

# THÈSE

Présentée devant  
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir  
le grade de DOCTEUR  
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Arthur FINEZ

---

## Étude expérimentale du bruit de bord de fuite à large bande d'une grille d'aubes linéaire et de sa réduction par dispositifs passifs.

---

soutenue le 10 mai 2012 devant la Commission d'Examen

### JURY

Examineurs:	M. Damiano	CASALINO	
	M. Yves	GERVAIS	
	M. Marc	JACOB	Directeur de Thèse
	M. Cyril	POLACSEK	
	M. Michel	ROGER	Directeur de Thèse
	M. Christophe	SCHRAM	Rapporteur
	M. Henri	SILLER	Rapporteur



# Remerciements

Avant toutes choses, je voudrais remercier M. Juvé, directeur du centre acoustique du LMFA de m'avoir accueilli dans son équipe où j'ai eu la chance d'effectuer cette thèse. Ensuite, mes remerciements vont naturellement à mon directeur de thèse, Marc Jacob, qui m'a encadré et conseillé durant ces trois ans. Merci Marc d'avoir toujours été disponible et d'avoir suivi mes travaux de près, au prix parfois de longues discussions dans un bureau surchauffé mais qui, je l'espère ont permis de réaliser un travail de qualité. Ensuite je remercie Michel Roger, co-directeur de ma thèse qui lui aussi s'est rendu disponible malgré un emploi du temps plus que chargé et qui m'a fait profiter de ses hautes compétences en aéro-acoustique, notamment pour les parties de modélisation analytique. A ces deux personnes, je dois également une montée en compétence notable dans la compréhension de contrepèteries de haute volée et de traits d'esprit foudroyants, l'un des meilleurs ayant surgi peu avant le terme : "La rédaction ne doit pas être l'arrêt d'action"...

Je voudrais également remercier chaleureusement Emmanuel Jondeau, Pascal Souchotte, Pierre Roland et Jean-Michel Perrin pour m'avoir accompagné durant les essais en chambre sourde et sans qui les résultats expérimentaux présentés dans ce document perdraient beaucoup de leur valeur.

Naturellement, je remercie les thésards, post-docs, stagiaires et co-bureaux du laboratoire que j'ai pu rencontrer, dans le désordre : Coco, Korçan, Petr, Troo, Adrien, Didier, Marion, Nico B, Nico C-Meuh-mon fillot, Nico D, Florence, Michel, Thierry, Gwendoline, Arnulfo, Damien, Gaël, Gaëlle, Aroune, Frédéric, les deux Benoît, Bouba, Pierre, Guillaume, Yannick et tous les autres, qui ont rendu bien des pauses bien sympathiques grâce à des outils avancés comme la coinche, le bridge (on se rappellera notamment de l'annonce optimisée 3 carreau super-gonflette) ou encore le babyfoot.

Ensuite, merci d'un bloc à tous les Schmürz grâce à qui la vie lyonnaise reste trépidante et improvisée à souhait, notamment tous les premiers mardis du mois à 20h30. Bien sûr je remercie ma famille pour m'avoir épaulé et encouragé durant tout ce temps, y compris dans la période délicate de rédaction. Enfin le plus grand des Merci à Luce qui tous les jours me communique l'énergie et l'envie d'aller de l'avant et qui m'a fait l'honneur d'accepter de devenir ma femme.

Pour conclure, et avant de rentrer dans le vif du sujet, je reviendrai sur le concept central du bruit en citant Ambrose Bierce dans "Le dictionnaire du diable" :

*Bruit n.m : Odeur nauséabonde à l'oreille. Musique non domestiquée et signe authentique de la civilisation.*

Voilà donc ce qu'il faut réduire...

---



# Résumé

Le bruit de bord de fuite à large bande est l'un des contributeurs principaux du bruit des soufflantes de turboréacteurs modernes. La double nécessité de mieux comprendre sa génération et de le réduire a suscité le présent travail, essentiellement expérimental.

L'étude se focalise sur l'effet de grille provoqué par la diffraction des ondes acoustiques sur les aubes adjacentes. Une grille d'aubes linéaire de solidité 1,43 est instrumentée et adaptée à la mesure acoustique dans le secteur aval pour plusieurs vitesses d'écoulement et plusieurs angles d'attaque. Le bruit de bord de fuite de la grille d'aubes prédomine ainsi sur une large gamme de fréquence. L'effet de grille se manifeste à travers des résonances dans la grille, des interférences dans le champ lointain et à travers la dépendance en vitesse des spectres acoustiques. Les données d'entrée de modèles analytiques décrivant statistiquement la turbulence des couches limites sont directement mesurées sur les aubages.

Le modèle de bruit de profil isolé d'Amiet fournit une estimation convenable des niveaux de bruit suggérant que la déformation des spectres par l'effet de grille est de faible amplitude. Nous avons ensuite adapté à la configuration expérimentale le modèle de Glegg qui tient compte des interactions entre pales. Il fournit des estimations de spectres acoustiques s'écartant de 3 dB de la prédiction de profil isolé, confirmant la conclusion précédente. Cependant ce dernier modèle décrit mieux les interférences observées en champ lointain.

La réduction du bruit de bord de fuite est ensuite abordée, dans un premier temps sur profil isolé au moyen de brosses insérées au bord de fuite. Une réduction de 4,5 dB est ainsi obtenue sur une large gamme de fréquences. Une étude de corrélation aérodynamique aux fils chauds dans le sillage des brosses montre qu'elles décorrèlent les structures turbulentes dans la direction de l'envergure ce qui peut expliquer partiellement la réduction du bruit observée.

Dans un deuxième temps, des chevrons dessinant des dents de scie dans la direction de l'envergure sont appliqués aux bords de fuite de la grille d'aubes. Nous retrouvons alors les observations faites avec ces dispositifs sur les profils isolés. Aucun effet de couplage entre la réduction du bruit et l'effet de grille n'est observé. Des mesures de vélocimétrie par images de particules dans le sillage des chevrons montrent que la couche limite de l'extrados est éloignée de la surface du profil fournissant un mécanisme admissible de réduction du bruit. Un deuxième mécanisme crédible est la décorrélation dans la direction de l'envergure de la nappe de vorticité lâchée dans le sillage suite à la condition de Kutta. Enfin, nous étudions l'effet de l'inclinaison du bord de fuite par rapport à l'écoulement et montrons par une prise en compte de cette géométrie dans le modèle d'Amiet qu'il peut également aboutir à une réduction acoustique.



# Abstract

Broadband trailing edge noise is one of the main contributors to modern turbofan noise. The current need for both understanding and reducing those sources motivated the present work.

This study focuses on the cascade effect which is produced by the scattering of acoustic waves on neighbouring blades. A seven blade linear cascade is set up for acoustic measurements in the downstream sector with varying speed and angle of attack. Broadband trailing edge noise is thus the main noise source in the facility on a wide frequency range. Acoustic resonances in the cascade and far field interferences as well as specific velocity dependence are proofs of the sought blade interactions.

To give a more quantitative insight in the cascade effect, Amiet isolated airfoil trailing edge noise model is first used. Its input data which are a statistical description of the turbulent boundary layer are directly measured on the suction surface of the center blade. The noise levels are fairly well predicted suggesting that the cascade effect only moderately affects the far-field acoustic spectra. Glegg's cascade model is then modified to fit the experimental set-up and used with the same input data. The estimates differ from the isolated airfoil predictions from  $\pm 3$ dB confirming the preceding conclusions. However far field interferences are well recovered by Glegg's model.

Noise reduction is then assessed in this study. First, brushes are inserted in an isolated airfoil trailing edge and a broadband noise reduction of 4,5 dB is obtained. A hot wire coherence study is carried out in the near wake of the brush showing that spanwise decorrelation could be partly responsible for the observed noise reduction.

Trailing edge serrations are finally applied on the cascade trailing edges and the same reduction potential than on isolated airfoil with the same device is recovered. This shows that the cascade effect has little influence on the noise reduction process. This mechanism is more likely to be threefold. Particle image velocimetry measurements show that the suction side boundary layer is thrown out from the airfoil surface which could result in smaller induced surface pressure. Secondly, the vorticity sheet shed in the wake because of the Kutta condition is necessarily less coherent in the spanwise direction with the serrations than with the straight edge. Last, the reduced relative angle between the flow and the local trailing edge could also theoretically reduce the far-field noise. This has been investigated analytically by means of a modification of Amiet's model to account for the sweep angle of the blade.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Table des matières</b>	<b>3</b>
<b>Nomenclature des notations</b>	<b>5</b>
<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1 Mesure du bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire</b>	<b>13</b>
1.1 Installation expérimentale . . . . .	14
1.1.1 Géométrie de la grille d'aubes . . . . .	14
1.1.2 Prises de pression en paroi . . . . .	15
1.1.3 Améliorations apportées à la grille d'aubes . . . . .	15
1.2 Pression pariétale moyenne . . . . .	19
1.2.1 Aube centrale . . . . .	19
1.2.2 Périodicité aube-à-aube . . . . .	20
1.3 Mesures aérodynamiques en sillage proche . . . . .	21
1.4 Acoustique en champ lointain . . . . .	22
1.4.1 Directivité . . . . .	23
1.4.2 Effet d'interférence . . . . .	24
1.4.3 Influence de la vitesse . . . . .	25
1.4.4 Influence de l'angle d'attaque . . . . .	26
1.5 Pression pariétale instationnaire à proximité du bord de fuite . . . . .	27
1.5.1 Spectres de pression pariétale . . . . .	27
1.5.2 Cohérence transverse . . . . .	29
1.5.3 Vitesse de convection . . . . .	34
1.6 Antennerie acoustique . . . . .	37
1.6.1 Sources numériques . . . . .	38
1.6.2 Haut-parleur <i>in situ</i> . . . . .	46
1.6.3 Application au bruit de bord de fuite de grille . . . . .	47
1.7 Conclusion . . . . .	49

<b>2</b>	<b>Prédiction du bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire</b>	<b>51</b>
2.1	Application d'un modèle de bruit de profil isolé . . . . .	52
2.1.1	Utilisation du modèle d'Amiet . . . . .	52
2.1.2	Cartographie de directivité . . . . .	55
2.1.3	Effet des couches de cisaillement . . . . .	55
2.2	Revue bibliographique des modèles de bruit de grille d'aubes . . . . .	58
2.3	Utilisation du modèle de grille de Howe . . . . .	62
2.3.1	Description du modèle analytique . . . . .	62
2.3.2	Comparaison aux mesures acoustiques . . . . .	66
2.4	Modèle de grille de Glegg . . . . .	67
2.4.1	Formulation d'origine . . . . .	67
2.4.2	Conditions de propagation . . . . .	70
2.4.3	Choix du paramètre de périodicité B . . . . .	72
2.4.4	Directivité acoustique . . . . .	74
2.4.5	Effet des rafales obliques . . . . .	76
2.4.6	Correction de profil isolé . . . . .	77
2.4.7	Densité spectrale de puissance acoustique . . . . .	81
2.4.8	Comparaison aux mesures acoustiques . . . . .	82
2.5	Conclusion . . . . .	84
<b>3</b>	<b>Réduction du bruit de bord de fuite d'un profil isolé</b>	<b>87</b>
3.1	Revue bibliographique . . . . .	87
3.1.1	Modification de la géométrie du bord de fuite : les chevrons . . . . .	88
3.1.2	Adjonction de brosses au bord de fuite . . . . .	92
3.1.3	Utilisation de matériaux poreux . . . . .	92
3.1.4	Optimisation du dessin du profil . . . . .	94
3.1.5	Méthodes actives : soufflage au bord de fuite . . . . .	95
3.2	Sélection d'un dispositif de réduction et démarche expérimentale . . . . .	96
3.3	Protocole expérimental et moyens d'essais . . . . .	97
3.3.1	Le profil de compresseur . . . . .	97
3.3.2	Les brosses . . . . .	98
3.3.3	Mesures de pression . . . . .	98
3.3.4	Mesure de corrélation de vitesse par un couple de fil chaud parallèles . . . . .	99
3.3.5	Antennerie acoustique . . . . .	100
3.4	Etude du profil non traité . . . . .	101
3.4.1	Coefficient de pression . . . . .	101
3.4.2	Acoustique en champ lointain . . . . .	103
3.4.3	Statistique de pression pariétale . . . . .	105
3.4.4	Application du modèle d'Amiet . . . . .	111
3.5	Mesure de la réduction de bruit . . . . .	113
3.5.1	Comparaison des brosses . . . . .	113
3.5.2	Influence de la vitesse d'écoulement . . . . .	114
3.6	Mesures au fil chaud dans le sillage . . . . .	116
3.6.1	Profils et spectres de vitesse . . . . .	116
3.6.2	Cohérence transverse . . . . .	118

3.7	Localisation de sources acoustiques . . . . .	121
3.8	Conclusion . . . . .	123
<b>4</b>	<b>Réduction du bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire</b>	<b>125</b>
4.1	Installation expérimentale . . . . .	126
4.2	Contrôle de la charge et de la périodicité . . . . .	128
4.3	Mesure de la réduction de bruit à large bande . . . . .	130
4.4	Estimation du coefficient de traînée . . . . .	134
4.5	Modélisation du bruit d'un bord de fuite incliné . . . . .	137
4.5.1	Formulation du problème . . . . .	138
4.5.2	Résolution par la formule de Schwarzschild . . . . .	140
4.5.3	Application de l'analogie acoustique . . . . .	141
4.5.4	Densité spectrale de puissance acoustique . . . . .	142
4.5.5	Effet de l'angle de flèche sur le rayonnement acoustique . . . . .	142
4.6	Exploitation des champs de vitesse dans le sillage des chevrons . . . . .	146
4.6.1	Traitement des points aberrants . . . . .	146
4.6.2	Champs de vitesse moyenne . . . . .	147
4.6.3	Champs de vitesse turbulente . . . . .	149
4.6.4	Champ de vorticité . . . . .	152
4.6.5	Corrélations spatio-temporelles . . . . .	154
4.6.6	Analyse spectrale . . . . .	156
4.7	Conclusion . . . . .	159
	<b>Conclusion</b>	<b>161</b>
<b>A</b>	<b>Moyens de mesures</b>	<b>165</b>
A.1	Installations du LMFA . . . . .	165
A.2	Etalonnage des sondes à microphone déporté . . . . .	165
<b>B</b>	<b>Modèle d'Amiet pour le bruit de bord de fuite</b>	<b>169</b>
<b>C</b>	<b>Résultats complémentaires obtenus avec les brosses</b>	<b>173</b>
<b>D</b>	<b>Méthode CLEAN-SC</b>	<b>175</b>
D.1	Formation de voie classique CB . . . . .	175
D.2	CLEAN-PSF . . . . .	176
D.3	CLEAN-SC . . . . .	177
<b>E</b>	<b>Hublots acoustiques</b>	<b>179</b>
E.1	Performances acoustiques sans écoulement . . . . .	179
E.2	Performances aérodynamiques . . . . .	180
<b>F</b>	<b>Fonctions de décomposition du modèle de Glegg</b>	<b>183</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>195</b>





# Nomenclature des notations

Les notations suivantes sont conservées dans l'intégralité du document.

## Lettres romaines

$b_c$		constante de Corcos
$B$		paramètre de périodicité
$c = 2b$	[m]	corde du profil
$c_0$	[m/s]	vitesse du son
$C_D$		coefficient de traînée
$C_L$		coefficient de portance
$C_p$		coefficient de pression
$f$	[Hz]	fréquence
$G_{ij}$	[Pa <sup>2</sup> /Hz]	interspectre des signaux des sondes $i$ et $j$
$h_c$	[m]	amplitude des chevrons, selon la corde
He		nombre de Helmholtz
$k$	[m <sup>-1</sup> ]	nombre d'onde acoustique
$\vec{K} = (K_x, K_z)$	[m <sup>-1</sup> ]	vecteur de nombre aérodynamique
$\Im$		partie imaginaire
$\mathcal{I}$		fonction de transfert aéroacoustique du modèle d'Amiet
$\mathcal{J}$		fonction de transfert aéroacoustique du modèle de Glegg
$l_z$	[m]	longueur de cohérence transverse
M		nombre de Mach= $U/c_0$
$p_\infty$	[Pa]	pression atmosphérique
Re		nombre de Reynolds
$\Re$		partie réelle
$s$	[m]	espace interaubes
$S_{pp}$	[dB]	DSP de pression acoustique en champ lointain
St		nombre de Strouhal
Tu= $u'/U$		taux de turbulence
$U$	[m/s]	vitesse de l'écoulement
$U_c$	[m/s]	vitesse de convection
$u'$	[m/s]	vitesse fluctuante
$(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$		repère direct lié au profil. ( $\vec{x}$ suivant la corde, $\vec{y}$ normal au plan du profil, orienté du côté de l'extrados)
$Z$	[Pa.s/m]	impédance acoustique

## Nomenclature des notations

---

### Lettres grecques

$\alpha = U/U_c$		rapport des vitesses de l'écoulement et de convection
$\alpha_t$	[°]	angle d'attaque géométrique (profil isolé)
$\alpha^*$	[°]	angle d'attaque aérodynamique effectif (profil isolé)
$\alpha_1$	[°]	angle d'attaque géométrique de la grille d'aubes
$\beta = \sqrt{1 - M^2}$		paramètre de compressibilité
$\beta_1$	[°]	angle de front de grille
$\gamma^2$		cohérence
$\delta$	[m]	épaisseur de couche limite
$\delta^*$	[m]	épaisseur de déplacement
$\delta_m$	[m]	différence de marche acoustique
$\eta$	[m]	espacement des sondes suivant l'envergure
$\theta$	[°]	Angle d'écoute par rapport à la corde
$\theta^*$	[m]	épaisseur de quantité de mouvement
$\lambda_c$	[m]	période des chevrons suivant l'envergure
$\lambda$	[m]	longueur d'onde acoustique
$\xi$	[m]	espacement des sondes suivant la corde
$\rho_0$	[kg/m <sup>3</sup> ]	masse volumique du milieu ambiant
$\sigma = c/s$		solidité de la grille
$\Phi_{pp}$	[dB]	spectre de pression pariétale
$\chi$	[°]	angle de calage
$\omega$	[rad.s <sup>-1</sup> ]	pulsation

### Acronymes

<i>DSP</i>	Densité spectrale de puissance
<i>ECL</i>	Ecole Centrale de Lyon
<i>ISVR</i>	<i>Institute of Sound and Vibration Research</i>
<i>LES</i>	Simulations aux grandes échelles ( <i>Large Eddy Simulation</i> )
<i>NLR</i>	<i>Nationaal Lucht- en Ruimtevaartlaboratorium</i>
<i>PWL</i>	DSP de puissance acoustique
<i>RANS</i>	Simulation moyennée des équations de Navier-Stokes ( <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i> )

# Introduction

## Problématique générale

Depuis plusieurs décennies en Europe, le trafic aérien civil croît de manière continue. D'après l'Eurostat [43, 42], en France, le nombre de passagers a augmenté de 27% entre 2000 et 2010 et de 28% pour les marchandises ; il en est de même pour les pays voisins. Cette croissance va vraisemblablement se poursuivre dans le futur à court et moyen terme à hauteur de 5% par an [52]. Dans les pays émergents (Chine, Inde, Brésil etc..), cette croissance est encore plus spectaculaire et la densité du trafic aura bientôt rattrapé celle des pays développés (Europe, Amérique du Nord, Japon).

Parallèlement à cette augmentation du nombre de trajets aériens, l'urbanisation croissante de la périphérie des grandes villes fait que les aéroports ne sont plus éloignés des lieux d'habitations et que des problèmes de nuisances sonores apparaissent. L'ACNUSA<sup>1</sup> recense ainsi les plans de gêne sonore (PGS) des aéroports construits sur l'indice acoustique LDEN qui est pondéré sur une journée de 24h. La figure 1 présente le PGS de l'aéroport d'Orly. De nombreuses habitations sont effectivement situées en zone 3 dite de "nuisance modérée" et certaines sont situées en zone 2 de "forte nuisance".

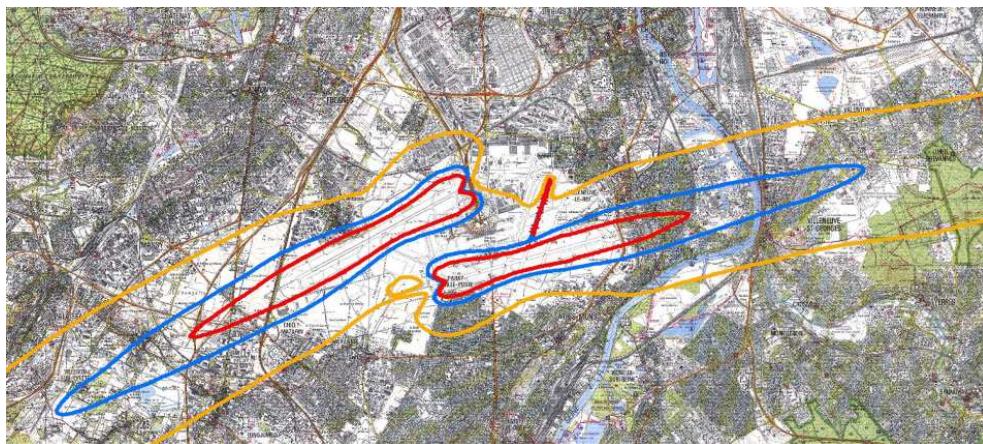


FIGURE 1 – Plan de Gêne Sonore de l'aéroport d'Orly. — : limite extérieure de zone 1 (LDEN 70), — : limite extérieure de zone 2 (LDEN 65), — : limite extérieure de zone 3 (LDEN 55). D'après l'ACNUSA [3].

Pour protéger les populations au voisinage de ces aéroports, des directives européennes [1] limitent les niveaux de bruit générés par un appareil. Afin de répondre à ces exigences, les

---

1. Autorité de Contrôle des Nuisances Aéroportuaires

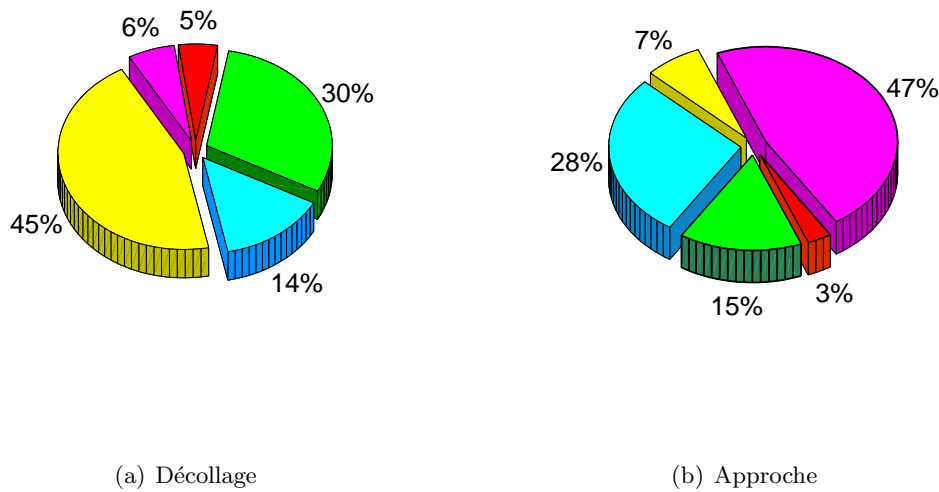


FIGURE 2 – Sources de bruit principales d’un avion long courrier Airbus. (d’après Desvigne [38]). ■ : jet, ■ : soufflante amont, ■ : soufflante aval, ■ : combustion, ■ : cellule.

constructeurs n’ont d’autre choix que de réduire le bruit à la source, c’est-à-dire de modifier leurs avions dès la conception pour que le bruit généré soit moins important.

Quelles sont donc les sources acoustiques à réduire ? Les plus forts niveaux observés près des aéroports concernent les phases d’approche et de décollage des appareils. La répartition des contributions acoustiques dépend fortement de ces phases comme le montre la figure 2. Au décollage, les réacteurs sont poussés à pleine puissance, les contributions principales proviennent de ce fait du jet et de la soufflante. En phase d’approche, les moteurs fonctionnent à régime réduit, la part du jet dans le bruit rayonné est donc réduite, tandis que la soufflante conserve une forte participation. Le bruit de cellule est fortement accru du fait de l’utilisation de dispositifs hypersustentateurs tels que les volets et les bords d’attaque ou encore les trains d’atterrissage.

Dans ces deux phases cruciales pour la gêne acoustique, la soufflante contribue à hauteur d’environ 45% du bruit produit et c’est sur la réduction du bruit de cet élément que porte le présent travail. La soufflante dont un exemple est présenté sur la figure 3 est la première machine tournante que rencontre l’écoulement ; elle fournit environ 80% de la poussée au décollage. En aval de la soufflante, l’écoulement est partagé en deux parties dans les réacteurs modernes (appelés réacteurs double flux). Le flux primaire proche du moyeu traverse un compresseur multi-étagé pour arriver dans la chambre de combustion dans des conditions favorables. Cet écoulement chaud est ensuite évacué à l’arrière du réacteur, après avoir traversé la turbine, elle aussi multi-étagée, dont le rôle est de récupérer une partie de l’énergie pour faire tourner la soufflante et assurer l’alimentation de l’appareil en électricité. Le flux secondaire plus froid est, lui, situé sur la périphérie, proche du carter et il est rejeté dans le jet aval après avoir été redressé par un stator (OGV<sup>2</sup>) et avoir rencontré quelques éléments structuraux. Il permet une réduction importante du bruit du jet primaire. En outre, un fort taux de dilution, défini comme le rapport des débits à froid du jet secondaire sur le jet pri-

---

2. Outlet Guide Vanes

naire, peut apporter un gain appréciable du point de vue aérodynamique s'il est suffisamment élevé, c'est pourquoi il est typiquement de l'ordre de la dizaine dans les moteurs modernes (8,6 pour le turboréacteur Trent 900 de Rolls-Royce équipant l'A380). Agir sur la géométrie de la soufflante influence donc potentiellement l'intégralité de l'aérodynamique du moteur. En conséquence, nous cherchons des dispositifs discrets du point de vue de leur implantation, qui permettent de réduire le bruit de la soufflante sans en bouleverser les performances aérodynamiques.

Parmi les sources acoustiques associées à la soufflante, on distingue classiquement :

- les sources tonales qui sont liées à tous les phénomènes périodiques telles que le passage des aubes du rotor devant celles du stator,
- les sources à large bande où interviennent des phénomènes aléatoires, la turbulence jouant un rôle de premier plan.



FIGURE 3 – Photographie d'une soufflante d'Airbus A380.

Dans les dernières décennies, les efforts se sont concentrés sur la réduction du bruit de raie (tonal) si bien que dans un moteur de taux de dilution de 5, la suppression totale du bruit tonal n'apporterait qu'un gain de  $2,2 \text{ EPNdB}^3$  [52]. Pour aller plus loin, il faut nécessairement réduire les principales sources de bruit à large bande, qui sont les suivantes en fonctionnement nominal :

- le bruit d'ingestion de turbulence atmosphérique : les structures turbulentes de l'atmosphère impactent les pales de la soufflante et produisent du bruit principalement en basse fréquence du fait de leur grande dimension,
  - le bruit d'interaction rotor/stator : les sillages issus du rotor contiennent des couches fortement turbulentes du fait des cisaillements importants. Elles impactent les aubes du stator et créent un important bruit à large bande principalement vers l'aval,
  - le bruit à large bande de bord de fuite : les couches limites turbulentes qui se développent en surface des aubages du rotor franchissent le bord de fuite et sont diffractées par celui-ci. Le rayonnement acoustique a lieu principalement vers l'amont. Un phénomène identique a lieu naturellement sur les aubes du stator,
  - le bruit de jeu est lié à la création de tourbillons en tête d'aubes suite à la suppression de l'intrados par rapport à l'extrados. Divers tourbillons peuvent être mis en évidence comme le tourbillon de jeu, le tourbillon secondaire et le tourbillon de séparation [66].
- Sur le plan européen, le projet FLOCON dont ce travail fait partie intégrante s'est donné

## Introduction

---

pour but de développer des techniques de réduction de ces différentes sources dont l'efficacité de rayonnement est comparable. Pour réduire significativement le bruit total, il est nécessaire de traiter séparément chacune de ces sources. Dans le présent travail, nous nous consacrons spécifiquement à la réduction du bruit de bord de fuite à large bande qui est souvent qualifié de "bruit propre" puisque c'est le seul bruit qui subsiste lorsqu'un aubage est isolé de toutes les perturbations extérieures.

Le bruit de bord de fuite à large bande a été bien étudié dans la littérature au moyen de profils isolés plongés dans des souffleries anéchoïques à faibles taux de turbulence [22, 131, 100, 120] et des moyens efficaces de réduction de bruit ont été mis au point. Cependant, comme on peut le constater sur la figure 3, les aubes de la soufflante ne sont pas isolées : la distance inter-aubes  $s$  variable suivant l'envergure est souvent inférieure à leur longueur de corde  $c$ . On parle alors de grille d'aubes. Cet empilement serré des aubages a sans aucun doute un effet sur le bruit produit car il est à l'origine de multiples réflexions entre les aubes et plus généralement d'une modification du processus de diffraction acoustique. S'il a été abordé théoriquement par Glegg et Howe [79, 57], ce phénomène a été très peu étudié expérimentalement et rarement mis en évidence.

Par ailleurs, la réduction de bruit obtenue avec les dispositifs précédents adaptés au cas du profil isolé peut être beaucoup moins efficace en grille d'aubes et l'imbrication éventuelle de ces différents effets a suscité ce travail de thèse.

## Objectifs de l'étude

Le premier objectif de ce travail est de mettre en évidence l'effet de grille acoustique sur le bruit de bord de fuite à large bande au moyen d'une étude expérimentale. Pour ce faire, nous utilisons une grille linéaire constituée de sept aubes identiques et régulièrement espacées. Nous nous appuyons à la fois sur nos résultats expérimentaux et sur des modèles analytiques de bruit dédiés aux profils isolés ou aux grilles d'aubes. Un des buts de cette étude est également l'évaluation de ces modèles pour lesquels la grille d'aubes fournit un montage expérimental unique de validation.

Ensuite, nous souhaitons étudier des dispositifs passifs de réduction du bruit à large bande, c'est-à-dire ne nécessitant pas l'introduction d'énergie dans le système. L'utilisation de l'un de ces dispositifs dans le montage de la grille d'aubes est envisagé dans le but de mettre en évidence un éventuel couplage entre les mécanismes de réduction du bruit et l'effet de grille. Par ailleurs, un autre dispositif n'est testé que sur profil isolé puis utilisé pour réduire les effets d'installation dans l'expérience de la grille d'aubes. Enfin, pour les dispositifs de réduction de bruit étudiés, nous chercherons à comprendre par quels mécanismes physiques le bruit produit peut être réduit.

## Organisation du mémoire

Ce manuscrit est composé de quatre chapitres. Dans le premier chapitre, l'installation de la grille d'aubes linéaire est présentée. Les résultats expérimentaux sont de type aérodynamiques et acoustiques. Les phénomènes de résonances dans la grille et des premiers effets de réflexion acoustique entre les aubes sont étudiés. Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de modèles analytiques existants. Nous utiliserons à la fois des modèles de profils isolés et des modèles

de grille qui seront adaptés au cas de l'expérience de grille. La sortie de ces modèles est directement comparée aux mesures acoustiques. Le troisième chapitre concerne l'étude de dispositifs de réduction du bruit que nous appliquons sur un profil isolé et nous chercherons à expliquer les causes de la réduction du bruit mesurée. Le quatrième et dernier chapitre est dédié à l'utilisation d'un dispositif de réduction du bruit dans la grille d'aubes. Les études bibliographiques couvrant ces différents champs d'investigation sont présentées au fil du texte.





# Chapitre 1

## Mesure du bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire

Le bruit propre d'un profil isolé permet d'appréhender les mécanismes de transfert aéroacoustiques qui sont en jeu dans le bruit de bord de fuite d'un rotor. En revanche, il ne restitue pas les effets liés à la rotation, à la géométrie annulaire et à la présence des pales voisines. Afin de ne pas superposer ces effets et donc de ne pouvoir les étudier, c'est ce dernier aspect, désigné par *effet de grille* que nous nous proposons d'examiner expérimentalement dans ce premier chapitre. L'effet de grille est double : d'une part, les champs de vitesse et de pression à proximité d'une grille d'aubes sont différents de ceux qui s'établissent autour d'un profil isolé. Ces champs aérodynamiques particuliers peuvent affecter les couches limites des aubages qui sont à l'origine du bruit de bord de fuite. D'autre part, l'encombrement géométrique des pales agit sur la génération et la propagation des ondes par réflexion/diffraction et par résonance. C'est ce deuxième effet, principalement acoustique, qui nous intéresse en premier lieu. Son influence croît avec la solidité de la grille<sup>1</sup> et d'après la littérature [57] il peut altérer d'environ 5 dB le bruit produit.

Pour étudier l'effet de grille indépendamment de tous les autres effets géométriques, on peut avoir recours à une grille d'aubes linéaire fixe qui correspond à un rotor déroulé à rayon donné. La grille linéaire comporte généralement un nombre de pales infini dans les études analytiques et les simulations numériques soit par définition mathématique soit au moyen des conditions de périodicité imposées dans les canaux inter-aubes. Dans les bancs d'essais, la grille est finie pour des raisons pratiques évidentes, même si les parois rigides peuvent rétablir partiellement la périodicité. Les études purement aérodynamiques se focalisent sur les aubes centrales où un comportement de grille est effectivement atteint mais à des fins aéroacoustiques, quelques précautions supplémentaires s'imposent si l'on veut être à même de mesurer le bruit rayonné par les bords de fuite.

Parker [106, 107] a utilisé une grille d'aubes linéaire pour mettre en évidence des résonances internes. Son étude concerne un ensemble discret de fréquences auxquelles de très fortes fluctuations de pression (de l'ordre de grandeur de la pression dynamique) sont observées. En 2001, Sabah & Roger [125, 126] ont élaboré une installation expérimentale de grille d'aubes linéaire pour mesurer du bruit d'interaction à large bande et du bruit de bord de fuite. Leur étude n'a pas permis de mettre en évidence un effet de grille prononcé malgré la

---

1. rapport de la corde sur l'espacement inter-aubes

solidité élevée  $\sigma = c/s = 1,43$ ,  $c$  étant la corde du profil et  $s$  le pas inter-aubes. La difficulté de ce type de montage est d'isoler et de mesurer le bruit de bord de fuite tout en conservant le comportement aérodynamique de la grille. En particulier, pour l'étude du bruit propre dont l'efficacité est plutôt faible, l'élimination de toutes les sources parasites conduit à réaliser un écoulement incident uniforme et peu turbulent.

Si son utilisation pour l'acoustique est rare, la grille d'aubes n'en est pas un moins outil courant en aérodynamique : Emery & al. [41] ont réalisé une étude systématique du profil NACA 6512-10 en configuration de grille d'aubes en faisant varier la solidité  $\sigma$ , l'angle d'attaque  $\alpha_1$ , l'angle de calage  $\chi$  et la vitesse de l'écoulement  $U_1$  et des méthodes expérimentales avancées existent pour les grilles d'aubes [74, 92, 136].

Le manque relatif d'études expérimentales sur l'acoustique des grilles d'aubes linéaires a suscité le présent travail où nous reprenons la grille d'aubes de Sabah & Roger avec quelques améliorations et nous nous efforçons d'en mesurer le bruit de bord de fuite sur la plus large plage de fréquences possible. Ces mesures serviront de point de comparaison aux modèles analytiques étudiés au chapitre 2 qui permettra d'évaluer l'étendue de l'effet de grille. A terme, il s'agit de savoir si pour une solidité  $\sigma$  donnée, les modèles de bruit de profil isolé suffisent à prédire le bruit d'une grille d'aubes. Nous choisissons ici une configuration de référence, autour de laquelle nous ferons varier quelques paramètres aérodynamiques comme l'angle d'attaque et la vitesse de l'écoulement.

Nous présentons ci-dessous l'installation expérimentale utilisée et les améliorations apportées à la grille existante. Des mesures de pression pariétale moyenne et de fil chaud dans le sillage permettent de contrôler le comportement aérodynamique de la grille d'aubes et de la placer dans une situation de charge pertinente. Suite à quoi nous présentons les mesures acoustiques en champ lointain. D'importance capitale pour le bruit généré, la structure de la couche limite turbulente de l'extrados de l'aube centrale est ensuite étudiée au moyen de mesures de pression pariétale instationnaire sur l'aube centrale. Finalement, nous étudions la faisabilité d'un montage d'antennerie acoustique de champ proche destiné à étudier le bruit de bord de fuite de la grille d'aubes dans des configurations bruyantes. Les résultats présentés dans Finez & al.[46] sont en partie repris ici.

## 1.1 Installation expérimentale

La grille d'aubes est montée en sortie d'une veine d'essai débouchant dans la grande chambre anéchoïque du LMFA. Elle est fixée entre deux plaques horizontales en sortie de buse de largeur 450 mm et de hauteur 200 mm. Des parois latérales guident l'écoulement autour de la grille, l'ensemble étant ouvert vers l'aval.

### 1.1.1 Géométrie de la grille d'aubes

La grille d'aubes utilisée est visible sur la figure 1.1-a identique à celle de Sabah & Roger [125]. Sept profils NACA 6512-10 de corde  $c = 100$  mm et d'envergure  $L = 200$  mm sont utilisés. Une coupe du profil est présentée sur la figure 1.1-b. Dans tout le manuscrit,  $x$  désigne la coordonnée selon la corde,  $y$  la coordonnée normale au plan du profil, positive du côté de l'extrados et négative du côté de l'intrados.  $z$  est la coordonnée en envergure telle que le repère soit direct.

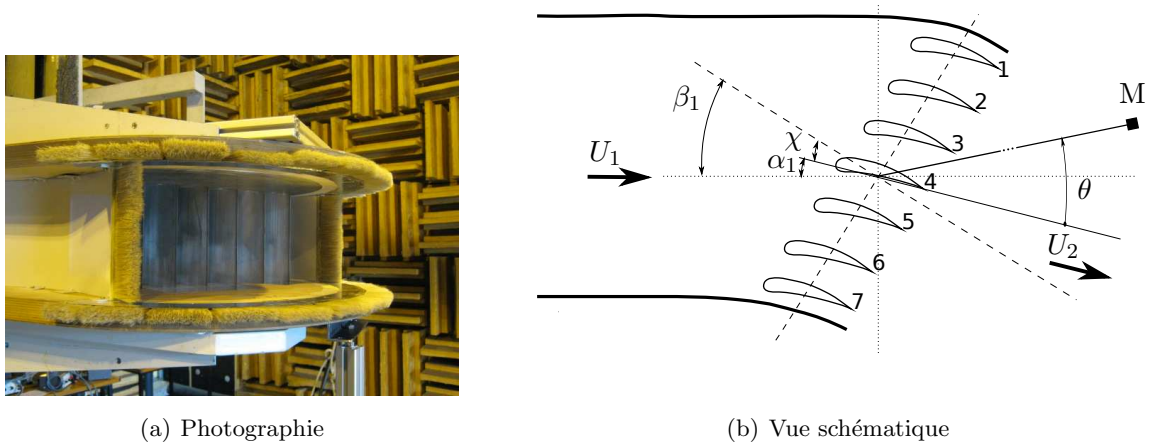


FIGURE 1.1 – Description de l’installation expérimentale

L’écart inter-aubes est constant et égal à  $s = 70$  mm. La solidité est donc  $\sigma = c/s = 1,43$ . Les aubes sont numérotées de 1 à 7 comme indiqué sur le schéma 1.1-b, l’aube  $n^{\circ}4$  est donc l’aube centrale.

L’orientation de la grille est définie sur la figure 1.1-b : l’axe de la vitesse amont  $U_1$  définit par rapport la corde un angle d’attaque géométrique  $\alpha_1$  et par rapport à la perpendiculaire au front de grille un angle  $\beta_1$  de front de grille. L’angle de calage est  $\chi = \beta_1 - \alpha_1$ . L’écoulement de sortie a un vecteur vitesse moyenne  $U_2$ . Le microphone est placé au point  $M$  à 1,8 m de la grille à l’angle d’observateur  $\theta$  par rapport à la corde des profils.

La configuration de référence choisie est  $U_1 = 80$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\beta_1 = 35^\circ$  qui est proche du point de rendement optimal d’après les mesures d’Emery & al. [41].

### 1.1.2 Prises de pression en paroi

Dix prises de pression pariétale moyenne sont insérées dans l’aube centrale  $n^{\circ}4$  à mi-envergure pour la mesure de la charge. Elles sont positionnées à 3, 8, 20, 50 et 80% de corde sur l’intrados et 2, 6, 19, 50, 70 % de corde sur l’extrados et symbolisées par des points noirs sur la figure 1.2-a.

De plus, l’extrados du profil central est équipé de sept prises de pression instationnaire à proximité du bord de fuite pour caractériser la couche limite turbulente incidente. Elles sont matérialisées par des croix vertes A à G sur la figure 1.2-b. Les espacements disponibles dans la direction de l’envergure sont rapportés dans le tableau 1.1. Ces prises de pression fluctuantes sont destinées à caractériser l’état de la couche limite de l’extrados qui a un rôle majeur dans la génération du bruit.

Les six autres aubes sont équipées de deux prises de pression pariétale moyenne à 50% de corde, une sur l’intrados et l’autre sur l’extrados. Ceci permet de vérifier l’homogénéité de la charge sur les différentes aubes et d’optimiser ainsi au besoin la périodicité de l’écoulement de grille.

### 1.1.3 Améliorations apportées à la grille d’aubes

Dans le présent travail, nous reprenons la grille utilisée dans l’étude de Sabah [125] et nous en modifions trois éléments dans le but d’améliorer la mesure acoustique : il s’agit des parois

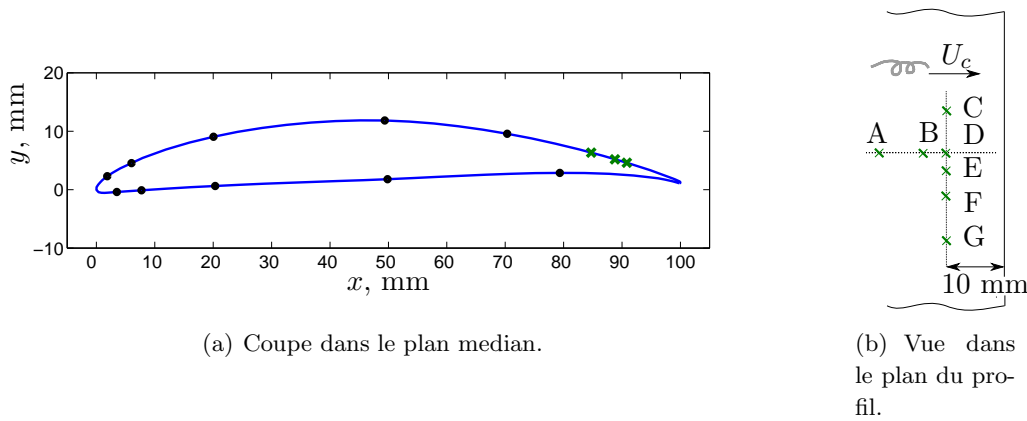


FIGURE 1.2 – Vues schématique de l’aubes centrale de la grille d’aubes avec les points de mesure de pression. Les points noirs correspondent aux prises de pression pariétale moyenne et les croix vertes aux prises de pression instationnaire

Sondes	Distance (mm)
D-E	1
E-F	2.5
D-F	3.5
C-D	5
C-E	6
F-G	7
C-F	7.5
E-G	9.5
D-G	10.5
C-G	14.5

TABLE 1.1 – Espacement transverse des sondes situées à  $x/c = 90\%$ .

latérales, des extrémités des plaques de maintien et des dispositifs d’échappement de couche limite. Ces différentes parties de l’installation sont visibles sur le schéma de principe 1.3.

Dans l’étude de Sabah, les parois latérales du conduit immédiatement en amont de la grille sont constituées de tissu de Nylon tendu sur un cadre en acier. Elles sont destinées à guider l’écoulement jusqu’à la grille tout en permettant une mesure acoustique vers l’amont. Ces parois sont susceptibles de nuire à la mesure acoustique pour plusieurs raisons. Leur porosité permet l’établissement de micro-jets entrant dans le conduit amont sous l’effet de la dépression créée par la grille. Ces jets peuvent être bruyants en hautes fréquences notamment. De plus, ils génèrent de la turbulence convectée par l’écoulement principal qui peut interagir avec les bords d’attaque des aubages et générer du bruit à large bande. La vibration du tissu sous l’effet de l’écoulement rasant peut aussi constituer une source de bruit. Enfin, du point de vue aérodynamique, la porosité de ces parois rend délicate l’homogénéisation du champ de pression amont.

La première modification de la grille concerne donc ces parois. Sous l’impulsion des progrès faits en 2000 dans le domaine de la localisation de sources [81, 117, 110, 139] où un tissu de fibres d’aramide de type Kevlar est utilisé pour séparer la région de l’écoulement de la

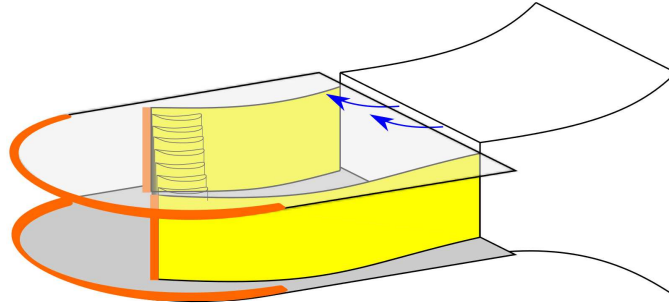
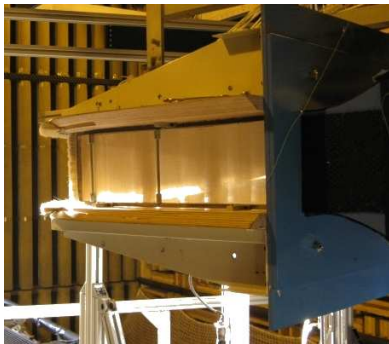
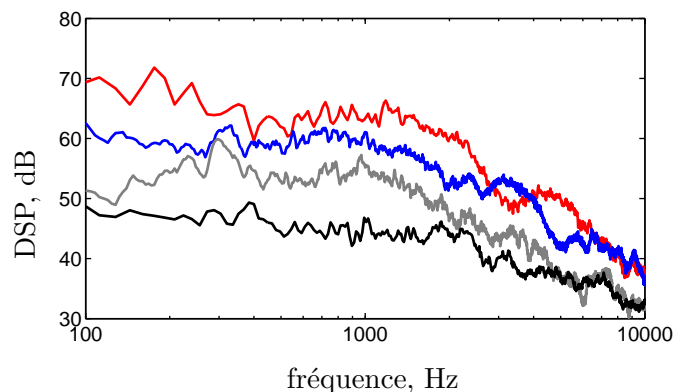


FIGURE 1.3 – Schéma de l'installation et des éléments modifiés pour réduire le bruit de fond. Les surfaces jaunes représentent les parois latérales accompagnatrices de l'écoulement ; les bandes oranges symbolisent les brosses ajoutées aux extrémités des plaques de maintien et des parois latérales ; les flèches bleues représentent le système d'échappement des couches limites du convergent. Un système similaire est présent sur la face inférieure du convergent.

“région acoustique“ où sont placés les microphones, la première proposition consiste à utiliser du Kevlar tendu sur un cadre incurvé en acier. L'intérêt de ce tissu est qu'il peut soutenir une très forte tension. Cela permet de réduire le bruit de vibration. Son tissage est aussi plus dense que celui du Nylon, ce qui limite le phénomène de micro-jets. Enfin, sa faible épaisseur permet d'obtenir des pertes acoustiques par transmission très faibles comme le montrent les résultats de l'annexe E. Les parois sont prolongées jusqu'en aval de la grille d'aubes de manière à accompagner l'écoulement et des extenseurs visibles sur la photographie 1.4-a placés au centre de ces parois permettent de conserver une forte tension du tissu malgré la déflexion naturelle du cadre en son centre.



(a) Photographie de l'installation avec les parois en Kevlar



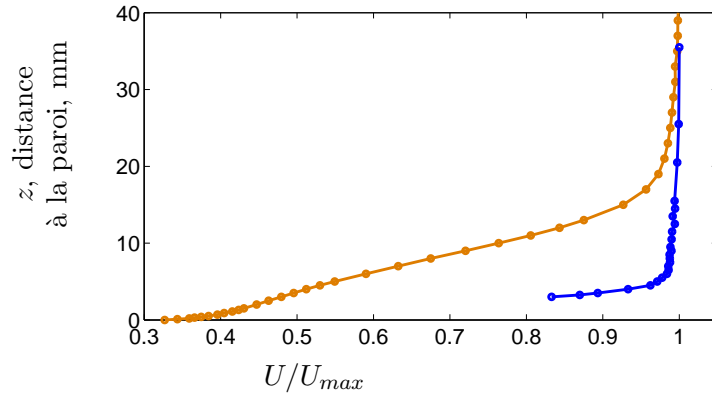
(b) Spectres acoustiques. — : Sabah [125], — : parois en **Kevlar** avec échappements de couche limite et avec brosses, — : parois en **Kevlar** sans échappements de couche limite et avec brosses, — : parois en **tôle** sans échappements de couche limite et avec brosses,

FIGURE 1.4 – Validation acoustique des différentes améliorations successives de la grille à  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s,  $\theta = 50^\circ$ .

Pour la comparaison, on a également confectionné des parois parfaitement imperméables en tôle de même géométrie présents sur la photographie 1.1-a. Les microjets sont alors com-



(a) Photographie du Pitot coudé et du fil chaud en amont des bords d'attaque



(b) Profils de vitesse moyenne en sortie de convergent, à 55cm du bord d'attaque central sur la plaque de maintien supérieure. Avec (—) et sans (—) dispositif "d'échappement de couche limite".

FIGURE 1.5 – Etude de l'efficacité du dispositif d'échappement de couche limite.

plètement supprimés, la contrepartie étant que mes mesures acoustiques en amont sont impossibles avec ces parois.

La deuxième modification concerne les plaques de maintien : afin de réduire autant que faire se peut le bruit de bord de fuite de ces plaques et des parois latérales, des pinceaux d'épaisseur 1cm sont ajoutés à leur extrémité. On peut les distinguer sur la photographie 1.1-a. Ces brosses sont en effet des dispositifs efficaces de réduction du bruit d'installation si elles sont assez épaisses comme cela a déjà été observé dans le projet européen VALIANT. Elles seront en fait étudiées dans le chapitre 3 de ce document dans une configuration beaucoup plus fine adaptée au bord de fuite d'un aubage pour en réduire le bruit de bord de fuite.

Enfin la dernière modification concerne le système d'échappement de couches limites utilisé par Sabah : la hauteur de veine à l'endroit des aubes est plus petite que la dimension de sortie de convergent. La partie de l'écoulement incident qui est proche des parois (les couches limites) est ainsi en principe évacuée. Pour voir si c'est bien le cas, une étude à l'aide d'un fil chaud semblable à celui présent sur la figure 1.5-a est menée : la figure 1.5-b présente les profils de vitesses moyennes dans la couche limite de la plaque de maintien supérieur. On voit que la couche limite est plus fine lorsque ce dispositif d'échappement est supprimé. Ces dispositifs ne remplissent pas leur rôle probablement à cause du fort blocage aérodynamique qu'ils induisent. Les forts taux de turbulence impliqués dans ces couches limites sont également susceptibles de produire du bruit d'interaction large bande au niveau des bords d'attaque. Nous supprimons donc ces dispositifs de l'installation.

