réponse de l'antenne acoustique s'écrit:

$$\Phi(x, \omega) = \sum_{m=1}^{m_0} \sum_{n=1}^{m_0} w_m w_n e^{i\omega(\tau_m - \tau_n)} G_{mn}, \quad (\text{D.23})$$

où encore sous forme matricielle

$$\Phi(x, \omega) = \epsilon \mathbf{G} \epsilon^T. \quad (\text{D.24})$$

Néanmoins, la réponse de l'antenne ne représente pas la distribution de source acoustique réelle mais sa convolution avec la fonction de transfert de l'antenne<sup>4</sup>. Elle est fonction de la disposition des microphones de l'antenne, mais aussi de la grille de recherche des sources. En conséquence, des lobes secondaires au lobe principal d'une source acoustique peuvent être observés.

On observe plusieurs techniques visant à réduire l'influence de la réponse de l'antenne:

- La première consiste à optimiser l'antenne par sa disposition des micros. Cette méthode ne permet cependant pas d'obtenir une carte des sources acoustiques totalement propre.
- La seconde est l'utilisation de poids associées aux microphones, prenant également en compte la décroissance en  $1/r$  de l'amplitude d'une onde acoustique sphérique.

<sup>2</sup>*Cross-Spectral Matrix* en anglais

<sup>3</sup>*Weighted Steering Vector* en anglais

<sup>4</sup>*Point Spread Function* en anglais

- La dernière consiste à utiliser des méthodes de déconvolution afin de nettoyer les cartes de distribution des sources acoustiques, et ainsi d'augmenter la résolution spatiale des sources. Des algorithmes tels que DAMAS, DAMAS2 ou CLEAN-SC améliorent significativement la résolution spatiale des cartes des sources acoustiques. Ces méthodes, qui cherchent à résoudre un problème inverse, sont itératives et souffrent souvent de défauts de convergence.

### **D.6.2 Limitation de la méthode**

Bien que séduisante par leur capacité à retrouver les sources acoustique en champ proche à partir du champ acoustique lointain, ces méthodes souffrent de limitations qui limitent leur utilisation à certaines applications en pratique:

- La propagation d'une source vers l'antenne des ondes acoustiques dans une géométrie complexe ne suit plus une droite, et le calcul des temps de retard et donc du déphasage des ondes se révèle beaucoup plus complexe.
- La résolution spatiale d'une source acoustique à l'aide d'une méthode de beamforming classique reste sujet au critère de Rayleigh. Du fait du caractère ondulatoire des ondes acoustiques, la taille caractéristique  $l$  d'une source émettant une onde acoustique de longueur d'onde  $\lambda$  détectable à l'aide d'une antenne de dimension  $D$  distante de  $L$  est:

$$l = 1.220 \frac{L\lambda}{D} \quad (\text{D.25})$$

Pour une taille d'antenne raisonnable ( $D \simeq 1$  m à une distance  $L = 10$  m), la résolution spatiale d'une source emmenant à 1 kHz dans de l'air à des température et pression ambiantes est  $l = 4.14$  m. Cette méthode se révèle donc utile pour discriminer des sources acoustiques sur des dimensions importantes, par exemple à discriminer le bruit du train à celui des volets ou du moteur sur un avion à taille réelle, mais n'est pas adaptée à la détection fine des sources acoustiques sur un élément. L'utilisation d'une méthode de déconvolution permet de lever cette limitation, mais la convergence de la méthode est fortement conditionné par la qualité de la carte initiale issu d'un beamforming classique.



## E.1 Units definitions

### E.1.1 Sound pressure levels

Sound pressure level (SPL) or sound level  $L_p$  is a logarithmic measure of the effective sound pressure of a sound relative to a reference value. It is measured in decibels (dB) above a standard reference level.

$$L_p = 10 \log_{10} \left( \frac{p_{rms}^2}{p_{ref}^2} \right) = 20 \log_{10} \left( \frac{p_{rms}}{p_{ref}} \right) \text{ dB} \quad (\text{E.1})$$

The commonly used reference sound pressure in air is  $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$  Pa which is usually considered as the threshold of human hearing. Figure E.1 shows a decibel range chart and analogies with noise sources that may be encountered in daily life.

### E.1.2 A-weighted Decibels.

The human ear is less sensitive to low audio frequencies, and is the most sensitive between 2 and 5 kHz. A-weighting (see Fig. E.2) is an attempt to account for the relative loudness perceived by the human ear. Standard levels between 800 Hz and 3 kHz are amplified, while they are decreased otherwise.

### Decibel (dB) Range Chart



Figure E.1: Decibel range chart.

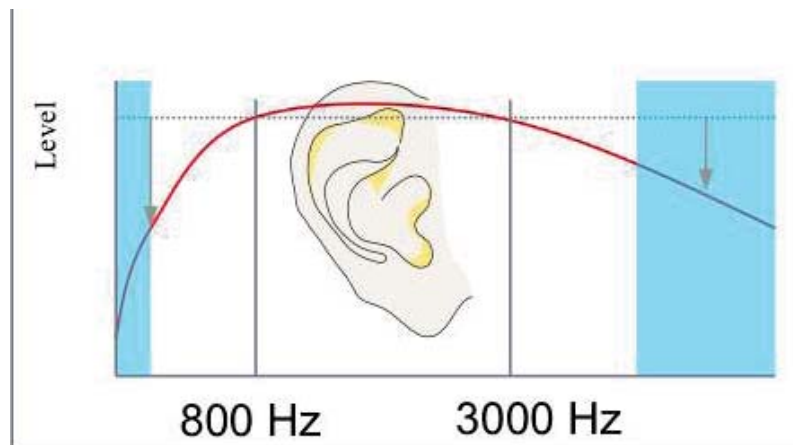


Figure E.2: A-weighting.

### E.1.3 Noys scale

This scaling has been introduced by Kryter [100] in an attempt to measure the perceived noisiness of jet aircraft by observers on the ground. Figure E.3 shows the corresponding noys levels to the standard SPL levels. This measure is also used as a basis to determine the Perceived Noise Levels (PNL), as shown in the next section.

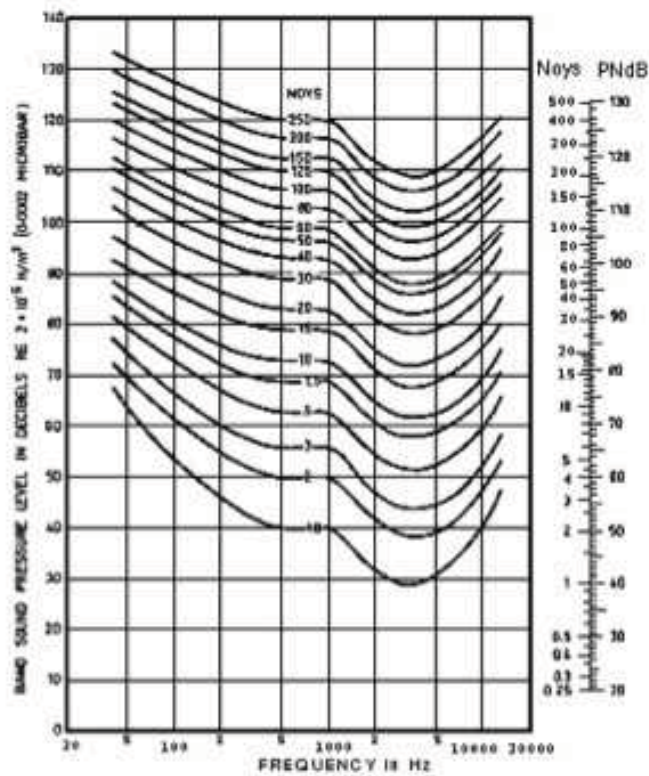


Figure E.3: Noys scale.