L'impact acoustique des améliorations successives apportées à la grille est présenté sur la figure 1.4-b. Les spectres acoustiques après chaque modification sont tracés ; le point d'observation est situé à l'aval. Tous les spectres acoustiques de ce manuscrit sont des densités spectrales de puissance (DSP). La transformée de Fourier discrète de la pression acoustique  $p'(f)$  à la fréquence  $f$  sur la bande de fréquence concernée  $\Delta f$  est reliée à la DSP par  $S_{pp}(f) = 10 \times \log_{10}(p'^2(f)/\Delta f/p_{ref}^2)$  (dB).  $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$  Pa est la pression acoustique de référence.

Sur la figure 1.4-b, l'utilisation de parois en Kevlar réduit sensiblement le bruit mesuré par rapport au tissu de Nylon de l'étude de Sabah. Ceci signifie qu'une réduction importante

des sources parasites est obtenue car le bruit de bord de fuite des aubes est globalement inchangé. Par ailleurs, la suppression des échappements de couche limite réduit encore davantage le bruit mesuré, en particulier en basses fréquences. Enfin, l'utilisation des parois en tôle permet d'encore baisser de presque 10 dB le spectre acoustique vers 1000 Hz. Ces diminutions spectaculaires montrent que dans cette installation, de nombreuses sources parasites sont susceptibles de masquer le bruit de bord de fuite des aubes et qu'un soin particulier doit être apporté quant au contrôle de la nature du bruit mesuré.

Il est légitime de se demander si le niveau "plancher" permettant de déceler le bruit de bord de fuite des aubes est bien atteint avec les parois en tôle. La preuve en sera apportée au chapitre 4 où l'insertion de dispositifs passifs dans les bords de fuite permettra de réduire le bruit mesuré sur une large gamme de fréquences. C'est donc bien que le bruit de bord de fuite des aubes est dominant dans cette installation.

Une pratique simple et courante en aéroacoustique expérimentale consiste à mesurer le bruit de fond de l'installation en retirant du montage le (ou les) profil(s) étudié(s). On dispose ainsi des niveaux de bruit du jet principal, des bords de fuite des plaques de maintien, des couches limites et des vibrations de l'installation, en fait de toutes les sources parasites que l'on a cherchées ici à réduire. Cette procédure suppose que ces sources soient inchangées en présence du profil. Dans le cas présent, ce n'est pas le cas car la grille d'aubes dévie fortement l'écoulement. Si on retire les sept aubages en laissant en place les parois latérales courbées, un fort décollement apparaît en aval de celles-ci. Il génère un bruit large bande important qui n'existe pas dans le montage d'origine. Nous nous trouvons dans un cas où il est extrêmement délicat d'estimer le niveau acoustique des sources parasites relativement à celui du bord de fuite.

À l'issue de cette étude, nous choisissons pour la suite d'utiliser uniquement les parois en tôle (sauf mention contraire), d'utiliser les brosses au bout des plaques de maintien et des plaques latérales et de ne pas utiliser les échappements de couche limite. Les mesures acoustiques sont donc limitées au secteur aval à de faibles angles d'écoute  $\theta$ .

## 1.2 Pression pariétale moyenne

### 1.2.1 Aube centrale

La charge de la grille d'aubes dans la configuration de référence  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s est estimée à partir des mesures de pression pariétale moyenne sur l'aube centrale. Nous utilisons le coefficient de pression  $C_p$  formé sur les mesures de pression statique  $p_1$  et de vitesse moyenne  $U_1$  à l'amont et sur celle de la pression pariétale  $p(x)$ .

$$C_p(x) = \frac{p(x) - p_1}{1/2 \rho U_1^2} \quad (1.1)$$

$$= \frac{p(x) - p_2}{1/2 \rho U_1^2} + \frac{\Delta p}{1/2 \rho U_1^2} \quad (1.2)$$

L'évaluation directe de l'expression 1.1 est délicate car le champ de pression amont  $p_1$  n'est pas parfaitement homogène, même avec les parois en tôle. On la décompose donc en deux termes (eq. 1.2) : le premier est intégralement mesuré et fait intervenir la pression statique aval  $p_2$  identifiée dans l'expérience à la pression atmosphérique et le deuxième où figure le

saut de pression statique moyenne de part et d'autre de la grille  $\Delta p = p_2 - p_1$ . Ce terme est évalué à 0,2 grâce au calcul numérique RANS<sup>2</sup> de Bock [18]. Ceci permet de comparer nos mesures à la bibliographie sur la figure 1.6-a.

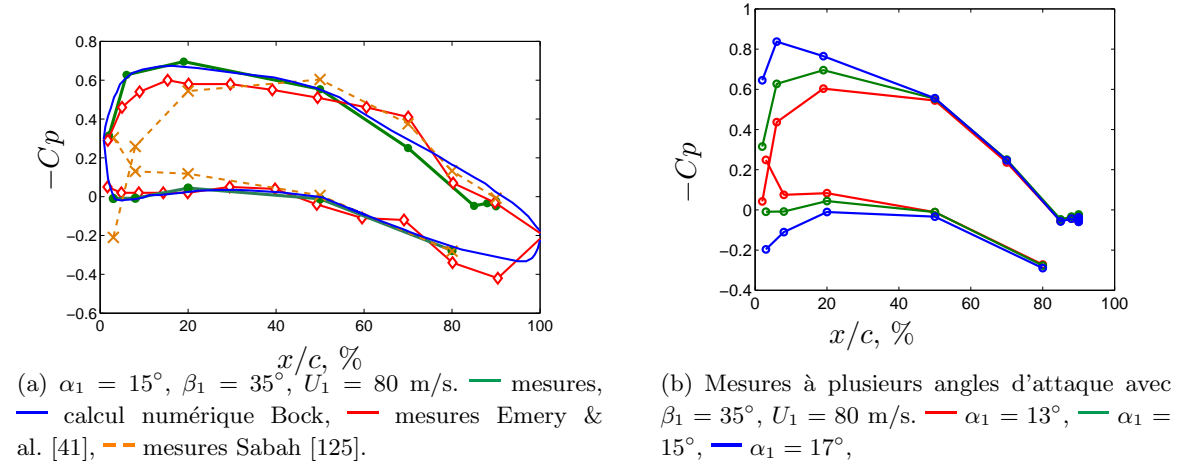


FIGURE 1.6 – Coefficient de pression pariétale moyenne  $C_p$  sur le profil central de la grille.

Cette comparaison est d'abord effectuée avec le résultat du calcul RANS-2D de Bock [18] dans les mêmes conditions. Un seul canal inter-aube a été simulé mais des conditions de périodicité ont été appliquées sur les frontières latérales. L'accord avec nos mesures est excellent, en particulier à proximité du bord d'attaque sur l'intrados et sur l'extrados. Ceci suggère à la fois qu'au centre de la grille, le comportement de grille d'aubes aérodynamique est atteint et que la déflexion amont de l'écoulement (régulièrement observée dans les installations à veine ouverte) est négligeable dans cette installation. C'est sans doute un effet positif des parois latérales d'accompagnement. Les données expérimentales d'Emery pour une configuration voisine ( $\alpha_1 = 14,1^\circ$ ,  $\beta_1 = 30^\circ$ ,  $\sigma = 1.5$ ) sont également présentées et en bon accord. En revanche, le coefficient de pression mesuré par Sabah est en moins bon accord à proximité du bord d'attaque où on observe la trace caractéristique d'un angle d'attaque plus faible. Les parois en Nylon sont en effet interrompues en amont de la grille occasionnant une déflexion amont importante.

Nous avons fait varier l'angle d'attaque entre  $13^\circ$  et  $17^\circ$  sur la figure 1.6-b. Comme attendu, la portance augmente avec l'angle d'attaque. A  $17^\circ$ , le régime décollé observé au chapitre 3 ne s'installe pas malgré cette forte incidence. C'est l'un des intérêts de la grille d'aubes qui permet d'atteindre de très fortes charges. C'est seulement pour un angle d'attaque de  $\alpha_1 = 33^\circ$  que Sabah [125] a observé un décollement intermittent.

## 1.2.2 Périodicité aube-à-aube

La régularité de la charge d'une aube à l'autre est contrôlée au moyen des prises de pression à 50% de corde. La position des parois en tôle a été optimisée de façon obtenir la meilleure régularité possible. Le résultat est présenté sur la figure 1.7. Les pales sont numérotées conformément à la figure 1.1-b. Les mesures des intrados sont placées dans la région  $-C_p < 0$  et celles des extrados en  $-C_p > 0$ . La périodicité aube-à-aube est jugée très

2. Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation



satisfaisante pour l'application visée. Les courbes mesurées avec les parois en Kevlar sont également présentées. On voit que la périodicité est bonne également, sauf pour l'extrados de l'aube 1 et pour l'intrados de l'aube 7 qui sont les deux surfaces en regard avec les parois latérales en Kevlar.

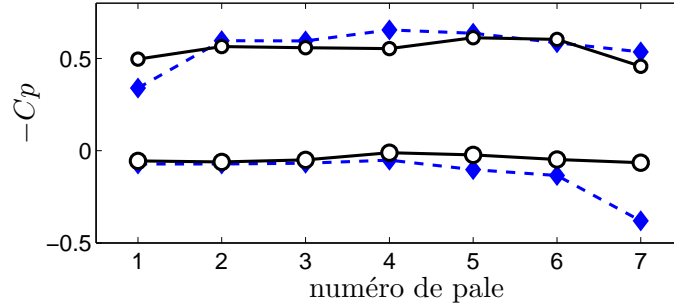


FIGURE 1.7 – Coefficients de pression à mi-corde.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s. — Parois en tôle, - - parois en Kevlar. Groupe inférieur : intrados, groupe supérieur : extrados.

Classiquement, dans les études de grilles linéaires, la périodicité est obtenue au moyen d'un système d'aspiration de couches limites actif [41, 92, 136] ou passif contrôlé [64]. Il est donc notable qu'une telle régularité soit obtenue avec cette grille d'aubes où aucun échappement n'est réalisé. Notons cependant que le contrôle est effectué à 50% de corde, un point relativement peu sensible à la variation d'angle d'attaque (*cf.* Fig. 1.6-b).

En conclusion de cette section, la grille d'aubes améliorée est correctement chargée aérodynamiquement, en conformité avec la littérature et un calcul numérique RANS. De plus, d'après les mesures effectuées, la périodicité aube-à-aube de la charge est satisfaisante pour notre étude acoustique.

### 1.3 Mesures aérodynamiques en sillage proche

Les couches limites turbulentes sont majoritairement responsables du bruit de bord de fuite et l'activité turbulente qui s'y développe se retrouve directement dans le sillage proche accessible par fil chaud simple à une composante.

Nous présentons sur la figure 1.8 les profils de vitesse moyenne et les taux de turbulence mesurés dans le sillage de la grille en se déplaçant dans la direction aube-à-aube (qui lie les bords de fuite) et dans le plan médian. Pour cette figure, les parois en Kevlar sont utilisées. On suppose que ces parois n'influencent que les aubes extrêmes. Les vibrations du bras support du fil chaud étant trop importantes pour mesurer les sillages des aubes 6 et 7, cette mesure se limite aux aubes  $n^\circ 1$  à 5.

Sur la figure 1.8-a, l'épaisseur des sillages est bien régulière d'une aube à l'autre, ainsi que le déficit de vitesse. Il en est de même pour les niveaux de turbulence pour les aubes  $n^\circ 2$  à 5 où l'on peut distinguer deux pics de turbulence. Pour chaque sillage, la couche de plus forte intensité turbulente est située à gauche sur la figure et peut être attribuée à la couche limite de l'extrados ayant dégénéré en couche de cisaillement dans le sillage. Le taux de turbulence maximal reste compris entre 4,9 % et 5,8 % sur les aubes  $n^\circ 2$  à 5. Le taux de turbulence résiduelle est estimé à 0,4%.

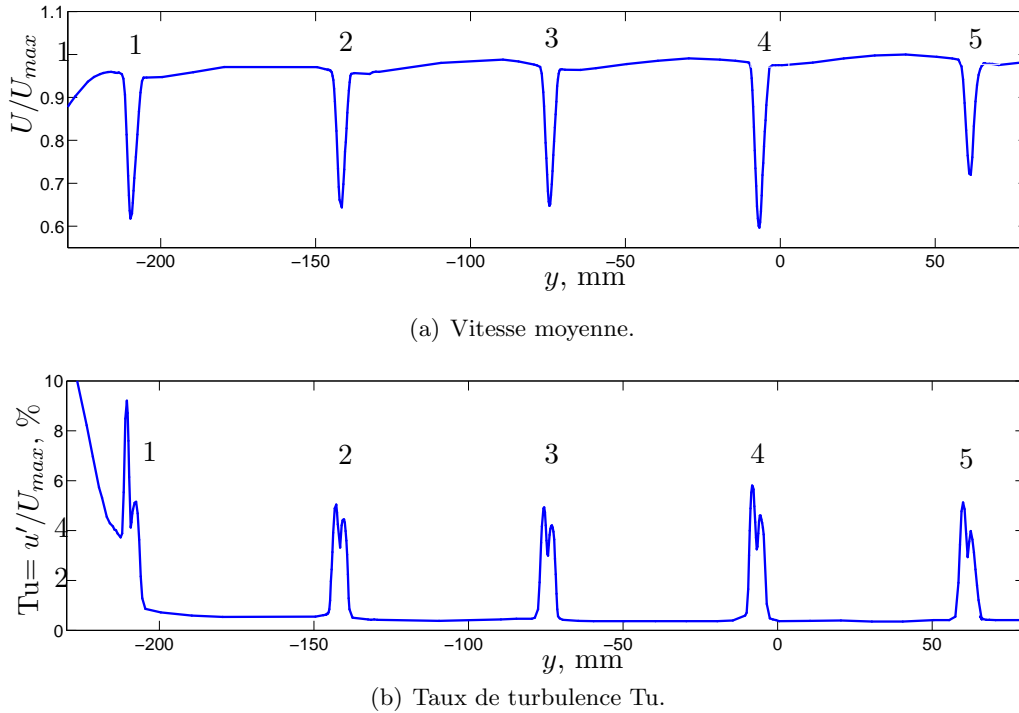


FIGURE 1.8 – Profils de vitesses à 5 mm des bords de fuite, parallèlement à la direction aube-à-aube. Les numéros des aubes sont indiqués au dessus de leur sillage. Parois latérales en Kevlar.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s.

Cependant, le sillage de l'aube n°1 est nettement plus turbulent que celui des autres aubes, en particulier du côté de l'extrados où  $Tu \simeq 9\%$ . On peut l'expliquer par le fait que la couche limite qui se développe sur les parois en Kevlar a été évaluée à 40 mm par des mesures Pitot à l'amont de la grille et à mi-hauteur de veine. Cette couche limite peut rentrer en contact avec l'extrados du profil et générer ces forts taux de turbulence. Avec les parois en tôle utilisées pour les mesures acoustiques, la couche limite incidente sur les parois est plus faible (inférieure à 1 cm); en conséquence, le taux de turbulence du sillage de l'aube n°1 ( $y = -210$  mm) n'est sans doute pas influencée par les parois en tôle mais des mesures de fils chaud ne sont pas disponibles pour le confirmer. Pour  $y < -215$  mm, la sonde est située dans la couche de cisaillement du jet principal avec de forts taux de turbulence.

En résumé, pour les aubes 2 à 5, les sillages des aubes mesurés sont bien semblables d'une aube à l'autre, tout comme la charge aérodynamique. Nous disposons donc d'un montage expérimental unique permettant de mesurer le bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire qui se trouve effectivement dans des conditions aérodynamiques de grille et dont la périodicité des sillages turbulents a été partiellement contrôlée. La section suivante est consacrée à la mesure du bruit généré en champ lointain dans le secteur aval.

## 1.4 Acoustique en champ lointain

Le bruit large bande de la grille est mesuré en champ lointain à l'aide d'un microphone placé à 1,8m du centre de rotation de la grille. Les résultats sont présentés ci-dessous pour

différents angles d'écoute  $\theta$  puis pour plusieurs vitesses  $U_1$  et enfin nous faisons varier l'angle d'attaque  $\alpha_1$ .

### 1.4.1 Directivité

La cartographie de directivité acoustique de la grille d'aube dans la situation de référence est proposée sur la figure 1.9. L'angle  $\theta$  est défini sur le schéma 1.1-b. Suite à l'utilisation des parois en tôles les angles d'écoute s'écartant fortement de l'axe du jet ne doivent pas être considérés car les données souffrent du masquage important des parois latérales. D'ailleurs les régions  $-140^\circ < \theta < -90^\circ$  et  $90^\circ < \theta < 140^\circ$  sont les moins bruyantes sur la figure 1.9.

En très basses fréquences vers  $\theta \simeq -40^\circ$ , de forts niveaux de fluctuations sont mesurés. A ces angles très proches de l'axe du jet, le microphone est proche des couches de cisaillement et en perçoit les fluctuations de pression aérodynamique.

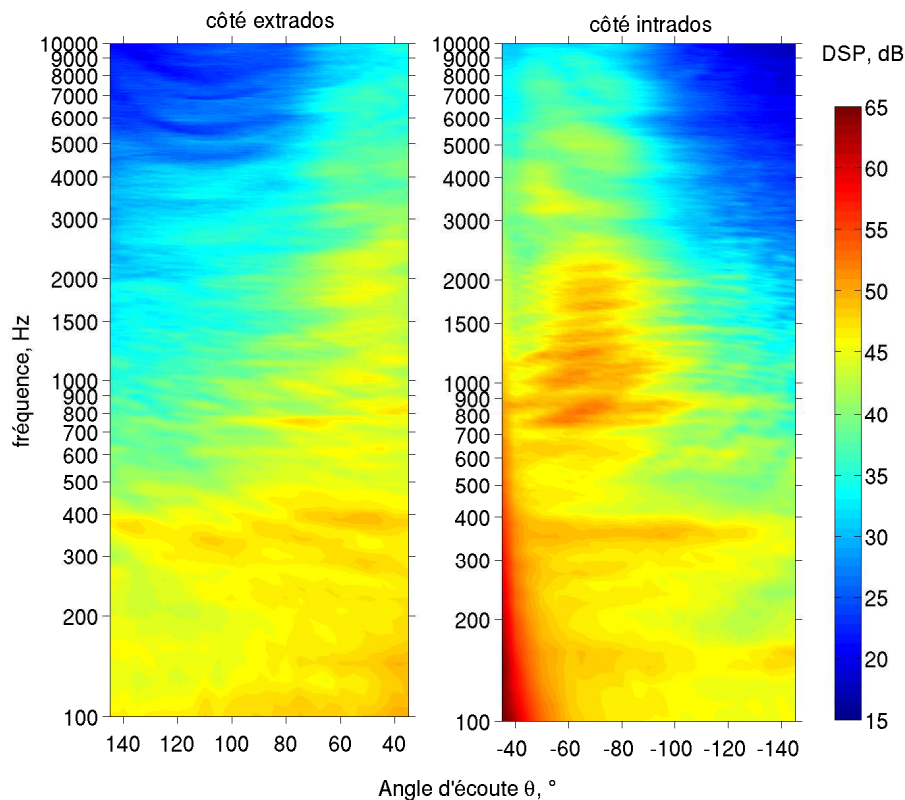


FIGURE 1.9 – Diagramme de directivité de la grille d'aubes linéaire à  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s.

Dans la gamme physique d'analyse, la plus grande partie de l'énergie acoustique est dirigée du côté des intrados. Entre 3 kHz et 10 kHz et pour  $-90^\circ < \theta < -40^\circ$ , des "bosses" dans les spectres acoustiques sont visibles. Elles sont analysées dans la section suivante 1.4.2. De plus à ces mêmes angles d'écoute, le rayonnement est intense entre 800 Hz et 2000 Hz où les raies visibles peuvent être liées à des réflexions ou des effets de diffraction dans la grille.

### 1.4.2 Effet d'interférence

Les "bosses" observées dans la cartographie de directivité entre 3 kHz et 10 kHz sont étudiées ici plus en détail. Elles sont encore plus visibles lorsque les parois latérales en Kevlar sont utilisées car l'observateur peut être plus écarté de l'axe du jet. On suppose que dans cette région angulaire, le bruit mesuré dans l'installation avec les parois en Kevlar a effectivement pour origine le bord de fuite.

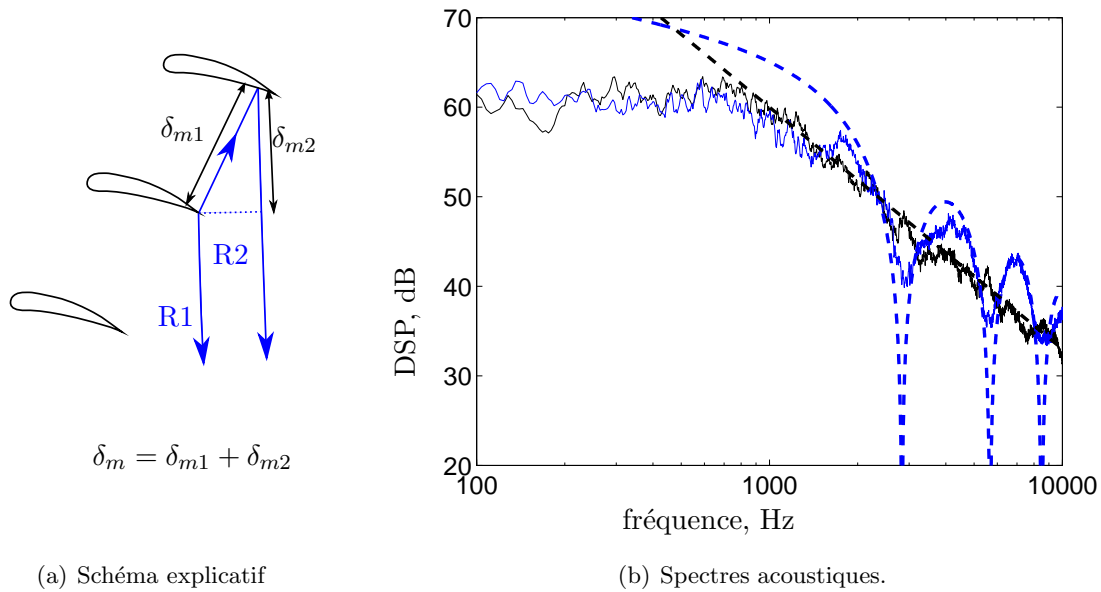


FIGURE 1.10 – Effet d'interférence en champ lointain dû à la réflexion des rayons acoustiques sur les aubes adjacentes. — mesure à  $\theta = +105^\circ$  (côté extrados) servant de référence, - - approximation linéaire de la mesure à  $\theta = +105^\circ$ , — mesure à  $\theta = -75^\circ$  (côté intrados) subissant l'effet d'interférence, - - extrapolation à  $\theta = -75^\circ$  en prenant en compte l'effet d'interférences. Parois latérales en Kevlar.

Un raisonnement d'acoustique géométrique permet d'expliquer l'origine de ces bosses par un effet d'interférence. Son existence théorique a été relevée par Glegg [57] mais à notre connaissance il n'a pas été mis en évidence expérimentalement.

L'acoustique géométrique s'applique en hautes fréquences lorsque la dimension caractéristique de l'objet réfléchissant est suffisamment grande devant la longueur d'onde acoustique. Ici, c'est la partie dégagée de l'aube qui réfléchit sur une longueur approximative de 25 mm. Ce raisonnement est donc applicable à partir de 2000 Hz.

Le bruit de bord de fuite est de nature dipolaire : les rayons acoustiques émis dans les deux directions normales au plan du profil sont cohérents et en opposition de phase. Dans une grille d'aube, un premier rayon noté R1 sur le schéma 1.10-a se dirige vers l'observateur situé dans le champ lointain acoustique. Un second rayon noté R2 est émis symétriquement et en opposition de phase. Ce second rayon est réfléchi par la pale adjacente dans la direction du rayon R1. R1 et R2 étant cohérents, des interférences ont alors lieu en champ lointain.

Si la différence de marche entre les deux rayons est notée  $\delta_m$ , l'amplitude de leur somme

$|p_1 + p_2|$  est donnée par l'équation 1.3 pour un nombre d'onde acoustique  $k$ .

$$\frac{|p_1 + p_2|}{|p_1|} = |1 - e^{ik\delta_m}| \quad (1.3)$$

La figure 1.10-b utilise ce résultat sur la configuration présente. En noir, une mesure située du côté des extrados ( $\theta = +105^\circ$ ) où n'apparaissent pas les oscillations spectrales est utilisée comme référence et en bleu, une mesure du côté des intrados ( $\theta = -75^\circ$ ) où l'effet d'interférence déforme le spectre est comparé à ce petit modèle. La distance exacte entre deux bords de fuite est 70 mm mais la différence de marche est inférieure au double de cette valeur comme on peut le voir sur le schéma 1.10-a. Une rapide estimation géométrique amène  $\delta_m \simeq 120$  mm. Le spectre noir de référence est approximé linéairement dans la partie haute fréquence. Pour tenir compte de l'effet d'interférence, l'équation 1.3 est utilisée en remplaçant  $p_1$  par les valeurs issus de l'approximation linéaire en traits discontinus noirs. L'accord est très bon dans la zone de validité de la théorie géométrique, suggérant que c'est bien ce phénomène que nous observons, qui est purement un effet de grille.

### 1.4.3 Influence de la vitesse

Connaître la loi d'évolution de l'intensité acoustique en fonction de la vitesse de l'écoulement incident est un enjeu important car cela permet d'interpoler des spectres acoustiques pour comparer par exemple des mesures faites à des vitesses différentes. Pour le bruit d'origine aérodynamique, la DSP suit classiquement une loi de puissance  $U^n$  avec  $n$  compris entre 5 et 6 lorsque des surfaces rigides sont impliquées. En configuration de profil isolé, la dépendance fréquentielle se fait selon le nombre de Strouhal sans dimension  $St = f \times d/U$  où  $f$  est la fréquence et  $d$  une dimension caractéristique de l'écoulement, souvent l'épaisseur de couche limite  $\delta$  ou l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  [22]. Dans cette section, nous utilisons l'installation de ce chapitre pour quantifier cette dépendance à la fois en niveau et en fréquence dans le cas d'une grille d'aubes.

Le microphone est situé du côté des extrados à  $\theta = 40^\circ$  et trois vitesses d'écoulement sont testées. L'influence de  $U_1$  sur les DSP acoustiques est présentée sur la figure 1.11-a. La DSP est naturellement une fonction croissante de la vitesse de l'écoulement  $U_1$  et le gabarit spectral est conservé pour les vitesses présentées. Étonnamment, les "pics" et la rupture de pente sont présents aux mêmes fréquences indépendamment de la vitesse d'écoulement. C'est donc que l'adimensionnement suit un nombre de Helmholtz  $He = fL/c_0$  construit sur une dimension caractéristique de la grille  $L$  constante et sur la vitesse du son  $c_0$  plutôt que le nombre de Strouhal  $St$  évoqué précédemment.

Faire varier l'échelle de longueur  $L$  nécessite des modifications importantes de la géométrie de la grille et notamment une variation de la solidité  $\sigma$  ce qui n'a pas pu être effectué dans cette étude. C'est pourquoi, on a recalé les mesures à 80 m/s sur la figure 1.11-b en supposant que cette longueur  $L$  est inchangée pour les trois vitesses d'écoulement.

Les amplitudes sont recalées en supposant que l'énergie acoustique suit la loi de Curle [36] en  $U^6$ . Ceci est conforme aux conclusions de Glegg [57] dont le modèle analytique de bruit de bord de fuite de grille d'aubes prédit une très faible dépendance de l'effet de grille vis-à-vis du nombre de Mach. Une excellente superposition des spectres est ainsi trouvée sur la figure 1.11-b.

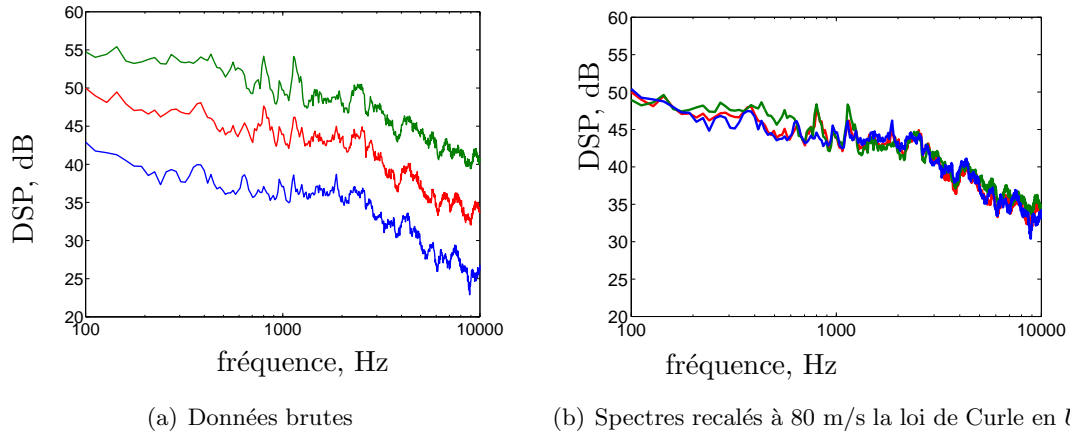


FIGURE 1.11 – Influence de la vitesse sur les spectres acoustiques.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$  et  $\theta = 40^\circ$ . —  $U_1 = 60$  m/s, —  $U_1 = 80$  m/s, —  $U_1 = 100$  m/s.

La dépendance en  $He$  plutôt qu'en  $St$  du spectre acoustique montre qu'il est gouverné par des phénomènes où la géométrie joue un rôle de premier plan telles que les résonances internes ou la diffraction sur les aubes proches. L'effet de grille est donc susceptible d'être important dans cette installation.

#### 1.4.4 Influence de l'angle d'attaque

Le bruit produit par la grille d'aubes pour différents angles d'attaque  $\alpha_1$  est étudié sur la figure 1.12 en gardant constants l'angle de front de grille  $\beta_1$  et la vitesse de l'écoulement incident  $U_1$ . Malgré les différences importantes mesurées sur la charge du profil pour les trois angles d'attaque choisis (Fig. 1.6), les spectres acoustiques sont faiblement affectés aussi bien du côté des intrados que des extrados.

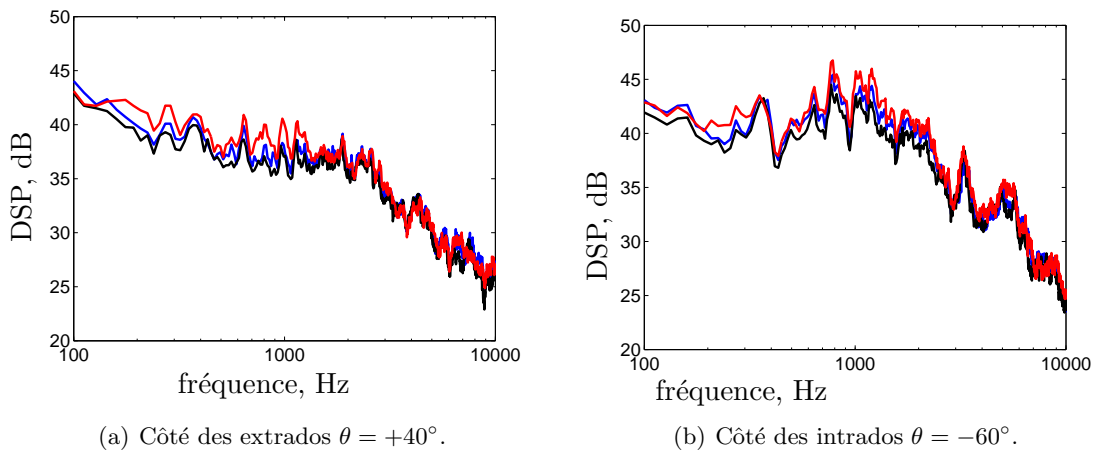


FIGURE 1.12 – Influence de l'angle d'attaque sur les spectres acoustiques.  $U_1 = 60$  m/s et  $\beta_1 = 35^\circ$ . —  $\alpha_1 = 13^\circ$ , —  $\alpha_1 = 15^\circ$ , —  $\alpha_1 = 17^\circ$ .

Pour les deux angles d'écoute, la configuration  $\alpha_1 = 15^\circ$  est la plus silencieuse. Il est courant d'observer que le point de fonctionnement le plus silencieux dans les machines tour-

nantes coïncide avec le point de meilleure efficacité aérodynamique [70].

## 1.5 Pression pariétale instationnaire à proximité du bord de fuite

L'état des couches limites turbulentes développées en paroi des profils déterminent les niveaux de bruit générés. En effet, le bruit de bord de fuite a pour origine la transformation d'une petite partie de l'énergie aérodynamique de celles-ci en fluctuations de pression acoustique par le mécanisme de diffraction qui a lieu au bord de fuite. Dans cette section, nous utilisons les prises de pression pariétale instationnaires placées en paroi de l'aube centrale à 90 % de corde et présentées au paragraphe 1.1.2 pour quantifier le caractère turbulent de ces couches limites. Le nombre de prises instationnaires pouvant être implantées étant limité par la place disponible et par leur coût, nous nous limitons à la couche limite de l'extrados de l'aube centrale. Nous faisons donc ici deux hypothèses :

- la périodicité de la charge des profils, de l'écoulement et des couches limites est suffisante d'une aube à l'autre pour dupliquer les mesures de l'aube centrale sur les six autres aubes. Cette opération supposera que les grandeurs statistiques sont les mêmes mais que les couches limites sont parfaitement décorréelées,
- la couche limite supportée par l'intrados est fortement moins turbulente que celle de l'extrados et peut être ignorée dans l'analyse et la modélisation du bruit.

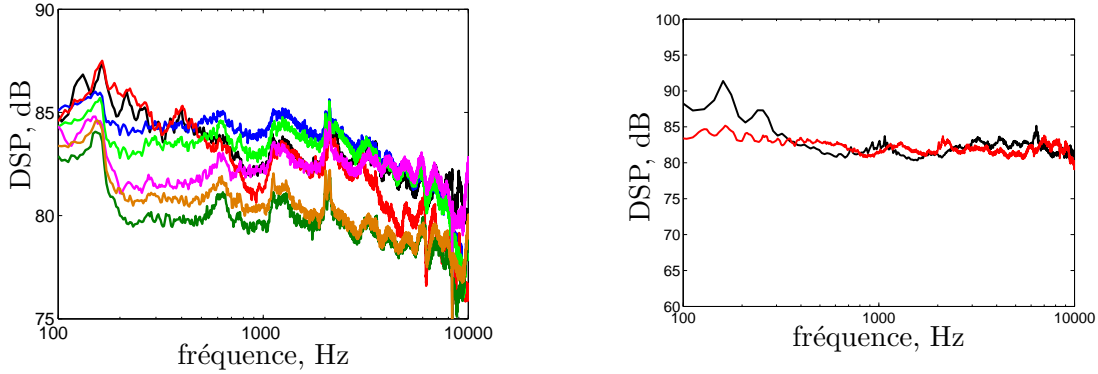
Ces deux hypothèses sont soutenues par les mesures de pression dans la section 1.2 au fil chaud de la section 1.3 pour les aubes  $n^{\circ}2$  à 5. Nous étudions ici la grille d'aubes dans son état de surface "lisse" c'est-à-dire qu'aucune bande rugueuse de déclanchement de transition de couche limite n'est utilisée.

La turbulence des couches limites est classiquement étudiée expérimentalement à travers trois indicateurs statistiques : le spectre de pression pariétale  $\Phi_{pp}$ , la longueur de cohérence transverse  $l_z$  et la vitesse de convection des structures turbulentes  $U_c$ . Ils sont tous déduits des mesures du réseau de capteurs et ils sont étudiés successivement dans la suite de cette section.

### 1.5.1 Spectres de pression pariétale

La figure 1.13-a présente les spectres mesurés de la pression en paroi de l'extrados pour la configuration de référence  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s. On utilise les sondes à microphone déporté présentées sur la figure 1.2-b et les données sont corrigées par les fonctions d'étalonnage détaillées en annexe A.

Les spectres mesurés qui s'échelonnent entre 75 dB et 85 dB sont tout à fait comparables à ceux mesurés par Sabah [125] avec des capteurs différents à 90 % de corde, excepté entre 100 Hz et 400 Hz où les très forts niveaux atteints (105 dB) dans cette référence ne sont pas observés dans notre étude. La dispersion des spectres est de l'ordre de 5 dB, ce qui peut être lié à une dispersion physique des données sur la zone de mesure ou à une erreur sur les fonctions d'étalonnage. Pour ces dernières, la courbure de la paroi du profil peut en effet gêner l'herméticité de l'étalonneur et introduire un biais dans les fonctions d'étalonnage. Mais cette dispersion peut être également physique et correspondre à des états plus ou moins développés de la couche limite aux points de mesures espacés en envergure. Du fait que les parois sont



(a) Mesures en grille d'aubes sur les sondes présentées sur la figure 1.2-b,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s. — sonde A, — B, — C, — D, — E, — F, — G.

(b) Comparaison de  $\Phi_{pp}$  à  $x/c = 85\%$  et  $U_1 = 70$  m/s entre le profil isolé (—) à  $\alpha_t = 5^\circ$  (en grande chambre sourde) et la grille d'aube pour une charge aérodynamique proche (—) à  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\beta_1 = 35^\circ$ .

FIGURE 1.13 – Spectres de pression pariétale  $\Phi_{pp}$  mesurés.

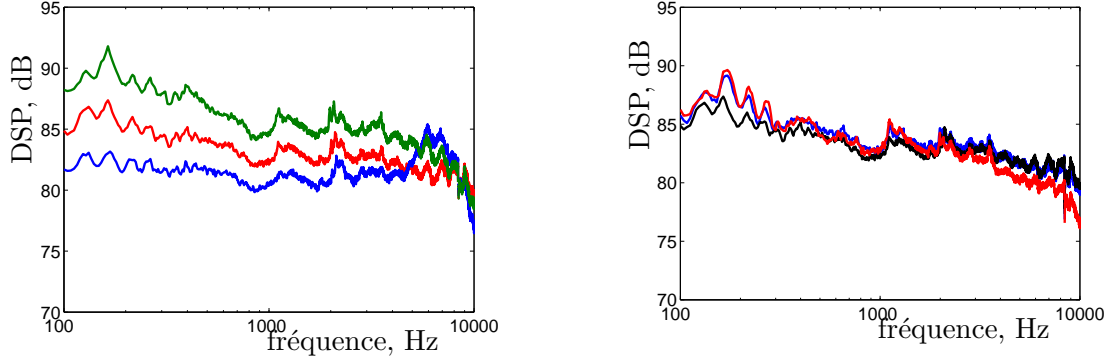
lisses, la couche limite peut en effet transitionner de manière irrégulière selon l'envergure et engendrer des spectres de pression légèrement variables suivant les points de mesure. Nous constatons que les sondes A et B situées en amont des autres sondes (respectivement à 85% et 88% de corde contre 90%) ne présentent pas des niveaux spectraux sensiblement différents des autres sondes.

Il est possible de comparer les spectres de pression pariétale en profil isolé et en grille d'aubes pour des charges aérodynamiques semblables. Les mesures sur ce profil en configuration isolée seront présentées au chapitre 3. A  $\alpha_t = 5^\circ$  dans la grande chambre sourde (Fig. 3.10-a) le profil isolé présente un profil de  $C_p$  similaire à celui de la grille avec  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$  (Fig 1.6-b). Sur l'extrados du profil isolé, nous avons disposé une bande rugueuse destinée à déclencher la transition de la couche limite. Les spectres mesurés sont comparés à 85% de corde et pour une vitesse d'écoulement incident  $U_1$  de 70 m/s sur la figure 1.13-b. Excepté pour les basses fréquences ( $f < 600$  Hz), les deux spectres sont tout à fait comparables à la fois en niveau et en gabarit. La stratégie de Glegg & Jochault [60] qui consiste à utiliser des données de couche limite turbulente issues d'expérience sur profil isolé pour prédire le bruit de grille d'aubes est donc plutôt pertinente de ce point de vue.

L'influence de la vitesse sur les spectres de pression en paroi est présentée sur la figure 1.14-a autour de la configuration de référence. En basses fréquences, les niveaux de fluctuations sont des fonctions croissantes de la vitesse de l'écoulement extérieur, ce qui est classiquement observé lorsque le régime d'écoulement est inchangé. En hautes fréquences ( $f \simeq 8000$  Hz), les données à 60 m/s présentent des niveaux plus importants qu'à 80 m/s et 100 m/s. Ceci peut être la trace d'instabilités présentes dans la couche limite qui persistent jusqu'au point de mesure. Ces instabilités sont beaucoup plus visibles à 60 m/s ( $Re_c = U_1 \times c/\nu = 4 \times 10^5$ ) qu'à 80 m/s ( $Re_c = 5,3 \times 10^5$ ) et 100 m/s ( $Re_c = 6,7 \times 10^5$ ). Nous verrons pourquoi dans la section suivante 1.5.2.

L'angle d'attaque a été varié entre  $13^\circ$  et  $17^\circ$  sur la figure 1.14-b en gardant l'angle de front de grille  $\beta_1$  constant. Dans la gamme d'angles testés, le spectre de pression en paroi varie de moins de 5dB. En profil isolé, Brooks & Hodgson [23] ont observé qu'une augmentation





(a) Influence de la vitesse  $U_1$  : — 60 m/s, — 80 m/s, — 100 m/s. (b) Influence de l'angle d'attaque  $\alpha_1$  : —  $\alpha_1 = 13^\circ$ , —  $\alpha_1 = 15^\circ$ , —  $\alpha_1 = 17^\circ$ .

FIGURE 1.14 – Dépendance du spectre de pression pariétale  $\Phi_{pp}$  mesuré par la sonde A devant la vitesse et l'angle d'attaque autour de la situation de référence  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s.

de l'angle d'attaque se traduit sur les spectres par un réhaussement des basses fréquences et par une diminution des hautes fréquences car la couche limite s'épaissit lorsque  $\alpha_1$  augmente permettant la survie de “grosses structures” laissant une trace en basses fréquences et générant moins de “petites structures” caractéristiques des hautes fréquences. Ce comportement est en accord avec le placement de la mesure à  $\alpha_1 = 17^\circ$  relativement à  $\alpha_1 = 15^\circ$ , mais pas celui de la mesure à  $13^\circ$ .

### 1.5.2 Cohérence transverse

La longueur de cohérence transverse  $l_z$  est une grandeur statistique qui quantifie l'étendue des structures turbulentes dans la direction de l'envergure. Les signaux des sondes à microphones déportés placées à  $x/c = 90\%$  permettent de l'estimer.  $l_z(\omega, K_z)$  est définie par l'équation 1.5 pour une pulsation  $\omega$  et un nombre d'onde transverse aérodynamique  $K_z$  comme proposé par Roger & Moreau [121]. Elle est construite à partir de l'interspectre normalisé  $\gamma(\omega, \eta)$  [16]. Son carré  $\gamma^2$  est la fonction de cohérence des deux signaux de pression comprise entre 0 et 1. Elle est mesurée ici sur l'ensemble discret des espacements  $\eta$  disponibles qui sont listés dans le tableau 1.1. Nous utilisons l'équation 1.4 qui exprime la cohérence  $\gamma^2$  en fonction du module de l'interspectre  $|G_{ij}(\omega)|$  et des autospectres  $G_{ii}(\omega)$ ,  $G_{jj}(\omega)$  de deux sondes notées  $i$  et  $j$ .

$$\gamma_{ij}^2(f) = \frac{|G_{ij}(f)|^2}{G_{ii}(f)G_{jj}(f)} \quad (1.4)$$

$$l_z(\omega, K_z) = \int_0^{+\infty} \gamma(\omega, \eta) \cos(K_z \eta) d\eta \quad (1.5)$$

Les mesures de  $\gamma$  effectuées aux quatre plus faibles espacements sont présentées sur la figure 1.15 où des niveaux de cohérence significatifs sont mesurés pour plusieurs vitesses d'écoulement. La gamme fréquentielle d'analyse s'étend jusqu'à 20 kHz : les fonctions d'étalement valides jusqu'à 10 kHz ne sont pas utiles pour calculer cette quantité.

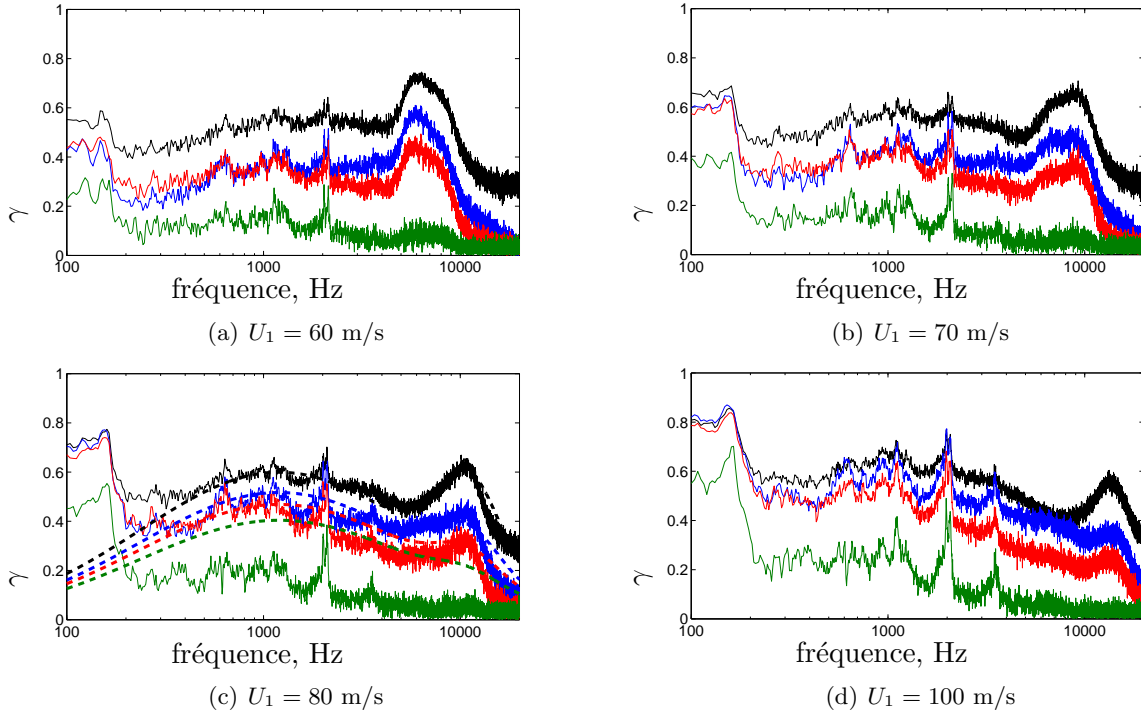


FIGURE 1.15 – Interspectre normalisé pour des sondes espacées selon l’envergure,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$  à plusieurs vitesses d’écoulement  $U_1$ . —  $\eta = 1$  mm, —  $\eta = 2,5$  mm, —  $\eta = 3,5$  mm, —  $\eta = 5$  mm, En traits continus : mesures ; en trait pointillés : expression 1.7.

Il apparaît que  $\gamma$  est une fonction décroissante de l’espacement transverse  $\eta$ . L’analyse spectrale permet d’identifier plusieurs régimes liés à des événements différents : pour la mesure à 80 m/s (Fig. 1.15-c), entre 200 Hz et 6000 Hz, la sonde mesure une cohérence aérodynamique liée à l’étendue spatiale des tourbillons. Entre 6 kHz et 12 kHz, des forts niveaux de cohérence sont mesurés. L’hypothèse d’un échappement tourbillonnaire similaire à une allée de Von Karman et fortement corréllé en envergure peut être écartée. En effet, le nombre de Strouhal caractéristique d’un tel phénomène est proche de 0,2 lorsqu’il est basé sur l’épaisseur de couche limite [22] et il est très marqué par une fréquence dominante. D’après les mesures au fil chaud en sillage proche (Fig. 1.8-a) l’épaisseur de couche limite  $\delta$  est ici proche de 3.5 mm ce qui amène un nombre de Strouhal caractéristique de  $St = f\delta/U \simeq 0,4$ . Par ailleurs, si le nombre de Strouhal est construit sur l’épaisseur du bord de fuite  $h = 0.2$  mm, on obtient  $St \simeq 0,026$  ce qui écarte également un échappement tourbillonnaire de bord de fuite tronqué.

S’il ne peuvent pas être attribués à de la formation tourbillonnaire dans le sillage proche, ces forts niveaux de cohérence peuvent être expliqués par des instabilités de couche limite persistant jusqu’au bord de fuite. Celles-ci peuvent naître à proximité du point de transition et être convectées dans la couche limite jusqu’au point de mesure. D’après Nash & al [101], les ondes d’instabilité de Tollmien-Schlichting sont très étendues dans le sens de l’envergure et peuvent le rester jusqu’au point de mesure. D’après la figure 1.15 lorsque la vitesse de l’écoulement augmente, le phénomène se déplace en hautes fréquences et les niveaux de cohérence baissent. Pour préciser cette dépendance, nous avons tracé sur la figure 1.16 la fréquence de cohérence maximale observée en fonction de la vitesse de l’écoulement. Cette fréquence maximale suit bien une dépendance linéaire face à la vitesse de l’écoulement dans la gamme

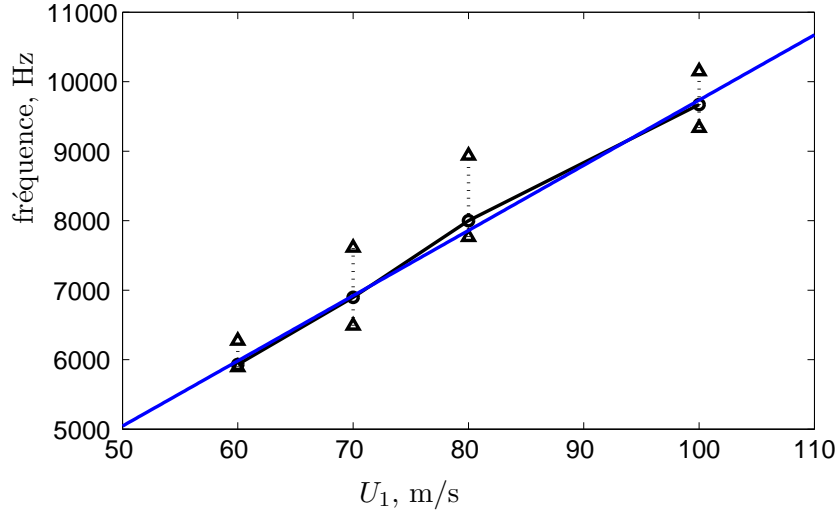


FIGURE 1.16 – Fréquence caractéristique des instabilités de couche limite en fonction de la vitesse de l'écoulement. Les cercles symbolisent la mesure et les triangles les barres d'erreur. L'interpolation linéaire (—) a pour équation  $f = 188 \times (U_1 - 28 \text{ m/s})$  [Hz].

de test. Les barres d'incertitude sont estimées “manuellement”.

En très basses fréquences,  $f < 200$  Hz, ces niveaux de cohérence sont élevés et ne décroissent plus pour  $\eta > 5$  mm. Ils sont donc liés à des fluctuations dont l'échelle dépasse celle de la turbulence présente sur les parois du profil. Ils pourraient être dûs à des effets d'installation comme par exemple les lentes oscillations du jet d'air se développant en aval de la grille. Cette gamme fréquentielle [0-200 Hz] est donc ignorée dans la suite de l'analyse.

Sur la figure 1.15, des “pics” de cohérence sont visibles pour les quatre vitesses testées. Ils apparaissent toujours aux mêmes fréquences : 2080 Hz, 3540 Hz et dans une moindre mesure 1260 Hz. Ils sont d'autant plus marqués que la vitesse de l'écoulement est grande. Ces forts niveaux de cohérence de pression sont présents aux mêmes fréquences pour les autres angles d'attaque testés  $\alpha_1 = 13^\circ$  et  $\alpha_1 = 17^\circ$ . Pour les expliquer, on se réfère à la publication de Parker [106] qui observe des résonances de type acoustique dans une grille d'aubes linéaire constituée de plaques planes. Ces résonances sont excitées par l'échappement tourbillonnaire qui a lieu à l'aval des bords de fuite. Elles atteignent de si grandes amplitudes qu'un microphone placé dans l'écoulement suffit à les détecter malgré le pseudo-son créé par l'impact de l'écoulement principal. Cela lui permet de mettre en évidence une structure modale pour chaque fréquence de résonance. Les modes sont caractérisés par les indices  $(m, n)$  utilisés pour les cavités :  $m$  désigne le nombre de noeuds de pression entre le bord d'attaque et le bord de fuite et  $n$  le nombre de noeuds entre deux plaques. Les faibles valeurs de  $m$  et  $n$  sont associées à des fréquences de résonance basses. Ces résonances sont liées à la réponse aéroacoustique de la grille et dépendent en premier lieu de sa géométrie (espacement inter-aubes  $s$ , corde  $c$ , angle de calage  $\chi$ ) et du nombre de Mach  $M = U_1/c_0$ . Un code numérique de propagation permet à Parker [108] de retrouver ces fréquences de résonances. Plus tard, Franklin [53] construit un modèle analytique où la grille d'aubes sans calage et sans écoulement forme une cavité entourée de deux conduits semi-infinis. Enfin Koch [88] développe un autre modèle analytique utilisant la technique de Wiener-Hopf pour prédire les fréquences de résonance

en présence d'un nombre de Mach  $M$  et d'un angle de calage  $\chi$ . Le diagramme de Koch est reproduit sur la figure 1.17 avec  $M=0$  et  $\chi = 0^\circ$ . Cette simplification est permise car d'après Koch, ces paramètres jouent un rôle mineur lorsque  $M < 0,3$  et  $\chi < 45^\circ$ .

Les fréquences de résonance mesurées et placées sur ce diagramme montrent que ce modèle les prédit raisonnablement, compte tenu du fait qu'on ait négligé la cambrure des profils. Les trois fréquences pour lesquelles une forte cohérence entre les sondes est mesurée correspondent donc à la résonance des modes  $\beta(0,0)$ ,  $\alpha(1,0)$  et  $\gamma(1,1)$ . Il est intéressant de noter que le mode  $\delta(0,1)$  soit associé à une résonance trop faible pour être mesurée, tandis que sa fréquence naturelle est à priori plus basse que celle du mode  $\gamma$  qui, elle, est mesurée. Notons finalement que chaque mode est caractérisé par une solidité critique en deçà de laquelle il ne peut pas exister ; par ailleurs, plus  $\sigma$  est élevé, plus le contenu modal est riche. Une autre confirmation expérimentale qu'il s'agit bien de résonances est apportée par la figure 1.17-b où nous avons tracé la cohérence  $\gamma^2$  entre le signal de champ proche issu de la sonde  $A$  et le signal des microphones situés dans le champ lointain. Aux trois fréquences identifiées le signal de la sonde pariétale est particulièrement cohérent avec le champ lointain. En revanche, les niveaux de cohérence atteints à plus basses fréquences ne peuvent être attribués à aucun mode connu d'après le diagramme des modes de Parker 1.17-a.

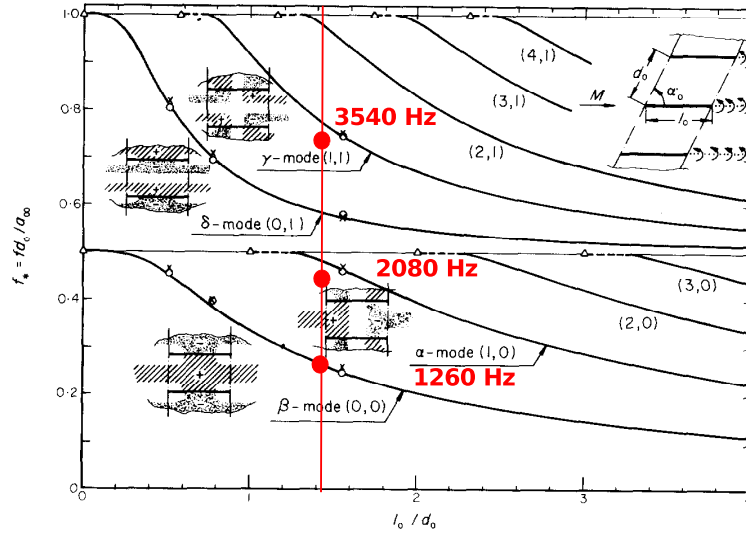
L'interpolation des résultats expérimentaux entre les points de mesure est souvent faite à l'aide du modèle de Corcos [34] conçu pour modéliser le champ de pression pariétale d'une plaque plane sous une couche limite turbulente à l'équilibre. Il propose sous des hypothèses de similarité du champ turbulent selon  $\omega$  et  $\eta$  une formulation du type  $\gamma(\omega, \eta) = \exp(-\omega\eta/b_c U_c)$ . La constante de Corcos  $b_c$  déterminée par calage du modèle sur les données expérimentales permet de déterminer  $l_z$  en utilisant l'équation 1.5 :

$$l_z(\omega, K_z) = \frac{\omega/b_c U_c}{(\omega/b_c U_c)^2 + K_z^2} \quad (1.6)$$

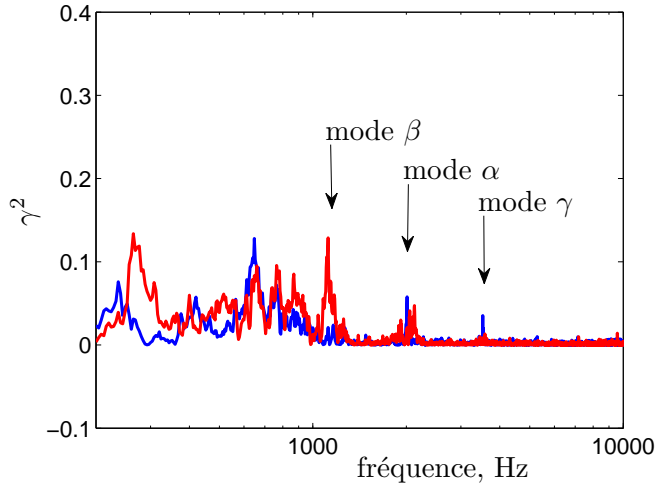
La littérature [23, 122, 100] montre que ce modèle fournit une bonne interpolation des données expérimentales pour les plaques planes et les profils faiblement cambrés avec  $b_c \simeq 1,5$ . Toutefois dans le cas présent, ce modèle est difficilement utilisable car on ne retrouve pas une dépendance simple de  $\gamma$  devant la variable de similarité  $\omega\eta/U_c$ . Nous utilisons donc un expression spécifique donnée par l'équation 1.7 que nous recalons sur les mesures expérimentales. Elle est composée de deux courbes gaussiennes destinées à retracer le comportement basse fréquence large bande et la cohérence haute fréquence à bande étroite  $\gamma(\eta, f)$  liée aux instabilités de couche limite. On suppose comme dans le modèle de Corcos une décroissance exponentielle de  $\gamma$  vis-à-vis de  $\eta$ .

$$\begin{aligned} \gamma(\omega, \eta) = & \exp\{-\zeta_l(\eta - \eta_l) - \alpha_l \log_{10}^2(f/f_l)\} \\ & + \exp\{-\zeta_h(\eta - \eta_h) - \alpha_h \log_{10}^2(f/f_h)\} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Les huit coefficients sont choisis de manière à minimiser l'erreur entre la mesure et les valeurs de l'expression 1.7. Ils sont listés pour trois vitesses d'écoulement dans le tableau 1.5.2 pour  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\beta_1 = 35^\circ$ . Cette expression est satisfaisante pour les faibles espacements comme on peut le voir sur la figure 1.15-c mais surestime la cohérence réelle pour les grands espacements  $\eta \geq 5$  mm. A l'inverse pour les très faibles espacements lorsque



(a) “Diagramme de modes de Parker” tiré de Koch [88] illustrant les fréquences de résonance adimensionnées  $f_* = fs/c_0$  en fonction de la solidité  $\sigma = c/s$  (avec les notations présentes).  $M=0$  et  $\chi = 0^\circ$ . On a représenté en rouge les fréquences de résonance mesurées dans l’expérience.



(b) Cohérence entre les microphones de champs lointain et le signal de champ proche de la sonde A. — côté des intrados, — côté des extrados.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s.

FIGURE 1.17 – Etude des effets de résonance dans la grille.

$\eta \rightarrow 0$ ,  $\gamma \rightarrow \exp\{\zeta_l \eta_l - \alpha_l \log_{10}^2(f/f_l)\} + \exp\{\zeta_h \eta_h - \alpha_h \log_{10}^2(f/f_h)\} \neq 1$ . L’expression 1.7 n’est pas compatible avec le fait que l’interspectre normalisé est par définition égal 1 pour un espacement nul et elle entraîne une sous-estimation de la cohérence transverse dans ces petits espacements  $\eta$ . Elle peut être partiellement compensée par la surestimation pour les grands espacements, mais en l’absence de données expérimentales pour ces éloignements de sonde, une évaluation plus précise est délicate et on se contentera de l’expression 1.7.

Après intégration de l’expression 1.7 selon  $\eta$ , la longueur de cohérence  $l_z$  pour une pulsation  $\omega$  et un nombre d’onde transverse  $K_z$  devient :

$U_1$	<i>coeff.</i>	Basses fréquences ( $l$ )	Hautes fréquences ( $h$ )
60 m/s	$f$ , Hz	1200	7000
	$\alpha$	1	20
	$\eta$ , m	$-8.4 \cdot 10^{-4}$	$-4.3 \cdot 10^{-3}$
	$\zeta$	325	162
80 m/s	$f$ , Hz	1200	11000
	$\alpha$	1	20
	$\eta$ , m	$-4.2 \cdot 10^{-3}$	$-1.1 \cdot 10^{-3}$
	$\zeta$	98.5	473
100 m/s	$f$ , Hz	1200	14000
	$\alpha$	1	40
	$\eta$ , m	$-2.1 \cdot 10^{-3}$	$-6.09 \cdot 10^{-4}$
	$\zeta$	138.9	634.9

TABLE 1.2 – Coefficients de l'expression 1.7 ajustés sur les mesures de cohérence transverse à  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\beta_1 = 35^\circ$ .

$$\begin{aligned}
 l_z(K_z, \omega) = & \exp(-\alpha_l \log_{10}^2(f/f_l)) e^{\zeta_l \eta_l} \frac{\zeta_l}{\zeta_l^2 + K_z^2} \\
 & + \exp(-\alpha_h \log_{10}^2(f/f_h)) e^{\zeta_h \eta_h} \frac{\zeta_h}{\zeta_h^2 + K_z^2}
 \end{aligned} \tag{1.8}$$

Les valeurs de longueurs de cohérence ainsi obtenues sont présentées sur la figure 1.18 pour différentes inclinaison de rafales définies par la quantité  $K_z/K_x$  où  $K_x$  représente le nombre d'onde selon la corde, égal à  $\omega/U_c$  d'après l'hypothèse de turbulence gelée. Nous constatons d'abord la rapide décroissance de  $l_z$  lorsque l'inclinaison de la rafale augmente. Ensuite, il apparaît que la composante hautes fréquences que nous avons attribuée aux instabilités de couche limite a un faible impact sur  $l_z$ . : son omission réduit les valeurs calculées de  $l_z$  de moins de 30% pour la courbe  $K_z/K_x = 0$  sur la figure 1.18. Pour l'utilisation de modèles analytiques, nous utiliserons l'expression 1.8 et les coefficients du tableau 1.5.2.

### 1.5.3 Vitesse de convection

Les sondes A, B et D figurant sur le schéma 1.2-b sont alignées selon la corde et permettent de fournir une estimation de la vitesse de convection à partir de la phase des interspectres pourvu que la cohérence entre ces deux sondes soit significative. Si on suppose que la turbulence est figée entre les deux points de mesure, alors la phase de l'interspectre  $\phi$  des deux signaux est directement liée à la vitesse de convection  $U_c$  :

$$\phi = \frac{\omega \xi}{U_c} \tag{1.9}$$

où  $\xi$  est l'espacement longitudinal des deux points de mesure. La vitesse de convection  $U_c$  peut dépendre de la fréquence puisque la couche limite contient une grande variété de structures turbulentes d'échelle et de vitesse différentes. La quantité  $U_c$  calculée donne une vue moyennée de tous ces phénomènes adaptée au traitement

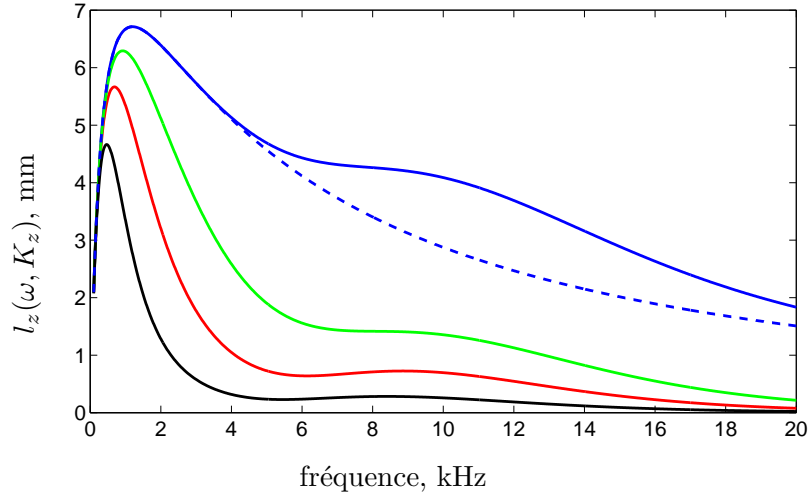


FIGURE 1.18 – Longueur de cohérence transverse  $l_z(\omega, K_z)$  obtenue par l'équation 1.8 pour divers nombres d'ondes transverses  $K_z$ . —  $K_z U_c / \omega = 0$ ; — 0,25; — 0,5; — 1; - - : suppression du deuxième terme de l'expression 1.7 avec  $K_z U_c / \omega = 0$ .

Après les mesures, il est apparu que la sonde D délivre un signal extrêmement cohérent avec la sonde B ( $\gamma^2 > 0.8$ ) et que les données de phase ne permettent pas de définir avec précision une vitesse de convection. Ceci pourrait provenir d'une fuite pneumatique entre les deux canaux dans le corps de la maquette. Nous ne présentons donc dans la suite que les résultats des sondes A et B ( $\xi = 3$  mm).

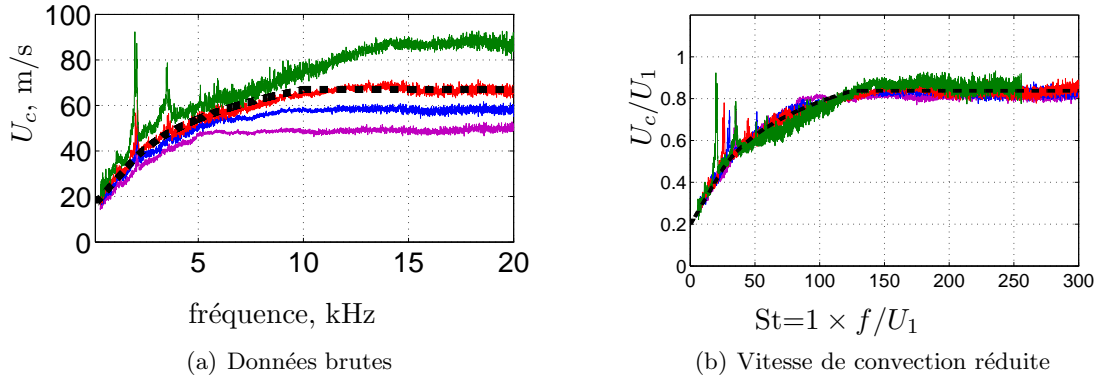


FIGURE 1.19 – Vitesse de convection mesurée avec les sondes A et B dans la configuration  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\beta_1 = 35^\circ$ . —  $U_1 = 60$  m/s, —  $U_1 = 70$  m/s, —  $U_1 = 80$  m/s, —  $U_1 = 100$  m/s.

La figure 1.19-a présente la vitesse de convection  $U_c = \omega \xi / \phi$  calculée à partir de la phase de l'interspectre  $\phi(\omega)$  comme cela a été fait pour le profil isolé. Les pics de vitesse observés à 1950 Hz et 3500 Hz correspondent aux résonances détaillées dans la section précédente 1.5.2 qui prédominent devant les phénomènes aérodynamiques. Ces fréquences doivent donc être ignorées dans la mesure de vitesse.

La vitesse de convection croît avec la fréquence jusqu'à une valeur maximale correspondant approximativement à 80% de  $U_1$ . Lorsque la vitesse extérieure augmente, la vitesse de convection augmente également, et la valeur maximale est atteinte à une fréquence de plus

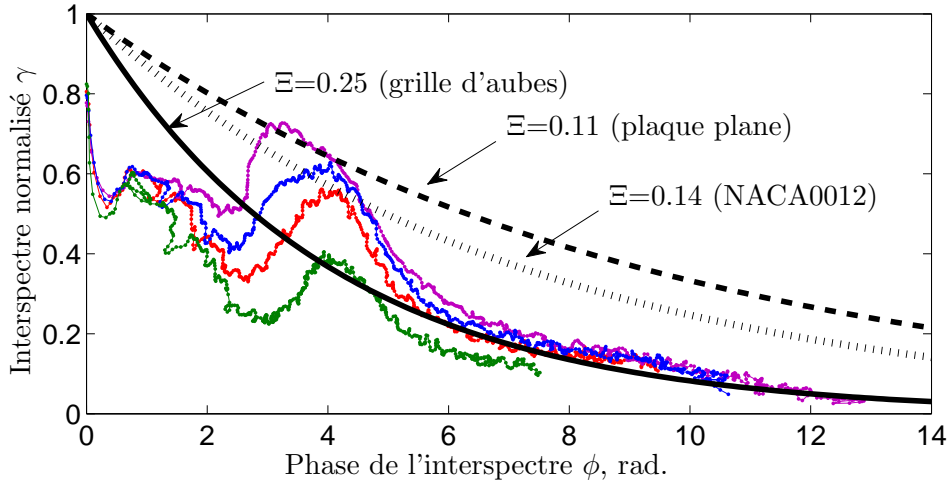


FIGURE 1.20 – Evaluation de la décroissance de la cohérence dans la direction longitudinale. Configuration  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\beta_1 = 35^\circ$ . —  $U_1 = 60$  m/s, —  $U_1 = 70$  m/s, —  $U_1 = 80$  m/s, —  $U_1 = 100$  m/s.

en plus élevée. De ce fait, il est possible de rassembler les données des 4 vitesses d'écoulement avec une très faible dispersion sur un seul et même graphique (Fig. 1.19-b) où la vitesse de convection réduite  $U_c/U_1$  est tracée en fonction du nombre de Strouhal construit sur une échelle de longueur unité. Pour les applications analytiques, nous utilisons une expression qui approche la courbe réduite de la figure 1.19-b : pour  $St < 25$ , la vitesse de convection croît linéairement avec la fréquence, pour  $25 < St < 125$ , la croissance est logarithmique et pour  $St > 125$ ,  $U_c/U_1$  est constant et vaut 0,8.

En suivant les travaux de Brooks & Hodgson [23], il est possible d'évaluer le taux de décroissance de la cohérence de la couche limite turbulente selon la corde indépendamment des instabilités de couche limite en traçant l'interspectre normalisé  $\gamma$  des signaux des deux sondes A et B en fonction de la phase de l'interspectre  $\phi$  comme présenté sur la figure 1.20 pour des vitesses allant de 60 m/s à 100 m/s. Si  $\phi$  est réellement proportionnel à  $\omega/U_c$ , ce graphique est indépendant de  $U_1$  et les mesures faites aux différentes vitesses peuvent être directement comparées. Les forts niveaux de  $\gamma$  proches de  $\phi = 4$  radians correspondent aux instabilités déjà mentionnées au paragraphe 1.5.2. Sur plaque plane [34] et sur profil NACA0012[23], une bonne superposition des données est trouvée sur une large plage de vitesses et  $\gamma$  peut être modélisé par l'expression  $\gamma = \exp(-\Xi\phi)$ . Le paramètre  $\Xi$  traduit alors la vitesse de décorrélation de la turbulence de couche limite. Corcos trouve ainsi  $\Xi \simeq 0,11$  pour la plaque plane et Brooks  $\Xi \simeq 0,14$  pour le profil NACA12. Brooks argumente que cette plus grande valeur de  $\Xi$  est liée au gradient de pression longitudinal créé par la forme du profil qui facilite la décomposition turbulente. D'après la figure 1.20, cette décomposition dans le cas de la grille d'aubes est encore accrue relativement au cas du NACA0012. On trouve  $\Xi \simeq 0,25$  que l'on peut imputer au gradient de pression est particulièrement prononcé dans la configuration de grille ( $\Delta P \simeq 900$  Pa).

Pour conclure, à l'aide de sondes de pression pariétales instationnaires ménagées sur l'ex-trados de l'aube centrale, nous avons pu mesurer le spectre de pression aérodynamique entre



85% et 90% de corde, la longueur de cohérence transverse et la vitesse de convection. On a mis en évidence la présence de fluctuations fortement cohérentes en envergure que l'on a attribuées à des instabilités de couche limite, l'existence de résonance acoustiques dans la grille et une décorrélation turbulente accrue par rapport au cas du profil isolé. Ces mesures seront utilisées au chapitre 2 comme données d'entrée de modèles analytiques.

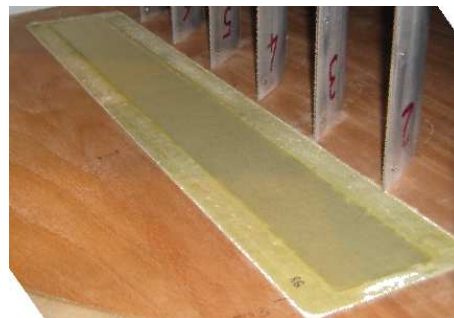
## 1.6 Antennerie acoustique

Etant donnée la difficulté de mesurer directement le bruit de bord de fuite des aubes dans ce type d'installation, une technique de mesure permettant de distinguer les sources étudiées des sources parasites sans avoir à les supprimer physiquement paraît séduisante. Ceci est théoriquement possible avec l'antennerie acoustique qui fait l'objet de cette section.

Cette technique de mesure est calquée sur le principe des sonars et des grands télescopes [17] : elle met à profit les données enregistrées simultanément par un réseau de microphones et permet de tracer une cartographie des sources acoustiques par un traitement du signal adapté. Depuis les années 2000, ce type de méthode a connu un fort regain d'intérêt du fait de l'augmentation des capacités de calcul des stations de travail permettant l'utilisation d'algorithmes itératifs complexes. De nombreux algorithmes sont désormais disponibles dans la littérature [25, 141, 133, 39, 150, 116, 145]. Ils sont adaptés à différentes situations selon que le rayonnement ait lieu en champ libre ou en conduit, selon le type de sources considérées (monopolaires ou dipolaires) et selon leur étendue. Ici, l'antenne est placée dans le corps d'une plaque de maintien, dans un plan normal aux bords de fuite. A notre connaissance, il n'existe pas d'algorithme prenant en compte la géométrie complexe de la grille d'aubes. On se propose donc de réaliser une étude de faisabilité utilisant les principes fondamentaux de la localisation de sources et de mettre en avant les éventuelles difficultés surgissant dans une telle installation. Dans cette étude, les mesures d'antennerie peuvent également apporter des informations supplémentaires quant à la périodicité des sources acoustiques entre les différentes aubes.



(a) Revêtement en Kevlar enlevé



(b) Revêtement en Kevlar en place

FIGURE 1.21 – Photographie de l'antenne linéaire 1D placée à proximité des bords de fuite.

Une antenne linéaire de 26 microphones espacés régulièrement de  $\Delta m = 16$  mm a donc été installée dans une cavité aménagée à proximité des bords de fuite dans la plaque de maintien inférieure ; elle est visible sur la figure 1.21-a. Selon les recommandations de Jaeger & al. [81], les microphones sont placés légèrement en retrait du plan de la plaque de maintien inférieure et la cavité est couverte d'une feuille de Kevlar qui sépare les microphones de la zone d'écoulement (Fig. 1.21-b). Ceci permet de protéger en partie les microphones des fluctuations aérodynamiques de la couche limite de la plaque de maintien, d'éviter un flux d'air sur leur membranes et d'augmenter ainsi le rapport signal sur bruit.

La formation de voie classique modélise très simplement les sources acoustiques (voir Annexe D) par des monopoles rayonnant en champ libre et sans écoulement. C'est loin d'être le cas dans cette configuration où les sources au bord de fuite sont de nature dipolaire, où certains microphones sont presque situés sur la ligne d'extinction du bruit de bord de fuite, où l'écoulement peut atteindre  $M = 0,3$ , où des résonances de conduit peuvent apparaître entre les deux plaques de maintien et enfin où l'effet de grille peut modifier fortement les phases des interspectres utilisées par les algorithmes. Cette configuration complexe constitue donc un test intéressant pour les méthodes de localisation de sources.

Dans une première partie de cette section, on se propose d'étudier ces différents aspects séparément à l'aide de sources théoriques, en particulier le pouvoir de séparation de l'antenne, la prise en compte du caractère dipolaire des sources au bord de fuite et l'influence de la répartition des sources selon l'envergure. La deuxième partie concernera le traitement de données expérimentales, d'abord avec un haut parleur situé dans la conduite et enfin dans la configuration finale où les sources sont celles des bords de fuite de la grille.

### 1.6.1 Sources numériques

La formation de voie classique (ou Conventional Beamforming, CB) présentée en annexe D-a constitue la première étape de méthodes plus évoluées telles que CLEAN-PSF ou CLEAN-SC et conditionne fortement la réussite de l'algorithme de localisation. Nous nous focalisons donc sur cette méthode dans cette partie.

L'étude de la sensibilité de la méthode vis-à-vis des effets d'installation mentionnés peut se faire au moyen de sources théoriques idéalisées permettant de s'affranchir des incertitudes et imprécisions inhérentes au mode expérimental.

On considère une antenne constituée de  $M = 26$  microphones. Le vecteur colonne de dimension  $[M \times 1]$  des transformées de Fourier temporelles des pressions mesurées par les microphones est noté  $\vec{\mathcal{P}}(f)$  à une fréquence  $f$ . La matrice interspectrale  $C(f) = \langle \vec{\mathcal{P}} \cdot \vec{\mathcal{P}}^* \rangle$  où  $*$  désigne la transposition complexe et  $\langle . \rangle$  la moyenne d'ensemble utilisée pour l'analyse statistique est donc de dimension  $[M \times M]$ . Le terme  $C_{ij}(f)$  est l'interspectre des enregistrements des microphones  $i$  et  $j$ .  $C$  rassemble l'intégralité des données expérimentales utilisées par la formation de voie. On peut donc choisir une répartition de sources numériques, générer directement la matrice interspectrale induite et appliquer les algorithmes de localisation.

#### 1.6.1.1 Pouvoir de séparation

On considère d'abord un ensemble de  $J$  monopoles décorrélés rayonnant en champ libre sans écoulement. Chaque monopole  $j$  génère un vecteur  $\vec{\mathcal{P}}_j(f)$  de dimension  $[M \times 1]$  dont

les éléments sont les pressions mesurées sur les  $M$  microphones. La superposition des sources formées par les  $J$  monopoles génère donc un vecteur

$$\vec{\mathcal{P}} = \sum_{j=1}^J \vec{\mathcal{P}}_j \quad (1.10)$$

et la matrice interspectrale est

$$C = \sum_{j=1}^J \sum_{k=1}^J \langle \vec{\mathcal{P}}_j \cdot \vec{\mathcal{P}}_k^* \rangle \quad (1.11)$$

$$= \sum_{j=1}^J \langle \vec{\mathcal{P}}_j \cdot \vec{\mathcal{P}}_j^* \rangle \quad (1.12)$$

car la décorrélation des monopoles impose  $\langle \vec{\mathcal{P}}_j \cdot \vec{\mathcal{P}}_k^* \rangle = 0$  pour  $j \neq k$ . Pour un microphone  $m$ , le terme  $\mathcal{P}_{j,m}(f)$  généré par le monopole  $j$  est donné par  $\mathcal{P}_{j,m}(f) = Ae^{-ikr_{jm}}/r_{jm}$  où  $k = 2\pi f/c_0$  et  $r_{jm}$  est la distance entre l'emplacement du monopole  $j$  et le microphone  $m$ . Pour cette étude, on choisit  $A = 1$ .

Simuler dans le domaine temporel sept signaux de pression parfaitement décorrélés n'est pas un exercice trivial. Plutôt que de passer par cette étape difficile, nous choisissons de décrire directement la matrice interspectrale dans le domaine fréquentiel au moyen de l'expression 1.12.

Le pouvoir de séparation de l'antenne avec l'algorithme CB est le premier point d'investigation. On place 7 monopoles parallèlement à l'antenne espacés de  $\Delta s = 70$  mm distants de  $h = 135$  mm comme sur le schéma 1.22. Ce placement correspond à des monopoles situés aux bords de fuite à mi-envergure.

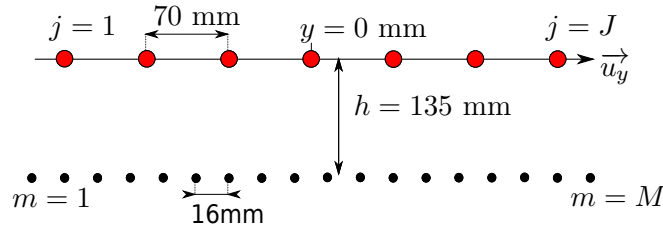


FIGURE 1.22 – Position de l'antenne pour le test sur le pouvoir de séparation des sources. Les points noirs symbolisent les microphones et les points rouges les monopoles.

La figure 1.23 présente la réponse de l'antenne  $P$  (détaillée en annexe D-a) avec la méthode CB dans ce cas simplifié. A 2 kHz et 3 kHz, la méthode ne permet pas de distinguer les sept sources ; de plus elle donne une importance accrue aux sources périphériques. A partir de 5 kHz, on distingue les sept monopoles et ceux-ci sont correctement positionnés. Notons que des puissances différentes sont attribuées aux sources alors que leur amplitude réelle est identique. L'information d'amplitude de la méthode CB est donc à prendre avec précaution.

Un critère qui permet de quantifier le pouvoir de séparation de l'antenne est la résolution  $R$ . Elle est définie comme la largeur de la zone où la réponse de l'antenne est à moins de 3 dB du maximum. Ainsi, sur la figure 1.23-c, à 5 kHz et pour la source située en  $y = 0$  mm, la résolution est d'environ 25 mm. On constate par ailleurs que la résolution est bonne en haute

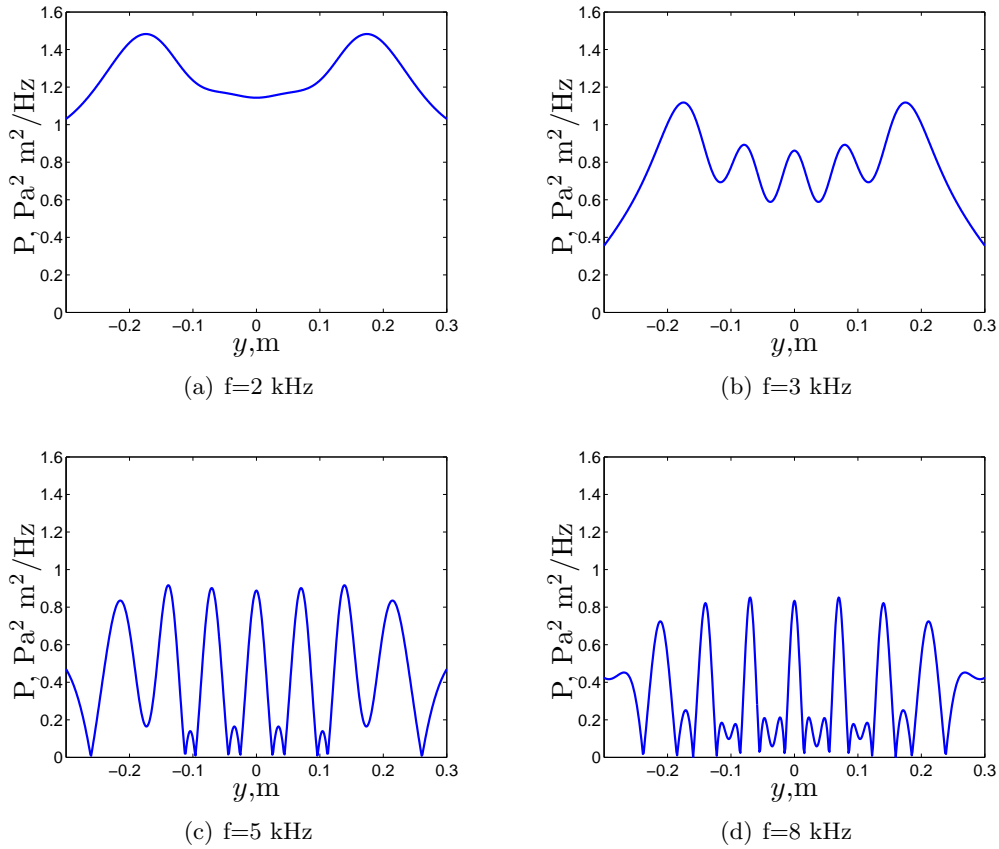


FIGURE 1.23 – Réponse de l'antenne au cas de 7 sources monopolaires incohérentes à différentes fréquences. Utilisation de la méthode CB.

fréquence et pour les sources situées face au centre de l'antenne. Une estimation classique de la résolution est

$$R = \frac{k\lambda h}{D \sin^3(\theta)} \quad (1.13)$$

où  $\lambda = c_0/f$  est la longueur d'ondes acoustique,  $h$  la distance entre l'antenne et le plan de focalisation,  $D$  la taille de l'antenne,  $\theta$  l'angle entre l'antenne et le point de focalisation (donc égal à  $90^\circ$  en  $x = 0$ ) et  $k$  un facteur dépendant de la géométrie de l'antenne généralement proche de 1. Comme l'illustre l'équation 1.13, pour obtenir une bonne résolution, mieux vaut disposer d'une large antenne et la placer à proximité de la source. Ensuite, les hautes fréquences sont généralement mieux résolues que les basses fréquences. Enfin, le terme  $\sin(\theta)$  montre que les positions situées en face de l'antenne sont mieux résolues que les positions périphériques, ce qui corrobore bien les observations du paragraphe précédent.

En appliquant l'algorithme itératif CLEAN-SC à ce cas numérique (Fig. 1.24), on observe que les sources sont également correctement positionnées pour 8 kHz ce qui est normal car CLEAN-SC utilise la cartographie de la méthode CB. A 2 kHz, CLEAN-SC distingue seulement quatre sources prédominantes et celle-ci sont mal placées. On voit ici que l'antenne ne permet de séparer les sources qu'à partir de 8 kHz avec les deux algorithmes utilisés et dans le cas des monopoles. La limite de validité en haute fréquence est théoriquement donnée par le critère de Shannon : il faut qu'il y ait au moins deux microphones par longueur d'ondes,

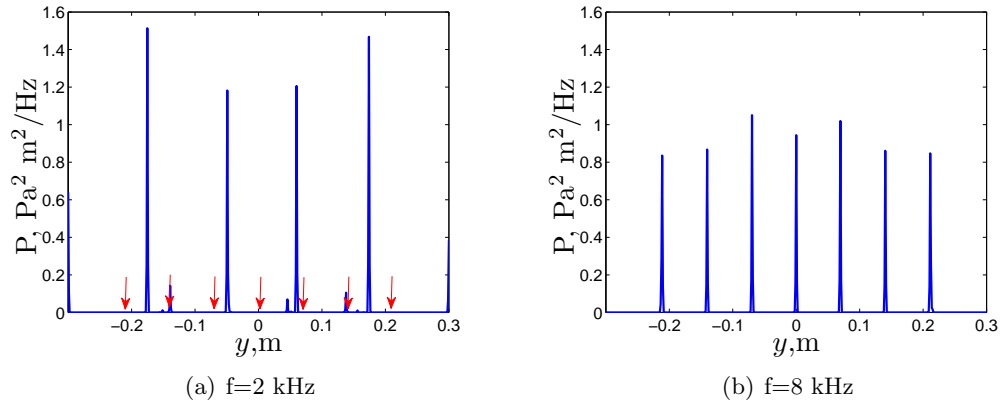


FIGURE 1.24 – Réponse de l'antenne au cas de 7 sources monopolaires incohérentes à différentes fréquences. Utilisation de l'algorithme CLEAN-SC. Les flèches rouges indiquent la position réelle des monopoles.

ce qui correspond ici à  $f < c_0/(2\Delta m) = 10\text{kHz}$ .

### 1.6.1.2 Rayonnement dipolaire

Le deuxième point étudié est le caractère dipolaire des sources du bord de fuite. En basse fréquence  $kc \leq 1$ , le rayonnement du bord de fuite s'apparente à un dipôle dont l'axe est normal au plan du profil. En hautes fréquences la dépendance angulaire se complexifie et prend la forme d'une cardioïde mais l'opposition de phase entre les deux faces du profil est conservée. Ceci peut induire une erreur significative dans l'algorithme de localisation où on suppose un rayonnement monopolaire. On étudie ici le cas simplifié de la localisation d'un dipôle unique par l'antenne dont l'axe coïncide avec celui de l'antenne.

Le dipôle d'amplitude  $A$  est assimilé à deux monopoles de même amplitude cohérents en opposition de phase et séparés d'une distance  $d$  comme présenté sur la figure 1.25.

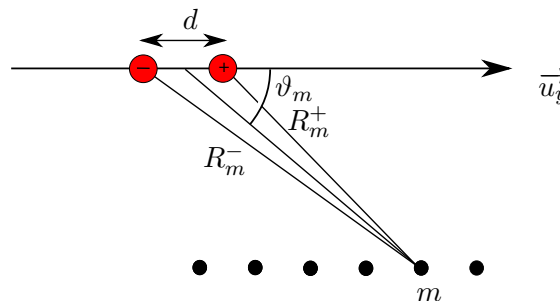


FIGURE 1.25 – Schéma descriptif du cas-test du dipôle.

En posant  $R_m = (R_m^+ + R_m^-)/2$  et  $\Delta R_m = R_m^+ - R_m^-$ , on peut écrire le champ de pression créé par ce dipôle sur l'un des microphones  $m$  :

$$p_m = A \left( \frac{e^{-ikR_m^+}}{R_m^+} - \frac{e^{-ikR_m^-}}{R_m^-} \right) \quad (1.14)$$

$$\simeq \frac{-2iA}{R_m} e^{-ikR_m} \sin\left(k \frac{\Delta R_m}{2}\right) \quad (1.15)$$

L'hypothèse de compacité  $k\Delta R_m/2 \ll 1$  permet d'écrire de manière approchée l'interspectre des pressions induites par cette source aux positions des microphones  $m$  et  $n$  en notant que  $\Delta R_m \simeq d \cos \vartheta_m$  :

$$C_{mn} = p_m \times p_n^* \quad (1.16)$$

$$= \left( \frac{-2iA}{R_m} e^{-ikR_m} \sin\left(k \frac{\Delta R_m}{2}\right) \right) \times \left( \frac{-2iA}{R_n} e^{-ikR_n} \sin\left(k \frac{\Delta R_n}{2}\right) \right)^* \quad (1.17)$$

$$= \frac{4A^2}{R_m R_n} e^{-ik(R_m - R_n)} \sin\left(\frac{k\Delta R_m}{2}\right) \quad (1.18)$$

$$\simeq \frac{(Adk)^2}{R_m R_n} \cos \vartheta_m \cos \vartheta_n e^{-ik(R_m - R_n)} \quad (1.19)$$

L'expression 1.19 met en évidence l'effet de la compacité  $kd$  sur l'efficacité de la source : à amplitude  $A$  fixée, le niveau des interspectres acoustiques est directement proportionnel à cette quantité. En pratique, l'estimation de la distance  $d$  pour le bruit de bord de fuite est difficilement envisageable. Etant donné que cet effet de compacité se combine à l'amplitude des monopoles, on choisit ici de fixer  $Akd = 1$ , ce qui revient à s'affranchir de l'effet de compacité.

Le résultat de beamforming classique à 5 kHz en utilisant les fonctions de propagation monopolaires est présenté sur la figure 1.27-a. On distingue deux sources de même amplitude et distantes d'environ 60 mm. Cet écartement apparent diminue lorsque la fréquence augmente et nous constatons qu'il est toujours très proche de la longueur d'onde acoustique ( $\lambda = 68$  mm pour  $f = 5$  kHz).

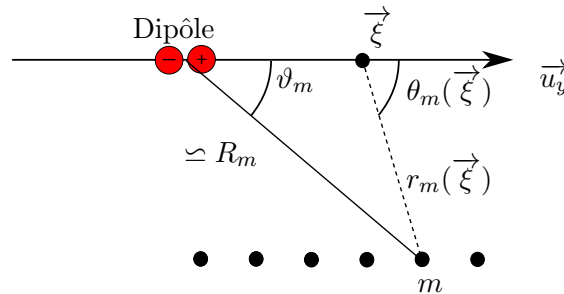


FIGURE 1.26 – Notations utilisées pour le calcul de la fonction de réponse de l'antenne au rayonnement du dipôle.

Pour éviter cette scission du dipôle en deux sources, on peut utiliser une fonction de propagation adaptée au rayonnement des dipôles. Rappelons que la méthode CB consiste à rechercher les sources sur un ensemble de positions données en supposant connue la fonction de propagation. Pour une position-source de recherche  $\vec{\xi}$  (à distinguer de la position réelle du dipôle) et un microphone en situé en  $\vec{y}_m$ , cette fonction de propagation  $g_d$  s'écrit :

$$g_d(\vec{\xi}, \vec{y}_m) = \frac{(\vec{\xi} - \vec{y}_m) \cdot \vec{u}_y e^{-i\omega/c_0} \|\vec{\xi} - \vec{y}_m\|}{\|\vec{\xi} - \vec{y}_m\|^2} = \frac{\cos \theta_m(\vec{\xi}) e^{-ikr_m(\vec{\xi})}}{r_m(\vec{\xi})} \quad (1.20)$$

La distance de la position de recherche  $\vec{\xi}$  au microphone  $m$  est notée  $r_m(\vec{\xi})$  et l'angle associé  $\theta_m(\vec{\xi})$  comme présenté sur le schéma 1.26.

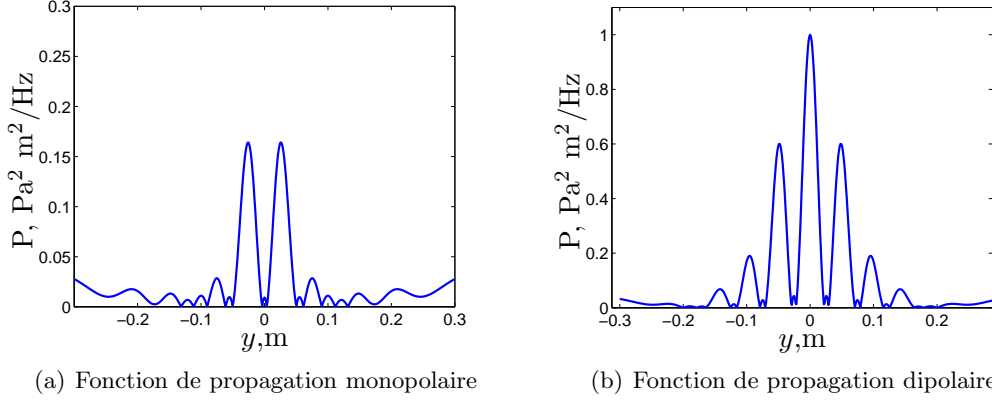


FIGURE 1.27 – Réponse de l'antenne au rayonnement d'un dipôle situé à  $h = 135$  mm et  $y = 0$  mm émettant à  $f = 5$  kHz.

En utilisant l'algorithme CB et cette nouvelle fonction de propagation  $g_d$  pour un dipôle placé en  $\vec{\xi} = 0$ , la réponse de l'antenne présentée sur la figure 1.27-b est obtenue. Le pic principal est correctement positionné mais on constate la présence de lobes secondaires importants (60% du lobe principal) néfastes pour la localisation. Avec la fonction  $g_d$ , le niveau de source estimé est environ cinq fois plus important que celui obtenu avec une fonction de propagation monopolaire. Ce peut être que l'algorithme de beamforming utilisé avec la fonction monopolaire ne permet pas de localiser deux sources cohérentes et il les assimile à deux sources distinctes mais de plus faible amplitude.

Cette fonction de réponse  $P(\vec{\xi})$  peut être retrouvée mathématiquement. Si  $g_d(\vec{\xi})$  représente le vecteur colonne  $[M \times 1]$  des fonctions de propagation de la position scrutée  $\vec{\xi}$  aux  $M$  microphones, elle s'écrit

$$P(\vec{\xi}) = g_d(\vec{\xi})^* C g_d(\vec{\xi}) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M g_d^*(\vec{\xi}, \vec{y}_m) C_{mn} g_d(\vec{\xi}, \vec{y}_n) \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} &= (Akd)^2 \left( \sum_{m=1}^M \frac{\cos \vartheta_m e^{-ikR_m}}{R_m} \frac{\cos \theta_m(\vec{\xi}) e^{ikr_m(\vec{\xi})}}{r_m(\vec{\xi})} \right) \times \left( \sum_{n=1}^M \frac{\cos \vartheta_n e^{ikR_n}}{R_n} \frac{\cos \theta_n(\vec{\xi}) e^{-ikr_n(\vec{\xi})}}{r_n(\vec{\xi})} \right) \\ &= (Akd)^2 \left| \sum_{m=1}^M \frac{\cos \theta_m(\vec{\xi}) \cos \vartheta_m}{r_m(\vec{\xi}) R_m} e^{-ik(r_m(\vec{\xi}) - R_m)} \right|^2 \end{aligned} \quad (1.22)$$

La forme en cloche de la figure 1.27 est due à la somme des fractions  $\cos \theta_m/r_m$  et les oscillations sont dues au terme de phase  $kr_m$ . Une réduction de la taille des lobes secondaires pourrait passer par une optimisation de la fonction de propagation mais n'est pas envisagée dans ce travail.

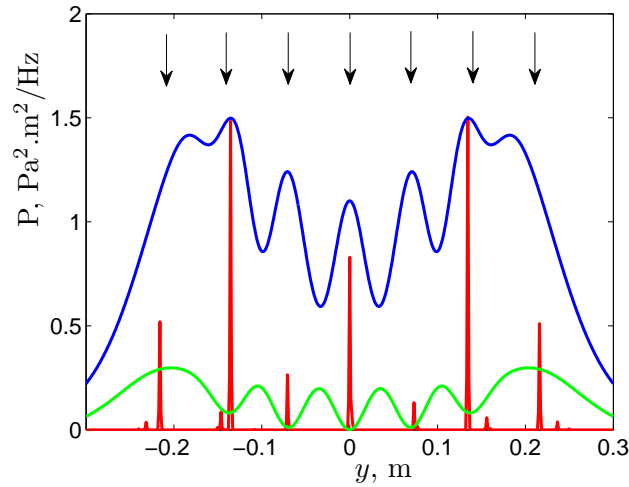


FIGURE 1.28 – Localisation de 7 dipôles placés parallèlement à l'antenne avec  $h = 0.135$  m,  $f = 5$  kHz. Les flèches noires indiquent la position des dipôles. Trois méthodes sont comparées : — : CB avec la fonction de propagation monopolaire, — : CB avec la fonction de propagation dipolaire, — : CLEAN-SC avec la fonction de propagation dipolaire  $g_d$ .

On place maintenant 7 dipôles parallèlement à l'antenne émettant à 5 kHz et on utilise d'abord l'algorithme CB avec la fonction de propagation monopolaire sur la figure 1.28. Cette méthode est incapable de localiser correctement les dipôles, la réponse est même minimale au placement réel des sources. L'utilisation de la fonction  $g_d$  améliore fortement la réponse de l'algorithme CB.

La réponse de la méthode itérative CLEAN-SC de Sijstma [133] décrite annexe D est également proposée sur la figure 1.28. Cette méthode utilise les résultats de CB, et dans cet exemple, nous avons utilisé la fonction de propagation  $g_d$ . Cette combinaison permet de placer correctement les dipôles, en particulier les deux dipôles périphériques en  $y = \pm 0.21$  m. On note qu'en termes d'intensité, CLEAN-SC introduit un rapport 10 entre les sources bien que leurs amplitudes initiales soient égales. Notons également la dissymétrie par rapport à  $y = 0$  m de la réponse de CLEAN-SC alors que la situation théorique est parfaitement symétrique. Ceci est dû au fait que CLEAN-SC est un algorithme itératif et que l'amplitude attribuée à une source dépend de l'énergie restante dans la matrice interspectrale et donc de l'ordre dans lequel ces sources sont identifiées. Enfin, nous dénotons l'apparition de quatre sources fictives de faible amplitude dans la réponse de CLEAN-SC situées plutôt en périphérie de la zone d'analyse. Si les sources sont effectivement dipolaires, il est donc important d'utiliser la fonction  $g_d$  mais la prudence est requise pour interpréter les résultats du point de vue des amplitudes.

### 1.6.1.3 Profondeur des sources

Les sources du bord de fuite sont réparties sur toute l'envergure et sont corrélées sur de très faibles distances ( $l_z$  est de l'ordre de quelques millimètres). Par rapport à l'antenne, ceci revient à avoir une répartition de sources incohérentes placées à des distances  $h$  variées comme illustré sur le schéma 1.29. Les différences de phases sont nécessairement influencées



par ces sources supplémentaires et le résultat de la localisation également. Rechercher des sources à une certaine distance alors qu'elles se trouvent à une autre profondeur peut induire des erreurs de localisation que l'on essaie ici de quantifier.

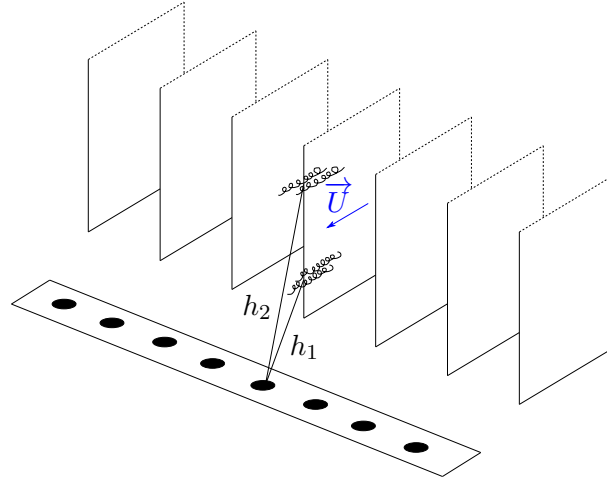


FIGURE 1.29 – Vue schématique de l'installation explicitant les différentes distances  $h$  à considérer suite à l'étendue des sources selon l'envergure.