### E.1.4 Perceived Noise Level (PNL)

This scale is mostly used for aircraft noise measurements. First, the total noisiness  $N(k)$  is computed using the  $n(i, k)$  noys corrected values for the  $i$  measurement time and the  $k$  third-octave band (see Fig. E.4):

$$N(k) = \max_i(n(i, k)) + 0.15 \left\{ \left[ \sum_{i=1}^{24} n(i, k) \right] - \max_i(n(i, k)) \right\} \quad (\text{E.2})$$



and the perceived noise level  $PNL(k)$  level at the time  $k$  reads:

$$PNL(k) = 40.0 + 10 \log_2(N(k)) \quad (E.3)$$

### E.1.5 Effective Perceived Noise Level (EPNL)

**Tone correction (PNLT):** Firstly, a tone correction factor is added to account for any tone in the spectra. The  $PNLT$  is then defined as:

$$PNLT(k) = PNL(k) + C(k) \quad (E.4)$$

where  $C(k)$  is the tone correction, which is not described here.

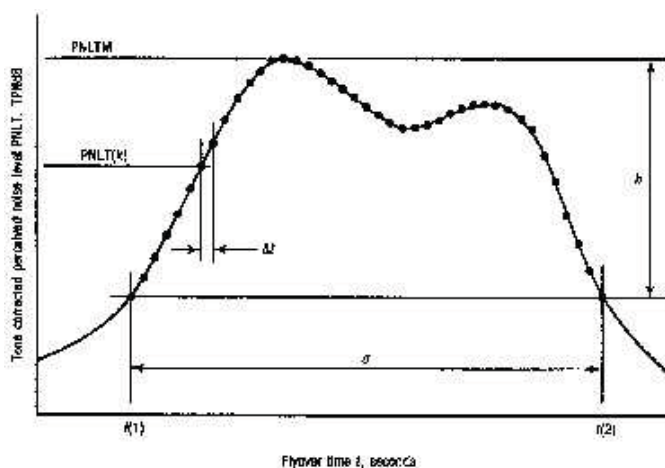


Figure A36-2. Example of perceived noise level corrected for tones as a function of aircraft flyover time

Figure E.4: Duration correction factor calculation.

**Duration correction:** The duration correction factor  $D$  is defined by the expression:

$$D = 10 \log \left[ \left( \frac{1}{T} \right) \int_{t(1)}^{t(2)} 10^{\frac{PNLT}{10}} dt \right] - PNLTM \quad (E.5)$$

where  $T$  is a normalizing time constant,  $PNLTM$  is the maximum value of  $PNLT$ ,  $t(1)$  is the first point of time after which  $PNLT$  becomes greater than  $PNLTM - 10$ , and  $t(2)$  is the point of time after which  $PNLT$  remains constantly less than  $PNLTM - 10$ .

Since PNL $T$  is calculated from measured values of sound pressure level (SPL), there is no equation for PNL $T$  as a function of time. The equation is then written with a summation sign instead of an integral, and the general form reads:

$$D = 10 \log \left[ \left( \frac{1}{T} \right) \sum_{k=0}^{d/\Delta t} \Delta t 10^{\frac{PNLT(k)}{10}} dt \right] - PNLTM \quad (\text{E.6})$$

where  $\Delta t$  is the length of the equal increments of time for which PNL $T(k)$  is calculated and  $d$  is the time interval to the nearest 0.5 s during which PNL $T(k)$  remains greater or equal to PNL $TM - 10$ .

Classically,  $T = 10$  s and  $\Delta t = 0.5$  s are chosen. The equation for  $D$  becomes:

$$D = 10 \log \left[ \sum_{k=0}^{2d\Delta t} 10^{\frac{PNLT(k)}{10}} dt \right] - PNLTM - 13 \quad (\text{E.7})$$

**EPNL:** The EPNL is the algebraic sum of the PNL $TM$  and the duration correction:

$$EPNL = PNLTM + D, \quad (\text{E.8})$$

and expressed in EPNdB.

## E.2 Aircraft certification

The aircraft certification process is briefly presented in this section. Further details could be found in the ICAO noise certification standards (Annex 16, Volume 1).

### E.2.1 Measurement points

During the certification process, EPNL are measured at three locations which are shown in Fig E.5: the take-off "lateral" position, the take-off "flyover" position and the approach position. They are defined as follows:

#### Take-off "lateral":

- **Reference conditions:** take-off configuration and full power. Maximum noise levels are obtained at the side (jet-powered) or underneath (propeller-driven).
- **Relevance:** Represents the maximum noise perceived during a take-off operation, very close to the airport (< 6 km).

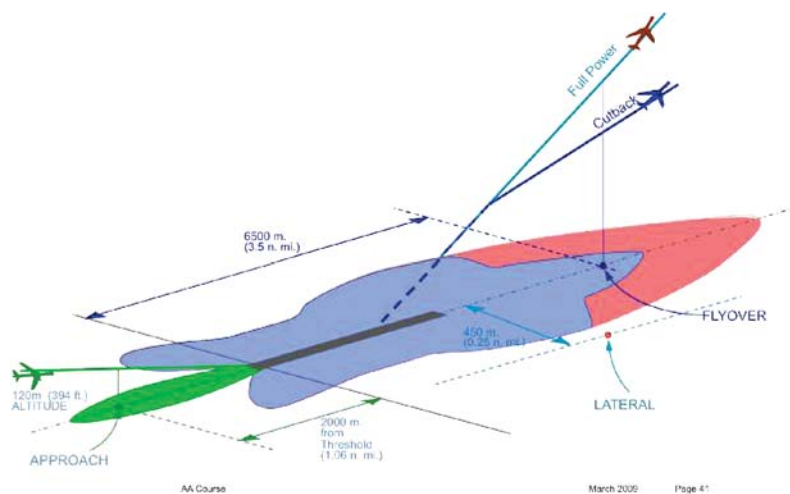


Figure E.5: Certification procedure and measurement points.

#### Take-off "flyover":

- **Reference conditions:** take-off configuration, cutback power , with an optimized cutback height underneath the flight-path.
- **Relevance:** Represents the minimum noise perceived during a take-off operation, close to the flight path, (6 - 8km).

#### Approach:

- **Reference conditions:** noisiest landing configuration, stabilized thrust on standard glide.
- **Relevance:** Represents the noise perceived during an approach operation within the final approach phase (< 8 km).

The sum of the EPNL measured at the three measurements points previously defined is the global indicator used for the aircraft certification.

### E.2.2 Acoustic certification requirements

Table E.2 shows the evolution of the ICAO acoustic certification requirements. They are enforced by the adding of chapters in the ICAO noise certification standards (Annex 16, Volume 1). Currently, the Chapter 4 requirements require a cumulative margin of 10 EPNdB in comparison with the Chapter 3 regulations.

Chapter	Type of aircraft	Application date
2	Subsonic jet	< 6 October 1977
3	Subsonic jets Propeller (MTOM > 5700 kg) Propeller (MTOM > 8618 kg)	[6 October 1977, 1 January 2006[ [1 January 1985, 17 November 1988[ [17 November 1988, 1 January 2006[
4	Subsonic jets Propeller (MTOM > 8618 kg)	[1 January 2006, 1 January 2017 [ [1 January 2006, 1 January 2017 [
5	Propeller (MTOM > 5700 kg)	< 1 January 1985
6	Propeller (MTOM < 8618 kg)	< 17 November 1988
7	Propeller STOL	
8	Rotorcraft	
9	Installed APU & Associated Equipments	
10	Propeller (MTOM < 8618 kg)	> 17 November 1988
11	Rotorcraft (MTOM < 3175 kg)	
12	Supersonic aircraft	
13	Tilt-rotor aircraft	
14	Subsonic jets Propeller Propeller (MTOM > 8618 kg)	> 1 January 2017 > 1 January 2017

Table E.1: ICAO acoustic certification applicability

Chapter	Applicable Year	Cum Margin to Chapter 3 (EPNdB)
2	1972	-10
3	1978	0 (Ref)
4	2006	10
14	2017	17

Table E.2: Requirement evolution for large subsonic aircraft.