Pour étudier cet effet, on place 7 monopoles incohérents sur une ligne parallèle à l'antenne de manière semblable au schéma 1.22 avec  $h = 35$  mm (dans l'expérience, ceci correspond aux sources placées sur la plaque de maintien inférieure) et une deuxième ligne de 7 monopoles incohérents à une distance  $h = 135$  mm (correspondant au plan mi-envergure). On réalise ensuite la localisation en cherchant les sources à une distance  $x_e$  de 35 mm sur la figure 1.30-a puis de 135 mm sur la figure 1.30-b.

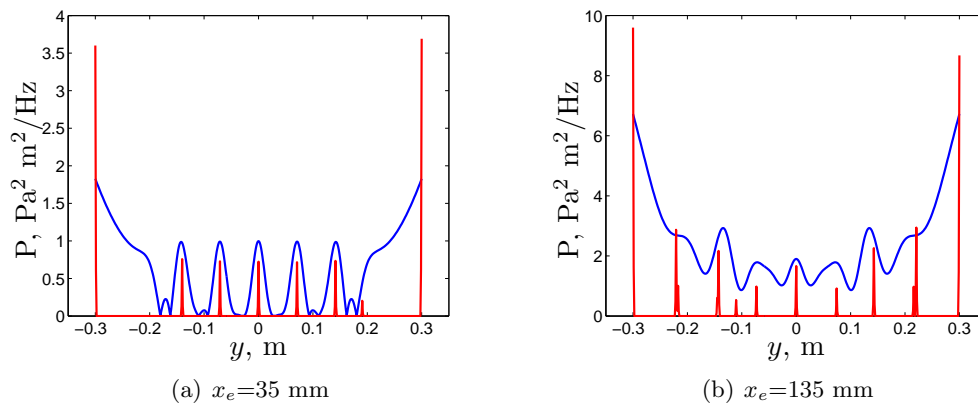


FIGURE 1.30 – Localisation effectuée dans le cas de 14 monopoles incohérents dont 7 sont placés à  $h = 35$  mm et 7 à  $h = 135$  mm en utilisant deux distances de focalisation  $x_e$ .  $f=5$  kHz. — : CB, — : CLEAN-SC.

D'après la figure 1.30, lorsque l'on recherche les sources à une mauvaise profondeur, des sources fictives sont introduites sur les frontières de la zone source (ici  $y \in [-0,3; +0,3]$  m). Ceci est caractéristique d'un échec de l'algorithme de localisation où une partie de l'énergie acoustique n'a pas pu être attribuée à des sources dans la zone ciblée, elle est donc redis-

tribuée sur des sources "extérieures". Mises à part ces sources périphériques, la localisation à  $x_e=35$  mm aboutit à une localisation correcte des 5 sources centrales, mais les deux sources périphériques en  $y = \pm 0,21$  m sont complètement omises. En revanche lorsque  $x_e=135$  mm on distingue nettement les 7 sources qui sont correctement placées mais des sources parasites sont apparues, notamment en  $y = -0,11$  m. Ces sources supplémentaires peuvent résulter d'un effet de parallaxe : les monopoles situés en  $x = 35$  mm peuvent être identifiés mais mal positionnés lorsque l'antenne est focalisée en  $x_e = 135$  mm. Le niveau du point en  $y = -0,11$  m atteint 60% du niveau du monopole voisin, ce qui peut entraîner des difficultés d'interprétation du diagramme de localisation. Il est donc délicat à partir des amplitudes de distinguer les sources réelles des sources fictives. Cet exemple illustre la difficulté de localiser des sources étendues en profondeur avec ces algorithmes.

Après cette rapide étude utilisant des sources numériques et donnant les principales tendances des algorithmes vis-à-vis des quelques effets expérimentaux, nous utilisons des données mesurées directement dans l'installation de grille d'aubes.

### 1.6.2 Haut-parleur *in situ*

Cette section vise à estimer l'impact sur les performances de localisation des réflexions multiples dans l'installation. Dans le conduit où se trouve la grille d'aubes apparaissent certainement des ondes stationnaires, qui mettent à défaut les fonctions de propagation de champ libre utilisées jusqu'à présent. Afin d'estimer ces effets et de se placer réellement dans les conditions de la grille d'aubes, nous réalisons une expérience utilisant le même montage. Un haut parleur délivrant un bruit large bande est positionné à proximité des bords de fuite en  $y = 0,08$  m à une altitude  $z = 0,16$  m par rapport à l'antenne. L'installation et le spectre moyen reçu par l'antenne sont présentés sur la figure 1.31. Le niveau acoustique sur les microphones est situé entre 40 dB et 60 dB entre 1000 Hz et 10000 Hz.

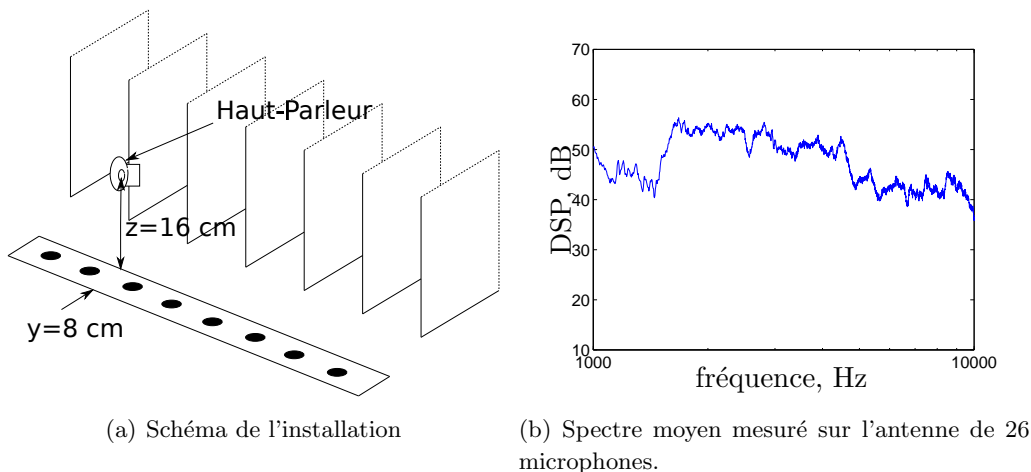


FIGURE 1.31 – Schéma du montage et spectre du bruit large bande délivré par un haut parleur situé dans la veine d'essai.

Les résultats de la formation de voie appliquée avec les techniques CB et CLEAN-SC sont montrés sur la figure 1.32 en utilisant des fonctions de propagation monopolaires. Pour les deux techniques, les algorithmes sont fructueux entre 1500 Hz et 5 kHz, CLEAN-SC étant plus précis que CB. Le premier micro est positionné en  $y=0$  m et le dernier en  $x=0,41$  m.

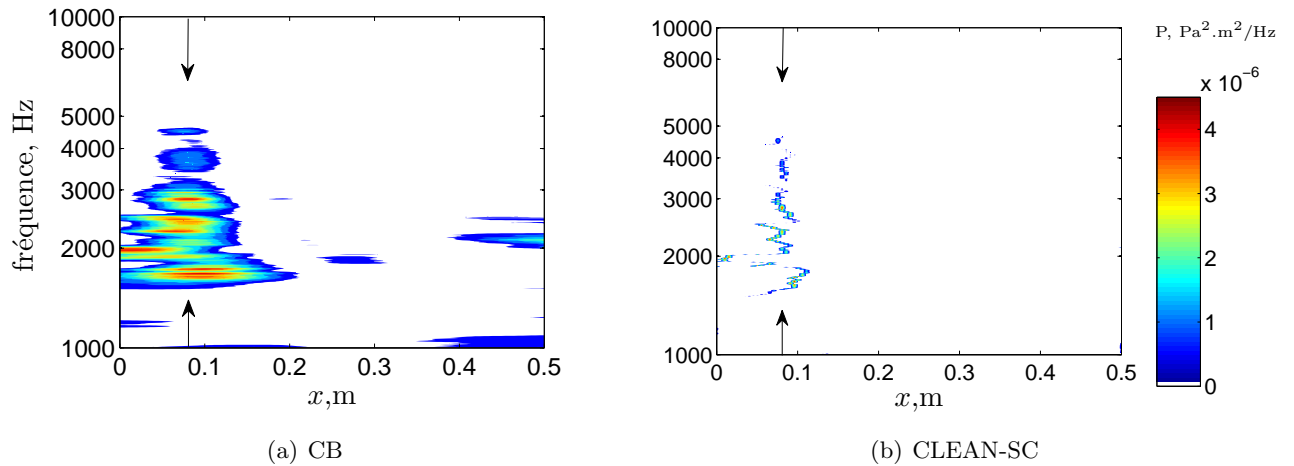


FIGURE 1.32 – Localisation du haut parleur avec les méthodes CB et CLEAN-SC. La position réelle du haut parleur est indiquée par les flèches noires.

Au delà de 5 kHz, il n'est plus possible de distinguer le haut parleur des sources fictives. Or on a vu dans la section 1.6.1.1 que ce n'est pas la géométrie de l'antenne qui est limitante en hautes fréquences puisqu'il est possible de localiser 7 monopoles au moins jusqu'à 8 Hz. En supposant que le rayonnement du haut parleur est bien de type monopolaire, on en conclut que les effets d'installation deviennent importants en hautes fréquences et gênent la localisation.

On a donc dans cette installation deux effets contradictoires : en hautes fréquences  $f > 5$  kHz, les effets d'installation comme les résonances entre les plaques de maintien ou les réflexions sur les aubes peuvent fortement nuire à la localisation. En basses fréquences ( $f < 5$  kHz) c'est la proximité des bords de fuite et la technique elle-même qui empêchent de distinguer les sources. Les effets acoustiques d'installation pourraient être théoriquement pris en compte à l'aide de fonctions de propagation calculées numériquement avec des méthodes telles que la BEM (pour Boundary Element Method) [32] au prix d'un stockage volumineux de données. La limite en basses fréquences pourrait être éventuellement repoussée en utilisant des techniques qui leur sont dédiées comme l'holographie acoustique [147].

Ce même test est répété avec et sans le tissu de Kevlar visible sur la figure 1.21-b et des résultats très similaires sont trouvés prouvant que le tissu n'introduit pas d'absorption trop importante, conformément à l'étude de l'annexe E.

Malgré ces limitations empêchant théoriquement la localisation des bords de fuite, nous appliquons tout de même ces routines à la configuration expérimentale dans la section suivante.

### 1.6.3 Application au bruit de bord de fuite de grille

Nous nous attachons dans cette section à appliquer les routines de localisation de sources au cas du bruit de bord de fuite de grille. Comme celui du haut parleur, l'antenne s'étend de  $y = 0$  m à  $y = 0,41$  m. Les aubes sont espacées de 70 mm et l'envergure est de 200 mm. La vitesse de l'écoulement amont est de 60 m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\beta_1 = 35^\circ$ . On applique CLEAN-SC avec des rayons de largeur 10 mm (voir l'annexe D) pour  $f = 2$  kHz et  $f = 5$  kHz. L'analyse est effectuée sur des bandes de 100 Hz. Pour chaque figure, on présente les résultats en supposant

que les sources sont des monopôles, puis des dipôles en utilisant la fonction  $g_d$  (eq. 1.15). On localise dans le plan médian à  $x_e = 0., 135$  m. La quantité tracée est  $10 \log_{10}(Q/P_{ref}^2)$  où  $Q$  est l'intensité de la source en  $\text{Pa}^2 \cdot \text{m}^2 / \text{Hz}$  et  $P_{ref}$  la pression acoustique de référence  $2 \times 10^{-5} \text{Pa}$ .

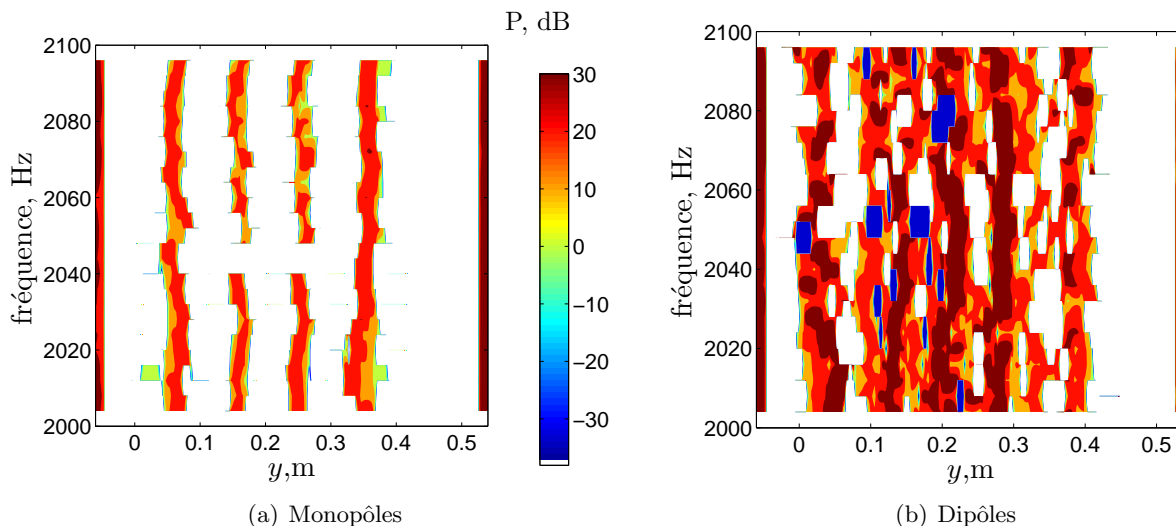


FIGURE 1.33 – Localisation du bruit de bord de fuite avec CLEAN-SC à  $f = 2$  kHz. On suppose que les sources sont soit des monopôles (a) soit des dipôles (b).

A 2 kHz, les sources les plus intenses sont placées aux frontières de la zone source. D'après les résultats de la section 1.6.1.3, ceci peut être lié à l'effet de profondeur (aussi bien pour les monopôles que pour les dipôles). Dans le cas des monopôles, on distingue clairement 4 sources espacées de 70 à 80 mm. Ceci est cohérent avec la figure 1.24-a où on a vu qu'à 2 kHz CLEAN-SC ne distingue que 4 des 7 monopôles. La prise en compte de la directivité dipolaire des sources permet de distinguer 6 à 7 sources.

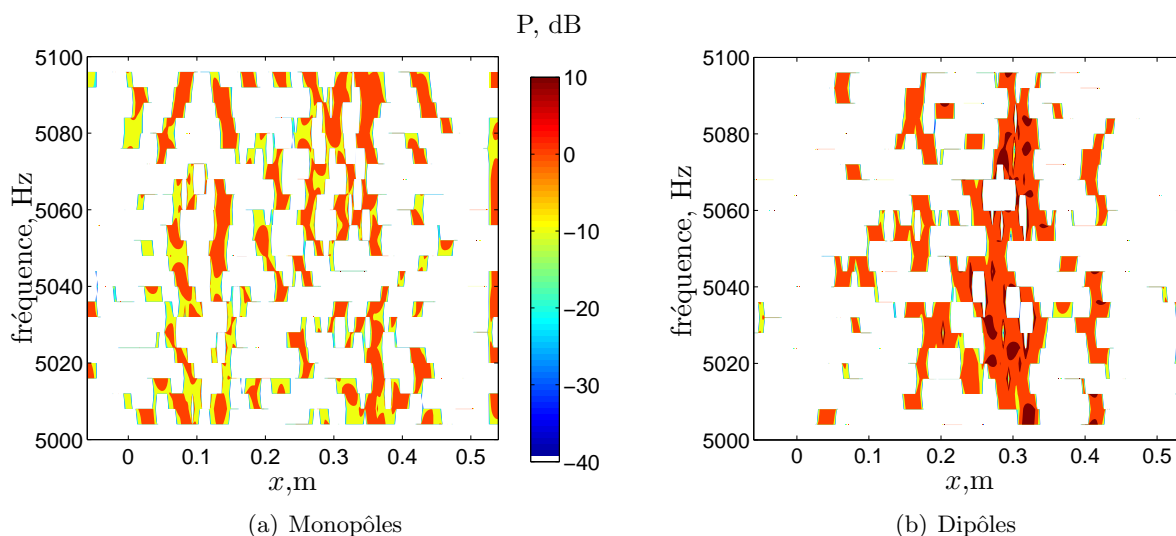


FIGURE 1.34 – Localisation du bruit de bord de fuite avec CLEAN-SC à  $f = 5$  kHz. On suppose que les sources sont soit des monopôles (a) soit des dipôles (b).

A 5 kHz (Fig. 1.34), moins d'énergie est attribuée aux frontières de la zone source, mais

les cartographies sont moins lisibles, aussi bien en considérant les monopôles que les dipôles. Il est possible qu'à cette fréquence les effets acoustiques tels que l'effet de grille soient trop importants pour localiser correctement les bords de fuite. De plus, la réfraction des rayons par le gradient de vitesse présent dans la couche limite de la plaque de maintien inférieure n'a pas été étudié et peut-être partiellement responsable de ces difficultés de localisation. L'effet de décorrélation des rayons acoustiques au passage de la zone turbulente est en principe pris en compte par la méthode CLEAN-SC.

## 1.7 Conclusion

Dans ce chapitre, une installation expérimentale unique de grille d'aube linéaire aéroacoustique a été mise en place. Le banc d'essai existant a été repris et amélioré. En particulier les sources de bruit parasites ont été substantiellement réduites engendrant un bruit mesuré inférieur de 10 à 20 dB à l'installation originale et inférieur au bruit de bord de fuite sur une large étendue spectrale.

Un bon comportement aérodynamique de la grille est constaté du point de vue de la charge de l'aube centrale et de la régularité aube-à-aube. La mesure de l'acoustique en champ lointain dans le secteur aval a révélé la présence d'interférences liées aux effets de réflexion acoustique sur les aubes. L'adimensionnement a montré que le bruit de la grille dépend d'un nombre de Helmholtz plutôt que d'un nombre de Strouhal et que la dépendance de la DSP du bruit de bord de fuite est alors en  $U^6$ . Le gabarit spectral des sources aérodynamiques est donc modelé par des effets géométriques (purements acoustiques).

Des mesures du spectre de pression pariétale ont été effectuées à proximité de l'extrados. On a également analysé les effets de cohérence transverse et de vitesse de convection dans la couche limite. Celle-ci est très similaire aux mesures du profil isolé au chapitre 3. Des effets de résonance ont été mis en évidence en accord avec le modèle de grille de Koch.

Enfin, des mesures d'antennerie acoustique monodimensionnelle ont été effectuées dans la plaque de maintien inférieure. Les effets d'installation importants en hautes fréquences constituent actuellement un obstacle important à la localisation de source, mais des résultats cohérents avec l'analyse numérique à 2 kHz ont été observés. L'utilisation de méthodes spécifiques en basses fréquences telles que l'holographie acoustique pourrait permettre d'élargir la gamme spectrale de validité de la méthode.



## Chapitre 2

# Prédiction du bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire

Pour prédire le bruit à large bande des ventilateurs et des compresseurs, les méthodes analytiques constituent une solution souvent rapide et élégante qui complète les méthodes de simulations numériques telles que la DNS<sup>1</sup> ou la LES<sup>2</sup>. Ces dernières, bien que prometteuses [144], souffrent entre autres de temps de calcul rédhibitoires pour des situations industrielles. Les méthodes analytiques, souvent plus rapides, reposent sur une simplification du problème physique et fournissent la solution exacte d'une situation idéalisée. Ainsi, le bruit de bord de fuite d'un ventilateur peut être assimilé à celui d'une série de tronçons de plaques planes semi-infinies soumises à un écoulement uniforme sans incidence. Ce type d'approche nécessite la sélection des principaux phénomènes physiques. Les effets additionnels joués par la géométrie réelle de la pale ou la diffraction des objets proches peuvent être progressivement inclus dans la formulation initiale. Vis-à-vis de l'effet de grille se posent les questions suivantes : est-il indispensable de le prendre en compte dans les modélisations analytiques ? Et si oui, les modèles de bruit de bord de fuite de grille prédisent-ils correctement les niveaux acoustiques en champ lointain ?

Le montage de grille d'aubes linéaire aéroacoustique décrit au chapitre 1 présente l'opportunité de répondre à ces questions pour la grille d'aubes étudiée. Nous avons constaté que des interférences liées aux réflexions internes à la grille sont visibles dans les spectres acoustiques, ce qui distingue la configuration de grille de celle du profil isolé<sup>3</sup>. Ensuite, nous avons mesuré sur l'extrados de la pale centrale le champ de pression pariétale lié à la couche limite turbulente. Ces données peuvent être introduits en entrée des modèles analytiques, et la sortie qui est la pression acoustique en champ lointain pourra être directement comparée aux mesures dans le secteur aval. On notera que les modèles de grille sont initialement dédiés à la prédiction du bruit de rotor en géométrie annulaire et qu'ils utilisent l'hypothèse simplificatrice du rotor déroulé. Celle-ci permet de se ramener à la configuration de grille linéaire plus simple du point de vue mathématique. Le travail expérimental présenté au chapitre 1 permet de contourner le problème de la validité de cette hypothèse et, dans ce chapitre, de valider directement les modèles dans la configuration de grille linéaire qu'ils résolvent. Nous

---

1. Direct Navier Stokes Simulation

2. Large Eddy Simulation

3. Sur un profil isolé, on observe aussi des franges d'interférence, mais qui sont liées à la non-compacité de la corde.

procéderons donc de la manière suivante : nous faisons un premier calcul de rayonnement acoustique en utilisant un modèle de bruit de bord de fuite de profil isolé. Les rayonnements des sept aubes sont alors supposés complètement décorrélés et chaque aube rayonne indépendamment des aubes voisines. Cette approche revient à négliger complètement l'effet de grille. La comparaison du spectre acoustique mesuré au chapitre 1 avec le spectre ainsi prédit donne alors théoriquement une estimation directe de l'effet de grille en supposant que le modèle utilisé est applicable et prédit parfaitement le bruit de profil isolé. Dans un deuxième temps, nous dégagerons grâce à une étude bibliographique les modèles de bruit de bord de fuite de grille adaptables à la configuration expérimentale. Ils seront successivement étudiés puis comparés aux mesures. L'objectif est de déterminer si la prise en compte de l'effet de grille permet d'expliquer les écarts observés entre la mesure et la prédiction de bruit de profil isolé dans la première partie du chapitre. Les résultats présentés dans ce chapitre reprennent en partie ceux de Finez & al. [49].

### 2.1 Application d'un modèle de bruit de profil isolé : quantification de l'effet de grille

Dans cette section, nous nous attachons à appliquer un modèle analytique de bruit de bord de fuite de profil isolé aux données de pression pariétale mesurées dans la grille. Parmi les nombreux modèles disponibles dans la littérature, on peut citer ceux de Ffowcs-Williams & Hall [44], Howe [75], Chandiramani [29], Chase [30] et Amiet [11]. Les trois derniers modèles utilisent une décomposition de Fourier spatiale du champ de pression aérodynamique incident sur la surface du profil (champ que nous avons mesuré) et la relie à la densité spectrale de puissance en champ lointain. Le modèle d'Amiet utilise la réponse aérodynamique compressible [8] du profil, judicieuse en haute fréquence ; de plus il a été étendu au cas du profil de corde finie par Roger & Moreau [121] dans un contexte tridimensionnel qui permet de prendre en compte les effets d'allongement fini. Nous utilisons ici le modèle d'Amiet dans sa formulation du profil d'envergure infinie avec l'observateur situé dans le plan médian.

#### 2.1.1 Utilisation du modèle d'Amiet

Les données d'entrées du modèle ont été mesurées sur l'extrados de l'aube centrale dans le plan mi-envergure. Nous supposons que cette mesure quasi-ponctuelle suffit à décrire toutes les couches limites de l'installation. Ceci implique une bonne homogénéité en envergure consistante avec la géométrie quasi-bidimensionnelle de l'installation (même si le rapport d'aspect ou allongement  $L/c = 2$  reste faible) et une bonne homogénéité aube-à-aube que l'on a contrôlée au fil chaud dans les sillages des aubes 2 à 5. De plus on suppose que les couches limites en intrados sont suffisamment peu turbulentes par rapport à celles en extrados pour que le rayonnement acoustique qu'elles engendrent puisse être négligé.

Concernant les données d'entrée, le spectre de pression pariétale utilisé est issu d'une moyenne des spectres mesurés sur toutes les sondes. La question des instabilités présentes dans la mesure à 60 m/s est traitée ci-après. La longueur de cohérence transverse est calculée selon la procédure décrite au paragraphe 1.5.2 et la vitesse de convection  $U_c$  est déduite de la courbe adimensionnelle de la section 1.5.3 (fig. 1.19). La réalité physique d'une telle vitesse de convection fortement croissante avec la fréquence est un des points de questionnement



car elle n'est rapportée à notre connaissance que dans l'étude numérique LES de couche limite sur plaque plane de Gloerfelt sans gradient de pression [62, 63] mais l'auteur ne fournit pas d'explication physique sur cette observation. Dans l'expérience de référence de Brooks & Hodgson [23] sur une profil NACA 12,  $U_c$  est quasiment constante avec la fréquence et tend même à décroître légèrement. Ce comportement de  $U_c(f)$  n'est pas un effet de grille ni une erreur de mesure puisqu'une dépendance fréquentielle similaire est observée avec le même profil en configuration isolée, comme nous le présenterons au chapitre 3. Dans l'incertitude nous présentons donc ici systématiquement deux calculs, l'un avec une fonction  $U_c(f)$  croissante et l'autre avec une valeur de  $U_c$  constante valant 80% de  $U_1$ .

Le calcul est mené pour les 7 aubes indépendamment, chacune définissant un couple  $(r_m, \theta_m)$  des coordonnées polaires du vecteur liant le bord de fuite au microphone illustré sur la figure 2.4. Les densités spectrales de puissance générées par les 7 aubes sont ensuite simplement sommées : on considère que les couches limites et les sillages sont totalement décorrelés.

La cambrure du profil fait que le bord de fuite possède une inclinaison de  $20^\circ$  par rapport à la corde moyenne du profil. La réponse instationnaire du profil étant concentrée à proximité du bord de fuite, le dipôle acoustique s'oriente donc par rapport à la tangente au bord de fuite. Dans les calculs suivants, nous ajoutons donc systématiquement  $20^\circ$  à  $\theta_m$ .

Suite à la comparaison des modèles de Howe et Amiet dans la limite des hautes fréquences réalisée par Rozenberg [122], un facteur 4 doit être ajouté sur les DSP acoustiques du modèle d'Amiet pour retrouver les prédictions de Howe à bas nombre de Mach et en haute fréquence. De plus, dans les expériences de profil isolé de Rozenberg, une sous-estimation systématique du spectre acoustique de  $10 \times \log 4 \simeq 6$  dB est observée. A ce jour, une justification théorique de ce facteur supplémentaire n'est pas disponible, mais la question est traitée plus en détails par Roger & Moreau [100]. Dans tous les résultats présentés ci-dessous, nous traçons  $4 \times S_{pp}$  où  $S_{pp}$  est donnée dans l'annexe B.

La figure 2.1 présente les spectres prédits par le modèle d'Amiet pour deux vitesses  $U_1 = 80$  m/s et  $U_1 = 100$  m/s, en utilisant les deux formulations pour la vitesse de convection (constante ou croissante avec la fréquence). Le meilleur accord avec la mesure apparaît à 80 m/s avec  $U_c$  constante. Nous traçons ces résultats entre 200 Hz et 10 kHz. L'écart entre la mesure et la prédiction est plus important en basse fréquence qu'en haute fréquence. Notons que l'effet de grille est susceptible d'influencer les basses fréquences car on s'attend à ce que cet effet devienne significatif lorsque la longueur d'onde acoustique  $\lambda$  est supérieure au pas inter-aubes  $s$ . Cette condition  $\lambda > s$  est équivalente à  $f < c_0/s \approx 4860$  Hz. A 80 m/s, nous constatons cependant sur la figure que la prédiction est satisfaisante dès  $f = 1$  kHz. Lorsque  $U_1 = 100$  m/s, nous retrouvons la même tendance à ceci près que l'écart mesure-prévision est plus important. Il est de l'ordre de 5 dB en haute fréquence. Le gabarit spectral est cependant bien retrouvé pour  $f > 500$  Hz. La question de savoir si les modèles de grille permettent expliquer cet écart systématique à 100 m/s est traitée dans les sections 2.3 et 2.3.

Pour la mesure à  $U_1 = 60$  m/s se pose le problème des instabilités en haute fréquence. Si elles sont présentes sur toutes les aubes, alors elles laissent sans aucun doute une trace dans le spectre acoustique global. Si au contraire c'est un effet local présent uniquement sur l'aube centrale où ont été effectuées les mesures, alors il est préférable de les ignorer dans la prédiction. Ceci peut être réalisé en utilisant l'expression modélisée du spectre de pression pariétale donnée par Schlinker et Amiet [130] et recalée sur les spectres expérimentaux en

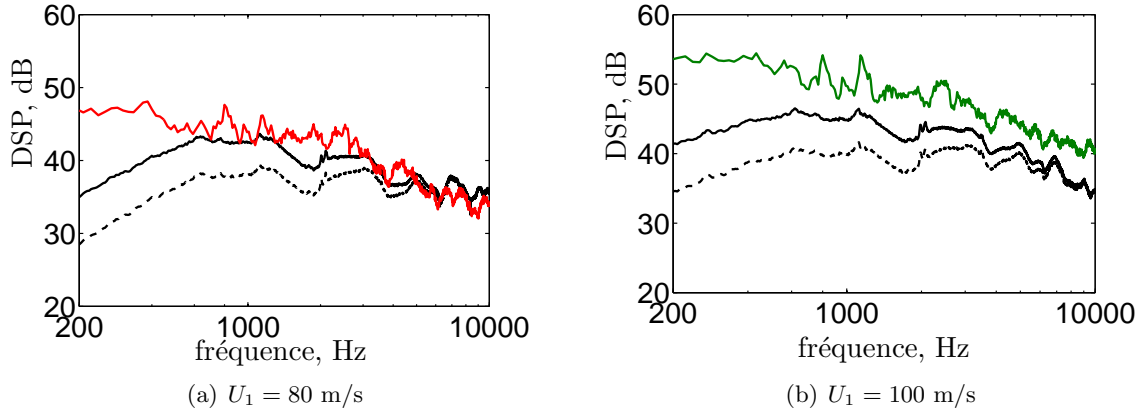


FIGURE 2.1 – Application du modèle d'Amiet au cas de la grille et comparaison aux mesures.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $\theta = 40^\circ$ . — : mesure à  $U_1 = 80$  m/s, — : mesure à  $U_1 = 100$  m/s, — : prédiction avec  $U_c = 0.8 \times U_1$ ,  $\forall f$ , - - : prédiction avec  $U_c(f)$ .

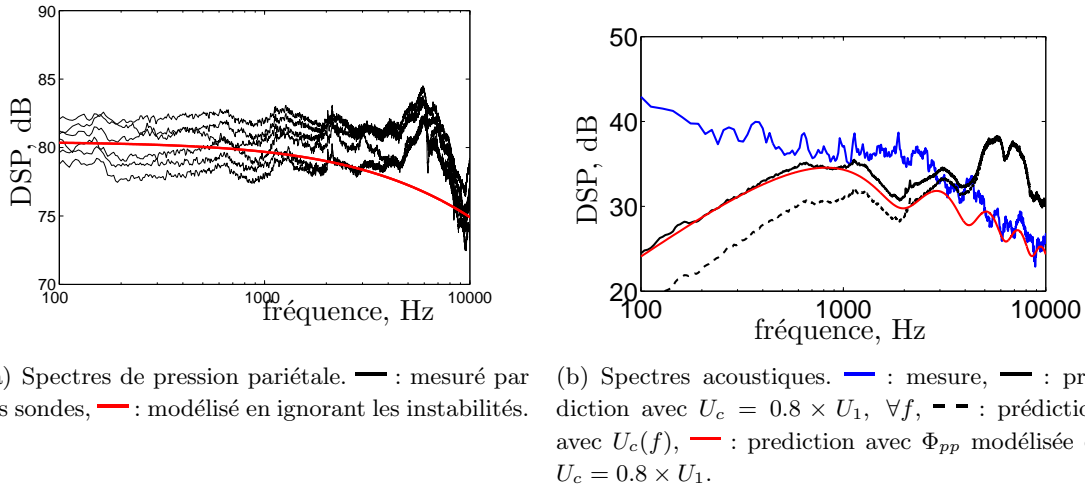


FIGURE 2.2 – Application du modèle d'Amiet au cas de la grille et comparaison avec les mesures avec  $U_1 = 60$  m/s.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $\theta = 40^\circ$ .

basse fréquence comme il sera fait et présenté plus en détail dans la section 3.4.3.1. Le spectre modélisé est alors supposé complètement turbulent et on ignore les instabilités en hautes fréquence ; il est présenté sur la figure 2.2-a. Dans l'expression correspondante de  $l_z$ , il faut alors supprimer la gamme des hautes fréquences fortement cohérente liée aux instabilités. Nous comparons à la mesure les prédictions utilisant le spectre de pression pariétal moyen avec les deux expressions de la vitesse de convection et utilisant le spectre modélisé. Les différences entre les prévisions et la mesure sont significatives lorsque le spectre de pression pariétale moyen est utilisé. Un meilleur accord est obtenu en utilisant le spectre pariétal modélisé. Les écarts entre la prédiction et le modèle sont alors similaire au cas  $U_1 = 80$  m/s.

Cette étude souligne la sensibilité du modèle vis-à-vis des données d'entrée, en particulier du spectre de pression pariétale et la difficulté d'estimer correctement ce dernier. Dans une installation complexe comme celle de la grille d'aubes, la périodicité parfaite du spectre de pression pariétale n'est pas assurée et une incertitude importante est introduite sur cette

donnée d'entrée, bien qu'elle soit directement mesurée. Pour surmonter ce problème, une mesure spectrale serait nécessaire sur chaque aube à proximité du bord de fuite afin de contrôler réellement la périodicité. Des bandes fortement rugueuses forçant la transition de la couche limite pourraient être utilisées dès le bord d'attaque. On pourrait envisager également l'expérience plus simple d'une grille constituée de plaques planes sans incidence afin de ne pas conjuguer les effets du gradient de pression, de la cambrure du profil et de l'effet de grille. Par ailleurs, nous verrons au chapitre 3 que la prédiction du bruit de bord de fuite de ce profil en configuration isolée soulève également des ambiguïtés et que les écarts entre la mesure acoustique et la prédiction ne peuvent pas être attribués de façon certaine à l'effet de grille. Enfin, à basse fréquence, les niveaux acoustiques prédits sont beaucoup plus faibles que les niveaux mesurés : par exemple, à 100 m/s et à 100 Hz, cet écart atteint 15 dB. Comme nous le verrons, cet écart est systématique, il intervient pour tous les modèles analytiques présentés dans ce manuscrit. Il est donc légitime de supposer que, malgré nos efforts pour réduire les sources de bruit parasites, certaines subsistent dans l'installation et couvrent le bruit de bord de fuite de la grille dans la gamme des très basses fréquences ( $f < 300$  Hz).

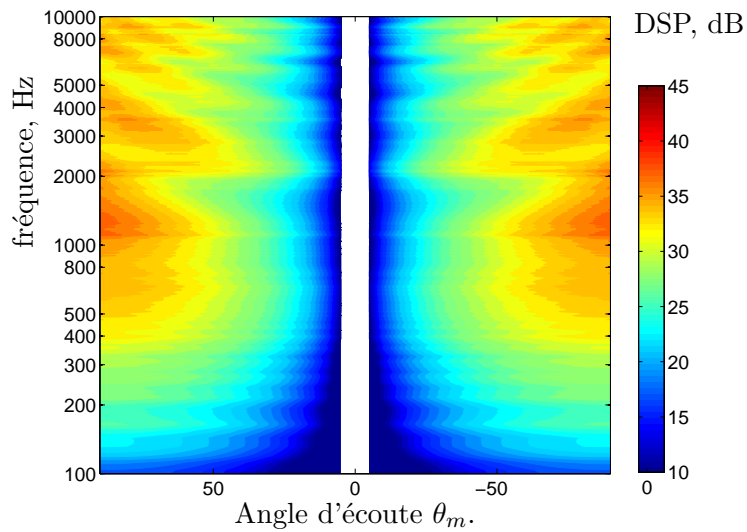
### 2.1.2 Cartographie de directivité

Nous présentons sur la figure 2.3-a le diagramme des niveaux acoustiques en fonction de la fréquence et de l'angle d'observation prédit par le modèle d'Amiet à l'aide du spectre en paroi moyen en supposant que les sept bords de fuite rayonnent en champ libre. Cette figure est à comparer à la figure 1.9 des niveaux acoustiques mesurés dans l'installation de grille que nous rappelons sur la figure 2.3-b. Le diagramme prédit est quasi-symétrique, tandis que le côté des intrados est bien plus bruyant dans l'expérience. Les lobes habituels de profil isolé sont retrouvés ici mais aucune figure typique de la cartographie mesurée n'est retrouvée. Ceci est dû au fait que le modèle d'Amiet ne prend pas en compte les principaux effets d'interférence observés.

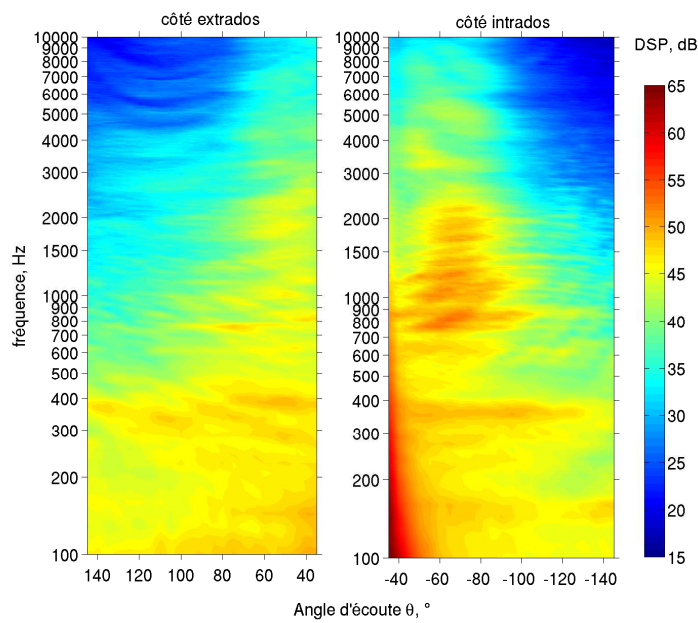
### 2.1.3 Effet des couches de cisaillement

Dans le modèle de bruit utilisé dans la section 2.1.1, les ondes acoustiques émises par la grille se propagent dans l'écoulement de vitesse  $U_1$  jusqu'au point d'évaluation. La situation est légèrement différente dans l'expérience puisque le jet principal est de dimension finie et le microphone est situé dans le milieu extérieur au repos. Les ondes acoustiques traversent donc la couche de cisaillement du jet et subissent une réfraction liée au gradient de vitesse au sein de celle-ci qui modifie les angles de propagation et les amplitudes. De plus, la partie de la propagation qui s'effectue dans le milieu au repos n'est pas prise en compte dans le modèle.

Ces effets sont susceptibles d'introduire des écarts de niveaux entre la mesure et la prédiction. Ils sont évalués dans cette section au moyen de la formulation analytique proposée également par Amiet [6]. Les expressions utilisées comprennent une correction angulaire ainsi qu'une correction d'amplitude. Elles sont théoriquement valides pour les couches de cisaillement d'épaisseur nulle et ne dépendent pas de la fréquence. La correction d'angle a été validée expérimentalement et numériquement en utilisant les équations d'Euler linéarisées par Padois & al. [105] pour des vitesses d'écoulement jusqu'à  $M=0,7$ . Dans le cas présent, le nombre de Mach atteint 0,3. La figure 2.4 présente les notations utilisées. Le microphone est situé au point M. Comme auparavant, chaque aube définit géométriquement un couple  $(r_m,$



(a) Modèle d'Amiet,



(b) Mesure.

FIGURE 2.3 – Directivité acoustique vers le secteur aval de l'installation.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s.

$\theta_m$ ).  $h$  est la distance entre le bord de fuite et la couche de cisaillement (notée C.S. sur le schéma). L'angle d'émission corrigé est noté  $\theta_c$  et l'angle de propagation à l'extérieur du jet, par rapport à l'axe du jet est  $\theta$ . Les relations données par Amiet entre ces trois angles sont :

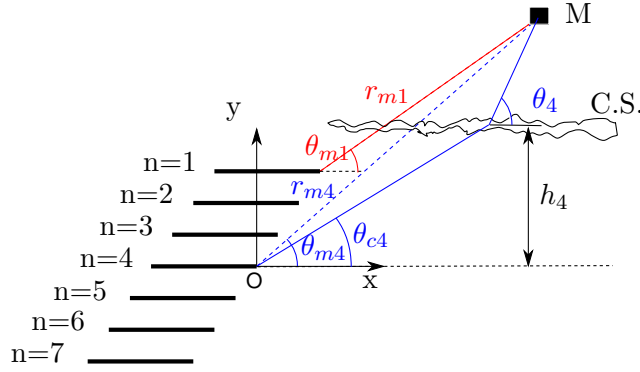


FIGURE 2.4 – Notations utilisées pour la correction de la refraction par les couches de cisaillement (C.S.)

$$\tan \theta_c = \frac{\zeta}{\beta^2 \cos \theta + M} \quad (2.1)$$

$$\zeta^2 = (1 - M \cos \theta)^2 - \cos^2 \theta \quad (2.2)$$

$$\beta^2 = 1 - M^2 \quad (2.3)$$

$$r_m \cos \theta_m = h \cot \theta_c + (r_m \sin \theta_m - h) \cot \theta \quad (2.4)$$

Une procédure itérative permet déduire  $\theta_c$  et  $\theta$  de  $\theta_m$ ,  $r_m$  et  $h$ . L'effet de la refraction par les couches de cisaillement est testé sur le modèle de bruit de bord de fuite pour  $\theta_m = 40^\circ$  du côté des extrados ( $y > 0$ ) avec  $r_m = 2$  m. La correction d'angle est importante pour les rayons acoustiques fortement inclinés par rapport à la couche de cisaillement comme c'est le cas dans l'expérience. Le tableau 2.1 rassemble les angles ainsi calculés pour chaque pale. La correction en amplitude  $|P_c/P|$  donnée par Amiet est à appliquer sur les mesures au microphone pour se replacer dans la situation du modèle où l'écoulement est uniforme de vitesse  $U_1$ . Ici, nous faisons la démarche inverse, nous appliquons une correction sur la sortie du modèle de bruit pour retrouver la situation expérimentale ; nous retirons donc aux valeurs de  $S_{pp}$  en décibels la quantité  $20 \times \log_{10} |P_c/P|$ . La couche de cisaillement a un effet amplificateur sur l'onde acoustique car  $|P/P_c| > 1$ . Cette correction est donnée par l'équation 2.5.

$$\left| \frac{P_c}{P} \right| = \frac{1}{2} (1 - M \cos \theta) \left( \frac{\zeta}{\sin \theta} + (1 - M \cos \theta)^2 \right) \quad (2.5)$$

Sur la figure 2.5, nous présentons la prédiction du modèle de bruit avec et sans l'effet de refraction. Celui-ci influence le spectre acoustique d'environ 1,5 dB. En réalité, nous avons deux effets contradictoires qui se superposent et se compensent partiellement :

- le premier est celui de la directivité de la source : du fait de la refraction, les rayons sont tirés à des angles  $\theta_c$  plus faibles que  $\theta_m$  pour lesquels les niveaux acoustiques sont plus faibles,
- le second est celui de l'amplification par la refraction des couches de cisaillement décrit par l'équation 2.5.

Il s'agit donc d'un effet mineur dans cette installation.

	$\theta$ [°]	$r$ [m]	$\theta_c$ [°]	$r_c$ [m]	$ P_c/P $
pale $n = 1$	36.7	1.82	15.7	2.34	0.46
pale $n = 2$	37.9	1.88	20.5	2.35	0.50
pale $n = 3$	39.0	1.94	23.8	2.41	0.53
pale $n = 4$	40.0	2.00	26.4	2.45	0.56
pale $n = 5$	41.0	2.06	28.5	2.52	0.58
pale $n = 6$	41.9	2.12	30.6	2.57	0.59
pale $n = 7$	42.8	2.18	32.3	2.63	0.61

TABLE 2.1 – Correction d'angle et d'amplitude due à la refraction des couches de cisaillement.  $\theta = 40^\circ$ ,  $r = 2$  m,  $U_1 = 80$  m/s.

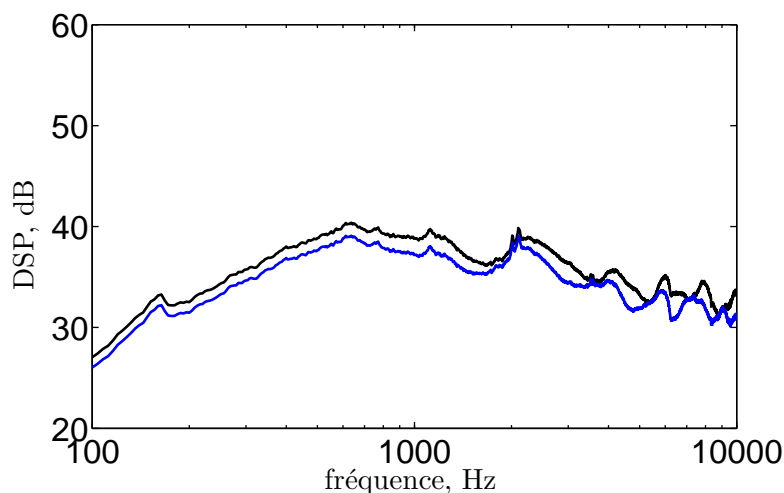


FIGURE 2.5 – Effet de la réfraction des rayons acoustiques par les couches de cisaillement sur la prédiction du bruit de bord de fuite pour  $\theta_m = 40^\circ$ ,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$  et  $U_1 = 80$  m/s. — : sans la réfraction, — : avec la réfraction.

Dans cette section, nous avons donc appliqué le modèle d'Amiet de profil isolé à partir des données de pression pariétale mesurées et nous en avons comparé le résultat aux mesures acoustiques du côté des extradados. Un accord satisfaisant est observé en haute fréquence. Les écarts importants observés en basse fréquence sont attribuables à l'effet de grille si le modèle d'Amiet est valide pour ce profil fortement cambré. La suite du chapitre est dédiée à l'application de modèles de bruit de bord de fuite de grille afin d'expliquer ces écarts en basse fréquence.

## 2.2 Revue bibliographique des modèles de bruit de grille d'aubes

La suite de ce chapitre est dédiée à l'application de modèles analytiques de bruit de grille, c'est-à-dire prenant en compte la présence d'aubes voisines dans le rayonnement acoustique. Nous proposons dans cette section une revue bibliographique qui ne se retreint pas au problème du bruit de bord de fuite.

Les effets de grille ont été abordés analytiquement dans le problème de la transparence acoustique et dans celui du bruit d'interaction. Dans le premier, une onde de pression irrotationnelle se propage vers la grille et donne naissance à des ondes réfléchies et transmises. Dans celui du bruit d'interaction à large bande, on considère une turbulence homogène convectée par l'écoulement et donnant naissance à des ondes acoustiques du fait de la réponse aérodynamique de la grille d'aubes. En suivant la classification de Posson [111] basée sur les techniques de résolution utilisées, on peut citer les modèles basses fréquences, les modèles de surfaces portantes<sup>4</sup> et les modèles faisant appel à la technique de Wiener-Hopf.

Parmi les modèles basses fréquences se trouve la méthode de disques semi-actifs proposée par Kaji & Okazaki [84]. La grille linéaire est constituée de plaques planes dont l'écart inter-aube  $s$  est infinitésimal, ce qui permet de considérer un écoulement unidirectionnel dans le canal inter-aube. Cette hypothèse limite la méthode aux très basses fréquences lorsque  $\lambda \gg s$ . Les équations de la quantité de mouvement, de conservation de la masse et de l'écoulement isentropique sont résolues dans la partie amont, le canal inter-aubes et la partie aval avec des zones de raccordement aux interfaces. Les auteurs peuvent alors exprimer les coefficients de transmission et de réflexion des ondes acoustiques en fonction du nombre de Mach, de l'angle d'incidence de l'onde acoustique par rapport à la corde, de l'angle de calage et de la fréquence. Notons que le nombre de Mach a une influence significative : les grands nombres de Mach induisent des plus faibles coefficients de transmission tandis que l'effet de la fréquence est faible et n'intervient qu'à travers le déphasage induit de part et d'autre de la grille. Amiet & Sears [13] et Amiet [7] proposent une autre technique dédiée aux basses fréquences : la méthode de développement asymptotique raccordé<sup>5</sup>. Elle consiste à distinguer deux espaces : le champ lointain acoustique où l'équation des ondes est rendue sans dimension au moyen de la longueur d'onde acoustique  $\lambda$  et le champ proche, à proximité de la grille, où la corde  $c$  est utilisée. Cette adimensionnalisation fait apparaître le paramètre de compacité  $\omega c/c_0$  supposé petit, ce qui permet de négliger les variations temporelles devant les variations spatiales dans la région proche de la source. Les deux solutions sont alors raccordées et permettent d'obtenir les coefficients de transmission et de réflexion. Cette technique a été étendue analytiquement au cas de deux grilles d'aubes consécutives par Amiet [9]. Un couplage peut alors intervenir entre les grilles et les coefficients de réflexion et de transmission de l'ensemble des deux grilles ne sont pas égaux aux produits des coefficients de chaque grille prise indépendamment.

Le deuxième type de modèles analytiques est celui des surfaces portantes. Ces modèles permettent de s'affranchir de l'hypothèse d'un espacement inter-aube infinitésimal en considérant les aubes comme une répartition de dipôles ou une discontinuité de potentiel créée sous l'excitation de l'onde acoustique incidente. Ils sont donc valides à des fréquences plus élevées. Le rayonnement de ces dipôles dans l'écoulement est ensuite calculé numériquement. Kaji & Okazaki [85] proposent ainsi un modèle fondé sur le potentiel d'accélération. Ce modèle met en évidence l'existence d'un régime nouveau : lorsque la fréquence d'excitation est supérieure à une fréquence spécifique de la grille, celle-ci est dite "super-résonante". Dans ce cas, les rayonnements transmis et réfléchis ont un angle de propagation différent de l'onde incidente, ce qui n'est pas le cas pour les régimes cas sub-résonants, déjà prédits par les modèles basses fréquences précédents. D'autres méthodes semi-analytiques traitent à la fois du problème de transparence acoustique et de l'interaction avec un écoulement turbulent. Whitehead [146]

---

4. Lifting Surface Methods

5. Matched Asymptotic Expansion Method

propose une formulation où les pales sont assimilées à des couches de vorticité qui permet de déduire le champ acoustique rayonné ainsi que le champ de vorticité évacué dans le sillage sous l'influence d'une onde acoustique ou de vorticité. Cette technique est reprise par Goldstein [65] dans le cas d'une grille d'aubes linéaire située dans un canal plan et soumise à une perturbation de vitesse incidente. Le champ de vitesse est décomposé en une partie acoustique irrotationnelle et une partie à divergence nulle liée à la vorticité. La composante normale aux aubes de la vitesse acoustique diffractée doit annuler le champ de vitesse incident sol noidal. On impose également que la condition de Kutta-Joukowski liée à la continuité du champ de pression soit vérifiée dans les sillages. Goldstein retrouve alors formellement la solution de Kaji & Okazaki [85] pourtant obtenue avec une méthode différente. Ces modèles suggèrent l'importance d'utiliser un modèle de grille à proximité des fréquences de résonance car l'influence des aubes voisines provoque une annulation de la fluctuation de pression sur l'aube. Notons également l'existence du modèle de Smith [134] mathématiquement équivalent à celui de Kaji & Okazaki mais dont l'évaluation numérique est plus rapide. Bien que précis, ces modèles sont limités en haute fréquence par le temps de calcul puisqu'ils nécessitent un maillage acoustique dont la densité augmente rapidement avec la fréquence.

La troisième catégorie rassemble les modèles purement analytiques utilisant la technique de Wiener-Hopf. Il s'agit d'une méthode de résolution d'équations différentielles de fonctions à deux variables  $\Phi(x, y)$  ayant des conditions limites distinctes sur les deux demi-plans. Il est possible de résoudre l'équation d'ondes de paramètre  $k$  complexe

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + k^2 \Phi = 0 \quad (2.6)$$

assujettie aux conditions aux limites

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x}(x, 0) = f(x) \quad \text{sur } x < 0 \quad (2.7)$$

$$\Phi(x, 0) = g(x) \quad \text{sur } x > 0 \quad (2.8)$$

Les fonctions  $f$  et  $g$  sont complexes et spécifiées par le problème. On reconnaît l'expression d'une condition de glissement en paroi dans l'équation 2.7 et d'une condition d'annulation d'une pression ou d'un potentiel incident dans un sillage dans l'équation 2.8. Cette technique puissante présentée par Noble [102] fournit la solution à cette équation dans tous les points du plan  $(x, y)$ . Comparativement, la solution de Schwarzschild utilisée dans le modèle d'Amiet [11] fournit la solution uniquement en  $(y = 0, x < 0)$ , de plus cette dernière solution ne s'applique que pour  $f(x) = 0$ . La technique de Wiener-Hopf a été utilisée par de nombreux auteurs pour traiter les problèmes de transparence acoustique de grille et de génération du bruit par impact de turbulence. La solution acoustique est généralement cherchée de manière itérative. Dans un premier temps, on considère la diffraction d'une onde par les bords d'attaque en rejetant les bords de fuite à l'infini aval. Le champ obtenu est diffracté dans un deuxième temps par les bords de fuite en rejetant les bords d'attaque à l'infini amont. Ce nouveau champ peut être à nouveau diffracté par les bords d'attaque et ainsi de suite. L'interaction entre les bords d'attaque et les bords de fuite peut être forte à proximité des fréquences de résonance. On peut citer ainsi les travaux de Mani & Horvay [98] qui ne considèrent que la première interaction entre bord de fuite et bord d'attaque. La solution de Koch [87] prend en compte toutes les interactions mais soulève des difficultés d'ordre numérique. Peake [109]



a simplifié le résultat de Koch pour atteindre de plus hautes fréquences. Dans ces modèles, la rafale incidente est bidimensionnelle, c'est-à-dire que le nombre d'onde en envergure  $K_z$  est nul. Glegg [59] a proposé un modèle de bruit exact pour le cas d'une onde de vorticité tridimensionnelle, puis pour une turbulence homogène isotrope [58] et enfin pour l'impact d'une couche limite de carter [61]. Ce modèle a été étendu par Posson [112, 114] pour obtenir le chargement instationnaire des aubes en vue d'une application de l'analogie acoustique dans une configuration de grille annulaire. Une comparaison expérimentale est fournie également par Posson [113] dans le cas d'une grille d'aube annulaire soumise à une turbulence homogène isotrope.

Les modèles précédents traitent de la transparence de grille ou de l'interaction avec un écoulement turbulent. La grille est alors excitée par une source située dans le champ lointain. Les chargements instationnaires des aubes y sont cohérents et identiques, au déphasage inter-aubes près. Dans le problème du bruit de bord de fuite, une différence essentielle avec ces derniers modèles intervient : lorsque l'on considère le bruit rayonné par le bord de fuite d'une aube donnée, celle-ci joue un rôle particulier dans la grille, celui de source, ce qui la distingue du rôle diffractant des aubes restantes. Ces dernières peuvent influencer le rayonnement total. Cette répartition des r les est ensuite appliquée tour à tour à chacune des aubes de la grille qui peuvent être considérées comme autant de sources indépendantes (décorrélées), ce qui permet de sommer les carrés moyens de pression sonore respectifs au point d'écoute. Ceci interdit l'application directe des modèles d'interaction pour le cas du bruit de bord de fuite ; il existe donc des modèles spécifiques. Howe [79] propose une analyse dédiée aux bas nombres de Mach tels que  $M^2 \ll 1$  et aux très basses fréquences  $ks \ll 1$  où  $k$  est le nombre d'onde acoustique et  $s$  l'espacement inter-aubes. La grille et l'excitation sont considérées bidimensionnelles, les pales sont assimilées à des plaques planes infiniment minces de corde finie et sans calage. L'écoulement principal est parallèle à la corde. Howe résout de nombreux problèmes acoustiques de grille tels que le bruit généré par l'interaction avec un tourbillon isolé, par un tourbillon hélicoïdal, par une turbulence homogène et par la turbulence de la couche limite au bord de fuite. La méthode de Howe rejoint les techniques de développement asymptotique raccordé exposés ci-avant : l'hypothèse des basses fréquences permet de négliger le terme temporel dans l'équation des ondes. Deux formulations de la fonction de Green sont alors obtenues, l'une valable dans le canal inter-aubes et l'autre en champ lointain. Le raccordement de ces deux expressions dans la zone intermédiaire amène à une expression simplifiée du champ acoustique. Indépendamment Glegg [57] construit un modèle de bruit de bord de fuite valable en haute fréquence, à partir de son propre modèle de bruit de bord d'attaque [58]. Les couches limites sont associées à des distributions de quadripoles de Lighthill situées à proximité de la pale et sont décomposées en rafales un nombre d'onde transverse non nul. Du fait que le rotor est déroulé, le terme source est périodisé dans la direction de la grille de même que la solution cherchée. La pression acoustique s'exprime donc sous forme modale. Pour chacun des modes, Glegg calcule un facteur de correction de grille à appliquer aux résultats du profil isolé. Ce modèle met notamment en évidence des interférences entre deux rayons acoustiques émis par le même bord de fuite, l'un se propageant directement vers l'observateur et l'autre réfléchi par la pale adjacente. Notons que Glegg considère des pales semi-infinies où les bords d'attaque sont rejetés à l'amont. Il n'y a donc pas d'interaction entre les deux faces amont et aval de la grille et le champ acoustique est calculé uniquement du côté aval. Ce modèle a été appliqué par Glegg & Jochault au calcul du bruit d'un rotor car n  [60]. Ils utilisent une

approche par bandes sur lesquelles l'écoulement est statistiquement homogène mais dont la largeur est supérieure à la longueur de cohérence transverse. Les spectres de pression pariétale sont obtenus à partir d'expériences sur profil isolé et chaque bande est traitée séparément. Ensuite, la théorie de la grille linéaire est utilisée [57] pour calculer le saut de pression instationnaire des pales. L'analogie acoustique est finalement invoquée pour considérer cette répartition instationnaire de pression comme une distribution de dipôles dont on projette le rayonnement sur les modes de conduit. Les résultats montrent que la puissance sonore dans le conduit évolue selon  $U^5$ .

Dans le reste de ce chapitre, nous nous attachons à appliquer les modèles de Howe [79] et de Glegg [57] aux données pariétales mesurées et nous en comparerons la prédiction à l'expérience. A notre connaissance, ce travail constitue la première validation expérimentale de ces modèles.

## 2.3 Utilisation du modèle de grille de Howe

### 2.3.1 Description du modèle analytique

L'objectif de cette section est de présenter la démarche générale de ce modèle et les principaux résultats théoriques. Le lecteur intéressé par les détails du développement analytique pourra se reporter à la publication [79]. Pour ce modèle, comme pour celui de Glegg abordé dans la section 2.4, nous utilisons les notations illustrées sur le schéma 2.6 qui sont légèrement différentes des notations originales de Howe. Le repère orthonormé  $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  est centré sur le bord de fuite d'une pale prise pour référence. On définit le vecteur position de l'observateur  $\vec{M}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ . Howe utilise un repère centré entre le bord de fuite et le bord d'attaque, on travaillera donc ici sur le vecteur position  $\vec{M}'_0 = \vec{M}_0 + (c/2, 0, 0)$  pour garder le même formalisme.

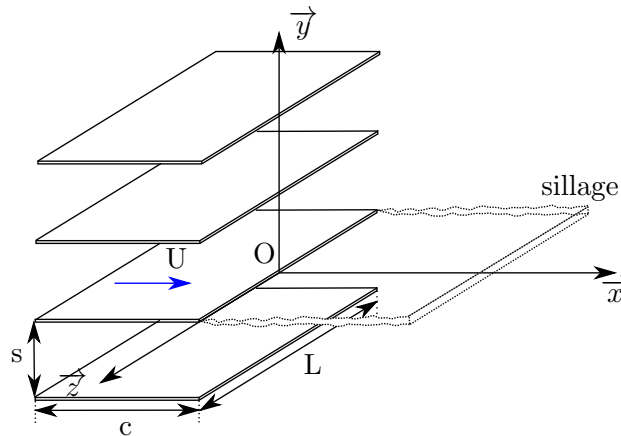


FIGURE 2.6 – Notations utilisées pour les modèles de bruit de bord de fuite de grille

Pour établir son modèle analytique, Howe travaille sur l'enthalpie d'arrêt  $\mathcal{B}$  qu'il considère comme variable acoustique fondamentale. Elle est définie à partir de l'enthalpie spécifique du fluide  $w$  telle que  $dw = dp/\rho$  [90] et de la vitesse locale de l'écoulement  $\vec{v}$ .

$$\mathcal{B} = w + \frac{1}{2}|\vec{v}|^2 \quad (2.9)$$

En champ lointain dans un référentiel convecté à la vitesse de l'écoulement principal, la pression acoustique est proportionnelle à cette quantité :  $p = \rho_0 \mathcal{B}$ . Dans la théorie linéaire des petites perturbations aérodynamiques,  $\mathcal{B}$  vérifie l'équation d'onde inhomogène :

$$\left( \frac{1}{c_0^2} \frac{D^2}{Dt^2} - \vec{\nabla}^2 \right) \mathcal{B} = \text{div}(\vec{\omega} \wedge \vec{U}) \quad (2.10)$$

avec  $D/Dt = \partial/\partial t + U\partial/\partial x$ . On constate que les variations de  $\mathcal{B}$  sont générées par la quantité  $\text{div}(\vec{\omega} \wedge \vec{U})$  où apparaît la vorticité  $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{v}$  et le vecteur vitesse de l'écoulement moyen  $\vec{U} = (U, 0, 0)$  qui est parallèle à la corde. L'application du théorème de Green permet d'exprimer la solution de cette équation en utilisant la fonction de Green  $G$  de la grille d'aubes.

$$\mathcal{B}(\vec{M}'_0, t) = - \iiint_V \int_0^{+\infty} (\vec{\omega} \wedge \vec{U})(\vec{M}_s, \tau) \cdot \vec{\nabla} G(\vec{M}'_0, \vec{M}_s; t - \tau) d^3 \vec{M}_s d\tau \quad (2.11)$$

Les seules régions contributrices de l'intégrale 2.11 sont les zones de perturbations turbulentes, l'intégration peut donc être effectuée uniquement dans un volume  $V$  entourant le bord de fuite où sont situées les sources.  $\vec{M}_s = (x_s, y_s, z_s)$  représente la position des sources et  $\vec{M}'_0$  celle de l'observateur.

C'est grâce aux hypothèses de faible nombre de Mach  $M^2 \ll 1$  et de compacité de la grille  $ks \ll 1$  que Howe peut exprimer simplement en champ lointain la fonction de Green  $G$  à travers sa transformée de Fourier  $\tilde{G}$ . Il  crit

$$G(\vec{M}'_0, \vec{M}_s, t - \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(\vec{M}'_0, \vec{M}_s, \omega) e^{-i\omega(t-\tau) + M(x'_0 - x_s)/c_0} d\omega \quad (2.12)$$

$$\tilde{G} \approx \frac{e^{ik(|\vec{M}'_0| - |\nu_1|c/2 - \nu_2\varphi^* - \nu_3z_s)}}{8\pi^2 |\vec{M}'_0 - \vec{M}_s|} \left( e^{-ik(\nu_1x_s - |\nu_1|c/2)} + R e^{ik(\nu_1x_s - |\nu_1|c/2)} \right) \quad (2.13)$$

où  $\vec{\nu} = \vec{M}'_0/|\vec{M}'_0| = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ ,  $R$  est le coefficient de réflexion de la grille donné dans la référence comme une fonction de  $\vec{\nu}$ , la pulsation  $\omega$  et la corde  $c$  et

$$\varphi^*(x_s, y_s) = \Re\{w(z)\} \quad (2.14)$$

$$z = x_s + iy_s \quad (2.15)$$

$$w(z) = -\frac{is}{\pi} \ln \left( \cosh(\pi z/s) + \sqrt{\cosh^2(\pi z/s) - \cosh^2(\pi a/s)} \right) \quad (2.16)$$

Cette formulation simplifiée est valable lorsque  $ks \ll 1$ , ce qui équivaut à  $f \ll 780$  Hz dans notre configuration. L'application au bruit de bord de fuite passe par l'utilisation de la transformée de Fourier du champ de pression pariétale en nombre d'ondes *et* en fréquence  $P(K_x, K_z, \omega)$ . D'après Howe, la densité spectrale de puissance acoustique  $S_{pp}$  d'une grille comportant  $B$  aubes d'envergure  $L$  dans un écoulement de nombre de Mach  $M$  et de solidité  $\sigma = c/s$  s'exprime par

$$S_{pp}(\omega, \vec{M}'_0) = \frac{BcL[\nu_2(1 - M\nu_1)]^2}{16c_0^2 |\vec{M}'_0|^2} \left[ \frac{\tanh(\pi\sigma/2)}{\pi\sigma/2} \right] \omega^2 |\mathcal{F}(\vec{\nu}, \omega)|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(K_x, 0, \omega)}{|K_x|} dK_x \quad (2.17)$$

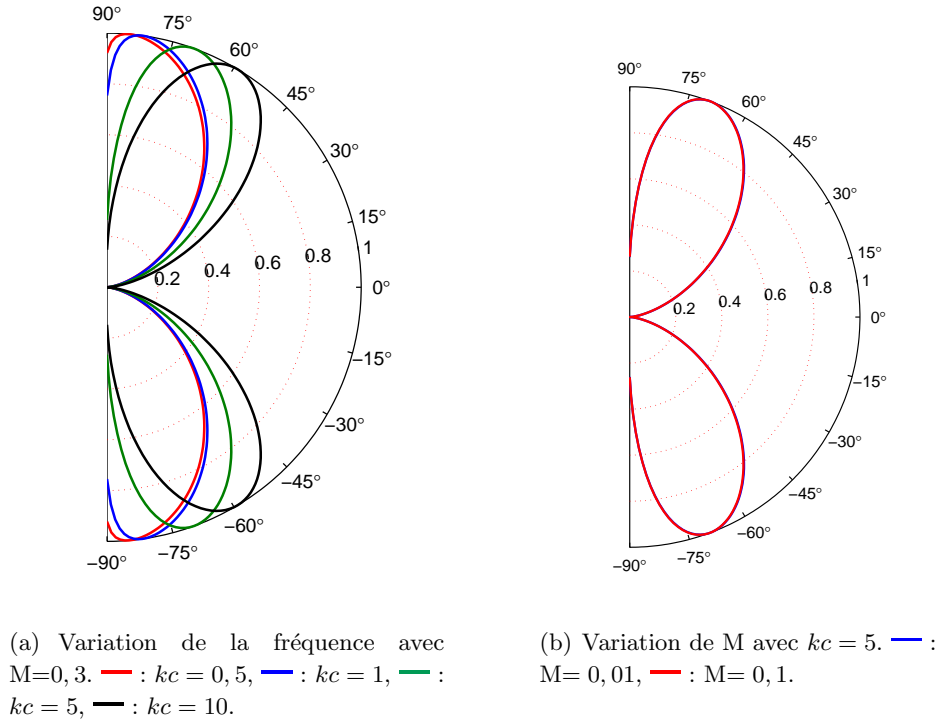


FIGURE 2.7 – Directivité du bruit de bord de fuite de grille vers le secteur aval obtenue avec le modèle de Howe. On trace la quantité  $(\nu_2(1 - M\nu_1))^2 \times |\mathcal{F}|$  normalisée par sa valeur maximale sur  $\theta \in [-\pi/2, +\pi/2]$ .  $c = 0, 1\text{m}$ .

Dans l'expression 2.17, la fonction  $\mathcal{F}$  traduit les interactions aube-à-aube. Lorsque l'observateur est vers le secteur aval,  $\mathcal{F}$  est donnée par l'expression 2.18 suivante. Notons que la directivité du rayonnement acoustique dans l'expression 2.17 est entièrement déterminée par  $(\nu_2(1 - M\nu_1))^2 \times \mathcal{F}$ .

$$\mathcal{F}(\vec{\nu}, \omega) = 2|\nu_1| \left[ \frac{|\nu_1| + \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2} - (|\nu_1| - \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2})e^{2ikc\sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2}}}{[|\nu_1| + \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2}]^2 - [|\nu_1| - \sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2}]^2 e^{2ikc\sqrt{\nu_1^2 + \nu_2^2}}} \right] \quad (2.18)$$

La fonction de directivité normalisée est tracée sur la figure 2.7-a pour différentes fréquences allant de 270 Hz à 5400 Hz. Les fréquences choisies dépassent le cadre strict d'application du modèle. Pour les très basses fréquences, la courbe de directivité est confondue avec celle à  $kc = 0,5$  où le diagramme est quasiment dipolaire. On note la ligne d'extinction  $\theta = \pm 90^\circ$  qui distingue la directivité de la grille de celle du profil isolé où en basse fréquence la direction normale est celle des amplitudes maximales. La figure 2.7-a est symétrique par rapport à  $\theta = 0^\circ$  car le calage de la grille est supposé nul et l'écoulement incident parallèle à la corde. De ce point de vue, l'installation expérimentale se démarque fortement du modèle car on a vu que le côté des intrados est significativement plus bruyant que celui des extrados. Enfin l'augmentation de la fréquence décale les lobes de directivité du secteur aval vers les faibles valeurs de  $|\theta|$ . Ceci suit qualitativement les constatations expérimentales faites au chapitre précédent. La figure 2.7-b illustre la faible influence du nombre de Mach sur la directivité, ce qui est en accord avec les observations expérimentales. En revanche nous pouvons constater sur la figure 2.7 que les interférences acoustiques liées aux réflexions internes mesurées vers

$f \simeq 5000$  Hz ne sont pas retracées par le modèle. Ceci est dû à l'hypothèse de compacité utilisée  $ks \ll 1$  qui restreint le modèle aux très basses fréquences. En effet, les interférences concernées ne sont manifestes que pour des longueurs d'onde acoustiques inférieures à une dimension caractéristique de la grille comme le pas inter-aube  $s$ , ce qui se traduit mathématiquement par  $ks \gtrsim 1$ . La gamme fréquentielle d'application du modèle est donc bien distincte de celle des interférences acoustiques.

Le facteur  $[\tanh(\pi\sigma/2)/(\pi\sigma/2)]$  dans l'expression 2.17 est d'après Howe caractéristique de l'effet de grille et représente l'influence de la solidité  $\sigma$  sur le rayonnement acoustique. Selon ce modèle, augmenter  $\sigma$  revient à diminuer le rayonnement acoustique et puisque ce facteur est inférieur à 1, l'effet de grille est globalement atténuateur.

Le terme  $\int P/|K_x| dK_x$  dans l'expression 2.17 représente l'intensité des sources liées aux fluctuations de pression en paroi. Howe utilise le modèle empirique de Chase [31] pour exprimer explicitement  $P(K_x, 0, \omega)$  en fonction des paramètres de la couche limite. L'intégration sur  $K_x$  vient du fait que la turbulence n'est pas purement figée et convectée à une vitesse unique au dessus du bord de fuite mais que plusieurs nombres d'ondes  $K_x$  (autres que  $\omega/U_c$ ) contribuent au rayonnement acoustique à la pulsation  $\omega$ .  $P(K_x, 0, \omega)$  contient une grande quantité d'information sur la pression que les mesures ne suffisent pas à décrire complètement. En revanche, en utilisant l'hypothèse de turbulence figée, nous pouvons exprimer  $P$  à partir des mesures et nous affranchir de l'utilisation d'un modèle empirique. Ceci nous fournira un premier aperçu des prédictions avec le modèle de Howe.

L'hypothèse de turbulence figée implique que le champ de pression est simplement convecté à la vitesse  $U_c$  et qu'il est entièrement décrit par sa densité spectrale en nombres d'onde<sup>6</sup>  $\Pi_0(K_x, K_z)$  [ $\text{Pa}^2 \cdot \text{m}^2$ ].  $P$  doit être considérée comme une fonction généralisée de masse concentrée en  $K_x = \omega/U_c$  [93]. Le lien entre  $P$  et  $\Pi_0$  est alors

$$P(K_x, K_z, \omega) = \Pi_0(K_x, K_z)\delta(\omega - K_x U_c) \quad (2.19)$$

où  $\delta$  représente la distribution de Dirac.  $\Pi_0$  a été exprimé par Schlinker & Amiet [131] en fonction des quantités mesurées sans faire appel au modèle de Corcos sous la forme  $\Pi_0(\omega/U_c, K_z) = \Phi_{pp}(\omega)l_z(K_z, \omega)U_c/\pi$ . Pour le modèle de Howe, on a donc

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(K_x, 0, \omega)}{|K_x|} dK_x = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Pi_0(\omega'/U_c, 0)}{|\omega'|} \delta(\omega - \omega') d\omega' \quad (2.20)$$

$$= \frac{\Pi_0(\omega/U_c, 0)}{|\omega|} \quad (2.21)$$

$$= \frac{U_c}{\pi|\omega|} \Phi_{pp}(\omega)l_z(0, \omega) \quad (2.22)$$

et l'expression de la densité spectrale de puissance acoustique devient :

$$S_{pp}(\omega, \vec{M}'_0) = \frac{BcL\omega[\nu_2(1 - M\nu_1)]^2}{16\pi c_0^2 |\vec{M}'_0|^2} \left[ \frac{\tanh(\pi\sigma/2)}{\pi\sigma/2} \right] |\mathcal{F}(\vec{\nu}, \omega)|^2 U_c \Phi_{pp}(\omega) l_z(0, \omega) \quad (2.23)$$

Dans l'expression 2.23, la seule rafale de pression contributrice au champ lointain acoustique est celle dont le front d'onde est parallèle au bord de fuite ( $K_z = 0$ ) par construction

6. La quantité  $\Pi_0$  définie ici est à distinguer de celle utilisée par Roger & Moreau [121] qui s'exprime en [ $\text{Pa}^2 \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ].

du modèle. C'est également le cas dans les théories du bruit de profil dans l'approximation de grand allongement, mais c'est une différence notable avec le modèle de grille de Glegg qui sera étudié dans la section 2.4 et qui prend en compte les rafales obliques.

### 2.3.2 Comparaison aux mesures acoustiques

Dans cette section, les spectres acoustiques prédits par le modèle de Howe en utilisant la formulation 2.23 sont comparés aux mesures en champ lointain. Les données d'entrée de ce modèle sont identiques à celles du modèle d'Amiet, c'est-à-dire que le spectre de pression pariétal  $\Phi_{pp}(\omega)$  est assimilé au spectre moyen des sondes de pression instationnaire près de l'extrados de l'aube centrale, la longueur de cohérence transverse  $l_z$  est interpolée en utilisant la méthode de la section 1.5.2 tandis que la vitesse de convection  $U_c$  est dépendante de la fréquence et approchée par la courbe présentée dans la section 1.5.3. L'effet des couches de cisaillement n'est pas pris en compte ici puisqu'il n'implique que des corrections mineures.

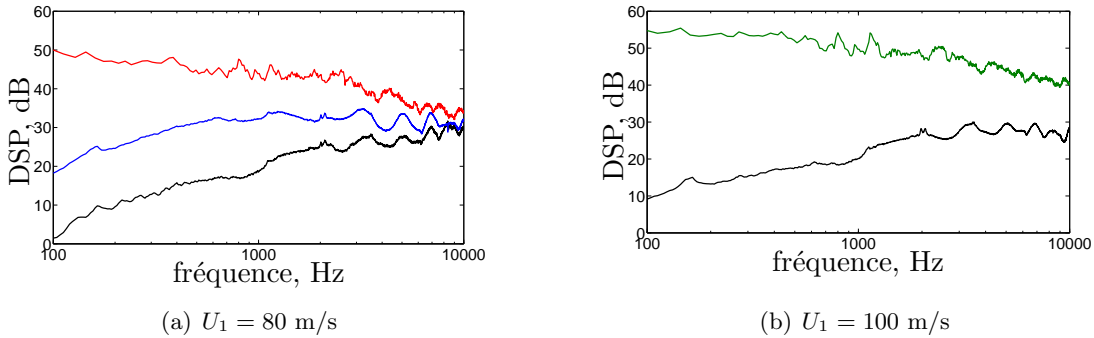


FIGURE 2.8 – Application du modèle de Howe au cas de la grille et comparaison aux mesures.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $\theta = 40^\circ$ . — : mesure à  $U_1 = 80$  m/s, — : mesure à  $U_1 = 100$  m/s, — : prédiction en utilisant l'équation 2.23 — : prédiction en utilisant l'équation 2.24

La confrontation à la mesure est présentée sur la figure 2.8 à 80 m/s et 100 m/s. Des écarts importants sont constatés, en particulier en basse fréquence où le modèle est censé être plus adapté. Or les routines et notamment la fonction  $\mathcal{F}$  ont été contrôlées à l'aide des figures présentées dans la publication de Howe. Dans sa forme actuelle, le modèle ne permet donc pas de prédire le bruit de grille d'aubes de manière satisfaisante.

Howe fournit aussi une approximation destinée à mettre en exergue l'effet de grille en utilisant le spectre de bruit de bord de fuite de profil isolé  $S_{pp}^0$

$$S_{pp} \approx S_{pp}^0 B \left[ \frac{\tanh(\pi\sigma/2)}{\pi\sigma/2} \right] |\mathcal{F}(\vec{\nu}, \omega)|^2 \quad (2.24)$$

Nous présentons également le résultat de cette approximation en bleu sur la figure 2.8 en utilisant pour  $S_{pp}^0$  le spectre prédit par le modèle d'Amiet de la section 2.1.1 et en ignorant le facteur  $B$  puisque la sommation sur les 7 aubes a déjà été effectuée. Cette formulation présente des écarts moins marqués par rapport à l'expérience mais toujours trop importants en basse fréquence. En l'état actuel, ce modèle ne permet donc pas de prédire correctement le bruit de bord de fuite de la grille d'aubes; en particulier, le gabarit spectral n'est pas bien prédit, ni la dépendance en vitesse. Il est peu vraisemblable que l'angle de calage non pris en compte dans le modèle soit responsable de tels écarts, notamment parce que Koch

prédit une faible influence de ce paramètre dans son modèle de grille. En revanche, les rafales obliques négligées dans ce premier modèle pourraient induire une augmentation notable du spectre acoustique. Mais il reste étonnant que les deux formulations utilisées aboutissent à des niveaux acoustiques si différents car les modèles de Howe et d'Amiet sont théoriquement équivalents et l'approximation introduite dans l'équation 2.24 modifie en principe peu les niveaux acoustiques. Une erreur dans le modèle d'origine, dans sa programmation ou dans les modifications apportées n'est donc pas à écarter.

## 2.4 Modèle de grille de Glegg

Le modèle de Glegg [57] aborde le problème du bruit de bord de fuite d'une grille linéaire en prenant en compte le rayonnement des rafales obliques. La grille possède un angle de calage  $\chi$  non nul (voir le schéma 2.9 pour les notations). Il met à profit l'hypothèse du rotor déroulé pour considérer des sources périodiques dans la direction de la grille ( $x = y \tan \chi$ ) et résout les équations de propagation au moyen de la technique de Wiener-Hopf. Les bords d'attaque sont rejetés à l'infini amont si bien qu'aucune interaction entre les bords d'attaque et les bords de fuite n'est considérée. Ceci correspond à la première étape de la procédure itérative décrite dans la section 2.2. Le champ acoustique aval est décrit en fonction d'une répartition de quadripôles  $Q$  qui modélise la turbulence de la couche limite diffractée. Les rafales obliques de ce champ turbulent, c'est-à-dire celles dont le front d'onde n'est pas parallèle aux bords de fuite, sont prises en compte et nous verrons qu'elles peuvent contribuer fortement au champ lointain. Dans cette section, on présente brièvement le modèle dans sa formulation initiale, puis l'adaptation à la configuration expérimentale et enfin la comparaison avec les mesures du chapitre 1.

### 2.4.1 Formulation d'origine

Les notations de Glegg sont conservées dans ce paragraphe, excepté pour le vecteur de nombres d'onde aérodynamiques que l'on note comme jusqu'à présent  $\vec{K} = (K_x, 0, K_z)$ . La grille d'aubes comporte  $B$  pales. On considère une couche limite unique située sur la pale  $n = 0$  et reproduite périodiquement toutes les  $B$  pales. Cette périodisation est justifiée par le fait que l'on s'intéresse initialement à des géométries annulaires et est essentielle pour la résolution analytique des équations.

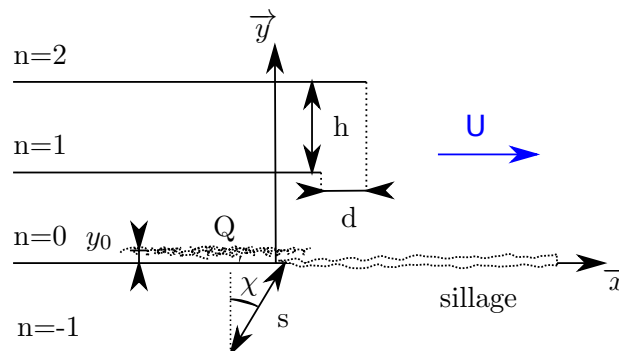


FIGURE 2.9 – Notations utilisées pour le modèle de bruit de bord de fuite de grille de Glegg

Le modèle de Glegg est construit à partir de l'équation de Lighthill écrite sur la fluctuation de masse volumique généralisée notée  $\rho$ . Pour des bas nombres de Mach,  $\rho$  est liée en champ lointain à la perturbation de pression acoustique par l'équation d'état  $p = c_0^2 \rho$ .

$$\frac{D^2 \rho'}{Dt^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} - \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Delta p_n \delta(y - nh) \quad (2.25)$$

Dans l'expression 2.25, la notation  $D/Dt$  exprime la dérivée particulaire généralisée,  $\partial/\partial y_i$  représente la dérivée partielle par rapport à l'une des coordonnées  $x$ ,  $y$ , ou  $z$  selon la valeur de  $i = 1..3$ , tandis que  $T_{ij}$  est le terme source quadripolaire de Lighthill lié à la turbulence de la couche limite située à une hauteur  $y_0 \ll h$  de la surface de l'aube  $n = 0$ . Le champ de pression incident  $p_i$  est déterminé à partir de  $T_{ij}$ . Il est à l'origine du champ acoustique diffracté  $p_s$  généré lorsque la perturbation passe près du bord de fuite.

Cette approche est originale parce qu'elle écrit la pression de perturbation incidente en paroi (que l'on estime généralement incompressible et non propagative) comme une pression acoustique produite par les quadripoles situés dans la couche limite. Les ondes acoustiques ainsi générées sont évanescentes.  $\Delta p_n$  est le saut de pression à la surface de l'aube  $n$  induit par la diffraction de cette couche limite. L'utilisation des fonctions généralisées permet d'écrire ce terme comme s'il s'agissait d'une source acoustique de nature dipolaire du fait de l'opérateur  $\partial/\partial y$ .

La première étape consiste à exprimer  $p_i$  comme solution de 2.25 avec uniquement le terme quadripolaire ( $\partial^2 T_{ij}/\partial y_i \partial y_j$ ) dans le membre de droite. Pour une couche limite unique, ce terme source convecté à la vitesse  $U_c$  est développé grâce à des transformées de Fourier selon  $x$  et  $z$  et sommé sur toutes les hauteurs  $y_0$ .

$$\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} q(K_x, K_z, y_0) \delta(y - y_0) e^{iK_x(x - U_c t) + iK_z z} dK_x dK_z dy_0 \quad (2.26)$$

Le principe de superposition permet d'étudier séparément les contributions de toutes ces rafales. Ainsi, on peut isoler une rafale d'amplitude  $q$  et de pulsation  $\omega = K_x U_c$ . Pour cette rafale excitatrice, l'équation à résoudre pour le premier problème est

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D^2 p_i}{Dt^2} - \nabla^2 p_i = q(K_x, K_z, y_0) \delta(y - y_0) e^{-i\omega t + iK_x x + iK_z z} \quad (2.27)$$

La solution  $p_i^i$  de cette équation pour une couche limite isolée sans paroi est

$$p_i^i = Q \exp(-i\omega t + iK_x x + i\zeta_c |y - y_0| + iK_z z) \quad (2.28)$$

$$\zeta_c = \sqrt{\frac{(\omega - K_x U)^2}{c_0^2} - K_x^2 - K_z^2} \quad (2.29)$$

$$Q = iq/(2\zeta_c) \quad (2.30)$$

D'après Glegg, on a  $|K_x| > |k| = |\omega|/c_0$  et  $\Im(\zeta_c) > 0$ .  $p_i^i$  décroît donc exponentiellement de part et d'autre de la couche limite. Lorsque l'on considère le rotor déroulé, la solution 2.28 doit être sommée sur les pales  $n = mB$ ,  $m \in \mathbb{Z}$ . Le résultat  $p_i$  est alors périodique dans la direction de la grille et Glegg développe cette expression en série de Fourier avec les coefficients  $F_p$ ,  $p \in \mathbb{Z}$ . On obtient l'expression :



$$p_i = Q \exp(-i\omega t + iK_x x + iK_z z - iK_x(y - y_0)d/h) \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} F_p e^{-2\pi i p(y-y_0)/Bh} \quad (2.31)$$

Cette pression incidente est d'origine hydrodynamique et si on néglige l'effet des aubes  $m \neq 0$ , nous pourrions l'identifier à la pression mesurée en paroi en  $y = 0$ . Cette première solution permet de formuler le deuxième problème, celui de la pression diffractée  $p_s$ , solution de :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D^2 p_s}{Dt^2} - \nabla^2 p_s = -\frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Delta p_n \delta(y - nh) \quad (2.32)$$

avec les conditions aux limites

$$\frac{\partial p_s}{\partial y} = -\frac{\partial p_i}{\partial y} \quad \text{pour } x < nd \quad \text{et } y = nh \quad (2.33)$$

$$\Delta p_n(x) = 0 \quad \text{pour } x > nd \quad (2.34)$$

La condition 2.33 correspond à la condition de glissement en paroi des aubes. La pression incidente  $p_i$  a été calculée en champ libre sans condition de surface, elle ne vérifie donc pas cette condition à elle seule. On demande en revanche à la pression fluctuante totale  $p_i + p_s$  de la satisfaire. La condition 2.34 correspond à la condition de Kutta qui impose qu'il n'y ait pas de saut de pression fluctuante à travers le sillage proche. Ceci requiert l'annulation du saut de pression  $\Delta p_n = (p_i + p_s)(x, y = nh^+) - (p_i + p_s)(x, y = nh^-)$  lorsque  $x > nd$ .

La résolution du système est faite indépendamment pour chaque mode de Fourier  $p$  en notant que la réponse de chaque pale  $n$  à cette composante de Fourier est identique en amplitude à celle de la pale  $n = 0$  mais déphasée de  $-2\pi n p/B$ . Cette remarque permet d'utiliser les résultats du bruit de bord d'attaque de grille. Le développement mathématique n'est pas reproduit dans ce document, mais le lecteur intéressé pourra se reporter à la publication de Glegg [57].

L'expression finale du champ de pression acoustique complexe en aval donnée par Glegg est

$$p_s = \frac{-2\pi i}{Bh} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} Q H_m(K_x) e^{-i\omega t + iK_z z} \frac{K_m^- e^{-i\gamma_m^-(x-yd/h) - 2i\pi m y/Bh}}{(2\pi)^2 i(\gamma_m^- + K_x) J_+^{(m)}(-K_x) J_-^{(m)}(\gamma_m^-)} \quad (2.35)$$

où

$$\gamma_m^- = -A - \sqrt{A^2 - C^2} \quad (2.36)$$

$$A = \frac{-2\pi m d/Bh - \omega h M/c_0}{h(1 + d^2/h^2 - M)} \quad (2.37)$$

$$C^2 = \frac{(2\pi m/Bh)^2 + K_z^2 - (\omega/c_0)^2}{1 + d^2/h^2 - M} \quad (2.38)$$

$$K_m^- = \frac{-(\gamma_m^- d - 2\pi m/B)/2i}{\beta^2 h(\kappa M - \gamma_m^-) - (d/h)(\gamma_m^- d - 2\pi m/B)} \quad (2.39)$$

$$\beta^2 = 1 - M^2 \quad (2.40)$$

$$\kappa = \omega/\beta^2 c_0 \quad (2.41)$$

$$H_m(K_x) \simeq i\zeta_c e^{i\zeta_c |y_0|} \quad (2.42)$$

Les fonctions  $J_{\pm}^{(m)}$  sont issues de la procédure de factorisation de Wiener-Hopf. Leur expression complète est donnée en annexe F. Ces fonctions interviennent également dans le problème du bruit de bord d'attaque de grille.  $J_+$  (respectivement  $J_-$ ) ne possède ni zéros ni pôles dans le demi-plan complexe supérieur (respectivement inférieur). Pour cette application, elles sont évaluées par la méthode de Richardson décrite dans la thèse de Posson[111]<sup>7</sup> et reprise dans l'annexe F. La méthode de Richardson permet l'évaluation numérique rapide des fonctions  $J_{\pm}^{(m)}$  et donne accès à l'argument et non uniquement au module comme le fait la méthode proposée par Glegg. Cependant, cette dernière méthode nous a permis de valider la programmation des fonctions  $J_{\pm}^{(m)}$ .

La simplification 2.42 proposée par Glegg de la fonction  $H_m$  est valable si  $K_x h \gg 1$  et  $|y_0| < h$ . Dans notre configuration, la première condition équivaut à  $f \gg 180Hz$ . La deuxième hypothèse est justifiée par le fait que l'écoulement n'est pas décollé et que les couches limites restent très minces.

### 2.4.2 Conditions de propagation

Dans la formulation 2.35,  $p_s$  s'exprime comme une somme de modes d'ordre  $m$  dont la structure spatiale est donnée par  $\exp(-i\gamma_m^-(x - yd/h) - 2i\pi my/Bh + iK_z z)$ . L'un des attraits du modèle de Glegg est qu'il permet d'avoir facilement accès aux conditions de propagation de ces modes en champ lointain et à la notion de fréquence de coupure. La partie imaginaire de  $\gamma_m^-$  détermine le caractère rayonnant ou évanescent du mode  $m$  : celui-ci est évanescent si et seulement si  $\Im(\gamma_m^-) < 0$ . En posant  $K_m = 2\pi m/Bh$ , on obtient l'équivalence

$$\Im(\gamma_m^-) < 0 \Leftrightarrow \beta^2 K_m^2 - 2K_m \frac{\omega d M}{c_0 h} - \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(1 + \frac{d^2}{h^2}\right) + K_z^2 \left(\beta^2 + \frac{d^2}{h^2}\right) > 0 \quad (2.43)$$

Le discriminant  $\Delta = 4(\beta^2 + d^2/h^2)(k^2 - \beta^2 K_z^2)$  de cette inégalité du second degré en  $K_m$  où le coefficient quadratique  $\beta^2$  est toujours positif en écoulement subsonique permet de distinguer plusieurs cas :

- $\Delta < 0 \Leftrightarrow |K_z| > |\omega/(\beta c_0)| = K_z^c$ . Dans ces conditions,  $\forall K_m$ ,  $\Im(\gamma_m^-) < 0$ , tous les modes sont évanescents, y compris le mode plan  $m = 0$ ; la rafale oblique est donc coupée. Autrement dit, à fréquence donnée il existe un nombre d'onde transverse de coupure  $K_z^c$  au delà duquel aucune rafale n'est propagée en champ lointain. Cette condition correspond exactement à la condition de coupure soulignée par Roger & Moreau [121] dans la théorie du bruit de bord de fuite de profil isolé. La rafale est dite *subcritique* si  $|K_z| > K_z^c$ . Pour les profils isolés d'envergure infinie, les rafales subcritiques ne rayonnent pas en champ lointain. D'après le modèle de Glegg, c'est également le cas dans une grille d'aubes. Si  $\vartheta = \arctan(K_z/K_x)$  désigne l'inclinaison de la rafale par rapport à la corde, cette condition équivaut à  $|\vartheta| > \arctan(M/\alpha\beta)$  où  $\alpha = U/U_c$ . Ecrite sous cette forme, cette condition est indépendante de la fréquence. Dans notre configuration de référence, cette inclinaison critique est de  $10,7^\circ$ .
- $\Delta > 0$ . Les rafales sont appelées *supercritiques* dans la dénomination des profils isolés. Dans ce cas, le polynôme admet deux racines réelles notées  $K^-$  et  $K^+$ . Le mode  $m$  est propagatif si et seulement si  $K^- \leq K_m \leq K^+$ . En reprenant certaines notations de

---

7. un facteur  $k!$  a été rajouté au dénominateur de la dernière équation p318.

Glegg (eq. 2.44-2.46), cette condition<sup>8</sup> s'écrit  $|f_m| \leq \kappa_e$ . Nous retrouvons cette même condition dans le problème de l'interaction des bords d'attaque avec une turbulence incidente [59] traitée avec la même technique par Glegg.

$$\kappa = \frac{\omega}{c_0 \beta^2} \quad (2.44)$$

$$\kappa_e = \sqrt{\kappa^2 - \left(\frac{K_z}{\beta}\right)^2} \quad (2.45)$$

$$f_m = \frac{kMd/\beta^2 h - 2\pi m/Bh}{\sqrt{\beta^2 + (d/h)^2}} \quad (2.46)$$

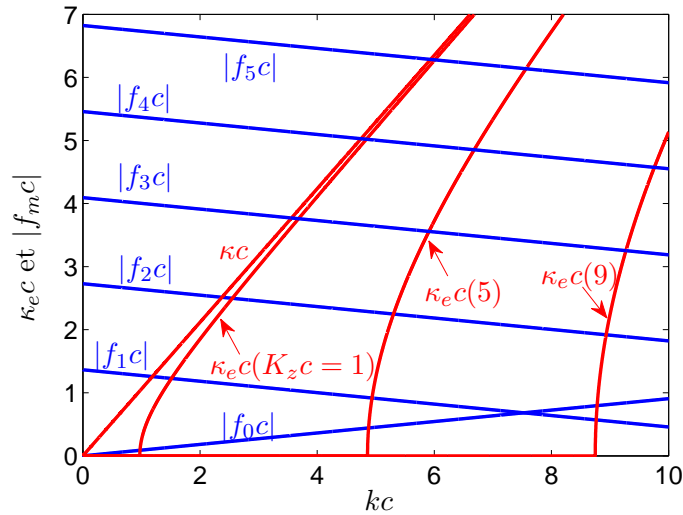


FIGURE 2.10 – Diagramme des conditions de propagation dans le modèle de Glegg,  $M=80$  m/s,  $\chi = 20^\circ$ ,  $s = 0,07$ m,  $c = 0,1$ m.

La condition de propagation est illustrée en version adimensionnelle par la figure 2.10 avec les paramètres utilisés dans l'expérience. Les nombres d'onde critiques  $|f_m|$  sont tracés pour  $0 \leq m \leq 5$  ainsi que le nombre d'onde compressible  $\kappa$  correspondant à la rafale parallèle ( $K_z = 0$ ) et divers nombres d'onde compressibles  $\kappa_e$  liés aux rafales obliques en gardant  $K_z c$  constant avec  $K_z c = 1; 5$  et  $9$ . Ainsi une rafale oblique de pulsation  $\omega$  et de nombre d'onde  $K_z$  peut être placée dans le plan  $(kc, \kappa_e c)$  et les modes propagatifs excités par cette rafale sont définis par les lignes  $|f_m c|$  situés *sous* la position de la rafale. De la figure 2.10 suivent plusieurs constatations :

- ◇ pour la rafale parallèle, il y a pour toutes les fréquences au moins un mode propagatif qui est le mode plan  $m = 0$ . Lorsque  $kc$  augmente, la composition modale s'enrichit progressivement similairement à l'analyse classique de la propagation en conduit,
- ◇ pour les rafales obliques,  $\kappa_e$  n'est réel qu'à partir de la condition de coupure rencontrée plus haut  $|k| = \beta|K_z|$  et qui correspond sur la figure 2.10 à l'intersection de la courbe  $\kappa_e$  avec l'axe des abscisses. Pour les fréquences supérieures à cette fréquence de

8.  $f_m$  est bien homogène à un nombre d'onde et non à une fréquence.

coupure, il existe un petit intervalle de fréquences sur lequel la courbe caractéristique de la rafale (en rouge sur la figure) est située sous les droites de coupure des modes 0; 1 et de tous les modes supérieurs (en bleu). Par conséquent, aucun mode n'est contributif et la rafale est évanescence bien que supercritique. Ceci constitue une différence notable avec le cas du profil isolé où toutes les rafales supercritiques sont propagatives,

- ◇ lorsque  $h \rightarrow +\infty$ ,  $f_m \rightarrow 0$ ,  $\forall m$  si bien que la condition  $|f_m| \leq \kappa_e$  est toujours vérifiée et toutes les rafales supercritiques deviennent propagatives, l'analyse du profil isolé est donc compatible avec celle de la grille de très faible solidité,
- ◇ les courbes caractéristiques  $|f_0|$  et  $|f_1|$  se croisent vers  $kc \approx 7, 5$ . Ainsi, pour la rafale oblique  $K_z c = 9$  par exemple, le mode 1 sera propagatif pour des fréquences plus basses que le mode 0,
- ◇ pour chaque mode  $m$ , il existe une pulsation de coupure  $\omega_m^c$  donnée par l'expression 2.47 en dessous de laquelle il ne peut contribuer au champ lointain. On note également que la première rafale contributive est systématiquement la rafale parallèle. L'application à notre configuration de référence fournit les valeurs  $\omega_1^c = 2\pi \times 620$  Hz,  $\omega_2^c = 2\pi \times 1240$  Hz etc. Sur la plus grande partie de la gamme de fréquences analysée, on a donc au moins deux modes contributifs.

$$\omega_m^c = \frac{2\pi m c_0 \beta^2}{Bh(\sqrt{\beta^2 + d^2/h^2} + Md/h)} \quad (2.47)$$

- ◇ enfin, pour toutes les rafales, il n'y a qu'un nombre fini de modes propagatifs<sup>9</sup>, ce qui permet de tronquer la somme 2.35 sans perte de précision.

La figure 2.11 trace le champ acoustique aval pour deux rafales parallèles d'amplitude  $Q = e^{-i\zeta_c|y_0|}/2$  en utilisant l'équation 2.35. Pour la fréquence  $kc = 1$ , seul le mode  $m = 0$  est propagatif d'après le schéma 2.10, on n'observe donc dans le champ lointain que des fronts d'ondes parallèles à la grille. La proximité de la condition de coupure du mode 1 ( $\bar{\omega}_1^c = kc = 1, 15$ ) rend les modes évanescents particulièrement importants; on les observe près de la grille. A  $kc = 3$ , les cinq modes  $|m| \leq 2$  sont propagatifs et le champ aval est plus complexe.

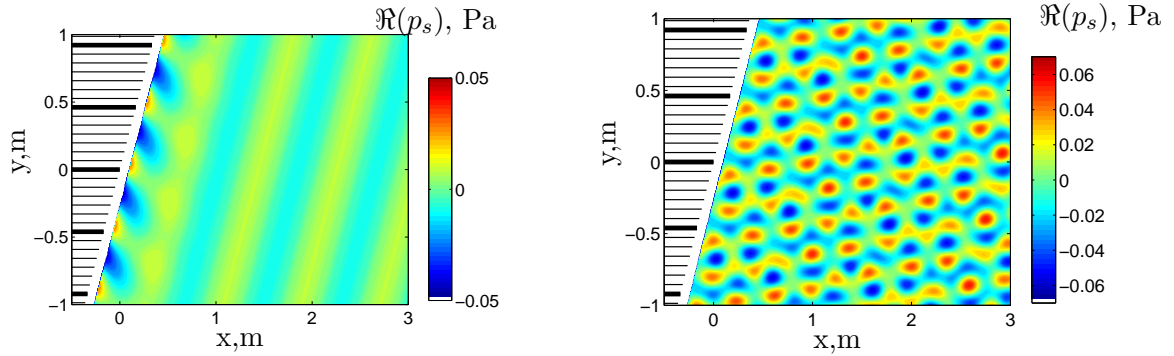
### 2.4.3 Choix du paramètre de périodicité B

Les champs présentés dans la figure 2.11 ont une structure modale apparente et le formalisme 2.35 est justifié par le fait qu'un faible nombre de modes suffit à décrire correctement le champ acoustique. Ce comportement provient essentiellement du fait que l'on a considéré une infinité de sources cohérentes et identiques dont la répartition spatiale est périodique.

Dans l'expérience de grille d'aubes linéaire décrite au chapitre précédent, les couches limites sont décorréélées les unes des autres et la périodicité de la source n'a pas lieu d'être. Une conséquence pratique est que la puissance acoustique dans l'expérience décroît lorsque le microphone s'éloigne de la grille tandis que dans une grille périodique, la puissance acoustique est conservée quelque soit la distance de l'observateur. Pour s'affranchir de l'influence des sources périodiques voisines, on choisit ici une valeur de  $B$  suffisamment grande pour assurer la convergence du champ acoustique dans la zone de mesure et on isole ainsi la contribution de

---

9. excepté pour le cas  $h \rightarrow +\infty$



(a)  $kc = \bar{\omega} = 1$ , seul le mode  $m = 0$  est propagatif. (b)  $\bar{\omega} = 3$ , seuls les modes  $|m| \leq 2$  sont propagatifs.

FIGURE 2.11 – Partie réelle du champ acoustique rayonné en aval pour une rafale incidente parallèle  $K_z = 0$  et unitaire. La couche limite excitatrice se développe sur les aubes en traits gras tandis que les autres aubes sont représentées en traits fins.  $B = 7$ ,  $U_1 = 80$  m/s,  $\chi = 20^\circ$ ,  $s = 0,07$  m,  $c = 0,1$  m,  $U_c = 0,8U_1$ . On calcule les 21 premiers modes dans les deux cas ( $|m| \leq 10$ ).

la pale  $n = 0$  de celle de ses images périodiques. Le champ acoustique généré par une couche limite sera ainsi calculé et nous reproduirons ce raisonnement pour les  $B - 1$  pales restantes. Les carrés moyens des pressions acoustiques seront ensuite additionnés car les couches limites turbulentes sont décorréliées.