Chapter 3 regulations in terms of cumulative EPNL are shown in Fig. E.6. It can be observed that they depend on the number of aircraft engines and on the maximum take-off weight (MTOW).

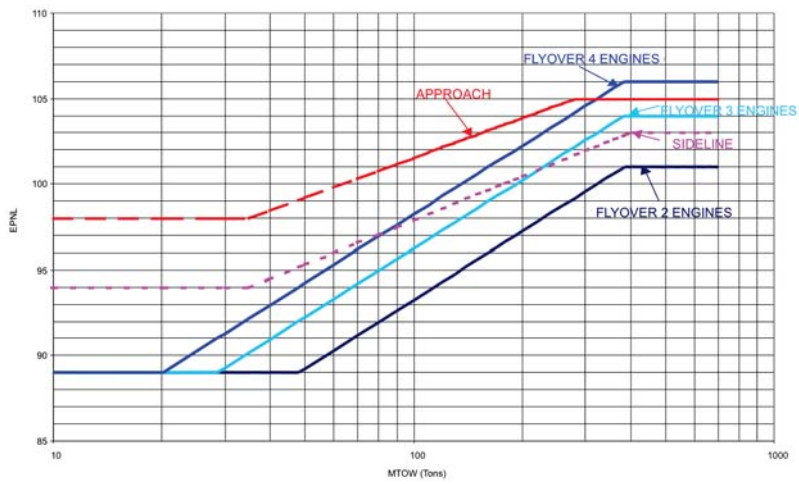


Figure E.6: ICAO chapter 3 acoustic certification requirements.

## APPENDIX F

---

### Kato's corrections

---

As the set-up spanwise length  $L_{Sim}$  in the numerical simulations is shorter than the experimental spanwise length  $L_{exp}$ , the sound pressure levels obtained from the numerical simulations have to be corrected. Corrections have been developed by Kato *et al.* [94], Seo & Moon [166], Ewert *et al.* [58] and Boudet *et al.* [20] involving the pressure coherence function in the spanwise direction.

Let us consider a rod with a spanwise extent of  $L$ . The Fourier transform of the pressure in the far-field  $P_{ac}(f)$  can be expressed as

$$P_{ac}(f) = \int_0^L P_s(z, f) dz \quad (\text{F.1})$$

where  $P_s(z, f)$  stands for the sound contribution in the far-field at the span  $z$  of the solid surface. It leads to

$$P_{ac}(f)P_{ac}^*(f) = \int_0^L \int_0^L P_s(z_1, f)P_s^*(z_2, f) dz_1 dz_2. \quad (\text{F.2})$$

Under the assumption that  $E(|P_s^2(z, f)|)$  is independent of  $z$  and that the phase lag between two contributions in the far-field is equal to the phase lag of their sources on the rod, it is possible to write

$$|E(P_s(z_1, f).P_s^*(z_2, f))| = E(|P_s^2(f)|) \times \Gamma(\Delta z, f), \quad (\text{F.3})$$

where  $\Gamma(\Delta z, f)$  stands for the pressure coherence function on the rod,  $\Delta z = |z_2 - z_1|$  and  $E(\dots)$

is the mathematical expectation. Equation F.2 then reads

$$(E(P_{ac}(f) \cdot P_{ac}^*(f)))_L = \int_0^L \int_0^L E(|P_s^2(f)|) \times \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2, \quad (\text{F.4})$$

$$= E(|P_s^2(f)|) \int_0^L \int_0^L \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2, \quad (\text{F.5})$$

and it yields

$$\frac{(E(P_{ac}(f) \cdot P_{ac}^*(f)))_{exp}}{(E(P_{ac}(f) \cdot P_{ac}^*(f)))_{sim}} = \frac{\int_0^{L_{exp}} \int_0^{L_{exp}} \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2}{\int_0^{L_{sim}} \int_0^{L_{sim}} \Gamma(\Delta z, f) dz_1 dz_2}. \quad (\text{F.6})$$

Defining the PSD in logarithmic scale as

$$(S_{pp}(f))_{exp} = 10 \log \left( \frac{(E(P_{ac}(f) \cdot P_{ac}^*(f)))_{exp}}{T} \right), \quad (\text{F.7})$$

where  $T$  is the sampling time, the correction on the power spectral density of the pressure in the far-field can be expressed as

$$(S_{pp}(f))_{exp} = (S_{pp}(f))_{sim} + 10 \log \left( \frac{\int_0^{L_{exp}} \int_0^{L_{exp}} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2}{\int_0^{L_{sim}} \int_0^{L_{sim}} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_1 dz_2} \right). \quad (\text{F.8})$$

The coherence length  $L_c$  is defined as

$$L_c = \int_{z_1}^{+\infty} \Gamma(|z_2 - z_1|, f) dz_2. \quad (\text{F.9})$$

Simplifications of Eq. F.8 can be made by inferring the mathematical form of the coherence function. The most famous simplification is Kato's formula, which assume that the coherence function has the form of a boxcar function. Precisely, by setting  $\Gamma(|z_2 - z_1|, f) = 1$  for  $|z_2 - z_1| < L_c$  and  $\Gamma(|z_2 - z_1|, f) = 0$  for  $|z_2 - z_1| > L_c$ , Eq. F.8 leads to

$$\text{If } L_c < L_{sim}, \quad (S_{pp}(f))_{exp} = (S_{pp}(f))_{sim} + 10 \log \frac{L_{exp}}{L_{sim}}, \quad (\text{F.10})$$

$$\text{If } L_{sim} < L_c < L_{exp}, \quad (S_{pp}(f))_{exp} = (S_{pp}(f))_{sim} + 20 \log \frac{L_c}{L_{sim}} + 10 \log \frac{L_{exp}}{L_c}, \quad (\text{F.11})$$

$$\text{If } L_{exp} < L_c, \quad (S_{pp}(f))_{exp} = (S_{pp}(f))_{sim} + 20 \log \frac{L_{exp}}{L_{sim}}. \quad (\text{F.12})$$

$$(\text{F.13})$$

It should be noted that more elaborated corrections can be found in the literature by choosing a less crude approximation for the coherence function, such a gaussian function or an exponential function as done by Seo and Moon [166].

## APPENDIX G

---

Rapport CTR 2012

---



# Uncertainty quantification of the far-field noise from a rod-airfoil configuration

By J-C. Giret<sup>†</sup>, S. Moreau<sup>‡</sup> and J-F. Boussuge<sup>¶</sup>

A Large-Eddy Simulation (LES) solver together with a Ffowcs-Williams and Hawking (FW-H) solver are coupled with a non-intrusive stochastic collocation method to propagate the geometric uncertainty observed in a rod-airfoil experiment. The LES are performed for several displacements of the rod with respect to its nominal position in the cross-wise direction. The positions are chosen to match the Clenshaw-Curtis (CC) points. The acoustic fields are obtained using an FW-H analogy on aerodynamic results sampled over the time on a porous surface embedded in the mesh. An uncertainty quantification is then performed on the mean and fluctuating root-mean-squared (rms) velocity at several transverse profiles, on the mean wall-pressure coefficient  $C_p$  on the airfoil and on both the acoustic spectra and the directivity. The uncertainty of the rod position only partially recovers the discrepancies seen in the experimental data. An uncertainty in the position of the rod of  $\pm 0.004$  m leads to an uncertainty of 0.5-1 dB in the Overall Sound Pressure Levels (OASPL).

---

## 1. Motivations and objectives

The understanding and the prediction of airframe noise is important nowadays to meet future noise specifications (ACARE 2020 goals). Indeed, as both turbofan and jet noise have been greatly reduced through the use of high bypass ratios, the design of new aircraft requires the prediction and if needed the reduction of airframe noise coming from the deployed landing-gear and high-lift devices, which have become a major source of noise in approach conditions.

In addition to wind tunnel experiments, computational aeroacoustics provides a promising path to better understand sound generation mechanisms and to speed up the design process of quiet aircrafts. Among the several numerical methods developed in this way, the Large-Eddy Simulation (LES) offers a good compromise between direct numerical simulations and unsteady RANS simulations and can provide accurate broadband noise predictions over the large frequency range that is required for airframe noise.

A requirement for such simulations is the ability to handle complex geometries. Most of the numerical aeroacoustic studies have been performed on structured meshes, as they enable the use of high-order schemes (Lele 1992; Tam & Webb 1993). However, meshing a complex geometry with a block-structured mesh can be at least difficult and at worst impossible. In order to overcome such limitations, overset grids (Berland *et al.* 2011) or unstructured meshes (Sanjosé *et al.* 2011) can be used. This study focuses on the use of unstructured meshes with a special attention to accuracy issues. The rod-airfoil test case performed by Jacob *et al.* (2005) at Ecole Centrale de Lyon has been selected for such an assessment as it is now considered a canonical benchmark for landing-gear noise. Indeed, this experiment mimics the simplest geometrical elements found in landing-gears and provides the two acoustical features observed in the noise of landing-gears: a quasi-tonal noise due to the periodic shedding of vortices at the rod and a broadband noise component caused by the impingement of the developed turbulent wake on the airfoil. This test case has already been used in numerous numerical studies (Jacob *et al.* 2008; Berland *et al.* 2010; Eltaweel & Wang 2011) to validate their numerical methods for airframe noise predictions. However, the experimental setup showed a bias of -2 mm in the cross-stream direction for the position of the rod (Jacob *et al.*

<sup>†</sup> CERFACS, 42 Avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse Cedex 01, France

<sup>‡</sup> Université de Sherbrooke, GAUS, 2500 bd. de l'université, Sherbrooke, QC, J1K2R1, Canada

<sup>¶</sup> CERFACS, 42 Avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse Cedex 01, France

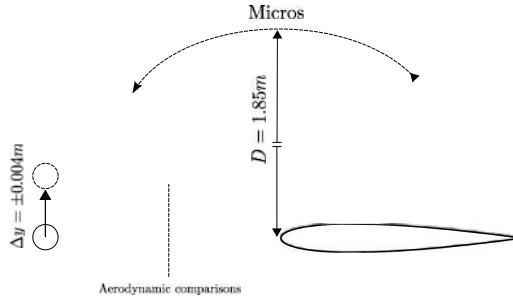


FIGURE 1. Sketch of the nominal rod-airfoil configuration.

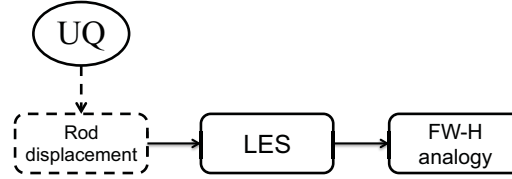


FIGURE 2. Uncertainty quantification methodology.

2005). Nevertheless, all the numerical simulations performed so far on this configuration do not account for this bias, and assume a negligible effect of the rod displacement on the far-field noise. A preliminary assessment was achieved for the reported shift of position by Giret *et al.* (2012) that showed some effect.

This study aims at performing a systematic sensitivity analysis on the rod position in the rod-airfoil configuration shown in Figure 1, which could also represent assembly tolerances in actual landing-gear configurations, and at investigating the validity of the assumption made in the numerical simulations of the acoustic field. Uncertainty analysis is conducted on the rod position in the cross-wise direction to represent a typical bias found in the experiment.

## 2. Methodology

### 2.1. Uncertainty quantification

The approach to uncertainty quantification for the rod-airfoil configuration is illustrated in Figure 2. The crosswise displacement of the rod with respect to its nominal position is chosen as an uncertain parameter. This parameter is associated with a uniform probability density function (PDF) over  $\Delta y = \pm 0.004$  m representative of a typical bias found in the experiment. Such a PDF has been chosen as each position is equally likely to occur. A LES chained with an FW-H analogy is used to propagate the uncertainty in the far-field acoustic results.

As existing solvers are used, a non-intrusive stochastic method is preferred to an intrusive method. The stochastic collocation method (SC) is chosen as it has proved its efficiency for flow simulations in various regimes (Babuška *et al.* 2007; Christophe *et al.* 2008). The quantities of interest are sampled at particular points in the parameter space. Integral statistics such as mean and standard deviation are obtained using quadrature rules. As LES still remains expensive, the Clenshaw-Curtis (CC) abscissas have been used in this study as they allow the reuse of the abscissae in quadrature rules of higher order. They are defined as the extrema of the Chebyshev polynomials in the intervals  $[-1, 1]$ . Nine CC points have been used in this study.

### 2.2. Grid topology

Based on the initial study (Giret *et al.* 2012), the computational domain for each mesh extends from  $-6C$  to  $7C$  in the streamwise direction and from  $-3C$  to  $3C$  in the crosswise direction. In the spanwise direction, a length of  $30d$  would lead to a huge mesh and to an unaffordable numerical simulation. However, as shown by Jacob *et al.* (2005), the spanwise pressure correlation length on

the rod is  $6.5d$  for the present configuration. The acoustic levels are then corrected using Kato's formula.

The computational domain is meshed with CentaurSoft using tetrahedral elements only. The mesh is refined in the region close to the rod and the airfoil to capture the vortex shedding well. The rod has been discretized in the chordwise direction with 52 points and in the spanwise direction with 156 points. It is then slightly coarsened but remains fine enough to propagate the acoustic waves correctly to the FW-H surface. The mesh density is designed in this zone to have a cut-off Strouhal number of  $St = fD/U = 7$ . Then, it is stretched in both cross-stream and downstream directions. The stretching downstream with the use of a sponge zone is designed to dissipate the vortical structures and to prevent any residual acoustic reflections that may not have been fully damped by the non-reflective boundary condition (Poinsot & Lele 1992).

### 2.3. Numerical aeroacoustics

The simulations are carried out with AVBP (Schönfeld & Rudgyard 1999), which is a massively parallel, unstructured compressible LES solver, jointly developed by CERFACS and IFP Energies Nouvelles, dedicated to both reactive and non-reactive flows. AVBP has been mainly dedicated to the study of combustion instabilities in aero-engines chambers, and has only been recently successfully applied to aeroacoustics problems such as jet noise by Sanjosé *et al.* (2011). The Two-Step Taylor-Garlerkin TTGC scheme developed by Colin & Rudgyard (2000) has been used in this work due to its low dissipative character compared to the other schemes of its family. A selective viscosity operator of 2<sup>nd</sup> and 4<sup>th</sup> order developed by Colin *et al.* (2000) is also applied to dampen the numerical instabilities at high frequencies. The dynamic Smagorinsky subgrid-scale model of Germano *et al.* (1991) is used to compute the subgrid eddy viscosity  $\nu_t$ .

The LES have been carried out until the statistics are converged after the transient state. They run over  $1.2 \times 10^6$  iterations with a constant time-step of  $3 \times 10^{-7}$  s corresponding to a Courant-Friedrichs-Lewy number of 0.7. It leads to a total physical time of 0.3 s to ensure the convergence of the aerodynamic and of the acoustic results. Averaged solutions have been calculated using 1 solution each 10 iterations and the convergence has been improved by averaging over the spanwise dimension. The far-field acoustics is obtained from the near-field unsteady conservative variables by a classical FW-H analogy over a porous surface. An advanced-time formulation (or source-time-dominant algorithm) of the FW-H analogy (Ffowcs-Williams & Hawkings 1969) developed by Francescantonio (1997) is used. Providing that the volumic sources are neglected or that the control surface encloses all the noise sources, the advanced-time FW-H analogy reads:

$$4\pi p'(\mathbf{x}, t_{adv}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{f=0} \left[ \frac{L_i}{r(1 - M_r)} \right]_t dS + \frac{\partial}{\partial t} \int_{f=0} \left[ \frac{Q}{r(1 - M_r)} \right]_t dS, \quad (2.1)$$

where the porous integration surface is defined by the equation  $f(\mathbf{y}, t) = 0$ .  $r = |\mathbf{y} - \mathbf{x}|$  denotes the distance between the source and the observer and  $M_r = M_i \mathbf{r}_i$  denotes the Mach number of the observer in the radiation direction.  $L_i$  and  $Q$  denote the loading noise component and the thickness noise component respectively.  $t_{adv} = t + \mathcal{T}$  denotes the advanced time, with  $\mathcal{T} = |\mathbf{x}(t + \mathcal{T}) - \mathbf{y}(t)|/c$  the time needed for a disturbance emitted at a source element  $\mathbf{y}$  at the time  $t$  to reach the observer  $\mathbf{x}$ .