L'écriture modale est moins adaptée aux grandes valeurs de  $B$  puisque le nombre de modes propagatifs à calculer croît linéairement avec  $B$ . Il est donc important de choisir une valeur assez faible pour éviter des temps de calculs trop élevés. La figure 2.12 présente les champs acoustiques aval pour une rafale parallèle de fréquence  $kc = 3$  et pour des valeurs de  $B$  de 30, 100, 1000 et 10000. A  $B = 30$ , la structure modale est encore visible et l'influence des sources voisines n'est pas négligeable. A  $B = 100$ , on distingue nettement la contribution de la pale  $n = 0$  mais l'influence des autres sources est visible proche de l'axe  $\theta = 0^\circ$ . C'est en effet dans les zones de faibles niveaux que la valeur de  $B$  requise est la plus grande. Enfin à  $B = 1000$ , le champ acoustique est dominé par la contribution de la pale centrale, y compris dans la "zone de silence"; cela est confirmé par le fait que le champ calculé avec une valeur de  $B$  dix fois supérieure est quasiment identique.

A cette fréquence  $kc = 3$ , la grille a une directivité quasi-dipolaire avec une prédominance pour le côté  $y < 0$  correspondant au côté des intrados dans l'expérience. Ceci est en accord qualitatif avec les observations expérimentales.

Une analyse plus détaillée est proposée sur la figure 2.13 pour le point d'écoute  $\theta = 40^\circ$  et  $r = 1,8$  m qui sera utilisé pour la comparaison avec les mesures. On a augmenté progressivement  $B$  pour plusieurs fréquences et on a comparé en ce point la quantité  $|p_s|^2$  qui est proportionnelle à la puissance acoustique. On constate que pour  $B < 800$ , cette quantité est sujette à des fluctuations importantes liées à des interférences qui sont très dépendantes de la position de la source. Pour des valeurs de  $B$  plus élevées,  $|p_s|^2$  converge vers une valeur indépendante de  $B$  et dominée par le rayonnement de la pale  $n = 0$ . Dans toute la suite, nous utiliserons donc la valeur  $B = 1000$ .

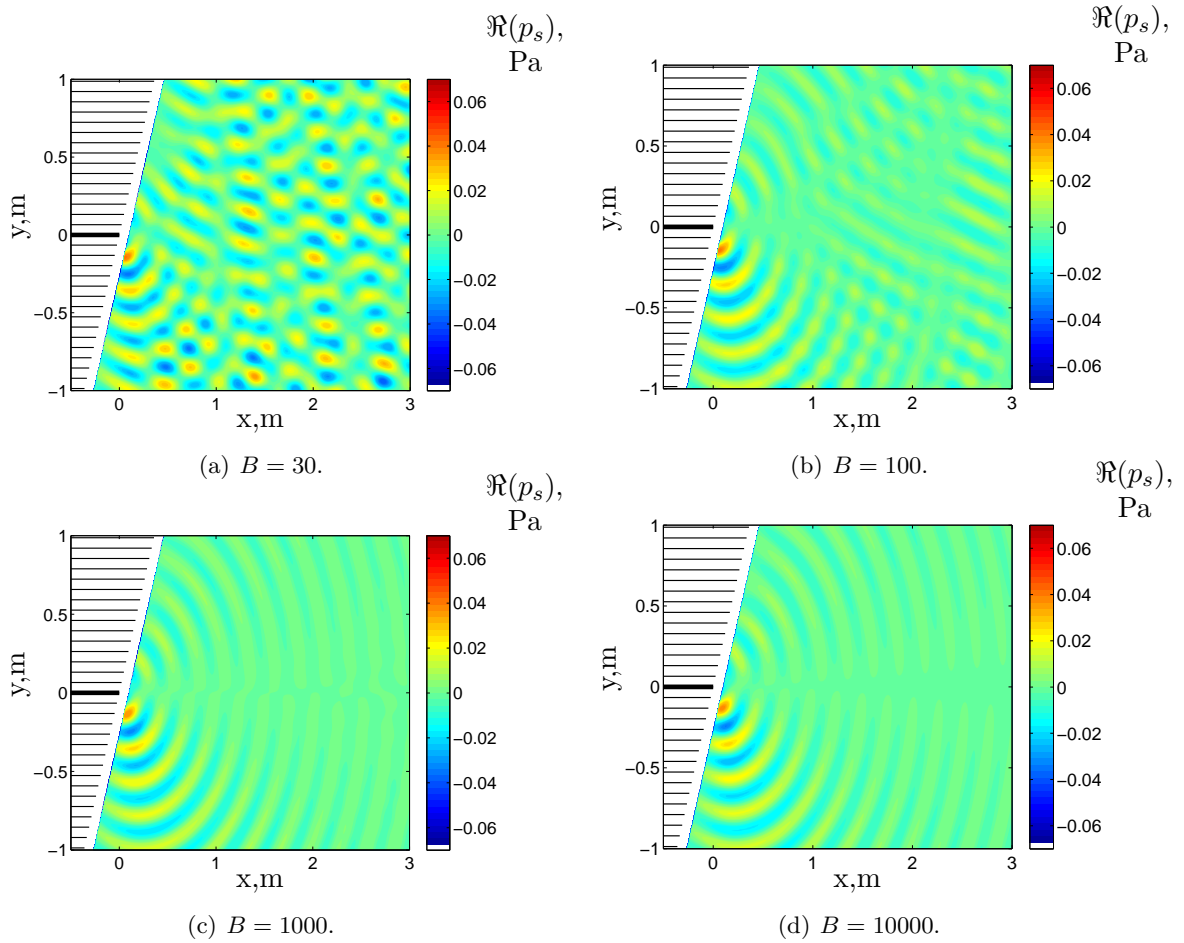


FIGURE 2.12 – Partie réelle du champ acoustique rayonné en aval pour une rafale incidente parallèle  $K_z = 0$  et unitaire et  $kc = 3$ . Etude de l'influence du paramètre de périodicité  $B$ .  $U_1 = 80$  m/s,  $\chi = 20^\circ$ ,  $s = 0,07$  m,  $c = 0,1$  m,  $U_c = 0,8U_1$ . Dans tous les cas, on calcule tous les modes propagatifs et les 10 premiers modes évanescents.

#### 2.4.4 Directivité acoustique

La directivité de la grille pour une rafale parallèle située sur la pale  $n = 0$  (avec  $B = 1000$ ) est présentée sur la figure 2.14-a pour plusieurs fréquences d'excitation. Dans le but de comparer plusieurs fréquences, on la normalise par la plus grande valeur atteinte, la dépendance de la puissance acoustique vis-à-vis de la fréquence étant étudiée sur la figure 2.14-b. La distance d'observation est à nouveau  $r = 1,8$  m. Ce point est situé dans le champ lointain acoustique lorsque  $kr > 1 \Leftrightarrow kc > c/r \simeq 0,056$ .

A  $kc = 0,5$ , la directivité polaire présente deux lobes orientés vers  $\theta \simeq 45^\circ$  et  $\theta \simeq -60^\circ$  en accord avec ce que l'on peut déjà voir sur la figure 2.12-c. Le lobe qui est dirigé du côté des intrados est supérieur en amplitude à celui des extrados. Lorsque la fréquence augmente, le lobe des intrados se scinde en deux pour former une figure de directivité plus complexe faisant apparaître plusieurs lobes secondaires. Notons que la direction d'amplitude maximale en basse fréquence  $\theta = 60^\circ$  devient une direction d'extinction en haute fréquence.

L'efficacité du rayonnement acoustique en fonction de la fréquence d'excitation est étudiée à travers la quantité  $W_{pp}(f)$  qui est le double de la densité spectrale de puissance acoustique aval. Elle est définie par l'équation :

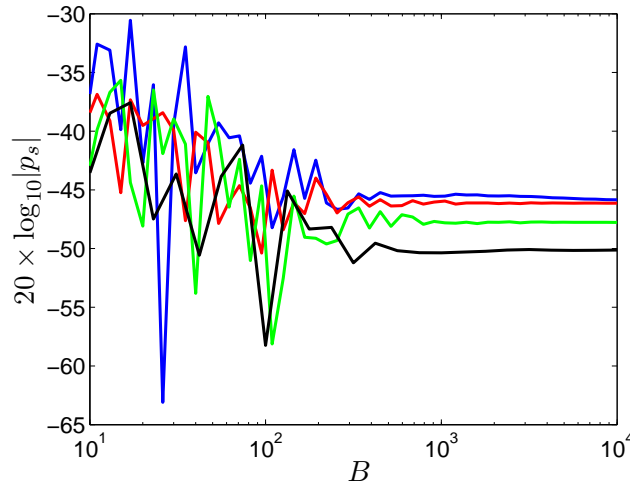
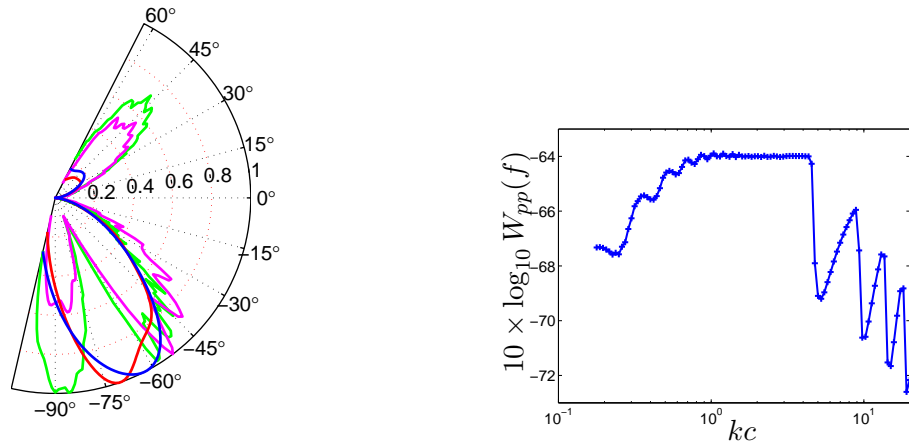


FIGURE 2.13 – Influence du paramètre de périodicité  $B$  sur l'amplitude acoustique générée par quelques rafales parallèles au point d'écoute  $\theta = 40^\circ$  et  $r = 1,8$  m . —  $kc = 1$ , —  $kc = 5$ , —  $kc = 10$ , —  $kc = 20$ .



(a) Directivité  $|p_s(\theta)|^2$  normalisée par la plus grande valeur atteinte. —  $kc = 0,5$ , —  $kc = 1$ , —  $kc = 5$ , —  $kc = 10$ .

(b) Effet de la fréquence sur la densité spectrale de puissance acoustique aval  $W_{pp}(f)$ .

FIGURE 2.14 – Etude de la directivité et de l'efficacité du rayonnement acoustique en fonction de la fréquence.  $r = 1,8$  m,  $\sigma = c/s = 1,43$ ,  $\chi = 20^\circ$ ,  $c = 0,1$  m,  $M=80/c_0$ ,  $K_z = 0$  m $^{-1}$ .

$$W_{pp}(f) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_{\theta^-}^{\theta^+} |p_s(\theta, f)|^2 d\theta \quad (2.48)$$

où  $[\theta^-, \theta^+]$  représente l'ensemble des angles d'observations disponibles. Elle permet d'avoir une information globale sur l'énergie acoustique redistribuée par la grille vers le secteur aval.  $W_{pp}(f)$  est tracée sur la figure 2.14-b.

En basse fréquence  $kc < 4$ ,  $W_{pp}$  est quasiment indépendante de la fréquence. A  $kc = 4$ , une brusque diminution de la puissance acoustique a lieu, elle correspond sur le diagramme de directivité à l'apparition du troisième lobe et au fait que  $\theta \simeq -60^\circ$  devient une direction d'extinction. L'interprétation suivante est proposée : lorsque la longueur d'onde acoustique

$\lambda$  vaut  $2s$  ( $\Leftrightarrow kc = \pi\sigma = 4.49$  dans notre cas), des interférences destructrices semblables à celles qui ont été décrites dans la section 1.4.2 se mettent en place du côté des intrados et provoquent une diminution de l'énergie acoustique rayonnée. Lorsque la fréquence augmente encore, ces interférences deviennent alternativement constructives ( $s \simeq (n/2 + 1/4)\lambda$ ) et destructrices ( $s \simeq n\lambda/2$ ). Si l'on diminue la solidité  $\sigma = c/s$  en gardant un calage constant, on constate que la fréquence d'apparition du troisième lobe est diminuée d'autant et qu'elle apparaît toujours à la fréquence adimensionnelle  $kc = \pi\sigma$ . Le modèle de Glegg permet donc de retracer au moins qualitativement les interférences observées dans les spectres mesurés.

Une cartographie de directivité est proposée sur la figure 2.15 dans un format comparable à celui de la figure 1.9 qui présente la directivité mesurée. On voit la similarité des figures d'interférences pour  $\theta < 0$  et  $f > 3\text{kHz}$ , même si dans l'expérience on n'a accès qu'aux angles d'écoute proches de l'axe et que cette étude est limitée au cas d'une pale excitée par une rafale parallèle.

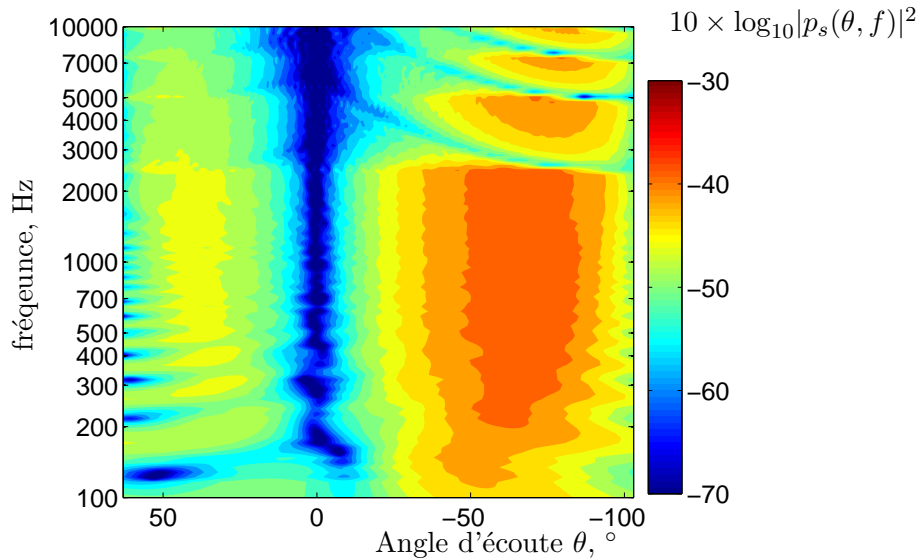


FIGURE 2.15 – Cartographie de directivité pour une pale soumise à une rafale unitaire parallèle.  $r = 1,8$  m,  $\sigma = c/s = 1,43$ ,  $\chi = 20^\circ$ ,  $c = 0,1$  m,  $M=80/c_0$ ,  $K_z = 0$  m<sup>-1</sup>.

### 2.4.5 Effet des rafales obliques

Le rayonnement des rafales obliques c'est-à-dire possédant un nombre d'onde transverse  $K_z$  non nul est également prédit par le modèle de Glegg. On étudie l'influence de ce paramètre sur la figure 2.16 pour les cas  $B = 7$  et  $B = 1000$  avec  $kc = 3$  à travers  $W_{pp}(f)$ . Sur la figure 2.16-a, les huit modes  $-3 \leq m \leq 4$  sont propagatifs pour la rafale parallèle. Lorsque  $K_z$  croît, ces modes s'éteignent progressivement en commençant par les modes de plus haut ordre. Augmenter  $K_z$  revient à diminuer la fréquence effective du système. Pour les grandes valeurs de  $K_z$ , peu de modes sont donc propagatifs. Pour  $K_z/K_z^c > 1$ , tous les modes sont évanescents et la rafale est coupée. Il est remarquable que la puissance acoustique augmente fortement pour les  $K_z$  légèrement inférieurs à un nombre d'onde transverse de coupure. Il est donc important de prendre en compte les rafales obliques car certaines rayonnent plus intensément que la rafale parallèle.



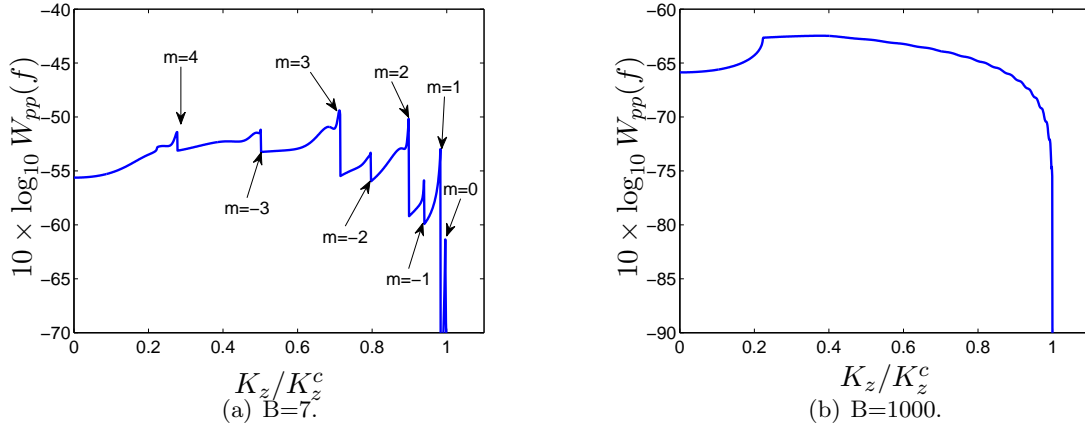


FIGURE 2.16 – Densité spectrale de puissance acoustique rayonnée en aval par une rafale unitaire en fonction du nombre d’onde transverse  $K_z$ . Les flèches indiquent les nombres d’ondes de coupure des modes  $m$ .  $kc = 3$ ,  $r = 1,8$  m,  $\sigma = c/s = 1,43$ ,  $\chi = 20^\circ$ ,  $c = 0,1$  m,  $M=80/c_0$ .

Pour le cas  $B = 1000$  sur la figure 2.16-b où on a isolé le rayonnement de la pale  $n = 0$ , les modes  $-502 \leq m \leq 592$  sont propagatifs pour  $K_z = 0$ . Les nombres d’onde de coupure des modes ne se distinguent plus et on obtient une courbe relativement régulière douce jusque  $K_z/K_z^c = 1$ , excepté en  $K_z/K_z^c \simeq 0,2$  où une rupture de pente intervient. Pour le rayonnement acoustique, nous pouvons nous permettre de ne calculer qu’un nombre restreint de nombres d’onde transverses et d’intégrer la courbe 2.16-b avec la méthode des trapèzes. Pour les applications suivantes, on choisit 20 points répartis linéairement sur l’intervalle  $[0, K_z^c]$ .

### 2.4.6 Correction de profil isolé

Glegg propose une seconde formulation de son modèle dédiée au profil isolé et non plus à la grille d’aubes. L’idée est d’exprimer le rayonnement acoustique du profil seul avec les outils utilisés pour la grille d’aubes. Cela facilite la comparaison et permet de voir l’effet de grille comme une modulation du rayonnement principal de l’aube isolée. Pour établir ce nouveau modèle, Glegg ne conserve que la pale  $n = 0$  et la pression incidente  $p_i^j$  est donnée par l’équation 2.28. La condition de glissement en paroi est écrite uniquement pour cette pale. En procédant comme précédemment, il obtient l’intégrale

$$p_s = e^{-i\omega t + iK_z z} \frac{\text{sgn}(y)}{2} \int_{-\infty - i\tau}^{\infty - i\tau} \frac{i\zeta_c Q \exp(-\gamma^* x + i\zeta_c y_0 + i\zeta|y|)}{(2\pi)^2 i(\gamma^* + K_x)G_+(-K_x)G_-(\gamma^*)} d\gamma^* \quad (2.49)$$

$$\zeta = \sqrt{(\omega + \gamma^* U)^2 / c_0^2 - \gamma^{*2} - K_z^2} \quad (2.50)$$

$$G_+(\gamma^*) = (i\beta/4\pi) \sqrt{\gamma^* - \kappa M + \kappa_e} \quad (2.51)$$

$$G_-(\gamma^*) = \sqrt{\kappa_e - \gamma^* + \kappa M} \quad (2.52)$$

Les fonctions  $G_{\pm}$  sont les équivalentes de  $J_{\pm}$  pour le profil isolé. On a introduit une petite partie imaginaire  $-\tau < 0$  aux nombres d’ondes  $\gamma^*$  pour évaluer l’intégrale 2.49. Cette expression de la pression acoustique aval  $p_s$  est selon Glegg mathématiquement équivalente à celle donnée par Amiet [11] pour le problème du bruit de bord de fuite de profil isolé. Afin

de se ramener à une formulation modale comparable à l'équation 2.35, l'auteur reproduit ce résultat pour une infinité de pales situées en  $(x < nBd, y = nBh), n \in \mathbb{Z}$ . Nous avons donc le champ acoustique d'un rotor déroulé constitué d'une seule pale reproduite périodiquement mais n'interagissant pas avec elle-même. Cette opération permet de calculer l'intégrale 2.49 sur  $\gamma^*$  à l'aide du théorème des résidus. L'expression obtenue est

$$p_s = \frac{-2\pi i}{Bh} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} Q_i \zeta_c e^{i\zeta_c y_0} e^{-i\omega t + iK_z z} \frac{K_m^- e^{-i\gamma_m^-(x-yd/h) - 2i\pi m y/Bh}}{(2\pi)^2 i(\gamma_m^- + K_x) G_+^{(m)}(-K_x) G_-^{(m)}(\gamma_m^-)} \quad (2.53)$$

Du fait qu'elle est écrite sur la même base modale, cette équation est très similaire à la pression acoustique 2.35 vue plus haut qui tient compte de la réponse complète de la grille. Seule l'amplitude de chaque mode est différente entre ces deux expressions ; il est donc possible de définir un coefficient modal de correction  $C_m$  (eq 2.54) caractérisant simplement l'effet de grille. Il peut être approché grâce à l'équation 2.42.

$$C_m = \left| \frac{H_m(K_x) G_+(-K_x) G_-(\gamma_m^-)}{\zeta_c J_+^{(m)}(-K_x) J_-(\gamma_m^-)} \right| \simeq \left| \frac{G_+(-K_x) G_-(\gamma_m^-)}{J_+^{(m)}(-K_x) J_-(\gamma_m^-)} \right| \quad (2.54)$$

Afin de valider cette formulation et les routines de programmation, nous désirons mettre à profit l'équivalence entre la solution d'Amiet et l'équation 2.49. Celle-ci exprime la pression acoustique complexe générée en aval par une rafale de pression unitaire sur l'aube isolée. Nous cherchons à valider cette équivalence dans le cas bidimensionnel ; nous nous plaçons donc dans le plan  $z = 0$  et nous choisissons  $K_z = 0 \text{ m}^{-1}$ . Pour écrire cette quantité au moyen du modèle d'Amiet que l'on notera  $p_s^{(A)}$ , on fait appel à l'analogie acoustique qui permet de considérer la pale comme une répartition de dipôles et dont l'amplitude est donnée par le saut de pression instationnaire  $\Delta P$ . Le champ acoustique est alors formé de la superposition linéaire des contributions de ces dipôles rayonnant en champ libre. La géométrie étant bidimensionnelle, on utilise la fonction de Green 2D  $\mathcal{G}(\vec{x} | \vec{\xi})$  en présence d'un écoulement moyen uniforme pour une source située en  $\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2)$  et un observateur en  $\vec{x} = (x, y)$ . Sous l'hypothèse d'une pale infiniment mince et positionnée en  $(-c \leq \xi_1 \leq 0, \xi_2 = 0)$ , on a

$$p_s^{(A)}(\vec{x}) = \int_{-c}^0 \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \xi_2}(\vec{x} | (\xi_1, 0)) \Delta P(\xi_1) d\xi_1 \quad (2.55)$$

Le gradient de la fonction de Green est donné par Posson([111] p.107) sur la base des travaux de Lockard [95] :

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \xi_2}(\vec{x} | (\xi_1, \xi_2)) = \frac{ik}{4\beta} \frac{(y - \xi_2)}{R} H_1^{(2)}\left(\frac{4}{\beta^2} R\right) e^{iM(x - \xi_1)/\beta^2} \quad (2.56)$$

avec  $R = \sqrt{(x - \xi_1)^2 + \beta^2(y - \xi_2)^2}$ .  $H_1^{(2)}$  est la fonction de Hankel d'ordre 1 et de deuxième espèce. Le saut de pression instationnaire  $\Delta P$  du modèle d'Amiet au passage d'une rafale de pression unitaire est égal à

$$\Delta P(\xi_1) = 2e^{-iK_x \xi_1} \left[ (1 + i) E^* \left( -\xi_1 (K_x + (1 + M) \frac{\omega}{c_0 \beta^2}) \right) - 1 \right] \quad (2.57)$$

$E^*$  est le conjugué de la fonction de Fresnel complexe utilisée par Roger et Moreau [121]. Etant donnée la convention différente de la transformée de Fourier entre les modèles de Glegg et d'Amiet,  $p_s^{(A)}$  est théoriquement égale au conjugué de  $p_s$ . On a finalement

$$p_s^{(A)}(x, y) = \frac{iky}{2\beta} e^{i\omega t} \int_{-c}^0 \frac{H_1^{(2)}\left(\frac{kR}{\beta^2}\right)}{R} e^{-iMk\frac{(\xi_1-x)}{\beta^2} - iK_x\xi_1} \times \dots \quad (2.58)$$

$$[(1+i)E^*(-\xi_1(K_x + (1+M)\frac{\omega}{c_0\beta^2})) - 1] d\xi_1$$

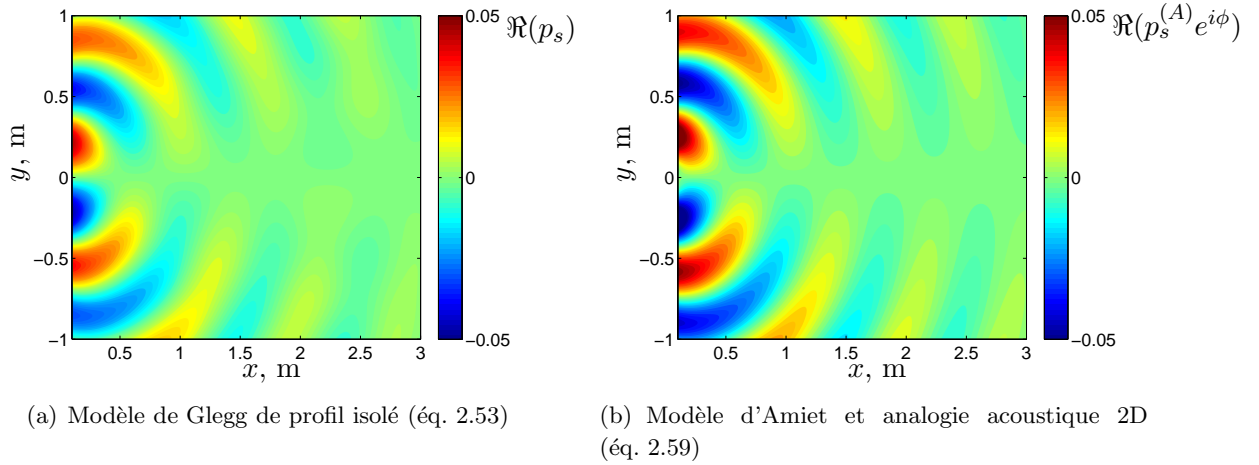


FIGURE 2.17 – Cartographie de la partie réelle de la pression acoustique aval diffractée par un profil isolé suite à une rafale de pression unitaire parallèle.  $kc = 1$ ,  $K_z = 0 \text{ m}^{-1}$ ,  $c = 0,1 \text{ m}$ ,  $M=80/c_0$ ,  $U_c/U = 0,8$ . Modèle de Glegg, avec  $\chi = 0^\circ$ ,  $B = 1$ ,  $\sigma = c/s = 10^{-4}$ .

L'intégrale 2.59 est calculée en discrétisant l'aube sur 100 points (ce qui est suffisant pour assurer une convergence du résultat) et  $E^*$  est calculée en utilisant la fonction  $ES$  présentée en annexe B. Pour calculer la somme 2.17 du modèle de Glegg, on utilise une solidité  $\sigma = 10^{-4}$  suffisamment faible pour que  $p_s$  n'en soit plus dépendante. Tous les modes propagatifs et les 1000 premiers modes évanescents sont calculés, portant à 1/3 le nombre de mode évanescents sur le nombre de modes total calculés. On note la sensibilité du résultat vis-à-vis du nombre de modes évanescents considérés ; toutefois cette valeur élevée permet d'assurer la convergence des champs acoustiques.

Finalement les formulations de Glegg (équ. 2.53) et d'Amiet (équ. 2.59) ne diffèrent que par la présence des sources périodiques dans le modèle de Glegg et par le fait que la troncature de la somme dans l'expression 2.53 entraîne la suppression de termes de champ proche. Une comparaison des champs acoustiques en aval est proposée sur la figure 2.17 pour la fréquence adimensionnée  $kc = 1$ . Afin de comparer les figures à des instants d'émission identiques, l'angle de déphasage  $\phi$  ajusté empiriquement a été introduit. Un bon accord qualitatif est trouvé sur la forme générale du champ acoustique. Pour comparer quantitativement les deux modèles, la figure 2.18 présente un tracé de la pression acoustique sur la ligne  $y = x$  (à  $\theta = 15^\circ$ ) pour deux fréquences  $kc = 1$  et  $k = 5$ . L'accord est excellent pour  $kc = 5$  tant sur les niveaux de fluctuation que sur la tendance avec la distance. A  $kc = 1$  la dépendance de  $|p_s|$  vis-à-vis de la distance est bien retrouvée mais en termes de niveaux, le modèle d'Amiet

prédit des amplitudes supérieures de 20%. Nous ne sommes pas en mesure d'apporter une explication étayée de ce faible écart.

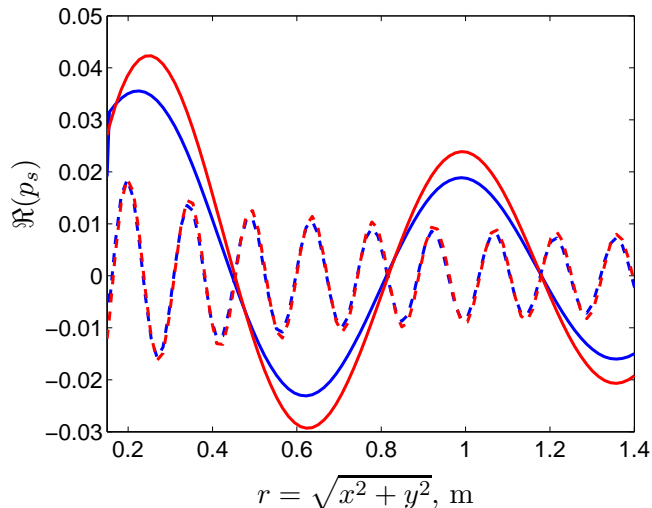


FIGURE 2.18 – Partie réelle de la pression acoustique diffractée par un profil isolé pour une rafale parallèle prédite par le modèle de Glegg (—  $kc = 1$ , - -  $kc = 5$ ) et par celui d'Amiet (—  $kc = 1$ , - -  $kc = 5$ ) sur la ligne  $y = x$ .

Les coefficients modaux de correction  $C_m$  apportent une information importante sur l'effet de grille : lorsqu'ils sont supérieurs à 1, la grille a un rôle amplificateur tandis que s'ils sont inférieurs à 1, la grille a un rôle atténuateur. On peut tracer ces coefficients dans le cas des grandes valeurs de  $B$ , lorsque la contribution de la pale  $n = 0$  est dominante. Il y a alors un grand nombre de modes propagatifs, ce qui rend les courbes  $C_m(m)$  quasi-continues. On appelle  $m_0^+$  l'ordre du dernier mode positif propagatif. Le tracé des  $C_m$  pour des fréquences  $kc$  comprises entre 0,5 et 10 est proposé sur la figure 2.19.

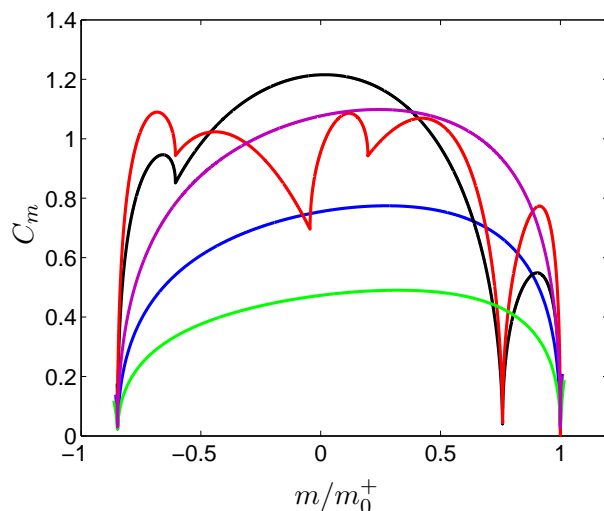


FIGURE 2.19 – Coefficients de correction modaux tracés pour plusieurs fréquences —  $kc = 0.5$ , —  $kc = 1$ , —  $kc = 2$ , —  $kc = 5$ , —  $kc = 10$ .  $\sigma = c/s = 1,43$ ,  $\chi = 20^\circ$ ,  $c = 0,1$  m,  $M=80/c_0$ ,  $B=10000$ .

Les coefficients de la figure 2.19 ont la particularité de s'effondrer à l'approche de la condition de coupure  $m = m_0^+$ , ce qui est lié à une forte augmentation de  $|J_+^{(m)} J_-^{(m)}|$ . Il en est de même lorsque  $m$  approche l'ordre du dernier mode négatif propagatif  $m_0^-$ . Les coefficients restent tous négatifs pour  $kc < 2$  ce qui signifie que la grille aura tendance à "couper" les très basses fréquences. Pour  $kc > 2$  certains modes sont amplifiés, en particulier les modes proches de  $m \approx 0$ , mais d'autres modes sont atténués ce qui ne permet pas de conclure pour ces fréquences sur le caractère acoustique de la grille. Notons la figure particulièrement complexe à  $kc = 10$  faisant apparaître des modes totalement coupés vers  $m/m_0^+ \approx 0,7$ .

### 2.4.7 Densité spectrale de puissance acoustique

La formulation 2.35 de la pression acoustique est donnée en termes d'amplitude de la distribution de quadripôles  $Q$  située dans la couche limite. Pour les besoins de la comparaison expérimentale, il est nécessaire d'exprimer la densité spectrale de puissance acoustique en aval  $S_{pp}$  en fonction des quantités mesurées sur pale  $\Phi_{pp}$ ,  $l_z$  et  $U_c$ . Pour cela nous exprimons d'abord l'amplitude en paroi ( $y = 0$ ) du champ de pression incident  $p_i(K_x, K_z, \omega, y)$  en fonction de  $Q$  en reprenant l'expression 2.28 reproduite sur une infinité de pales :

$$\begin{aligned} p_i(K_x, K_z, \omega, y = 0) &= 2Q(K_x, K_y, \omega) \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} e^{-iK_x m B d + i\zeta_c |y_0 + m B h|} \\ &= \frac{2Q(K_x, K_z, \omega) e^{i\zeta_c y_0}}{1 - e^{-iK_x B d + i\zeta_c B h}} + 2Q(K_z, K_z, \omega) e^{-i\zeta_c y_0} \left( \frac{1}{1 - e^{iK_x B d + i\zeta_c B h}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (2.59)$$

Etant donné que l'écoulement est subsonique et que l'espacement inter-aubes est grand devant les grandeurs caractéristiques de la couche limite, nous avons  $\Im(\zeta_c B h) \gg 1$  et l'expression 2.59 peut être approchée avec une bonne précision par

$$p_i(K_x, y = 0, K_z, \omega) \simeq 2Q(K_x, K_z, \omega) e^{i\zeta_c y_0} \quad (2.60)$$

En injectant  $p_i$  dans l'équation 2.35, le modèle devient indépendant de la hauteur caractéristique  $y_0$  de la couche limite turbulente. Cette grandeur conserve physiquement un rôle, mais son influence est implicitement prise en compte à travers l'amplitude de  $p_i$ . On obtient

$$\begin{aligned} p_s(K_x, K_z, x, y, \omega) &= \frac{1}{2} p_i(K_x, K_z, \omega) \frac{-2\pi i}{B h} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \frac{i\zeta_c K_m^- e^{-i\gamma_m^-(x-yd/h) - 2i\pi m y / B h}}{(2\pi)^2 i(\gamma_m^- + \gamma_c) J_+^{(m)}(-K_x) J_-^{(m)}(\gamma_m^-)} \\ &= \mathcal{J}(K_x, K_z, \omega, x, y) p_i(K_x, K_z, \omega) \end{aligned} \quad (2.61)$$

où  $\mathcal{J}$  est la fonction de transfert aéroacoustique de la grille pour un vecteur de nombres d'onde aérodynamiques  $(K_x, K_z)$  et une pulsation  $\omega$ . A fréquence donnée, l'hypothèse de turbulence figée sélectionne  $K_x = \omega/U_c$  et la pression acoustique totale  $p_s^t$  doit être sommée sur les contributions de toutes les rafales obliques, selon :

$$p_s^t(x, y, \omega) = e^{ix\omega/U_c} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J}(\omega/U_c, K_z, \omega, x, y) p_i(\omega/U_c, K_z) e^{iK_z z} dK_z \quad (2.62)$$

La densité spectrale de puissance acoustique en champ lointain  $S_{pp} = p_s^t p_s^{t*}$  s'écrit alors

$$S_{pp}(x, y, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{J} \left( \frac{\omega}{U_c}, K_z \right) \mathcal{J}^* \left( \frac{\omega}{U_c}, K'_z \right) p_i \left( \frac{\omega}{U_c}, K_z \right) p_i^* \left( \frac{\omega}{U_c}, K'_z \right) e^{i(K_z - K'_z)z} dK_z dK'_z$$

Et tirant partie de l'orthogonalité des nombres d'ondes transversaux et des mêmes hypothèses qu'au paragraphe 2.3.1, on a  $p_i(K_x, K_z)p_i^*(K_x, K'_z) = \Pi_0(K_x, K_z)\delta(K_z - K'_z) = U_c/\pi l_z(\omega, K_z)\Phi_{pp}(\omega)\delta(K_z - K'_z)$ . Finalement, en remarquant que l'équation 2.35 est donnée par unité d'envergure, nous obtenons la formule utilisée pour les applications :

$$S_{pp}(x, y, \omega) = \frac{LU_c}{\pi}\Phi_{pp}(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{J}(\omega/U_c, K_z, \omega, x, y)|^2 l_z(\omega, K_z) dK_z. \quad (2.63)$$

### 2.4.8 Comparaison aux mesures acoustiques

Le modèle de bruit de bord de fuite de grille de Glegg a été présenté dans sa formulation d'origine dans la section 2.4.1. Dans la section 2.4.3, le paramètre de périodicité  $B$  a été choisi de manière à isoler la contribution acoustique d'une seule couche limite et une formulation de la densité spectrale de pression acoustique adaptée au cas d'une grille d'aubes linéaire a été développée dans la section 2.4.7. On compare maintenant les mesures acoustiques aux prédictions obtenues du modèle de Glegg *via* l'expression 2.63 et les données d'entrée mesurées sur pale. Cette confrontation aux mesures s'apparente à celle du modèle d'Amiet déjà présentée dans la section 2.1. Les données d'entrée et les paramètres utilisés sont identiques dans les deux modèles. La différence des deux spectres prédits donne une quantification théorique de l'effet de grille et c'est pourquoi les prédictions d'Amiet déjà présentées sont rappelées dans cette section. Les résultats sont présentés pour des fréquences  $f \in [200 \text{ Hz}, 10000 \text{ Hz}]$  puisque d'une part la longueur de cohérence transverse n'est bien modélisée que pour  $f > 200 \text{ Hz}$  et d'autre part les fonctions d'étalonnage des sondes de pression pariétales ne sont valables que jusqu'à 10 kHz.

La comparaison du modèle avec les mesures est d'abord effectuée à  $U_1 = 80 \text{ m/s}$  et  $100 \text{ m/s}$  sur la figure 2.20 pour les deux expressions de la vitesse de convection  $U_c$  et pour les deux modèles. Dans le cas où  $U_c$  est indépendante de la fréquence, les modèles de Glegg et d'Amiet produisent des spectres semblables en gabarit comme en niveau. L'écart reste inférieur à 3 dB sur l'ensemble de la gamme de fréquences. Dans cette configuration et à ces vitesses, l'effet de grille apparaît donc comme une modulation de faible amplitude de la diffraction principale des bords de fuite. Par rapport à la mesure à 80 m/s, la prédiction est bonne pour  $f > 400 \text{ Hz}$  puisque les écarts de spectres restent en moyenne inférieurs à 4 dB. Pour  $f < 400 \text{ Hz}$ , l'écart entre la prédiction et la mesure atteint 10 dB. Il est possible que le bruit mesuré soit celui d'une autre source acoustique telle que le bruit de jet ou le bruit de bord de fuite lié aux plaques de maintien et que le bruit de bord de fuite de la grille soit inférieur au niveau indiqué. Cependant, comme nous le verrons au chapitre 4, des dispositifs de réduction de bruit ajoutés aux bords de fuite permettent de réduire le bruit mesuré à 200 Hz d'environ 0,5 dB. Un rapide calcul montre que si le bruit de bord de fuite est inférieur de 10 dB au bruit mesuré, sa suppression totale n'entraîne qu'une diminution de 0,4 dB du bruit mesuré. Puisque que le bruit de bord de fuite n'est certainement pas

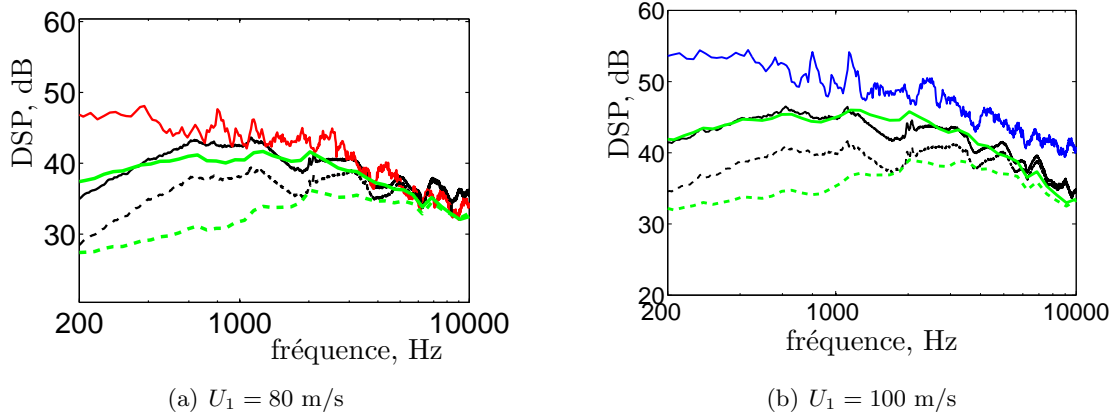


FIGURE 2.20 – Application des modèles de Glegg au cas de la grille et comparaison aux mesures.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta = 35^\circ$ ,  $\theta = 40^\circ$ . — : mesure à  $U_1 = 80$  m/s, — : mesure à  $U_1 = 100$  m/s, — : prédiction du modèle de Glegg avec  $U_c = 0.8 \times U_1$ ,  $\forall f$ , - - : prédiction du modèle de Glegg avec  $U_c(f)$  — : prédiction du modèle d’Amiet avec  $U_c = 0.8 \times U_1$ ,  $\forall f$ , - - : prédiction du modèle d’Amiet avec  $U_c(f)$

totalemment supprimé avec les dispositifs utilisés, il est très probable que le bruit de bord de fuite réel se situe entre la mesure et la prédiction. On conclut donc à une sous-estimation en basse fréquence qu’il est délicat de quantifier avec précision.

La prise en compte de la variation de la vitesse de convection avec la fréquence entraîne une diminution notable et peu physique des spectres prédits en basse fréquence et ceci de manière plus marquée dans le cas de la grille d’aubes que pour le profil isolé.

Pour la mesure à 100 m/s, les deux modèles fournissent un gabarit spectral satisfaisant pour  $f > 400$  Hz, mais une sous-estimation systématique d’environ 5 dB est observée pour les deux modèles. Le modèle d’Amiet suggère une dépendance en vitesse des spectres acoustiques en  $U^5$  et d’après Glegg, c’est aussi le cas pour le modèle de grille. Nous avons vu au chapitre 1 que la dépendance expérimentale du bruit de grille est plutôt en  $U^6$  en prenant pour l’axe des abscisses un nombre de Helmholtz plutôt qu’un nombre de Strouhal. Cependant Glegg déduit cette loi de puissance des niveaux totaux dans le conduit intégrés sur tous les angles d’émission tandis que celle déduite de l’expérience au chapitre 1 vient d’une position de microphone donnée. Entre 100 m/s et 80 m/s, choisir une dépendance en  $U^5$  plutôt qu’en  $U^6$  entraîne une variation de 1 dB qui n’est donc pas suffisante pour expliquer la sous-estimation observée. Certains effets présents dans l’expérience ne sont pas inclus dans le modèle comme la rétroaction acoustique des bords d’attaque. Il est cependant peu plausible que celle-ci ait un effet aussi important en haute fréquence, notamment parce que son effet dans le cas du profil isolé se limite aux basses fréquences (nous le verrons au chapitre 3). On peut supposer ici que c’est le spectre de pression pariétale  $\Phi_{pp}$  mesuré sur l’aube centrale qui ne soit pas représentatif de l’activité turbulente des autres aubes.

La mesure à 60 m/s est comparée aux modèles sur la figure 2.21. Ici encore l’effet de grille atteint 3 dB et apparaît comme une modulation du rayonnement principal du profil isolé. La prise en compte des forts niveaux de pression pariétale en haute fréquence génère une surestimation des spectres. En supprimant le terme hautes fréquences dans le calcul de  $l_z$  et en utilisant le gabarit spectral donné par Schlinker et Amiet (Fig. 2.2), une meilleure

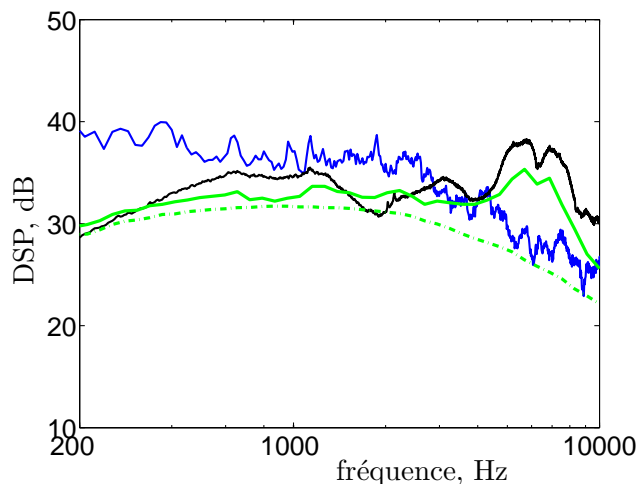


FIGURE 2.21 – Application des modèles de Glegg au cas de la grille et comparaison aux mesures.  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $\theta = 40^\circ$ . — : mesure à  $U_1 = 60$  m/s, — : prédiction du modèle de Glegg avec  $U_c = 0.8 \times U_1, \forall f$ , - - - : prédiction du modèle de Glegg en ignorant les instabilités de couche limite mesurées dans le spectre de pression pariétale, — : prédiction du modèle d'Amiet avec  $U_c = 0.8 \times U_1, \forall f$ .

prévision du spectre est obtenue.

Pour la solidité, l'angle de calage et la cette gamme de vitesse caractéristique de la grille testée, le modèle de Glegg qui prend en compte l'effet de grille génère donc des spectres acoustiques proches de ceux prévus par le modèle d'Amiet. La modulation des spectres atteint 3 dB et paraît plus importante pour les basses vitesses. A 80 m/s, les spectres acoustiques sont bien prédits à partir de 400 Hz. Mais un décalage atteignant 5 dB est observé pour  $U_1 = 60$  m/s et  $U_1 = 100$  m/s, qui pourrait provenir d'une inhomogénéité des spectres de pression pariétale entre les sept aubes.

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons confronté à l'expérience différents modèles analytiques dans le but de déterminer celui qui est le plus à même de prédire le bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire. Les trois modèles étudiés sont celui d'Amiet dédié au bruit de bord de fuite de profil isolé, le modèle de Howe, qui prend en compte l'effet de grille mais qui est restreint par hypothèses aux très basses fréquences, et le modèle de grille de Glegg qui n'est pas restreint en fréquence mais qui rejette les bords d'attaque à l'infini amont et qui ignore donc les interactions entre les bords d'attaque et les bords de fuite. Seul le modèle de Howe est restreint aux applications à bas nombres de Mach.

Le modèle d'Amiet présente de bons résultats pour  $f > 400$  Hz si on ignore les effets d'instabilités de couche limite en haute fréquence mais il ne permet pas d'expliquer la cartographie de directivité observée dans l'expérience.

Le modèle de Howe est ensuite comparé aux mesures avec les mêmes données d'entrée que le modèle d'Amiet, mais des écarts très importants avec la mesure sont observés. Ce modèle



dans la formulation actuelle ne permet donc pas de prédire l'effet de grille. Une explication possible est qu'il ne prend en compte que les rafales parallèles au bord de fuite, qui ne sont pas les seules à contribuer au champ lointain acoustique.

Enfin, le modèle de Glegg est utilisé, il est repris en détail et adapté au cas expérimental. La directivité qu'il induit est semblable à celle qui a été mesurée. Une correction de profil isolé proposée par Glegg se ramenant formellement au modèle d'Amiet a permis de valider les routines de prédiction et d'estimer l'effet de grille dans cette configuration expérimentale. L'étude montre que les rafales obliques ont un effet non négligeable et que leur omission conduit à une sous-estimation du rayonnement acoustique. Finalement, en comparant les sorties des modèles d'Amiet et de Glegg, l'effet de grille peut être vu comme une modulation du rayonnement principal atteignant 3 dB en amplitude dans notre cas. Selon la fréquence la grille a tendance à augmenter ou réduire l'intensité du champ acoustique. Cet effet de grille est plus apparent dans les mesures à basse vitesse (60 m/s) qu'à haute vitesse (100 m/s).

À 100 m/s, les modèles prévoient un bruit de bord de fuite inférieur d'environ 5 dB à la mesure sur toute la gamme de fréquence. Cet écart important est attribué à une mauvaise concordance entre les tendances du spectre de pression pariétale mesuré et le spectre acoustique qui pourrait elle-même s'expliquer par une disparité des couches limites sur les sept aubes. On n'a en effet pas contrôlé cette disparité sur toutes les aubes mais on voit à quel point l'application de modèle de bruit de bord de fuite y est sensible. Le gradient de pression statique moyenne d'un extrême à l'autre de la grille peut avoir un rôle dans cet écart car il conditionne le développement des couches limites sur le profil.



## Chapitre 3

# Réduction du bruit de bord de fuite d'un profil isolé

Les deux premiers chapitres de ce manuscrit ont été consacrés à l'étude du bruit de bord de fuite de grille d'aubes linéaire ; les chapitres 3 et 4 concernent sa réduction au moyen de dispositifs passifs. Nous commençons dans ce chapitre 3 par étudier la réduction du bruit de profil isolé et dans le chapitre 4 suivant, nous nous intéresserons à nouveau à la grille d'aubes.

La réduction du bruit de bord de fuite à large bande a fait l'objet d'une attention particulière dans la communauté scientifique depuis les années 1950 et des solutions pratiques ont été découvertes pour réduire le bruit des profils dans des situations académiques. Malgré les résultats positifs obtenus, les mécanismes physiques liés à la réduction du bruit sont souvent mal compris et ceci constitue un obstacle à l'optimisation des moyens de réduction et à leur utilisation dans des situations industrielles. Il est donc nécessaire de poursuivre les investigations vers une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu.