## 3. Stochastic aerodynamic results

### 3.1. Baseline case flow topology

Figure 3 exhibits the vortex shedding behind the rod for the baseline case. The transition to turbulence of the wake occurs in the shear layer just after the separation. The turbulent wake develops leading to a wide range of turbulent structures. No reflections are noticeable from the computational domain boundaries. The porous FW-H surface is placed outside the hydrodynamic region. It is open downstream to avoid the crossing of the wake through the integration surface and to avoid the generation of spurious waves as shown by Casper *et al.* (2004).

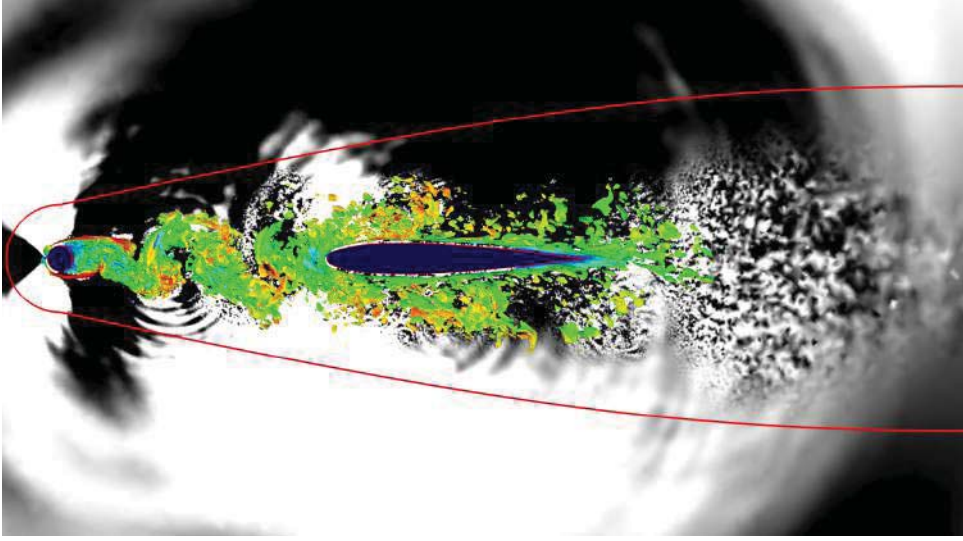


FIGURE 3. Snapshot of the dilatation field (in grayscale) in the central plane and isovalue of the Q-criterion field ( $Q = 10^8 \text{ s}^{-1}$ ) for the baseline case.

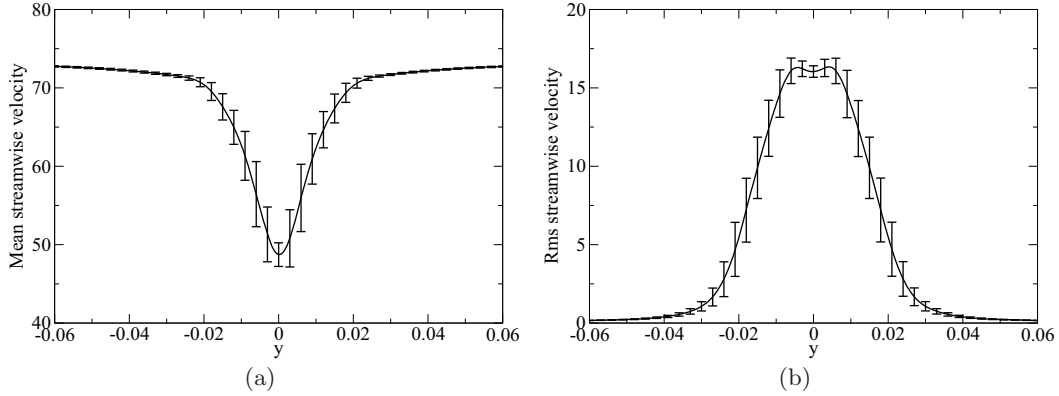


FIGURE 4. UQ results for converged results for the mean streamwise velocity (a) and for the rms streamwise velocity (b).

### 3.2. Mean and rms velocity profiles

Figures 4 (a) and (b) show the UQ results obtained for a transverse profile at  $0.5C$  in front of the airfoil (see Figure 1) of the mean streamwise velocity  $u$  and the root-mean-squared (rms) streamwise velocity  $u_{rms}$  respectively. The stochastic mean of  $u$  corresponds to the wake deficit of the baseline case and the stochastic mean of  $u_{rms}$  to the baseline case turbulent wake. The stochastic mean of  $u$  shows a symmetric pattern with respect the  $y$ -axis and its minimum is located at  $y = 0$ , as expected from the symmetrical distribution of the CC points with respect to the baseline geometry. The stochastic mean of  $u_{rms}$  has two symmetric maxima with respect to the  $y$ -axis at the positions  $y = \pm 0.005$  m.

The standard deviation of both velocities are represented by the error bars. The zone dominated by the uncertainties is located in the region where  $|y| < 0.04$  m, which corresponds to ten times the range of the uncertain parameter. Outside the displacement does not affect the flow. The maximum of the uncertainty magnitude is located at the maximum of the stochastic mean slope as the uncertainty mainly shifts the velocity profile in this case. The uncertainties are less important on the airfoil axis ( $y = 0$  m) but still remain significant as the slope of both the mean and rms velocities are smoother. Similar results were found at other axial positions in front of the airfoil.

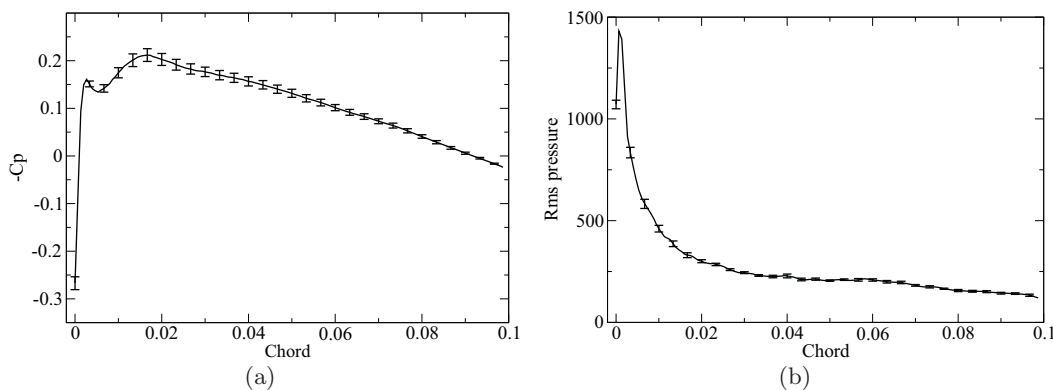


FIGURE 5. UQ results for converged results (solid line) for the mean pressure coefficient  $-C_p$  (a) and for the rms wall-pressure (b).

The standard deviation are not symmetric with respect to the  $y$ -axis for both results, which is discussed in Section 5.

### 3.3. Wall-pressure coefficient and root-mean-squared pressure on the airfoil

Figures 5 (a) and (b) show respectively the UQ results obtained on the top side of the airfoil for the mean pressure coefficient  $-C_p$  and the rms wall-pressure  $P_{rms}$ . The stochastic mean of  $-C_p$  is negative at the leading-edge. It grows to a maximum at 20% of the chord. It then decreases steadily to the airfoil trailing-edge. A local maximum of the stochastic mean of  $-C_p$  is noticeable at 1.5% of the chord length. The stochastic mean of  $P_{rms}$  shows high values at the leading-edge caused by the vortex-airfoil interaction, growing to a maximum at 1.5% of the chord length that causes the dip in the mean pressure coefficient. It then drops first steeply up to 30% of the chord and then slowly to the trailing-edge of the airfoil. Therefore, both the stochastic means of  $-C_p$  and  $P_{rms}$  show a maximum at 1.5% of the chord that corresponds to an airfoil half-thickness of 0.005 m. The vertical positions match the maxima locations found for the stochastic mean of  $u_{rms}$  in Section 3.2, which corresponds to the impingement of the most turbulent part of the wake. These locations could then contribute the most to the acoustic far-field and provide mostly dipolar noise sources (Amiet 1975). Finally, most uncertainties are mainly present in the first 60% of the chord length for  $-C_p$  and in the first 20% of the chord length for  $P_{rms}$ , where the vortex-airfoil interaction is strong.

## 4. Stochastic acoustic results

Figures 6 (a), (b) and (c) show the UQ results for the Power Spectral Density (PSD) of the far-field acoustic pressure at the angular positions  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $120^\circ$  respectively (see Figure 1), and at 1.85 m from the airfoil leading-edge. The stochastic mean of the PSD agree well with the experimental results. The shedding frequency at  $St = 0.19$  is well captured. Yet its amplitude is slightly underestimated, increasing from 1dB to 3dB with the angular position. The first harmonic of the shedding frequency is also resolved at  $St = 0.38$ . The broadband component of the stochastic mean PSD agrees fairly well with the experimental results over the whole frequency range. Most of the uncertainties are present in the broadband part of the spectra and at the first harmonic of the shedding frequency. Except at  $120^\circ$ , the uncertainty remains smaller at the shedding frequency at  $St = 0.19$  even though the noise produced contributes the most to the Overall Sound Pressure Level (OASPL).

Figure 6(d) shows the UQ results for the acoustic directivity at 1.85 m. The stochastic mean OASPL underpredicts the experimental results by 1 dB to 3 dB. The largest underpredictions are found at high angles above  $110^\circ$ . This agrees with the trend found in the prediction of the PSD tonal peak intensity. The uncertainty bars on the OASPL have a range between 0.1 and 1 dB and are larger at  $120^\circ$ . The uncertainty at the peak of radiation at  $75^\circ$  is only 0.5 dB. The uncertainty

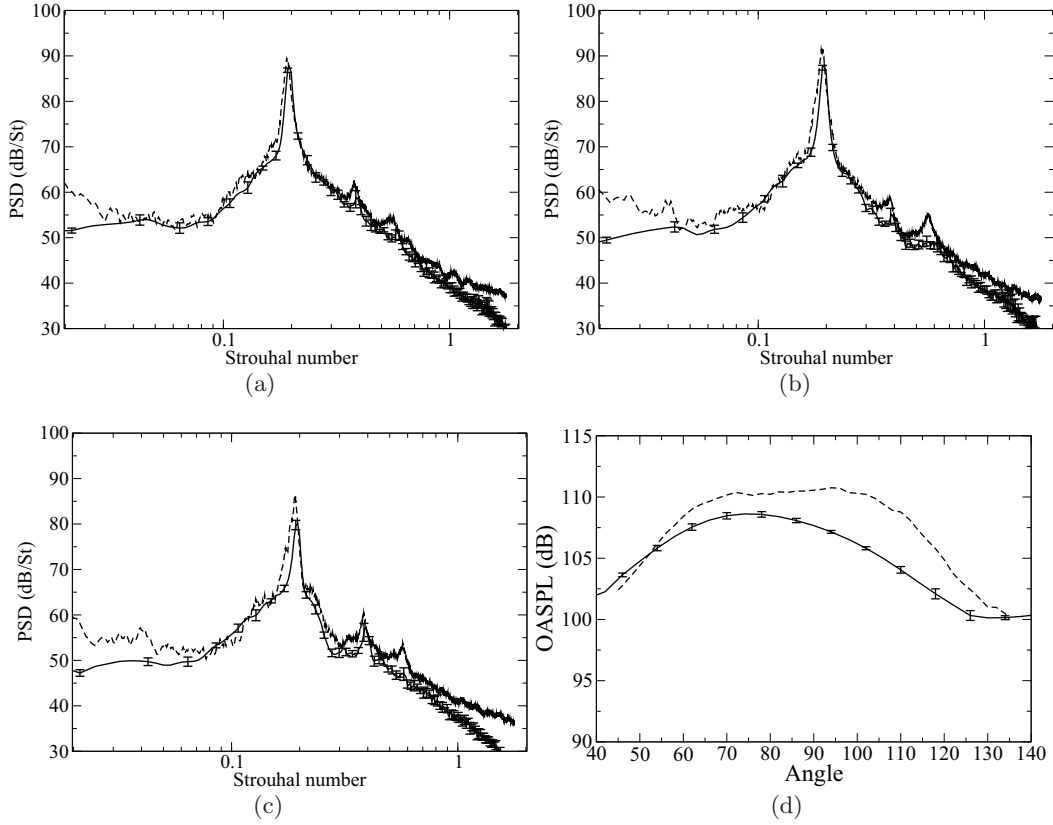


FIGURE 6. UQ results for the acoustic spectra (solid line) in the far-field at 1.85 m for the angular positions at  $60^\circ$  (a),  $90^\circ$  (b) and  $120^\circ$  (c) and directivity (d) compared with the experimental results (dashed line).

in the position of the rod in the  $y$ -direction then only partially recovers the discrepancies seen with the experimental data. Moreover, these results stress that the sensitivity of the directivity to a perturbation of the position of the rod in the  $y$ -direction is the most important at the grazing angles.

## 5. Statistic convergence and mesh influence

### 5.1. Influence of the statistic convergence

The influence of the statistic convergence on the UQ results is assessed in this section using two sets of data. The first one was done using 0.15 s of physical time for both the averaging of the aerodynamic field and the FW-H calculation for all simulations, which was found to be enough for the nominal condition (Giret *et al.* 2012). Yet, certain CC simulations were not statistically converged. The second one was obtained using 0.3 s of physical time and was statistically converged. Figures 7 (a) and (b) compare the UQ results obtained on a transverse profile at  $0.5C$  in front of the airfoil for the streamwise mean and rms velocities for the two sets of data respectively. The non-converged mean velocity underpredicts the velocity deficit compared with the converged results. The non-converged velocity deficit at  $y = 0$  shows an error of 2% with the converged results. Moreover, the converged results of the mean velocity show smaller uncertainties especially at  $y = 0$ . The same trend occurs to a lesser extent for the streamwise rms velocity. It can then be inferred that the lack of convergence of the results adds spurious uncertainties to the UQ results. The same conclusion can be drawn from Figures 8 (a) and (b). Both the non-converged stochastic mean and rms of  $C_p$  and  $P_{rms}$  are only larger than the converged results at the leading-edge of the airfoil where the vortex interaction is strong. Figure 9 shows the comparison of the acoustic results for the converged and the non-converged results. The stochastic mean OASPL and the uncertainty