L'objectif de ce chapitre est de participer à cet effort en sélectionnant dans la littérature un dispositif de réduction de bruit efficace et de l'étudier expérimentalement en vue d'apporter des éléments de réponse quant à son fonctionnement. Une revue bibliographique est donc proposée sur les dispositifs existants, suite à quoi est sélectionné un dispositif prometteur ; puis une étude préliminaire est effectuée sur une pale de ventilateur automobile industriel. Ensuite, un profil typique de pale de compresseur est testé expérimentalement dans les équipements anéchoïques de l'Ecole Centrale de Lyon. Les performances acoustiques du dispositif sélectionné sont évaluées sur cette configuration simplifiée et des mesures de cohérence aérodynamique sont effectuées en sillage proche afin d'évaluer l'influence du dispositif sur cette quantité importante du point de vue acoustique.

### 3.1 Revue bibliographique

L'un des premiers dispositifs de réduction de bruit de bord de fuite est sans doute le brevet déposé par Adams [5] en 1937 pour les avions à hélice. Il propose un système amovible de cordelettes sortant du corps de l'hélice au niveau du bord de fuite et le prolongeant sur quelques dixièmes de corde comme présenté sur la figure 3.1 où l'hélice tourne dans le sens horaire. Les cordelettes espacées régulièrement dans la direction de l'envergure constituent un moyen de contrôle rudimentaire de la formation du sillage proche et du bruit généré. Si

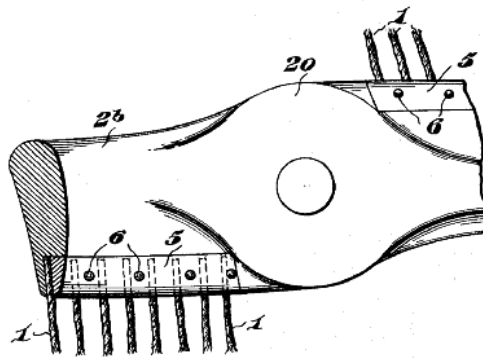


FIGURE 3.1 – Un premier dispositif amovible de réduction de bruit (tiré de Adams [5])

le bruit réduit ici est plus vraisemblablement le bruit de bord de fuite de profil tronqué, ce premier dispositif a le mérite de montrer qu'il est possible d'agir sur la région du bord de fuite pour réduire le bruit à large bande.

Il est possible d'encore remonter dans la chronologie et de s'appuyer sur des solutions déjà présentes dans la nature : des dispositifs de réduction de bruit existent sur les ailes de certaines oiseaux peu véloces qui leur permettent d'échapper soit à la vigilance de leur prédateur soit à celles de leur proie. Cette approche biomimétique consistant à s'inspirer des solutions émergeant du processus de sélection naturelle a été appliquée par Lilley en 1998 au sujet de la chouette effraie [94]. Il observe que cet oiseau particulièrement silencieux possède des plumes situées au bord de fuite de l'aile qui sont agencées de telle sorte qu'elles dessinent des chevrons d'aspect fractal sur presque toute l'envergure. De plus, un épais duvet couvre l'extrados de ses ailes, et des plumes en forme de peignes sont visibles sur le bord d'attaque des ailes. La suppression de l'un de ces dispositifs rend la chouette effraie aussi bruyante qu'un autre oiseau. Cette étude contient à elle seule trois grands axes de recherche de la réduction du bruit de bord de fuite : la modification de la géométrie du bord de fuite dont les dessins les plus étudiés sont sans doute les chevrons, la modification de l'impédance de surface du profil qui peut se faire moyen de matériaux poreux, et le contrôle de la couche limite turbulence que l'on peut réaliser par exemple au moyen d'une optimisation acoustique de la forme du profil ou d'un revêtement particulier sur la surface. A ces trois premières catégories, il faut ajouter les méthodes actives telles que le soufflage au bord de fuite. Par ailleurs, certains dispositifs peuvent conjuguer plusieurs effets comme c'est probablement le cas pour les brosses insérées dans le bord de fuite. L'étude bibliographique détaille successivement les résultats obtenus avec ces dispositifs.

#### 3.1.1 Modification de la géométrie du bord de fuite : les chevrons

Derrière l'idée de modifier de la géométrie du bord de fuite se trouve celle "d'adoucir" la transition entre l'état de couche limite de paroi et l'état de sillage libre. Cela peut se faire par exemple en réduisant progressivement la surface occupée par le profil au moyen d'un bord de fuite en dents de scie (ou chevrons) ou un bord de fuite sinusoïdal comme ceux de la figure 3.2. Les chevrons sont définis par deux paramètres : la période  $\lambda_c$  dans la direction de l'envergure et leur amplitude  $h_c$  qui est la demi-distance crête-à-crête. On appellera chevrons

ou dents de scie le type de bord de fuite de la figure 3.2-a et bord de fuite sinusoïdal celui de la figure 3.2-b.

Les premiers travaux sur ces bords de fuite modifiés sont analytiques et ont été effectués par Howe en 1991. Ils concernent le bord de fuite sinusoïdal [77] puis le bord de fuite en dents de scie [78]. Howe part de la constatation que son propre modèle de bruit de bord de fuite droit [75] montre que l'efficacité acoustique d'un bord de fuite "standard" est maximale pour des rafales de pression dont le nombre d'onde est normal au bord de fuite ; or il se trouve que ces rafales sont également les plus énergétiques dans la couche limite turbulente incidente (du fait que l'écoulement est souvent normal au bord de fuite). L'idée est donc de modifier la géométrie du bord de fuite de manière à éviter cette coïncidence. En pratique cela peut se faire en inclinant localement le bord de fuite par rapport à l'écoulement, tout en conservant la longueur de corde moyenne pour des raisons aérodynamiques. On aboutit aux dessins du bord de fuite en dents de scie ou du bord de fuite sinuoïdal.

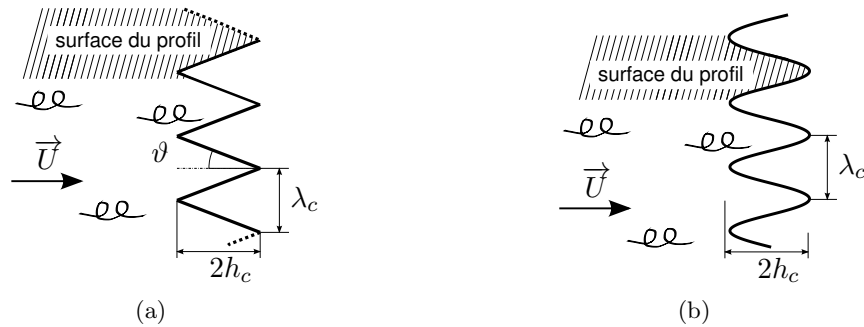


FIGURE 3.2 – Ecoulement turbulent à proximité d'un bord de fuite équipé de chevrons (a) et d'un bord de fuite sinusoïdal (b)

Pour établir ses modèles de bruit de bords de fuite traités, Howe utilise la même approche que pour le problème du bord de fuite standard. Le profil est assimilé à une plaque semi-infinie vers l'amont et infiniment mince et le nombre de Mach est supposé faible  $M \ll 1$ . L'auteur résout l'équation des ondes convectées en vérifiant la condition d'imperméabilité sur le profil et l'annulation de la pression incidente dans le sillage. Pour pouvoir prendre en compte les détails de la géométrie du bord de fuite, il fait une hypothèse haute fréquence : l'amplitude  $h_c$  doit être supérieure à la longueur d'onde hydrodynamique :  $\omega h_c / U \gg 1$ . De plus l'amplitude des ondulations doit être faible :  $\lambda_c / h_c \gtrsim 4$ . D'après ce modèle, le bord de fuite sinuoïdal peut potentiellement réduire le bruit en champ lointain de  $10 \times \log_{10}(Ch_c / \lambda_c)$  (dB) (avec  $C \simeq 10$ ).

Le cas du bord de fuite en dents de scie est traité comme une extension du premier. Howe obtient pour cette nouvelle configuration une réduction de bruit de  $10 \times \log_{10}(1 + (4h_c / \lambda_c)^2)$  (dB). D'après l'auteur, ceci correspond à une réduction de bruit de l'ordre de 20 dB en hautes fréquences si  $\lambda_c / h_c = 0,25$ . Notons que cette valeur entre théoriquement en contradiction avec la condition de validité  $\lambda_c / h_c \gtrsim 4$  évoquée ci-dessus. Toutefois ceci souligne le caractère prometteur de tels traitements pour la réduction du bruit de bord de fuite.

Suite à ces travaux théoriques encourageants, une étude expérimentale sur la capacité de réduction de bruit des dents de scie est réalisée par Dassen [37] en 1996 au NLR sur des profils isolés et concerne une grande variété de géométries : la plaque plane à corde variable

avec un angle de flèche, le profil symétrique NACA 0012 et le profil dissymétrique NACA 63618. Les dents de scie ont une longueur fixe de  $h_c/c = 0,1$  et un rapport d'aspect de  $\lambda_c/h_c = 0,2$ . Expérimentalement, les dents de scie se révèlent être un moyen de réduction de bruit robuste : une réduction de 5 dB par bande d'octave est observée pour la plupart des configurations sur la quasi totalité de la gamme d'analyse qui est s'étend de 1 et 4 kHz. Une condition nécessaire à la réduction est soulignée : il faut absolument que les dents soient dans le plan de l'écoulement du bord de fuite, sans quoi, une augmentation du bruit large bande de 1 à 5 dB apparaît, par rapport au profil non traité. Par ailleurs, on constate que les performances acoustiques du traitement sont meilleures lorsque le profil prend de l'incidence et que les dents de scie n'ont pas d'influence mesurable sur les coefficients de portance et de traînée.

Dans le cadre du projet européen SIROCCO, Oerlemans & al [103] appliquent les dents de scie dans une configuration industrielle à pleine échelle. Ils modifient une pale d'une éolienne de 94 m de diamètre, sur le dernier tiers de l'envergure. Pour le profil non traité, l'acoustique est dominée par le bruit de bord de fuite centré sur 400 Hz. L'ajout de dents de scie occasionne une réduction du bruit total de 3,2 dB lors de la descente, les performances aérodynamiques du profil n'étant pas affectées. A haute vitesse de vent (10 m/s), cette réduction a lieu sur toute la gamme de fréquence analysée. A basse vitesse (6 m/s), elle s'accompagne d'une augmentation du bruit en hautes fréquences qui selon l'auteur pourrait être liée au bruit généré par le tourbillon de tête de pale.

Plus récemment, Jones et Sandberg [82] réalisent une simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes (DNS<sup>1</sup>) pour un profil isolé muni de dents de scie. L'étude est menée sur un profil symétrique NACA 0012 avec un angle d'attaque de 5°. Deux longueurs de dents de scie sont étudiées. Le bruit produit est très dépendant de la géométrie des dents de scie utilisées : pour les chevrons longs, les auteurs observent une réduction de bruit large bande ( $St_c = fc/U > 5$ ) de 6 à 10 dB non limitée en hautes fréquences, tandis que pour les dents courtes, elle ne s'opère que sur une plage limitée ( $5 < St_c < 20$ ). L'exploitation des données aérodynamiques instationnaires montre que la couche limite de l'extrados n'est pas modifiée par la présence des dents. C'est donc que la réduction du bruit s'opère soit par une modification de l'agencement tourbillonnaire à proximité immédiate du bord de fuite, soit au travers de la diffraction acoustique elle-même. De manière intéressante, ils constatent également que des tourbillons en fer-à-cheval sont plus nombreux dans le sillage des chevrons que dans celui du bord de fuite droit. Une source additionnelle en hautes fréquences très directive vers l'aval apparaît également pour cette géométrie.

Enfin, Gruber et Joseph [67] ont testé divers dessins de chevrons sur le bord de fuite d'un profil cambré NACA6512-10 dans le cadre du projet européen FLOCON. Pour la meilleure des configurations, la réduction du bruit atteint 5 dB entre 300 Hz et 7000 Hz. Notons qu'à la plus basse des fréquences étudiées, la réduction est encore de 2 dB. Des mesures au fil chaud dans la couche limite à proximité de la racine d'une dent ont montré que la zone turbulente est éloignée de la paroi en présence d'un tel dispositif. Ceci pourrait avoir une influence sur le bruit rayonné puisqu'une plus grande distance entre les sources acoustiques et le bord de fuite les rendraient moins efficaces comme suggéré par le modèle de Ffowcs-Williams & Hall [44]. Cet effet n'a pas été observé dans la simulation numérique de Jones. En comparant ses mesures aux résultats théoriques de Howe, Gruber trouve que les performances

---

1. Direct Navier-Stokes Simulation

de réduction mesurées sont très inférieures à la prédiction fournie par le modèle, notamment en hautes fréquences. Pour toutes les configurations testées, une augmentation de bruit est constatée en hautes fréquences, atteignant 5 dB à 10 kHz. La fréquence à partir de laquelle cette source supplémentaire apparaît est caractérisée par un nombre de Strouhal “critique“  $St_\delta = f \times \delta/U$  proche de 1,4 ( $\delta$  représente l’épaisseur de la couche limite turbulente). Ce Strouhal critique varie lui-même entre 1 et 1,5 selon les paramètres géométriques des dents de scie, mais aucune tendance simple n’a pu être mise en évidence. Il faut ici remarquer que la source haute fréquence ne s’intensifie pas avec la charge du profil, ce qui contredit l’hypothèse selon laquelle elle serait liée au débit traversant le peigne.

Toutes ces études montrent qu’une réduction du bruit au moins partielle peut être obtenue avec les chevrons à condition de respecter l’alignement avec l’écoulement du bord de fuite, d’utiliser une valeur de  $h_c/c$  suffisamment élevée (de l’ordre de 0,1) et un rapport d’aspect  $\lambda_c/h_c$  assez faible (préférentiellement inférieur à 1). À ce titre, on peut considérer les chevrons comme un moyen de réduction efficace et robuste. Cependant un effort reste à faire sur la compréhension des mécanismes à l’origine de la réduction de bruit, en particulier en ce qui concerne les lois paramétriques auxquelles elle obéit.

Étude	$Re_c$	M	$h_c/c$	$\lambda_c/h_c$	Réduction	Source HF	$St_c$
Dassen [37]	$7.10^5 - 1,4.10^6$	0,12 – 0,22	0,10	0,20	5 dB	-	-
Oerlemans [103]	$4,6.10^6$	0,20	0,10	0,66	3 dB	oui	18
Jones [82]	$5.10^4$	0,40	0,06	1,6	5 dB	oui	20
			0,12	0,82	10 dB	non	-
Gruber [67]	$4.10^5$	0,12	0,12	0,3	5 dB	oui	24

TABLE 3.1 – Paramètres testés et résultats obtenus dans la littérature sur les chevrons de bord de fuite

La question de l’augmentation du bruit en hautes fréquences reste également ouverte puisqu’elle n’est pas prévue par le modèle de Howe et qu’elle pourrait être une source de nature différente, susceptible d’être réduite différemment. Les mesures de Gruber & Joseph [68] suggèrent que cette augmentation du bruit en hautes fréquences pourrait être liée à la dynamique de l’écoulement traversant les dents de scie. Une synthèse des études sur les dents de scie est proposée dans le tableau 3.1 où sont rassemblés pour chaque étude le nombre de Reynolds basé sur la corde  $Re_c = Uc/\nu$ , le nombre de Mach  $M=U/c_0$ , l’amplitude relative des chevrons  $h_c/c$ , le rapport d’aspect  $\lambda_c/h_c$ , la réduction maximale obtenue sur le spectre, la présence ou non d’une augmentation du bruit en hautes fréquences ainsi que le Strouhal critique basé sur la corde  $St_c = fc/U$ . Le choix d’un nombre de Strouhal construit sur la corde est sûrement moins pertinent que celui d’un  $St$  basé sur l’épaisseur de couche limite  $\delta$  ou son épaisseur de déplacement  $\delta^*$  mais les études citées fournissent trop peu d’informations sur ces quantités aérodynamiques pour pouvoir faire la comparaison. D’après ce tableau 3.1, l’augmentation de bruit en hautes fréquence est récurrente et qu’elle apparaît pour une Strouhal critique  $St_c$  proche de 20.

### 3.1.2 Adjonction de brosses au bord de fuite

En 2004, Herr & al. [73] proposent de prolonger le bord de fuite par une ou plusieurs rangées de fibres en polypropylène sur une distance de quelques épaisseurs de couche limite de manière à additionner les effets de géométrie et de porosité du bord de fuite. Dans cette première étude sur plaque plane et profil NACA0012, les brosses présentent de très bonnes performances de réduction de bruit : une suppression totale d'une bruit de lâcher tourbillonnaire d'un bord de fuite tronqué ainsi qu'une baisse de 10 dB du spectre du bruit de bord de fuite sont mesurées. Une légère augmentation du bruit est également mise en évidence en très hautes fréquences, à proximité de la limite fréquentielle d'audibilité. L'étude numérique de Ortmann et Wild [104] suggère qu'une série de rainures géométriquement comparables aux brosses a un effet négligeable sur les performances aérodynamiques du profil. L'insertion de brosses flexibles dans le bord de fuite constitue donc une piste de recherche prometteuse pour la réduction du bruit large bande.

Herr a pu expliquer simplement la suppression du bruit d'échappement tourbillonnaire grâce à des mesures d'anémométrie par fil chaud en sillage proche : la brosse désorganise l'allée de tourbillons de Von Kármán et supprime l'émission de bruit qui lui est lié. Ainsi, le pic caractéristique dans le spectre de fluctuations de vitesses disparaît complètement en présence de brosses.

Le principe de la réduction du bruit large bande est plus difficile à cerner mais une deuxième étude de Herr [72], paramétrique cette fois sur les caractéristiques des brosses et de l'écoulement permet un début de compréhension : la réduction du bruit large bande s'adimensionne selon le nombre de Strouhal  $St = fl/U$  où  $f$  est la fréquence analysée et  $U$  la vitesse de l'écoulement extérieur et  $l$  une échelle de longueur caractéristique à définir. Le meilleur adimensionnement a été trouvé pour  $l$  indépendant de  $U$  et des paramètres de la brosse. En choisissant  $l$  arbitrairement égal à 1 mm, les courbes de réduction s'adimensionnent presque parfaitement et elles couvrent la plage fréquentielle  $0,01 < St < 0,3$ . La seule relation claire entre les paramètres de la brosse et la réduction du bruit est que la longueur des fibres doit être au minimum égal à l'épaisseur de la couche limite incidente pour que le dispositif soit efficace. La flexibilité des brosses est un paramètre bénéfique mais pas indispensable pour la réduction du bruit. Une fois réduit, le bruit suit une loi classique en  $U^5$ .

Par la suite, des brosses ont été appliquées sur le bord de fuite d'une éolienne [129]. Cependant, la réduction observée n'atteint que 0,5 dB, probablement parce que les brosses utilisées sont trop courtes dans cette application. Les brosses restent relativement peu étudiées dans la littérature ; ceci est probablement lié au fait que leur implantation dans des installations industrielles reste délicate.

### 3.1.3 Utilisation de matériaux poreux

Une autre solution pour réduire le bruit de bord de fuite consiste à utiliser de nouveaux matériaux pour la fabrication des profils. L'analogie acoustique décrite par Curle [36] ou Ffowcs-Williams & Hawkings [45] relie la pression acoustique en champ lointain directement au saut de pression instationnaire de part et d'autre des surfaces solides. Celui-ci peut être minimisé en utilisant des matériaux poreux ou déformables, c'est-à-dire en modifiant l'impédance de surface. L'idée est d'atténuer la condition de rigidité ( $\vec{v}' \cdot \vec{y} = 0$ ) qui va de pair avec le doublement de pression. Si  $\vec{v}' \cdot \vec{y}$  n'est pas contraint, on tend plutôt vers  $p' = 0$  ce



qui est recherché.

Ce raisonnement a été testé par Chanaud [28] en 1972, sous les recommandations initiales de Lawson [96] sur une hélice munie de pale en “métal feutré” qui a obtenu des réductions de 13 dBA sur le bruit total en plaçant judicieusement son traitement sans pour autant perdre de points de rendement aérodynamique. En 1976, Bohn [19] utilise également un matériau poreux sur un jet pariétal. Il observe un bon adimensionnement des courbes de réduction en utilisant le nombre de Strouhal  $St = fL/U$  où  $L$  est la longueur de traitement. La réduction de bruit obtenue atteint 10 dB en tiers d’octave, les meilleures performances étant obtenues pour les plus hautes vitesses. La réduction maximale est obtenue lorsque la longueur de traitement  $L$  est de l’ordre du quart de la longueur d’onde aérodynamique  $\lambda_h = U/f$ . Ceci montre donc que le premier paramètre important est cette longueur de traitement  $L$ . L’impédance de surface  $Z$  est le deuxième paramètre significatif : Bohn trouve que les meilleurs résultats sont obtenus pour  $Z \simeq \rho_0 c_0$ ,  $\rho_0$  et  $c_0$  faisant référence à la masse volumique de l’air et à la célérité du son dans le milieu au repos à température ambiante. Notons que pour des ondes planes acoustiques, cette condition  $Z = \rho_0 c_0$  équivaut à l’absorption totale. Cette étude suggère que de bons résultats peuvent être obtenus avec ce type de traitement, mais il faut tout de même souligner la difficulté de mise en oeuvre de la cavité interne au cœur du profil.

Howe[76] propose un modèle analytique pour le bruit d’un profil ayant une impédance modifiée sur l’intégralité de sa surface. Le bruit de bord de fuite large bande est considéré dans un premier temps. Pour ce type de source, aucune fréquence n’émerge du spectre turbulent. La résolution utilise la méthode de Wiener-Hopf et une impédance optimale  $Z \simeq \rho_0 U$  est trouvée où  $U$  est la vitesse de l’écoulement. Howe note que cette solution est sans doute inapplicable en pratique car les instabilités de la couche limite turbulente suffiraient à endommager la surface d’un tel profil. Cependant, lorsqu’une fréquence aérodynamique se distingue des autres comme c’est le cas pour le bruit de bord de fuite tronqué par exemple où un lâcher tourbillonnaire périodique a lieu, il est possible d’optimiser l’impédance de surface pour cette fréquence particulière.

Cette conclusion a été exploitée avec succès dans le domaine de la réduction du bruit de volet de bord d’attaque et de bord de fuite. Dans ces configurations, le bruit émis est piloté par l’impact du tourbillon de coin d’aile sur la tranche du volet [71]. Des phénomènes aérodynamiques de grande taille sont impliqués et des fréquences aérodynamiques sont sélectionnés. Ceci a permis aux équipes de Fink & Bailey [50], de Revell [118], de Khorrami [86] et Angland [14] de choisir une impédance spécifique pour les fréquences et les vitesses mise en jeu et de remplacer une petite partie du volet par une surface poreuse, généralement de la mousse métallique. Il est alors possible de réduire le bruit volet de 3 dB environ. Plusieurs scénarios impliqués dans la réduction de bruit sont évoqués : la dissipation visqueuse de l’énergie acoustique dans le matériau poreux, la possibilité pour l’écoulement de traverser partiellement le profil pour réduire le différentiel de pression sur la surface, et la légère adaptation de la surface déformable pour limiter la turbulence générée.

L’application des matériaux poreux à des sources vraiment large bande est plus rare : on peut citer les travaux de Jones & al. [83] où les bords d’attaque des aubes d’un stator ont été traitées dans l’intention de réduire le bruit d’interaction rotor-stator. Le traitement inclut des surfaces poreuses en communication avec des cavités traitées acoustiquement et situées dans le corps du profil. Ceci permet de réduire de 1 à 2 dB cette source de bruit large bande. En 2007, Sarradj & Geyer [127] testent cinq profils taillés dans des matériaux poreux. Ils identifient

deux paramètres importants : la porosité définit par le rapport du volume occupé par les pores sur le volume total du profil et la résistance à l'écoulement définie comme le rapport de la différence de pression statique de part et d'autre d'un échantillon sur la vitesse traversante. Dans tous les cas, ils constatent que les performances aérodynamiques du profil sont fortement dégradées : à angle d'attaque fixé, le coefficient de traînée est significativement augmenté et le coefficient de portance est plus faible que pour le profil rigide et imperméable de référence. Une réduction du bruit est observée entre 1 et 8 kHz mais le protocole expérimental est tel que les couches de cisaillement du jet incident sont en contact avec le bord d'attaque. Bien que les auteurs aient utilisé une technique d'antennerie acoustique, il est difficile de conclure que c'est bien le bruit de bord de fuite qui ait été réduit.

#### 3.1.4 Optimisation du dessin du profil

La forme du profil conditionne le développement des couches limites turbulentes, elle peut avoir par ce biais un effet sur l'acoustique. Une optimisation sur des critères acoustiques est possible comme on le fait plus couramment sur des critères aérodynamiques. Dans le cadre du projet européen SIROCCO, Lutz & al. [97] présentent un algorithme d'optimisation aéroacoustique de la forme du profil d'une pale d'éolienne en imposant des contraintes sur le coefficient de traînée de la pale et sur le niveau de bruit global. L'approche se fait en trois temps : dans le cas subsonique, l'applet Java Xfoil [40] permet de déduire de la géométrie du profil et de l'écoulement les grandeurs importantes de la couche limite (l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$ , l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta^*$  et le coefficient de contrainte visqueuse en paroi  $\tau_w$ ). Dans un deuxième temps, grâce au modèle de longueur de mélange, les grandeurs statistiques fluctuantes comme la vitesse turbulente de la couche limite ou la longueur de corrélation transverse sont calculées. Ceci permet de fournir dans un dernier temps les données d'entrées au modèle de prédiction de bruit de Chandiramani [29]. L'optimisation acoustique se fait ensuite par itération de ce procédé. Les grandeurs  $\delta^*$ ,  $\theta^*$  et  $\tau_w$  fournissent en outre une estimation de la traînée, ce qui rend possible une optimisation multi-objectif. Le profil ainsi optimisé a été utilisé d'une part en soufflerie anéchoïque où un gain en performance aérodynamique a été observé en plus du gain acoustique, et d'autre part en configuration industrielle, sur l'éolienne de l'étude d'Oerlemans & al. [103] déjà évoquée. Le profil optimisé y présente une réduction de 1 dB sur les niveaux de bruit globaux tandis que la méthode de prédiction prévoit une réduction de l'ordre de 4 dB.

Sørensen [137] a utilisé pour un rotor caréné une optimisation multi-objectif sur le niveau de bruit, le rendement et la vitesse de rotation en modifiant des paramètres globaux comme le rayon du moyeu, le nombre de pales, la vitesse de rotation, la variation de la corde selon l'envergure, l'angle de calage et la cambrure. Il utilise des modèles aérodynamiques et acoustiques simplifiés (comme celui de Fukano [55] où le bruit produit ne dépend que du nombre de pales, du déficit de vitesse dans le sillage et de la largeur de sillage). Cette technique permet théoriquement d'atteindre 4 dB de réduction en limitant les pertes de points de rendement mais n'a pas été suivie de vérification expérimentale à notre connaissance.

Les méthodes d'optimisation nécessitent un grand nombre d'itérations pour converger vers un dessin aérodynamiquement efficace et silencieux. Les calculs directs de bruit basés sur des simulations à grandes échelles (LES) sont actuellement trop coûteux en temps de calcul pour être intégrés dans de telles boucles d'optimisation. Les méthodes hybrides plus

rapides basées sur des calculs moyennés (RANS) couplés à des modèles analytiques souffrent d'approximations importantes et des développements sont encore nécessaires pour prédire correctement le bruit de bord de fuite. Le principal obstacle étant l'obtention du spectre de pression pariétale fluctuante à proximité du bord de fuite, comme détaillé dans la thèse de Rozenberg [122]. L'étude de Marsden & al. [99] à l'université de Stanford fournit cependant un contre-exemple puisqu'une optimisation est effectuée sur un profil isolé grâce à des calculs LES. Pour chaque forme de profil, un calcul RANS préliminaire est effectué afin de vérifier que la traînée ne soit pas excessivement élevée puis un calcul LES est réalisé afin d'évaluer le bruit en champ lointain. Le profil optimisé a ainsi un bord de fuite "oscillant" légèrement dans la direction normale à la corde. Cette méthode permet de supprimer complètement le bruit d'échappement tourbillonnaire liée à l'épaisseur du bord de fuite et d'atténuer de 5 dB le bruit de bord de fuite large bande en hautes fréquences.

### 3.1.5 Méthodes actives : soufflage au bord de fuite

Les méthodes de réduction de bruit présentées jusqu'ici sont des méthodes dites "passives" car elles ne nécessitent pas d'apport d'énergie au système. Un mot doit être dit également sur les méthodes "actives" qui existent mais qui visent plutôt à réduire le bruit d'interaction des stators avec la turbulence émanant des sillages du rotor, comme souligné par Casalino dans sa revue sur les moyens de réduction de bruit des avions [27]. Ces méthodes utilisent un soufflage d'écoulement en paroi de l'extrados des aubes de rotors juste en amont du bord de fuite. Le but est de combler le sillage des aubes du rotor et d'y limiter le taux de turbulence. Les études sur ce sujet sont nombreuses : on peut noter celles de Winkler & al. [148] sur profil isolé, de Borgoltz & al. [21] sur grille d'aubes linéaire, celles de Leitch & al. [91], de Fite & al. [51], de Woodward & al. [149], et de Sutliff & al. [140] sur rotor. Toutes ces études montrent qu'il est possible de réduire significativement le bruit large bande d'interaction rotor-stator ainsi que le bruit tonal. En revanche, comme noté dans l'étude de Winkler, le bruit de bord de fuite du stator est lui légèrement réhaussé en hautes fréquences. De plus une nouvelle source de bruit apparaît : c'est l'interaction de l'écoulement soufflé avec les bords de la fente de soufflage elle-même. Aux plus forts débits testés, cet effet peut augmenter le bruit propre du profil de 30 dB en hautes fréquences. Du point de vue aérodynamique, la traînée est fortement diminuée puisque les déficits de vitesse sont partiellement comblés mais il faudrait ajouter à ce bilan l'énergie introduite dans le soufflage. Dans un autre domaine, l'étude de Koop & al. [89] montre que le soufflage est pertinent pour le bruit de volet réduisant le bruit à large bande de 3 à 4dB, même si des méthodes passives offrent des résultats encore meilleurs pour cette configuration. En résumé, le soufflage est un bon moyen de réduire le bruit d'interaction mais pour le bruit de bord de fuite qui nous intéresse dans ce travail, l'introduction de turbulence supplémentaire à proximité du bord de fuite est plutôt défavorable. La solution opposée qui consiste à aspirer la couche limite pourrait être une voie de recherche en aéroacoustique comme elle l'est actuellement en aérodynamique en tant que moyen de contrôle de décollement dans les compresseurs [64].

## 3.2 Sélection d'un dispositif de réduction et démarche expérimentale

A l'issue de ce travail bibliographique, nous pouvons tirer plusieurs conclusions :

- les dispositifs actifs du type soufflage ou aspiration de couche limite du paragraphe 3.1.5 sont très lourds à mettre en œuvre expérimentalement et les perspectives de réduction du bruit de bord de fuite sont relativement faibles,
- les matériaux poreux du paragraphe 3.1.3 offrent de bons résultats acoustiques mais dégradent fortement les performances aérodynamiques,
- les techniques d'optimisation de forme du paragraphe 3.1.4 sont prometteuses et elles pourraient profiter de progrès récents réalisés dans le domaine des méthodes semi-analytiques de prédiction de bruit. Celles-ci sont en effet de mieux en mieux adaptées à l'exploitation de calculs aérodynamiques moyennés [123] et prennent en compte des effets de rétroaction de bord d'attaque dans les fonctions de transfert aéroacoustiques [121, 100] ainsi que des effets de la croissance de la couche limite incidente [122]. Ainsi, des résultats encourageants ont été obtenus dans la thèse de Rozenberg [124] dans la prédiction du bruit de rotor à faible solidité. Cependant le présent travail vise à étudier des dispositifs nouveaux proposant une réduction du bruit qui pourrait être additionnée au gain obtenu *via* l'optimisation de configurations classiques,
- les chevrons du paragraphe 3.1.1 réalisent aussi de bonnes performances acoustiques. Ils ont été beaucoup étudiés dans la littérature et font par ailleurs l'objet d'une attention particulière dans le projet européen FLOCON<sup>2</sup> dans lequel s'inscrit en partie ce travail. Les chevrons ont été étudiés à l'ISVR<sup>3</sup> à Southampton. Nous les étudions donc pas dans ce chapitre. En revanche, au chapitre 4, toujours dans le cadre de FLOCON, ils sont étudiés sur la grille d'aubes linéaire. Nous ferons alors référence aux résultats de l'ISVR pour comparer les mesures en grille d'aubes aux mesures en profil isolé,
- les brosses de bord de fuite présentées au paragraphe 3.1.2 ont montré d'excellents résultats sur une plaque plane et un profil NACA0012 imputable non seulement à la suppression efficace de bruit d'échappement tourbillonnaire d'un profil tronqué mais aussi à la réduction du bruit à large bande. En outre ce dispositif a été finalement peu étudié dans la littérature.

Pour ces différentes raisons, l'étude poursuivie dans ce chapitre porte sur des profils isolés minces peu cambrés et équipés de brosses. Celles-ci sont introduites dans l'épaisseur du bord de fuite. L'objectif est double : nous souhaitons d'abord élargir la base de données en testant les brosses dans une nouvelle installation expérimentale afin de confirmer les tendances observées par l'équipe du DLR [72]; ensuite des investigations spécifiques permettront de proposer un début d'explication du principe de la réduction acoustique par les brosses. Les résultats présentés dans ce chapitre reprennent en grande partie ceux de Finez & al. [47].

Dans la suite, les moyens d'essais de cette étude sont décrits dans la section 3.3. La maquette est placée dans le cône potentiel quasi-laminaire d'un jet non turbulent et l'acoustique est mesurée en champ lointain. Cette approche a déjà fait ses preuves dans la littérature pour isoler le bruit de bord de fuite (voir par exemple les études de Brooks & al. [22], Schlinker & Amiet [131], Roger & Moreau [100, 120]). Dans un premier temps, nous étudions le profil non

---

2. Flow Control

3. Institute of Sound and Vibration Research

traité comme cas de référence dans la section 3.4. Deux installations anéchoïques du LMFA sont utilisées : la "petite chambre sourde" dont le faible bruit de fond permet de mesurer des faibles niveaux y compris en basses fréquences et la "grande chambre sourde" (utilisée au chapitre 1) dont la soufflerie permet d'utiliser des vitesses d'écoulement atteignant 100 m/s mais qui possède un bruit de fond plus élevé en basses fréquences. Ces deux installations sont décrites dans l'annexe A. Des mesures aérodynamiques et acoustiques sont effectuées dans plusieurs moyens d'essais et comparés aux résultats présents dans la littérature. Comme pour la grille d'aubes, les caractéristiques statistiques du champ de pression pariétale sont mesurées sur l'extrados et nous utilisons le modèle analytique d'Amiet [11] pour déduire le bruit de bord de fuite en champ lointain. L'objectif est ici de tester ce modèle à la limite de validité de ses hypothèses puisque le profil est cambré et les couches limites turbulentes supposées "statistiquement gelées" dans le modèle s'épaississent en réalité et deviennent plus turbulentes à l'approche du bord de fuite. Dans un deuxième temps, les brosses sont introduites dans le profil au moyen d'un bord de fuite interchangeable. Une glissière permet d'insérer un bord de fuite droit pour le cas de référence et diverses brosses peuvent être testées. Dans la section 3.5, nous mesurons la réduction du bruit pour plusieurs vitesses d'écoulement. Nous comparerons nos observations à celle de Herr. Pour comprendre le mécanisme sous-jacent de réduction du bruit, nous étudierons la cohérence des perturbations aérodynamiques dans le sillage suivant l'envergure dans la section 3.6. Enfin, nous procéderons à une localisation des sources de bruit dans la section 3.7 pour identifier les autres sources de bruit présentes dans l'installation.

### 3.3 Protocole expérimental et moyens d'essais

Cette section décrit les moyens d'essais et le dispositif soigné d'intégration des brosses dans le bord de fuite du profil.

#### 3.3.1 Le profil de compresseur

Nous choisissons le profil académique de compresseur NACA 65-(12)10 déjà utilisé au chapitre 1 dans la grille d'aubes mais cette fois en configuration isolée. Ce profil possède à la fois un bord de fuite suffisamment mince pour ne pas larguer d'allée de Von Karman et une épaisseur suffisante pour aménager une glissière dans le corps de la maquette. De plus, ce profil disymétrique présente une forte cambrure, il permet donc de tester les brosses dans une nouvelle configuration plus proche des profils utilisés dans l'industrie. Son dessin est présenté sur la figure 3.3. Enfin, il a été sélectionné dans le projet FLOCON pour tester divers dispositifs de réduction de bruit d'abord sur un profil isolé à l'ISVR puis dans le présent travail dans les chapitres 1 et 4 dédiés à la grille d'aubes. Nous disposons donc d'une base de données comparative conséquente couvrant l'aérodynamique et l'acoustique de ce profil. Le profil possède une longueur de corde de 130 mm et une envergure de 300 mm.



FIGURE 3.3 – Dessin du profil NACA 65-(12)10 utilisé

### 3.3.2 Les brosses

Le profil NACA est tronqué à 90% de corde et une rainure est ménagée dans le corps principal en aluminium du profil afin d'y insérer différents bords de fuite en résine. Un bord de fuite de référence est usiné de manière à reconstituer le dessin initial du profil. Sept bords de fuite dans lesquels sont insérés divers types de brosses constituées de fibres de polypropylène ont également été confectionnés. Nous avons fait varier les trois paramètres suivants : la longueur des fibres (dans le sens de la corde), le diamètre des fibres et la densité moyenne exprimée en nombre de fibres par mètre d'envergure. Les valeurs de ces paramètres ont été choisies en fonction des brosses disponibles et de leur usinabilité ; ces valeurs sont rassemblées dans la table 3.2. Etant donné la difficulté de confection de ces brosses, il n'a parfois été possible de ne changer qu'un seul paramètre à la fois. Le profil et les brosses sont présentés sur la figure 3.4-a. Sur cette photographie, sept brosses sont présentes car il y a deux exemplaires de la brosse *B1*. Ceci nous a permis de vérifier la répétabilité des résultats vis-à-vis des variabilité dans la réalisation pratique des brosses.

	Qualificatif	Longueur moyenne (mm)	Diamètre des fibres (mm)	Densité moyenne des fibres (nombre de fibre/m)
Brosse <i>B1</i>		32	0.5	1800
Brosse <i>B2</i>	espacée	40	0.5	1000
Brosse <i>B3</i>	longue	37	0.5	1800
Brosse <i>B4</i>	courte	10	0.5	1900
Brosse <i>B5</i>	fine	25	0.25	3000

TABLE 3.2 – Paramètres des brosses utilisées

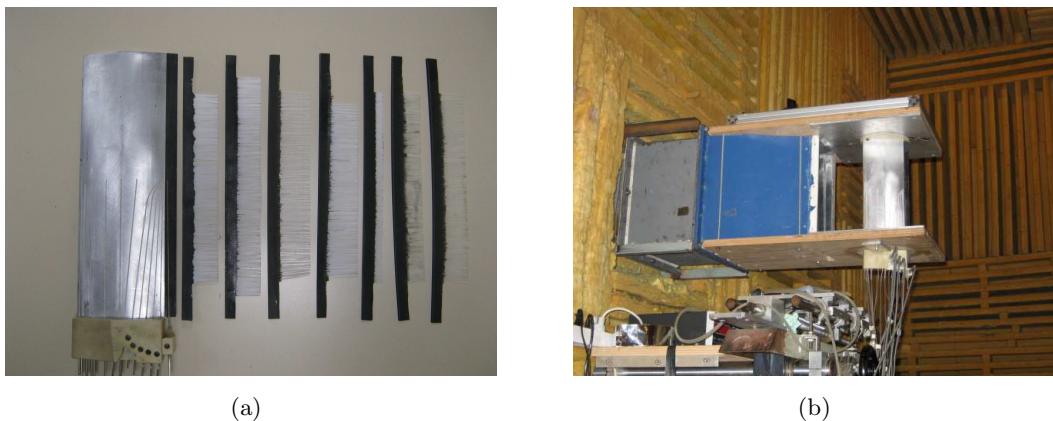


FIGURE 3.4 – Photo du profil utilisé muni du bord de fuite non traité de référence et les sept brosses adaptables (a) et du profil installé dans la soufflerie de la petite chambre sourde (b)

### 3.3.3 Mesures de pression

Quatre types de mesures de pression sont réalisées :

- la pression acoustique est mesurée au moyen d'un microphone Bruel & Kjaer de type 4189 et de sensibilité 45,2 mV/pa pour les mesures en petite chambre sourde et de 46,4 mV/Pa pour les mesures en grande chambre sourde. Cette sensibilité est estimée en utilisant un pistonphone Bruël&Kjaer délivrant une pression acoustique calibrée de 1 Pa (94 dB) à 1000 Hz. Le microphone est situé dans le plan médian à un rayon  $R=1,8$  m du centre de rotation du profil. A cette distance, le microphone est situé dans le champ lointain géométrique puisque  $R/c = 13.8 \gg 1$  où  $c$  est la longueur de corde de la maquette. Le champ lointain acoustique est lui défini par  $kR \gg 1$  où  $k = 2\pi f/c_0$  est le nombre d'ondes acoustique. Cette condition équivaut à  $f \gg 30$  Hz. On peut donc considérer que le point d'observation est dans le champ lointain acoustique pour les fréquences supérieures à 300 Hz.
- la pression totale et la pression statique sont mesurées à l'aide d'un tube de Pitot couplé à un manomètre Furness et placé dans la partie non turbulente de l'écoulement. Elles permettent d'estimer la vitesse incidente. La masse volumique est estimée à partir d'une mesure de température réalisée par un thermocouple à proximité du Pitot,
- la pression moyenne (en temps) en paroi du profil permet de contrôler la charge aérodynamique. Un manomètre situé hors de l'écoulement est relié à des points de mesure à mi-envergure. Quatre sondes sont disposées sur l'intrados à 4, 10, 25 et 80 mm du bord d'attaque et six sur l'extrados à 4, 10, 20, 40, 60 et 80 mm du bord d'attaque. Les sondes de pressions instationnaires situées à proximité du bord de fuite et décrites ci-dessous peuvent également être utilisées en obstruant les logements des microphones.
- la pression pariétale instationnaire est mesurée à l'aide de sondes à microphones déportés similaires à celles décrites dans la thèse de Grilliat [66]. La procédure d'étalonnage est identique à celle proposée dans la thèse de Rozenberg [122], elle est présentée en annexe A.2. Ces fonctions d'étalonnage sont implicitement utilisées dans tous les résultats de ce chapitre. Les six sondes sont disposées sur l'extrados uniquement à proximité du bord de fuite comme présenté sur la figure 3.5. Cinq de ces sondes sont positionnées à 86% de corde dans le corps en aluminium de la maquette. Cette longueur est une donnée d'entrée des modèles de bruit de bord de fuite. Les espacements réalisables suivant l'envergure sont présentés dans la table 3.6. Une sixième sonde située à 91% de corde dans la partie amovible du profil permettra de donner une estimation de la vitesse de convection de ces tourbillons.

### 3.3.4 Mesure de corrélation de vitesse par un couple de fil chaud parallèles

Des mesures de corrélation de vitesses turbulentes dans le sillage proche sont décrites au paragraphe 3.6.2. Elles sont obtenues à l'aide de deux fils chauds tous deux introduits dans le sillage du profil et orientés suivant la normale au plan du profil. Ces deux fils chauds parallèles sont espacés dans le sens de l'envergure et permettent de mesurer la cohérence transverse du champ de vitesse. Un montage similaire a été réalisé dans le sillage d'une plaque plane par Bonnet & al. [20].

Les fils chauds sont placés à des distances du bord de fuite variant entre 2 mm et 35 mm. Pour la position la plus proche, le sillage a une épaisseur de 5 mm, les fils de longueurs 1 mm effectuent donc une intégration sur une partie du sillage. Cependant, on a veillé à les positionner au maximum d'intensité turbulente correspondant à la couche limite de l'extrados,

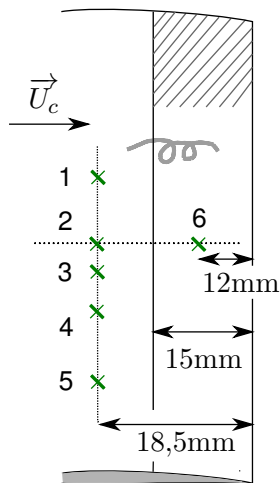


FIGURE 3.5 – Position des sondes de pression instationnaire utilisées pour le profil isolé. La partie hachurée représente le bord de fuite en résine qui peut être remplacé par un bord de fuite muni de brosse.

Sondes $n^\circ$	Espacement (mm)
2-3	1.2
3-4	1.5
2-4	2.8
1-2	5.2
4-5	6.2
1-3	6.8
3-5	7.5
1-4	8.0
2-5	9.0
1-5	14.2

FIGURE 3.6 – Espacement transverse entre les sondes de pression instationnaire

de cette manière, l'effet d'intégration est minimal et on se rapproche de la mesure ponctuelle. Cette orientation parallèle et normale au plan du profil permet d'atteindre des séparations de fils de 0,78 mm où la cohérence transverse est non nulle sur une grande plage de fréquence. Les sondes sont montées sur un chariot qui permet un déplacement égal et symétrique par rapport au plan médian.

Les mesures sont effectuées avec un anémomètre à température constante DANTEC Streamline et deux fils chauds de type 55P11 de 5  $\mu\text{m}$  de diamètre. Les signaux temporels sont échantillonnés à 25600 Hz et moyennés sur 600 blocs de transformées de Fourier discrètes (DFT) utilisant 6400 points. Ceci permet de faire des spectres en bandes fines convergés même pour les plus faibles valeurs de cohérence avec une résolution de 4 Hz.

### 3.3.5 Antennerie acoustique

Pour localiser les sources de bruit dans l'installation de la petite chambre sourde, une mesure d'antennerie acoustique est mise en œuvre dans la petite chambre sourde. La technique générale a été décrite dans la section 1.6. Nous nous trouvons ici dans une configuration plus classique qu'au chapitre 1 puisque l'antenne monodimensionnelle est placée parallèlement à la corde, comme on peut le voir sur la figure 3.7. Nous utilisons une antenne de 12 microphones Bruel&Kjaer de sensibilité 3 mV/Pa. L'espacement entre deux microphones adjacents est constant et égal à 90 mm. L'antenne est placée dans le plan médian, parallèlement à l'axe de l'écoulement incident et du côté de l'extrados. La distance de l'antenne au bord d'attaque est de 370 mm. Elle est donc située à l'extérieur de la couche de cisaillement du jet qui a une largeur de 150 mm en sortie de buse.

Dans ce chapitre, l'algorithme CLEAN-SC de Sijstma [133] est principalement utilisé. Il est présenté en détail en annexe D.



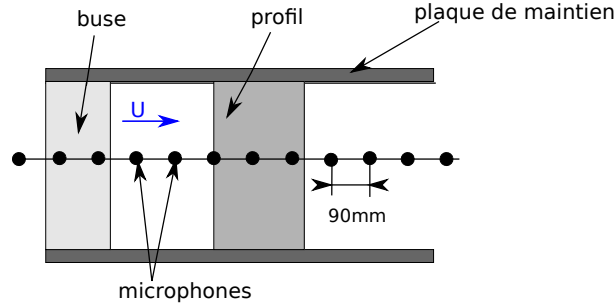


FIGURE 3.7 – Vue schématique du montage utilisé pour la localisation des sources de bruit du profil.

### 3.4 Etude du profil non traité

Dans cette section, on étudie la charge moyenne du profil dans les deux installations, puis le champ de pression turbulent de l'extrados à proximité du bord de fuite et finalement l'acoustique en champ lointain.

#### 3.4.1 Coefficient de pression

Le coefficient de pression moyenne  $C_p(x)$  est défini dans le cas du profil isolé par l'équation 3.1 à partir de la pression pariétale moyenne  $p(x)$  en Pa mesurée par les sondes en paroi du profil, de la pression atmosphérique  $p_\infty$ , de la masse volumique de l'air  $\rho$  et de la vitesse incidente  $U_\infty$ . Le profil est ici testé pour des vitesses d'écoulement allant de 30 m/s à 70 m/s et pour des angles d'attaque entre  $0^\circ$  et  $15^\circ$ . Nous avons vérifié au préalable que ce coefficient était bien indépendant de la vitesse d'écoulement dans chacune des installations.

$$C_p(x) = \frac{p(x) - p_\infty}{1/2 \rho U_\infty^2} \quad (3.1)$$

Il est possible de comparer les valeurs obtenues avec celles de la littérature, en particulier avec les résultats obtenus dans le projet européen FLOCON. Des expériences ont été menées dans la soufflerie de l'ISVR avec le profil NACA 65-(12)10 avec une corde  $c = 150$  mm et pour une buse de dimension différente. Cette différence dans la largeur de buse  $h$  induit une déflexion différente de l'écoulement. Cet effet peut être partiellement pris en compte par la correction d'angle d'attaque de Brooks & al. [22] déduite d'une méthode 2D de *lifting surfaces* pour NACA0012. Ainsi l'angle d'attaque aérodynamique effectif  $\alpha^*$  est donné à partir de l'angle d'attaque géométrie  $\alpha_t$  par les équations 3.2-3.4.

$$\alpha^* = \frac{\alpha_t}{\zeta} \quad (3.2)$$

$$\zeta = (1 + 2\sigma)^2 + \sqrt{12\sigma} \quad (3.3)$$

$$\sigma = \frac{\pi^2}{48} \left(\frac{c}{h}\right)^2 \quad (3.4)$$

On choisit de comparer les mesures de  $C_p$  dans les différentes installations pour  $\alpha^* = 3, 5^\circ$ . La table 3.8 rassemble les différents paramètres pour les trois chambres sourdes et donne

l'angle  $\alpha_t$  correspondant. La figure 3.9-a présente les mesures du coefficient de pression dans les trois installations ainsi que les résultats de calcul numérique moyennés effectués par le CERFACS et FLUOREM dans le cadre du projet européen dans la configuration de l'ISVR. Dans ces simulations numériques 2D, la buse de l'ISVR est maillée et le profil est donc plongé dans un écoulement de largeur finie afin de bien prendre en compte les effets d'installation.

Installation	$h$ [mm]	$c$ [mm]	$h/c$	$\zeta$	$\alpha_t, ^\circ$
ECL petite chambre	150	130	1.15	3.07	10
ECL grande chambre	500	130	3.84	1.46	5
ISVR	150	150	1	3.56	12

FIGURE 3.8 – Paramètres des trois installations expérimentales présentes dans figure 3.9 et angle d'attaque géométrique correspondant à un angle d'attaque effectif de  $\alpha^* = 3,5^\circ$

Pour cet angle, l'accord est très bon entre les mesures ECL en petite chambre anéchoïque et les deux calculs numériques ainsi qu'avec les mesures de l'ISVR. Ceci valide l'utilisation de la petite chambre sourde pour l'étude du profil tout au moins du point de vue aérodynamique et pour cet angle d'attaque. Le bon accord est lié au fait que les rapports  $h/c$  sont voisins pour ces deux configurations. En revanche, on observe un désaccord plus important avec les mesures dans la grande chambre anéchoïque. L'angle d'attaque est pourtant bien ajusté puisque la charge dans la région du bord d'attaque est proche des autres mesures. Mais la dépression est plus marquée sur la deuxième partie du profil entre 15 et 80 % de corde; ceci est un effet lié à l'installation que la simple correction d'angle d'attaque ne parvient pas à compenser complètement. Il peut avoir une influence sur le développement de la couche limite de l'extrados et donc sur le bruit produit, ce que nous étudierons au paragraphe 3.4.2.