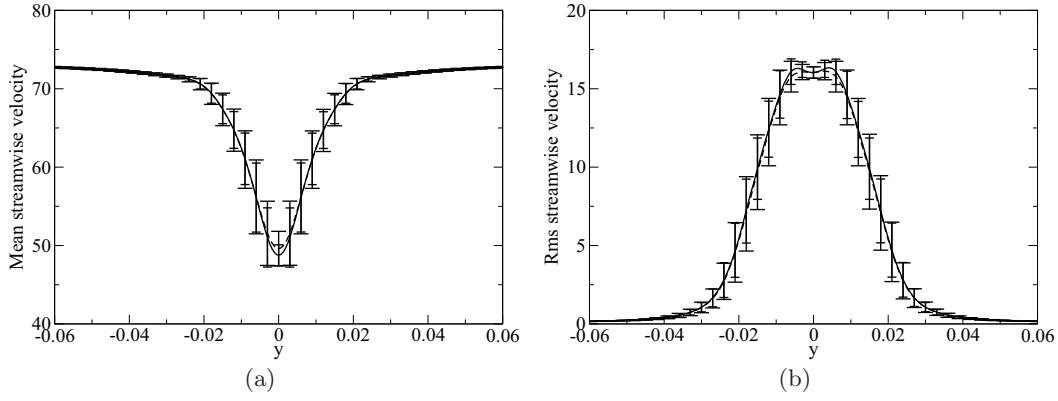


FIGURE 7. UQ results for converged results (solid line, small error bars) and for non-converged results (dashed line, large error bars) for the mean streamwise velocity (a) and for the rms streamwise velocity (b).

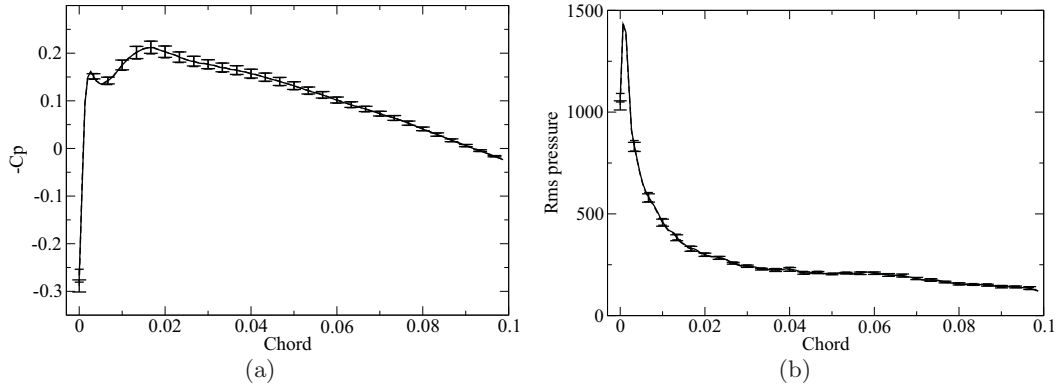


FIGURE 8. UQ results for converged results (solid line, small error bars) and for non-converged results (dashed line, large error bars) for  $-C_p$  (a) and for the rms wall-pressure (b).

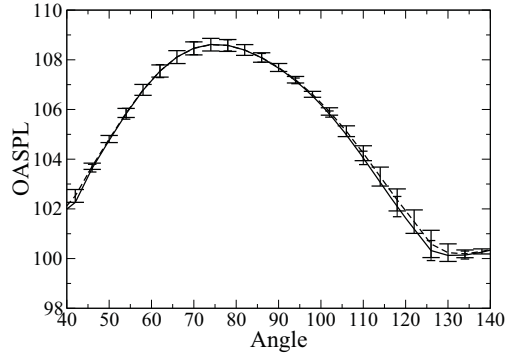


FIGURE 9. Comparison of UQ results from converged results (solid line, small error bars) with non-converged results (dashed line, large error bars) for the directivity.

bars overlap fairly well on the range between  $50^\circ$  and  $110^\circ$ . The non-converged OASPL tends to over-predict the converged results by 0.1dB at angles higher than  $110^\circ$ . The uncertainty bars are also over-predicted in that range.

### 5.2. Influence of the mesh

The CC points are symmetric with respect to the  $x$ -axis yielding symmetrical computational domains for positive and negative vertical displacement of the cylinder. However, as an automatic

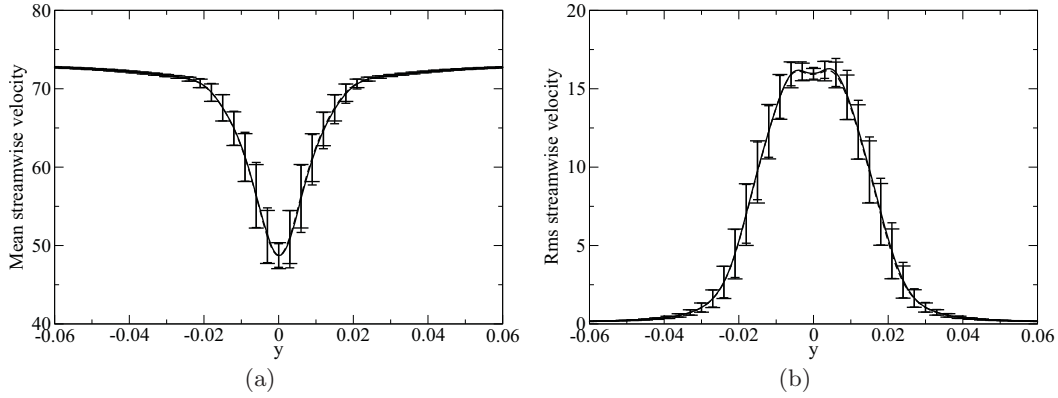


FIGURE 10. UQ results for converged results with all the CC points (solid line, small error bars) and for the converged results with the lower half CC points (dashed line, large error bars) for the mean streamwise velocity (a) and for the rms streamwise velocity (b).

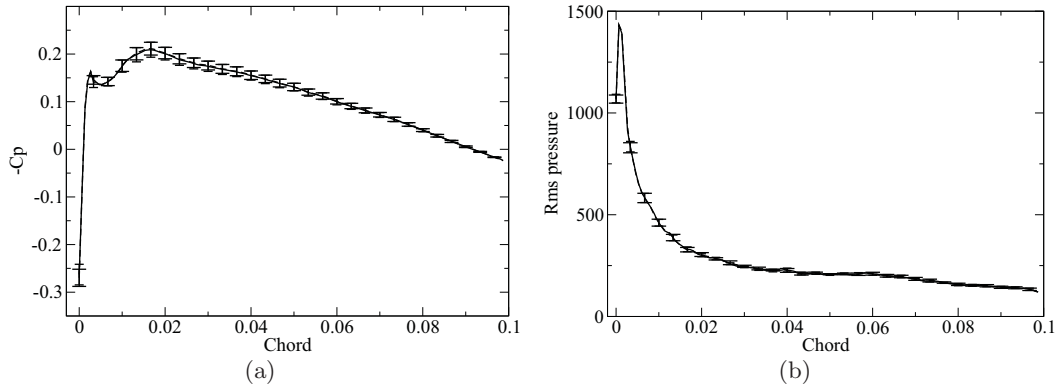


FIGURE 11. UQ results for converged results with all the CC points (solid line) and for the converged results with the lower half CC points (dashed line) for  $-C_p$  (a) and for the rms wall-pressure (b).

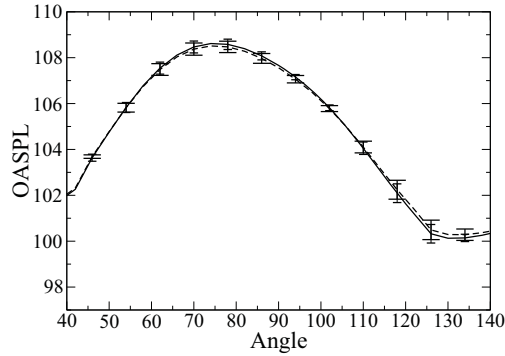


FIGURE 12. Comparison of UQ results from converged results (solid line, small error bars) with converged results with half of the CC points (dashed line, large error bars) for the directivity.

unstructured meshing software is used, the generated meshes are not strictly symmetric. Solutions obtained from the LES may then not be symmetric and the uncertainty propagation could lead to asymmetric results as seen in Figure 4 where the uncertainty bars are not symmetric with respect to the  $y$ -axis. The UQ results obtained with the full set of CC points are therefore compared with the results obtained with half of the CC points in the lower side of the  $y$ -axis. The results for the other half of the discarded CC points are obtained by symmetry. Figures 10 (a) and (b) show that the full and the reduced sets of CC points yield the same stochastic mean streamwise



velocity but slight differences on the rms streamwise velocities at  $y = +0.005$  m. The uncertainty bars remain nearly the same for  $y < 0$ . However, they show smaller amplitudes on both the mean and rms streamwise velocities for  $y > 0$  to recover the symmetry with respect to the  $y$ -axis. The stochastic  $-C_p$  and  $P_{rms}$  (Figures 11 (a) and (b)) only exhibit a mesh influence at the leading-edge, where strong vortex-airfoil interactions occur. The OASPL for the two UQ studies are shown in Figure 12. Even though the stochastic mean yields slightly lower levels for the reduced set of CC points for the angular positions between  $65^\circ$  and  $95^\circ$  and higher levels for angular positions higher than  $115^\circ$ , the differences remain smaller than 0.1dB. Most of the uncertainty bars have the same amplitude between the full and reduced set of CC points. The latter only yields smaller uncertainty bars at the angular positions below  $50^\circ$  with 100% of relative error and higher uncertainty bars at the angular positions after  $115^\circ$  with 35% of relative error. The mesh asymmetry then shows a significant influence on both the stochastic mean and rms OASPL results mainly at the grazing angles.

## 6. Conclusions

An uncertainty quantification study has been carried out on a rod-airfoil configuration. Uncertainty is introduced in the rod position observed in the experiment. The random variable is the vertical position of the rod and has a uniform distribution. A deterministic compressible LES solver has been chained with a FW-H code to propagate the geometric uncertainty using a stochastic collocation method with Clenshaw-Curtis abscissa. The results show a sensitivity on both the aerodynamic and acoustic fields. Similar results were found at other axial positions in front of the airfoil. Most of the uncertainties obtained on transverse profiles in front of the airfoil are located in the region where  $y < 0.04$  m for both the mean and rms streamwise velocities. Larger uncertainties are located where both the mean and rms velocities have sharp variations. The results of  $-C_p$  and  $P_{rms}$  show the largest uncertainties in the first 20% of the chord length. Especially, the maxima of  $P_{rms}$  at 1.5% of the chord length correspond to the maxima of the rms streamwise velocity in front of the airfoil. Most of the uncertainties obtained for the PSD of the far-field acoustic pressure at different angular positions are located in the broadband part of the spectra. Except at angular positions higher than  $100^\circ$ , the uncertainties remain smaller at the shedding frequency. Consequently, as the tonal peak contributes mostly to the OASPL, uncertainties remain small (0.5 dB) at angular positions below  $100^\circ$ , but become significant (1 dB) for the angular positions above  $110^\circ$ . This result stresses the sensitivity of the OASPL at the grazing angles to the considered input uncertainty. Yet the latter does not fully recover the differences seen with the experimental acoustic data. The remaining differences may be attributed to the flow modeling or additional experimental uncertainties (spurious noise sources from the installation).

The lack of convergence in the LES results is shown to yield some differences in the stochastic results on both the aerodynamic and acoustic fields. The influence of the mesh asymmetry is also assessed by only using half of the CC points for  $y < 0$ , which recovers the symmetry of the aerodynamic stochastic results. In both studies, most of the uncertainty differences are located in the shear layers developing from the cylinder, at the leading-edge of the airfoil and at the grazing angles for the OASPL that are the most sensitive to the present input uncertainty. These discrepancies stress the importance of the statistical convergence of the results, of the solver and of the mesh qualities to perform a UQ study using LES. Yet their magnitude remain very small in the present study ( $\sim 0.1$  dB), much smaller than the uncertainty caused by the rod displacement.

## Acknowledgments

The authors want to thank A. Fosso for helping us with the SherFWH code, F. Duchaine for his useful advice and Compute Canada and Airbus for providing computational resources.

## REFERENCES

- AMIET, R. 1975 Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *J. Sound Vib.* **41** (4), 407–420.
- BABUŠKA, I., NOBILE, F. & TEMPONE, R. 2007 A stochastic collocation method for elliptic partial differential equations with random input data. *Siam J. Numer. Anal.* **45** (3), 1005–1034.
- BERLAND, J., LAFON, P., CROUZET, F. & DAUDE, F. 2011 A parametric study of the noise radiated by the flow around multiple bodies: direct noise computation of the influence of the separating distance in rod-airfoil flow configurations. In *AIAA Paper 2011-2819*, 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Portland, USA. June 5-8.
- BERLAND, J., LAFON, P., CROUZET, F., DAUDE, F. & BAILLY, C. 2010 Numerical insight into sound sources of a rod-airfoil flow configuration using direct noise calculation. In *AIAA Paper 2010-3705*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden. June 7-9.
- CASPER, J., LOCKARD, D., KHORRAMI, M. & STREETT, C. 2004 Investigation of volumetric sources in airframe noise simulations. In *AIAA Paper 2004-2805*, 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, United Kingdoms. May 10-12.
- CHRISTOPHE, J., ANTHOINE, J., RAMBAUD, P. & MOREAU, S. 2008 Numerical issues in the application of an amiet model in spanwise-varying incoming turbulence. *AIAA Paper 2008-2865*, 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, Canada. May 5-7 .
- COLIN, O., DUCROS, F., VEYNANTE, D. & POINSOT, T. 2000 A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion. *Phys. Fluids* **12** (7), 1843–1863.
- COLIN, O. & RUDGYARD, M. 2000 Development of high-order Taylor-Galerkin schemes for unsteady calculations. *J. Comput. Phys.* **162** (2), 338–371.
- ELTAWEEL, A. & WANG, M. 2011 Numerical simulation of broadband noise from airfoil-wake interaction. In *AIAA Paper 2011-2802*, 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Portland, USA. June 5-8.
- FFOWCS-WILLIAMS, J. & HAWKINGS, D. 1969 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.
- FRANCESCANTONIO, P. D. 1997 A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation. *J. Sound Vib.* **202** (4), 491 – 509.
- GERMANO, M., PIOMELLI, U., MOIN, P. & CABOT, W. 1991 A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids* **3** (7), 1760–1765.
- GIRET, J.-C., SENGISSEN, A., MOREAU, S., SANJOSÉ, M. & JOUHAUD, J.-C. 2012 Prediction of the sound generated by a rod-airfoil configuration using a compressible unstructured les solver and a FW-H analogy. In *AIAA Paper 2012-2058*, 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, USA. June 4-6.
- JACOB, M., BOUDET, J., CASALINO, D. & MICHARD, M. 2005 A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modeling. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* **19**, 171–196.
- JACOB, M., CIARDI, M., GAMET, L., GRESCHNER, B., MOON, Y. & VALLET, I. 2008 Assessment of CFD broadband noise predictions on a rod-airfoil benchmark computation. In *AIAA Paper 2008-2899*, 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, Canada. May 5-7.
- LELE, S. 1992 Compact finite difference schemes with spectral like resolution. *J. Comput. Phys.* **103**, 16–42.
- POINSOT, T. & LELE, S. 1992 Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys.* **101** (1), 104–129.
- SANJOSÉ, M., MOREAU, S., NAJAB-YAZDI, A. & FOSSO-POUANGUE, A. 2011 A comparison between Garlerkin and compact schemes for jet noise simulations. In *AIAA Paper 2011-2833*, 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Portland, USA. June 7-9.
- SCHØNFELD, T. & RUDGYARD, M. 1999 Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver avbp. *AIAA Journal* **37** (11), 1378–1385.
- TAM, C. K. M. & WEBB, J. C. 1993 Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.* **107**, 262–281.