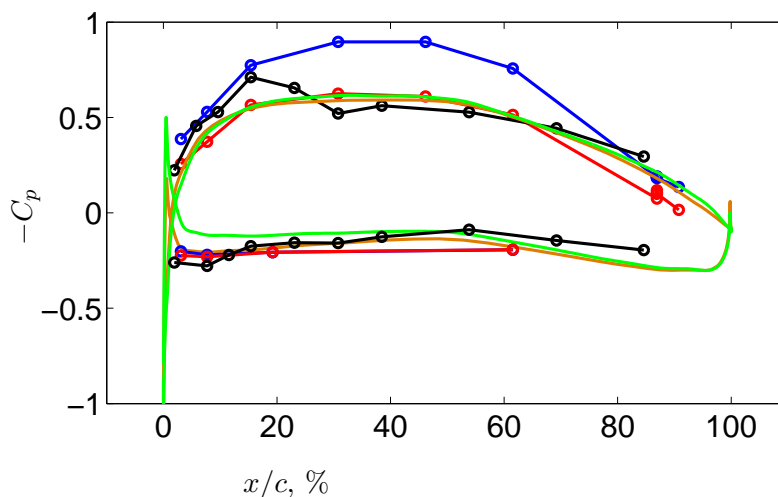


FIGURE 3.9 – Coefficient de pression en surface du profil. Calculs numériques et expériences dans différentes souffleries pour un angle d'attaque effectif  $\alpha^* = 3,5^\circ$ . — ECL petite chambre  $\alpha_t = 10^\circ$ , — ECL grande chambre  $\alpha_t = 5^\circ$ , — ISVR  $\alpha_t = 12^\circ$ , — FLUOREM  $\alpha_t = 10^\circ$ , — CERFACS  $\alpha_t = 10^\circ$ .

Dans la suite, nous faisons varier l'angle d'attaque pour les mesures en grande chambre

anéchoïque. La figure 3.10-a propose le tracé de  $C_p$  pour  $\alpha_t$  compris entre  $0^\circ$  et  $15^\circ$ . Pour les angles d'attaque proches de  $0^\circ$ , une partie de l'extrados est en supression par rapport à l'intrados ce qui signifie que le point d'arrêt est situé sur l'extrados. Notons que l'angle d'attaque  $\alpha_t$  est ici défini par rapport à la corde tandis qu'en aérodynamique des turbomachines, il est classiquement défini par rapport à la tangente à la ligne moyenne du profil au bord d'attaque. L'angle entre ces deux droites étant de  $26,8^\circ$ , il n'est pas étonnant de constater un extrados en surpression à  $\alpha_t = 0^\circ$ .

Cependant, même à  $\alpha_t = 0^\circ$ , la portance totale du profil est positive comme le montre la figure 3.10-b. Le coefficient de portance  $C_L$  est calculé à partir de  $C_p$  par l'équation :

$$C_L = \cos \alpha^* \int_0^1 [C_{p-intrados} - C_{p-extrados}] (x/c) dx/c \quad (3.5)$$

Une augmentation de l'angle d'attaque entraîne une augmentation progressive du coefficient de portance  $C_L$ . La théorie des profils minces prévoit une variation linéaire de  $C_L$  avec  $\alpha_t$  selon l'équation 3.6.  $C_{L0}$  représente le coefficient de portance à  $0^\circ$  et permet de tenir compte de la cambrure du profil. La figure 3.10-b montre que cette loi est respectée pour  $\alpha_t < 10^\circ$ .

$$C_L = 2\pi\alpha^* - C_{L0} \quad (3.6)$$

Pour les angles  $\alpha_t$  supérieurs à  $10^\circ$ , la dépression sur la deuxième partie de l'extrados chute et le  $C_L$  est limité à 1.3 ; ce décrochage est l'expression globale d'un décollement sur le profil qui est à proscrire sur le plan aérodynamique. Il peut constituer une source de bruit gênante pour les mesures acoustiques en grande chambre sourde qui devront donc être limitées aux angles d'attaque inférieurs à  $10^\circ$ .

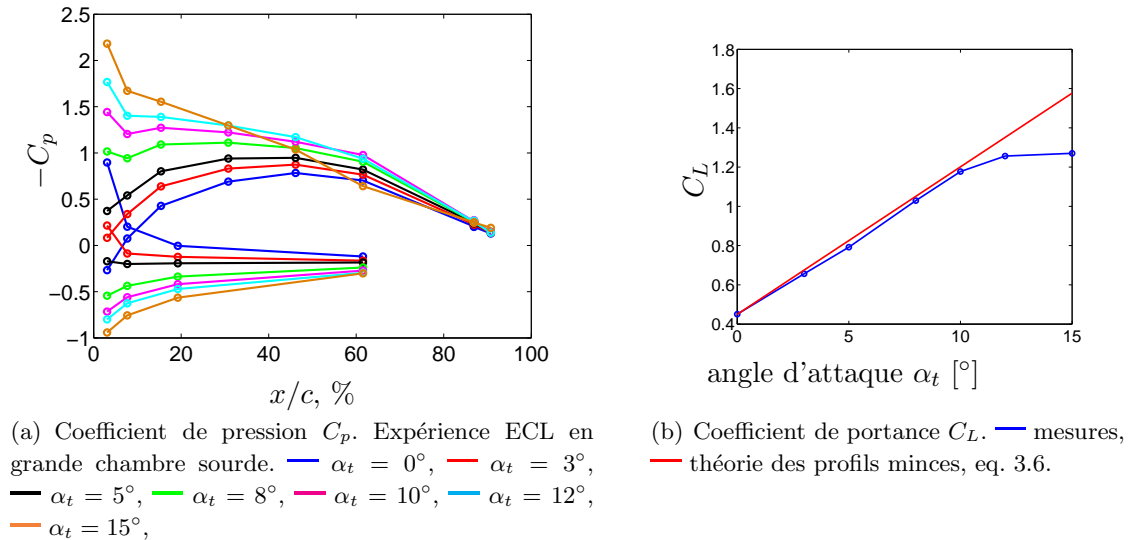


FIGURE 3.10 – Influence de l'angle d'attaque sur la portance du profil NACA65-(12)10

### 3.4.2 Acoustique en champ lointain

Le bruit en champ lointain généré par le profil non traité est maintenant étudié. A nouveau, nous proposons une comparaison entre les mesures effectuées dans les deux chambres

anéchoïques de l'ECL et les mesures de l'ISVR à  $\alpha^* = 3,5^\circ$ . Les conditions expérimentales étant différentes, le spectre acoustique est recalé aux conditions présentes en suivant les règles de tendance 3.7- 3.9 suggérées par Brooks & al [22]. Pour un nombre de Reynolds basé sur la corde  $Re_c = 2,6 \times 10^5$  et en tenant compte du changement de vitesse  $U$ , de corde  $c$ , d'envergure  $L$  et de distance d'écoute  $r$ , la densité spectrale de puissance (DSP) de la pression acoustique  $S_{pp}$  et la fréquence dépendent des lois suivantes :

$$S_{pp} \propto U^5 \delta^* \frac{L}{r^2} \quad (3.7)$$

$$St = \frac{f \delta^*}{U} \quad (3.8)$$

$$\delta^* \propto c Re_c^{-0.114} \quad (3.9)$$

où  $\delta^*$  est l'épaisseur de déplacement de la couche limite extradados. Du fait qu'il manque certaines données pour estimer  $\delta^*$ , nous nous contenterons ici de recalé les spectres dimensionnels à la situation présente en utilisant les relations de proportionnalité 3.7-3.9. On suppose que la dépendance 3.9, théoriquement valide pour un profil NACA0012 à faible incidence l'est toujours pour ce profil cambré. Sur tous les profils testés dans ce chapitre, une bande rugueuse a été appliquée sur l'extrados dans le but de déclencher la transition de couche limite.

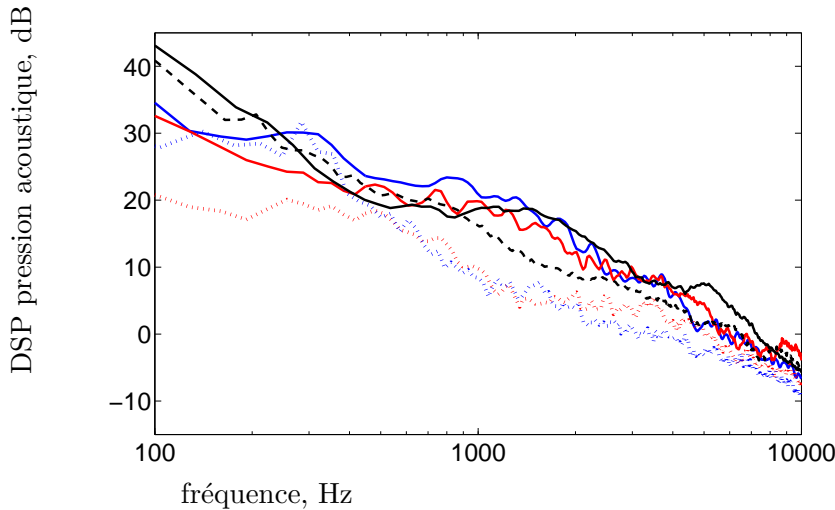


FIGURE 3.11 – Spectre du bruit mesuré pour  $\alpha^* \simeq 3,5^\circ$  et recalés à  $U = 30$  m/s . Expériences menées dans différentes souffleries pour un angle d'attaque effectif  $\alpha^* = 3,5^\circ$ . — ECL petite chambre ( $\alpha_t = 10^\circ U = 30$  m/s), — ECL grande chambre ( $\alpha_t = 5^\circ U = 30$  m/s), — ISVR ( $\alpha_t = 10^\circ U = 20$  m/s), - - ISVR ( $\alpha_t = 10^\circ U = 40$  m/s), ···· bruit de fond ECL petite chambre (30 m/s), ···· bruit de fond ECL grande chambre (30 m/s).

Sur la figure 3.11, les spectres acoustiques mesurés en petite et grande chambres anéchoïques de l'ECL sont présentés pour un angle d'attaque effectif de  $\alpha^* = 3,5^\circ$ , une vitesse d'écoulement de 30 m/s et pour un angle d'écoute  $\theta = 90^\circ$  (par rapport à la corde du côté de l'extrados). Les écarts restent inférieurs à 5dB, ce qui est relativement faible étant données les différences déjà observées sur les charges aérodynamiques (*cf* fig. 3.9-a). Par ailleurs, les écarts observés entre les mesures de l'ISVR à 20 m/s et à 40 m/s montrent la limite des

règles de dimensionnement 3.7-3.9 utilisées. Quelques observations peuvent néanmoins être faites : les mesures effectuées à l'ECL sont situées pour la plus grande partie de la gamme fréquentielle d'analyse entre les deux courbes de l'ISVR, ce qui permet de leur accorder une certaine confiance.

Le bruit de fond des installations est mesuré dans les mêmes conditions mais lorsque la maquette est retirée. Les contributions principales sont alors celles des couches de cisaillement turbulentes du jet subsonique et des bords de la buse, il est représenté en pointillés sur la figure 3.11. On voit que le bruit du profil est largement supérieur au bruit de fond dans la petite chambre sourde jusqu'en très hautes fréquence tandis que dans la grande chambre, cela n'est vrai que pour  $f > 400$  Hz. L'analyse des basses fréquences ne peut donc se faire que dans la petite chambre sourde.

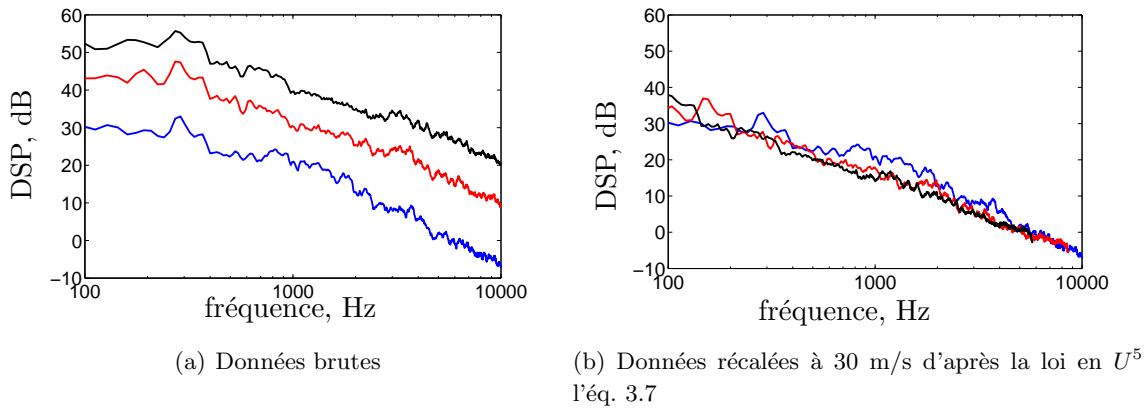


FIGURE 3.12 – Spectres acoustiques du profil isolé mesurées dans la grande chambre sourde de l'ECL. Dépendance en vitesse pour  $\alpha^* = 3.5^\circ$ . —  $U = 30$  m/s, —  $U = 50$  m/s, —  $U = 70$  m/s,

La dépendance en vitesse du spectre acoustique est présentée sur la figure 3.12-a pour les mesures de la grande chambre sourde avec des vitesses d'écoulement de 30 m/s; 50 m/s et 70 m/s. Le gabarit spectral change peu avec la vitesse ce qui indique que les sources acoustiques restent identiques pour ce régime. Ici, les tendances 3.7-3.9 utilisées pour recalibrer les mesures à 30 m/s amènent une bonne superposition sur la figure 3.12-b car on compare des mesures issues d'un même banc expérimental.

### 3.4.3 Statistique de pression pariétale

Le modèle d'Amiet [11] nécessite la caractérisation du champ de pression incident<sup>4</sup> de la couche limite de l'extrados près du bord de fuite. Notons ici que la contribution de la couche limite de l'extrados est supposée très supérieure à celle de l'intrados sinon, il faudrait aussi travailler sur l'intrados. Ceci se justifie par le fait que le gradient de pression est favorable du côté de l'intrados ce qui retarde la transition laminaire/turbulent.

Comme pour la grille d'aubes, trois données d'entrée sont nécessaires à l'application du modèle d'Amiet : le spectre de pression pariétale  $\Phi_{pp}$ , la vitesse de convection  $U_c$  des structures turbulentes dans la couche limite et la longueur de cohérence transverse  $l_z$ . Elles sont

4. non perturbé par le bord de fuite

toutes déduites des mesures du réseau de capteurs de l'extrados. Nous allons les analyser successivement. Dans la suite, nous nous restreignons aux mesures de la grande chambre sourde et à la configuration  $\alpha_t = 5^\circ$  ( $\Leftrightarrow \alpha^* = 3.5^\circ$ )

### 3.4.3.1 Spectres en paroi

Les spectres de pression en paroi de l'extrados mesurés par les sondes de la figure 3.5 à proximité du bord de fuite et corrigés par les fonctions d'étalonnage de l'annexes A.2 sont proposés sur la figure 3.13. Sous réserve d'une bonne homogénéité transverse du champ de pression, les sondes 1 à 5 qui sont toutes situées à 87% de corde doivent théoriquement mesurer le même spectre de pression pariétale. Ici, la transition de couche limite est forcée entre 0 et 10% de corde par une bande rugueuse ce qui tend à améliorer cette homogénéité dans le sens de l'envergure. La figure 3.13 montre que les spectres correspondants sont bien regroupés ce qui valide les fonctions d'étalonnage utilisées et la mesure effectuée. Un spectre moyen sur les sondes 1 à 5 est tracé en rouge sur la figure 3.13 et sera utilisé pour l'application du modèle.

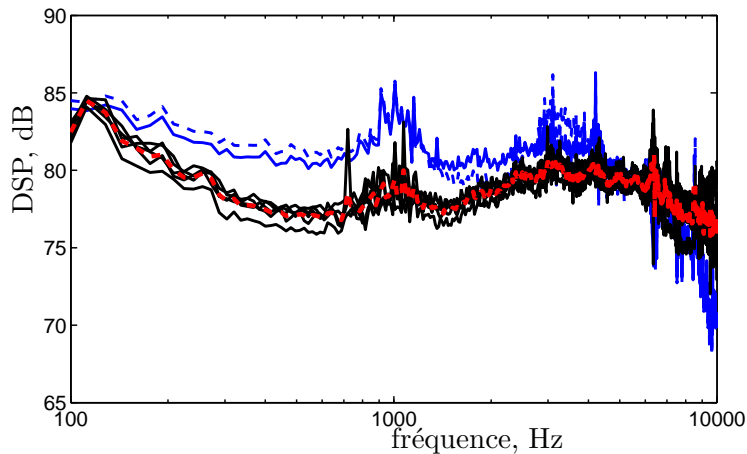


FIGURE 3.13 – Spectres de pression pariétale  $\alpha_t = 5^\circ$  ( $\alpha^* = 3.5^\circ$ ) à  $U = 50$  m/s mesurés dans la grande chambre sourde. Transition de couche limite forcée. —  $\Phi_{pp}$  des sondes 1 à 5, - - spectre moyen des sondes 1 à 5, —  $\Phi_{pp}$  de la sonde 6, - -  $\Phi_{pp}$  de la sonde 6 corrigé d'après les eq. 3.10 et 3.11, et recalé à l'abscisse des sondes 1 à 5.

La sonde 6 qui est située sur la partie amovible du profil à 91% de corde présente un spectre sensiblement différent des spectres à 87% de corde : il est plus élevé en moyennes et basses fréquences et plus faible en hautes fréquences. Ceci peut-être dû au fait que le champ de pression est effectivement différent : la couche limite s'épaissit entre les deux points de mesure et le champ de pression turbulent en est affecté. Cette explication est appuyée par la figure 3.14 qui présente l'épaisseur de couche limite  $\delta$  comme une fonction de la coordonnée  $x$  selon la corde résultant d'un calcul RANS 2D sur la configuration de l'ISVR et réalisée par l'entreprise FLUOREM [56] dans le cadre du projet FLOCON. D'après ce calcul numérique,  $\delta$  augmente de 25% entre les deux points de mesure. Cet épaississement s'accompagne généralement d'un transfert d'énergie turbulente des hautes vers les basses fréquences, ce qui est en accord avec les observations de la figure 3.13.

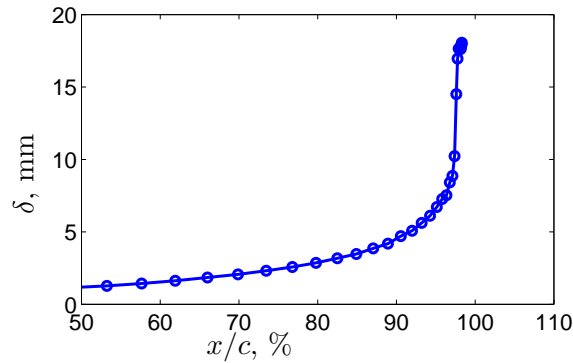


FIGURE 3.14 – Epaisseur de couche limite  $\delta$  définie comme la distance à la paroi où la pression totale atteint 99% de la pression totale extérieure. Calcul RANS effectué par FLUOREM [56] pour  $\alpha^* = 3.5^\circ$  et  $U = 50$  m/s.

La figure 3.14 montre également une forte augmentation de  $\delta$  entre 90% et 100% de corde jusqu'à atteindre 18 mm soit plus de 4 fois sa valeur à  $x/c = 87\%$ . Dans cette zone, les données RANS doivent être prises avec précaution car il peut s'agir d'une des limitations du calcul numérique à proximité du bord de fuite ou d'un biais introduit par la méthode d'évaluation de  $\delta$  du fait de la courbure du profil. Néanmoins, cette observation soulève la question d'un éventuel décollement partiel dans la toute dernière partie du profil. S'il existe réellement dans l'expérience, ce décollement a nécessairement un effet important sur la pression pariétale et pose la question du spectre à considérer comme donnée d'entrée du modèle analytique. A notre connaissance, il n'existe pas dans la littérature de modèle permettant d'extrapoler le spectre de pression pariétale d'un écoulement décollé à partir des données de la partie attachée. Par ailleurs pour des raisons d'encombrement, il n'est pas non plus envisageable de placer des capteurs de pression au delà de 91% de corde. Nous utilisons donc les spectres de pression pariétale de la figure 3.13.

D'autres phénomènes peuvent marginalement contribuer à la différence entre les spectres à 87% et à 91% de corde. La transition entre la partie en aluminium du profil et la partie en résine introduite dans la section 3.3.2 présente une "marche" qui, bien que très faible peut exciter la couche limite. Ensuite, comme noté par Brooks & Hodgson [23] le champ acoustique diffracté par le bord de fuite peut substantiellement influencer la mesure. A cette très faible distance du bord de fuite, le champ diffracté peut avoir une amplitude comparable à celle du champ de pression aérodynamique incident (pression dite "de blocage" qui serait la pression mesurée en paroi si le bord de fuite était absent). La pression mesurée est alors la superposition de la pression incidente et de la pression diffractée. Ces deux grandeurs étant cohérentes entre elles, leur interaction provoque des interférences visibles dans les spectres sous formes de larges oscillations. Brooks et Hodgson donnent une expression théorique de l'autospectre  $G_{\xi\xi}$  mesuré à une distance  $\xi$  du bord de fuite en fonction de l'autospectre de la pression de blocage  $G_{ii}$  qui s'écrit :

$$G_{\xi\xi}(\omega) = G_{ii}(\omega) \times (1 - 2\Re(q_\xi) + |q_\xi|^2) \quad (3.10)$$

$$q_\xi = \frac{1}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \sqrt{i\xi \left[ \frac{\omega}{U_c} + \frac{\omega}{c_0}(1 + M) \right]} \right) \quad (3.11)$$

La fonction erreur complexe (notée erf) est caractéristique de l'effet de diffraction au bord de fuite. Son argument témoigne de la prise en compte du temps nécessaire pour parcourir la distance  $\xi$  entre le point de mesure et le bord de fuite une première fois à la vitesse de convection  $U_c$  et une deuxième fois dans l'autre sens à la vitesse  $c_0$  convectée au nombre de Mach  $M$ . Ainsi l'effet de la pression diffractée sur la mesure peut être quantifié : le spectre mesuré par la sonde 6 à  $x/c = 91\%$  est recalé à  $x/c = 87\%$  (qui est l'abscisse de mesure des sondes 1 à 5), à l'aide des équations 3.10-3.11 et tracé en tirets bleus sur la figure 3.13. On voit que cet effet ne suffit pas à expliquer les différences de niveaux observées pour la plupart des fréquences analysées, en particulier pour les fréquences inférieures à 1000 Hz où il tend encore à augmenter le spectre mesuré. Par conséquent les différences de niveaux observées entre les sondes 1 à 5 et 6 sont attribuées à une modification réelle de la statistique de pression entre les deux abscisses de mesures liée à l'épaississement de la couche limite.

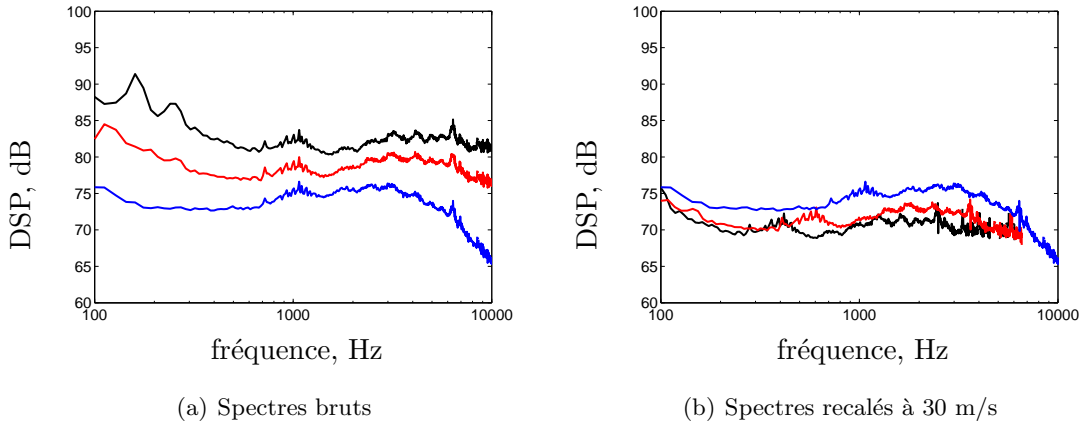


FIGURE 3.15 – Effet de la vitesse sur les spectres de pression pariétale moyenne à  $\alpha_t = 5^\circ$  mesurés dans la grande chambre sourde. —  $U = 30$  m/s, —  $U = 50$  m/s, —  $U = 70$  m/s.

L'effet de la vitesse sur les spectres moyens est présenté sur la figure 3.15 entre 30 m/s et 70 m/s. Les fluctuations de pression pariétale sont naturellement plus importantes pour les grandes vitesses mais le gabarit spectral n'est pas conservé sur la plage de vitesses testées. Le problème de l'adimensionnement des spectres de pression pariétale est un problème complexe puisque la pression au point de mesure résulte des contributions des fluctuations de vitesse dans toute l'épaisseur de la couche limite. De nombreuses études ont proposé des lois d'adimensionnement différentes, on peut citer les modèles de Schlinker & Amiet [131], de Chase-Howe [75], de Goody et de Rozenberg [122]. Nous utilisons ici le modèle de Schlinker-Amiet pour recalé les mesures à la vitesse de 30 m/s. Ce modèle suppose une formulation pour le spectre en paroi du type :

$$\Phi_{pp}(\omega) = 2 \times 10^{-5} \rho_0^2 \delta^* U^3 \frac{\mathcal{F}(\text{St})}{2} \quad (3.12)$$



où  $\mathcal{F}(St)$  est une fonction "universelle". La figure 3.15-b montre le redimensionnement ainsi obtenu,  $St$  et  $\delta^*$  suivant la dépendance 3.9. On peut y voir que la mesure à 30 m/s présente des niveaux relativement plus importants sur l'ensemble du spectre. Cet effet de Reynolds pourrait expliquer la position élevée du spectre acoustique correspondant dans la figure 3.12-b.

### 3.4.3.2 Vitesse de convection

La vitesse de convection des structures turbulentes de la couche limite est également une donnée d'entrée du modèle analytique. On la mesure ici directement au moyen de deux sondes  $B1$  et  $B5$  alignées selon la corde (*cf.* figure 3.5) et suivant deux méthodes : la méthode des tangentes et la méthode directe déjà utilisée dans la section 1.5.3 traitant des mesures de grille d'aubes.

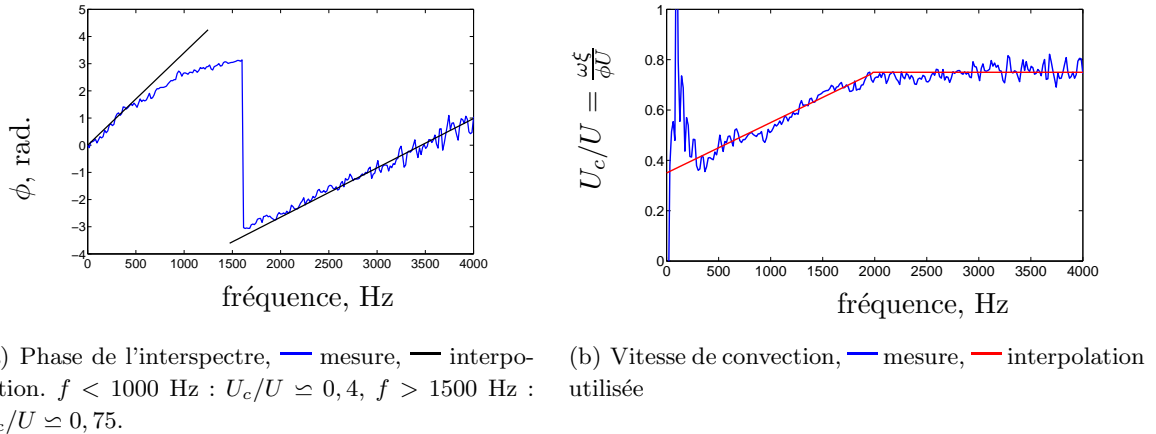


FIGURE 3.16 – Mesure de la vitesse de convection par les ondes 1 et 6,  $U = 30$  m/s et  $\alpha_t = 5^\circ$ .

Concernant la première méthode, à fréquence donnée, la tangente à la courbe  $\phi(f)$  donne une estimation de cette vitesse  $\partial\phi/\partial\omega = \xi/U_c$  comme illustré sur la figure 3.16-a pour le cas  $\alpha_t = 30^\circ$  et  $U = 30$  m/s. A basse fréquence ( $f < 1000$  Hz), cette méthode permet d'estimer  $U_c$  à 40% de  $U$  tandis qu'à plus haute fréquence ( $f > 1500$  Hz),  $U_c$  est proche de 75% de  $U$ .

Selon la deuxième méthode, il est possible de directement tracer la quantité  $\frac{\omega \xi}{\phi} = U_c$  qui permet d'estimer  $U_c$  comme une fonction de la fréquence. Sur la figure 3.16-b, on voit que deux régimes peuvent être identifiés :  $f < 2000$  Hz où  $U_c$  est linéairement croissante avec la fréquence et  $f > 2000$  Hz où  $U_c$  est constante avec la fréquence et vaut 75% de  $U$ . Ces deux régimes peuvent être associés à la prédominance d'évènements de nature différente dans la couche limite et sont approximés par la fonction linéaire par morceaux tracée en rouge qui sera utilisée pour le modèle. Les deux méthodes utilisées donnent donc des résultats sensiblement identiques.

Si l'on compare les mesures en grille d'aubes à celles du profil, il est remarquable de constater la similarité des courbes  $U_c(f)$  mesurées. Ainsi la figure 1.19-b pour la grille et la figure 3.16-b pour le profil isolé présentent toutes deux une rampe partant de 20 à 40% de  $U$  en basse fréquence, augmentant de manière monotone avec  $f$  et se stabilisant en hautes fréquences vers  $U_c = 0,75 \times U$ .

### 3.4.3.3 Cohérence transverse

Dans cette section, nous étudions la longueur de cohérence transverse  $l_z$ . Comme pour la grille d'aubes, un modèle est nécessaire pour interpoler les valeurs de la cohérence  $\gamma^2(\omega, \eta)$  entre les points de mesure. La littérature [23] [122] [100] montre que le modèle de Corcos [34], fournit une bonne interpolation des données expérimentales pour les plaques planes et reste valable pour les profils faiblement cambrés avec une constante de Corcos  $b_c \simeq 1,5$ . Toutefois, dans la section 1.5.2, nous avons vu qu'il n'est pas adapté à la modélisation du champ turbulent en paroi de grille d'aubes. Nous souhaitons maintenant le tester dans le cas du profil isolé fortement cambré. La cambrure importante du profil fait que le gradient de pression peut avoir un effet sur  $l_z$  qui est probablement de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite turbulente.

Les fonctions de cohérence expérimentales sont présentées sur la figure 3.17 en tiers d'octave pour  $\eta$  compris entre 1,2 mm et 14,2 mm avec les fonctions de cohérence issues du modèle de Corcos en prenant  $b_c = 1,4$  et l'approximation de  $U_c$  de la figure 3.16-b. Les écarts entre le modèle de Corcos et les mesures sont importants : la simple décroissance exponentielle de  $\gamma$  avec  $\omega\eta/U_c$  ne suffit pas à rendre compte de la complexité de la situation expérimentale, en particulier le plateau de cohérence entre 200 Hz et 2000 Hz n'existe pas dans la théorie classique. Notons que la limite fréquentielle  $f = 2000$  Hz où les mesures rejoignent le modèle de Corcos coïncide avec celle où l'on retrouve un comportement classique de la vitesse de convection, c'est-à-dire indépendant de  $f$ . Ce sont principalement les niveaux de cohérence relevés pour les faibles écartements qui sont surestimés par le modèle de plaque plane.

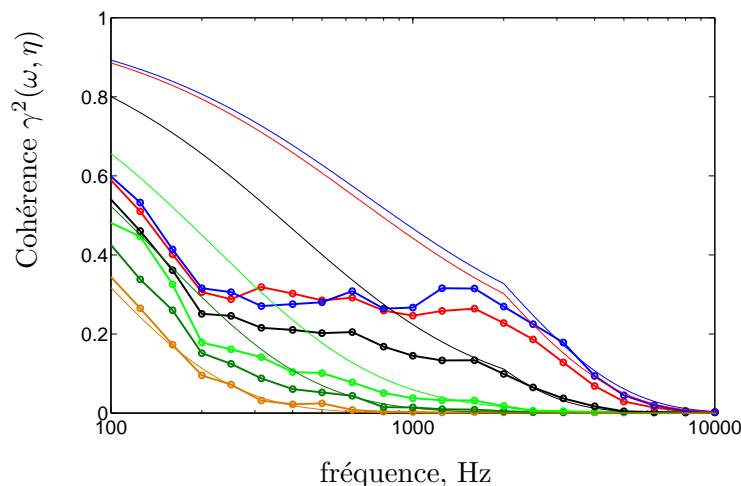


FIGURE 3.17 – Cohérence transverse mesurée par le réseau de capteur à  $x/c = 86\%$   $\alpha_t = 5^\circ$  à  $U = 30$  m/s. —  $\eta = 1,2$  mm, —  $1,5$  mm, —  $2,8$  mm, —  $5,2$  mm, —  $8$  mm, —  $14,2$  mm. Mesures en traits épais, modèle de Corcos en traits fins avec  $b_c = 1.4$ . Résultats présentés en tiers d'octave.

Pour évaluer au mieux cette longueur de cohérence transverse, nous utilisons une méthode *ad hoc* : pour  $f < 2000$  Hz, nous calculons numériquement l'intégrale 1.5 avec la méthode des trapèzes en utilisant les points de mesures disponibles et les deux points particuliers  $\gamma^2(\omega, \eta = 0) = 1$  et  $\gamma^2(\omega, \eta_{\max}) = 0$ . La valeur de  $\eta_{\max}$  pour laquelle une décorrélation totale

est supposée, a une influence mineure sur le calcul de  $l_z$  puisque les niveaux de corrélation du dernier point de mesure sont suffisamment faibles. Elle est ici fixée à 100 mm. Les fonctions  $\gamma(\eta)$  ainsi intégrées sont présentées sur la figure 3.18-a pour quelques bandes en tiers d’octaves. Pour  $f > 2000$  Hz, nous utilisons le modèle de Corcos. Cette procédure amène la longueur de cohérence transverse  $l_z$  présentée sur la figure 3.18-b.

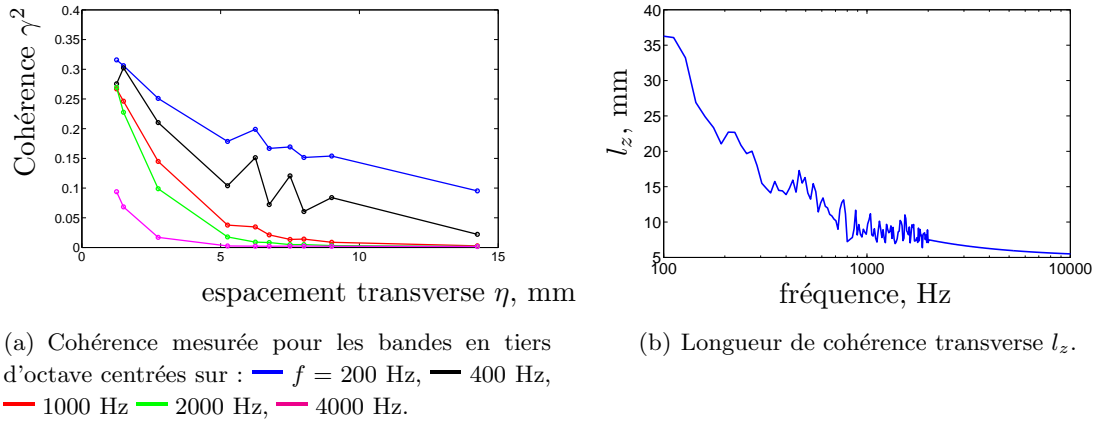


FIGURE 3.18 – Estimation de la longueur de cohérence transverse pour  $U = 50$  m/s et  $\alpha_t = 5^\circ$ .

### 3.4.4 Application du modèle d’Amiet

Les données d’entrée du modèle d’Amiet qui sont le spectre de pression pariétale  $\Phi_{pp}$ , la vitesse de convection  $U_c$  et la longueur de cohérence transverse  $l_z$  ont été mesurées à proximité du bord de fuite. Ceci va permettre d’appliquer le modèle d’Amiet. Il admet plusieurs formulations rappelées en annexe B selon les effets considérés :

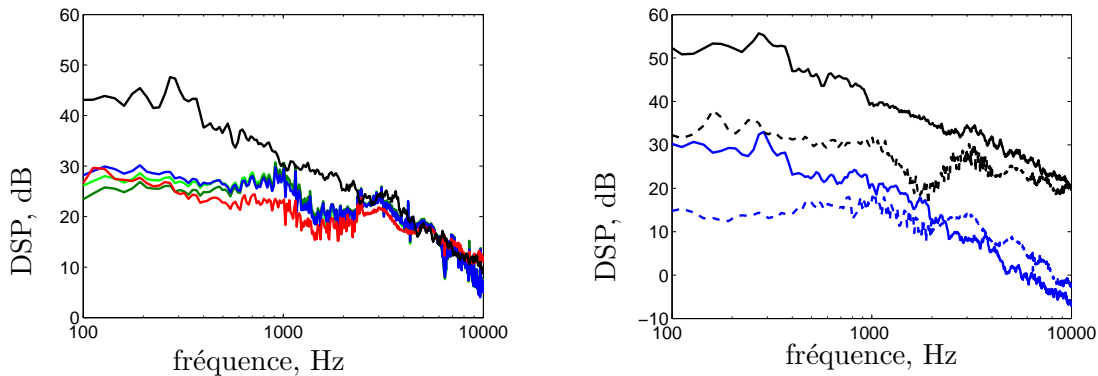
- la contribution principale du bord de fuite pour un profil d’envergure infinie (formulation “P1 Dirac”),
- la correction liée à la diffraction supplémentaire au niveau du bord d’attaque (formulation “P1+P2 Dirac”),
- la correction liée à l’envergure finie du profil (formulation “P1+P2 sinc”).

La formulation “P1+P2 sinc” est celle qui théoriquement est la plus proche de la situation expérimentale si on utilise le spectre de pression en paroi de la sonde 6 à 91% de corde . La figure 3.19 présente une comparaison entre les prédictions issues de ces différentes formulations pour un angle d’observateur  $\theta = 90^\circ$ , une vitesse d’écoulement  $U = 50$  m/s et un angle d’attaque  $\alpha_t = 5^\circ$ . Afin de prendre en compte la refraction des rayons acoustiques par les couches de cisaillement du jet, une correction géométrique supplémentaire sur les angles d’émission fondée sur l’approche d’Amiet [6] est utilisée.

Pour toutes ces formulations l’accord est très bon pour  $f > 2500$  Hz. En revanche, aux basses fréquences, un écart important atteignant 15 dB avec la mesure est observé. Par construction, le modèle d’Amiet est un modèle “hautes fréquences“ dans le sens où les interactions entre le bord d’attaque et le bord de fuite sont négligées, celles-ci étant plus importantes en basses fréquences. Il a néanmoins vocation à fournir une estimation du bruit à 3 dB y compris en basses fréquences. Sur la figure 3.19, on peut voir que l’influence des différentes corrections du modèle d’Amiet sur le rayonnement acoustique restent mineures et ne suffisent pas à

expliquer cette sous-estimation en basse fréquence. Ici encore, on peut suspecter la présence d'autres sources acoustiques dans l'installation, distincte de celles du bruit de bord de fuite, et qui ne sont donc pas prises en compte dans le modèle. Il pourrait s'agir par exemple de tourbillons de coin à l'intersection des plaques de maintien et de la maquette ou d'effets de résonance de la soufflerie elle-même.

Les écarts importants en basses fréquences entre la mesure et la prédiction peuvent être attribués à plusieurs effets. En premier lieu, les effets d'installation de la grande chambre anéchoïque et notamment les sources acoustiques parasites telles que le bruit du jet ou le bruit de bord de fuite des plaques de maintien atteignent de forts niveaux en basses fréquences, comme nous l'avons vu dans la section 3.4.2. Ensuite l'estimation du spectre de pression pariétale est contestable du fait du fort épaissement de la couche limite à proximité du bord de fuite. La sonde de pression étant placée en amont de ce phénomène ne le capte pas et le niveau réel du spectre pariétal effectivement diffracté par le bord de fuite peut être supérieur au niveau renseigné. Enfin la forme particulièrement cambrée du profil peut également provoquer l'apparition de zones de recirculation du côté de l'intrados à ce faible angle d'attaque dont le bruit peut partiellement masquer le bruit de bord de fuite. Cette interprétation s'appuie sur les études numériques de ce profil par Rolls-Royce [35] et Fluroem [56] dans le cadre du projet FLOCON pour les faibles angles d'attaque et dans l'installation de l'ISVR. La présence de sources acoustiques distinctes du bord de fuite sera investiguée dans la section 3.7.



(a)  $U = 50$  m/s,  $\alpha_t = 5^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$ . Mesure (—), et diverses formulations du modèle : “P1 Dirac” en utilisant  $\Phi_{pp}$  de la sonde 6 (—), “P1 Dirac” en utilisant  $\Phi_{pp}$  moyenné sur les sondes 1 à 5 (—), “P1+P2 Dirac” avec  $\Phi_{pp}$  de la sonde 6 (—), et “P1+P2 sinc” avec  $\Phi_{pp}$  de la sonde 6 (—).

(b) Comparaison entre la mesure acoustique (en traits pleins) et le modèle d’Amiet (en pointillés) à  $U = 30$  m/s (—) et  $U = 70$  m/s (—).  $\alpha_t = 5^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$ . Formulation “P1 Dirac” avec le spectre de de pression pariétale de la sonde 6.

FIGURE 3.19 – Comparaison entre les mesures acoustiques et les prédictions du modèle d’Amiet réalisées en grande chambre sourde.

Aux autres vitesses d'écoulement, les mêmes remarques peuvent être faites en basses fréquences. En hautes fréquences le modèle surestime le bruit généré à 30 m/s et le sous-estime à 70 m/s. Cette étude souligne la difficulté d'appliquer un modèle analytique de bruit de bord de fuite pour un profil fortement cambré. La pression pariétale n'est pas statistiquement constante selon la corde et la position du point de mesure influence fortement la prédiction acoustique. De plus, d'autres sources acoustiques peuvent apparaître.

## 3.5 Mesure de la réduction de bruit

Dans cette section, la réduction acoustique obtenue avec les cinq brosses est étudiée. Pour cela, une première mesure de référence est effectuée en utilisant le bord de fuite droit utilisé jusqu'à présent. Ensuite, il est remplacé successivement par les 5 brosses et le bruit en champ lointain est également mesuré. La réduction du bruit est alors évaluée par différence entre le spectre de référence et le spectre du profil traité. L'influence de la vitesse de l'écoulement sur les performances de réduction est ensuite étudiée.

### 3.5.1 Comparaison des brosses

Les tests sont effectués dans la configuration  $U = 30$  m/s et  $\alpha_t = 2^\circ$  dans la petite chambre sourde. La figure 3.20 présente séparément les spectres acoustiques avec et sans brosse pour chacune d'elle.

Un aspect pratique de la mesure dans cette chambre anéchoïque doit être présenté ici. Afin que l'écoulement puisse s'échapper de la pièce, il est nécessaire de laisser une porte ouverte pendant les mesures. Un courant de recirculation s'instaure et ceci a un effet sur les mesures microphoniques puisque des niveaux importants sont induits à basse fréquence. La membrane du microphone est en effet sensible au "pseudo-son" lié à cette écoulement et cela fausse la mesure du bruit de bord de fuite. L'ajout d'une boule à vent sur le microphone permet de s'affranchir de ce problème comme il est visible sur la figure 3.21-a mais elle introduit une possible absorption en hautes fréquences. C'est pourquoi les spectres sont présentés pour les fréquences supérieures à 300 Hz.

La brosse  $B1$  sur la figure 3.20-a réduit le bruit atteignant 4,5 dB sur une gamme de fréquences allant de 800 Hz à 10 kHz. Aucune augmentation du bruit en hautes fréquence n'est observée pour cet angle d'attaque.

La brosse  $B2$  dont les fibres sont deux fois plus espacées que pour la brosse  $B1$  (les autres paramètres étant inchangés) présente de moins bonnes performances de réduction. C'est donc que la distance entre deux fibres de la brosse dans le sens de l'envergure est un paramètre important. Malheureusement, il n'a pas été possible de le faire varier de manière progressive pour des raisons de difficulté de réalisation.

La longueur des fibres étudiée sur les figures 3.20(c-d) avec les brosses  $B3$  et  $B4$  ne semble pas être un paramètre crucial de la réduction du bruit. Le critère indiqué par Herr selon lequel la longueur de la brosse (dans le sens de la corde) doit être au moins supérieure à l'épaisseur de couche limite  $\delta$  est respecté pour toutes les brosses puisque  $\delta$  a été évalué à 7,0 mm grâce à des mesures de pression totale effectuées dans le sillage proche présentées sur la figure 3.21-b.

Enfin, la brosse  $B4$  "fine" pour laquelle le diamètre des fibres est deux fois plus faible que pour la brosse  $B1$  ne présente pas non plus d'augmentation de bruit en hautes fréquences et la réduction obtenue aux autres fréquences est similaire à celle de la brosse courte  $B4$ .

Pour compléter la figure 3.20, les brosses sont testées dans une configuration aérodynamique plus chargée avec  $\alpha_t = 10,0^\circ \Leftrightarrow \alpha^* = 3,5^\circ$ . Les résultats présentés en annexe C montrent des performances de réduction du bruit légèrement moins bonnes, en particulier en hautes fréquences où une légère augmentation du bruit est observée mais les mêmes conclusions relatives peut en être tirées.

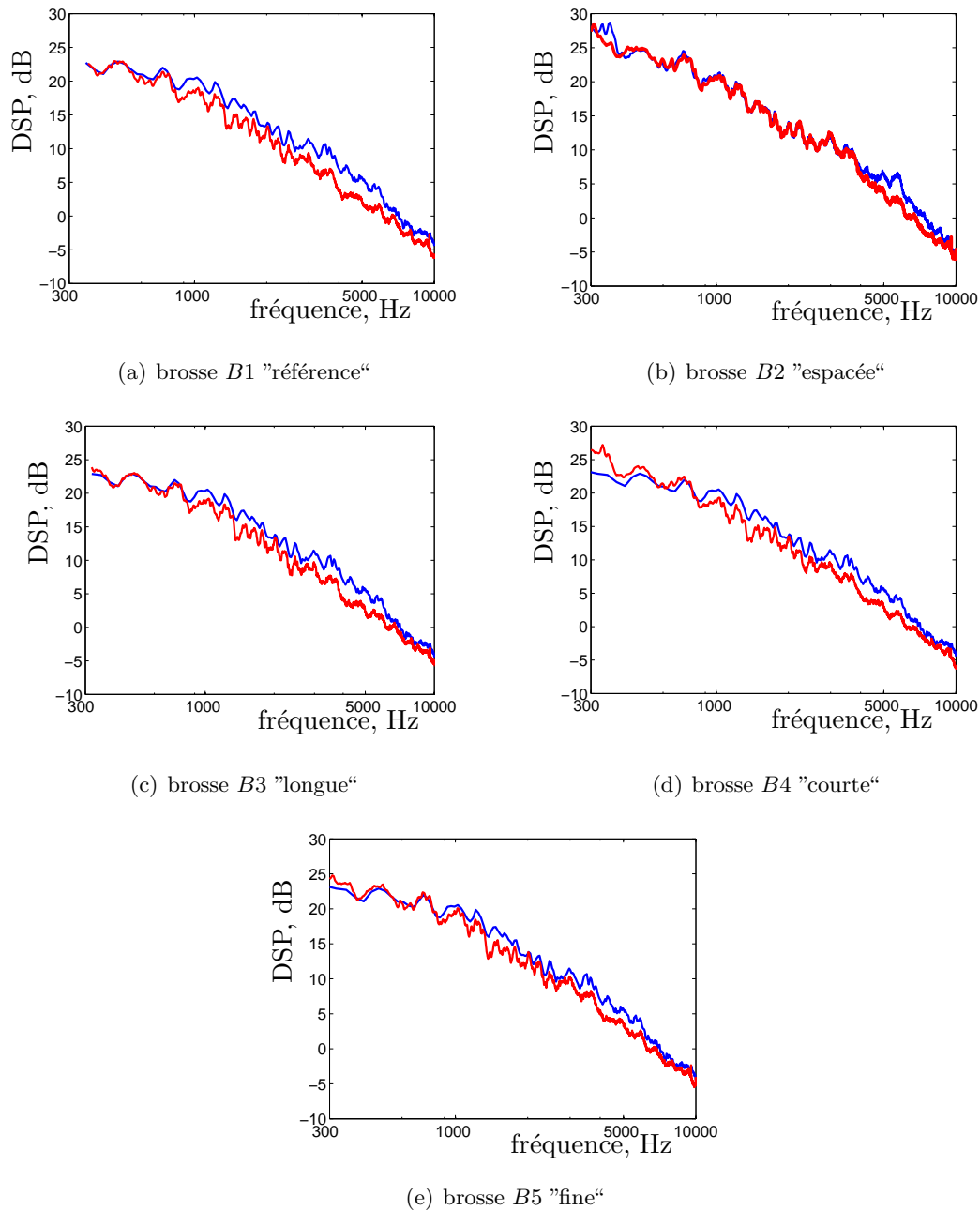
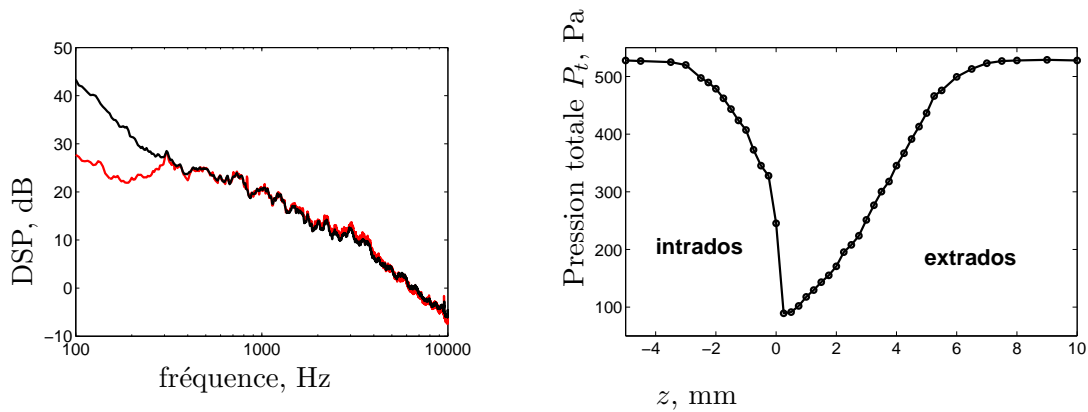


FIGURE 3.20 – Réduction de bruit obtenue avec les différentes brosses en petite chambre sourde.  $\alpha_t = 2^\circ$ ,  $U = 30$  m/s et  $\theta = 90^\circ$ . — : profil non traité, — : profil traité,

### 3.5.2 Influence de la vitesse d'écoulement

La dépendance de la réduction du bruit vis-à-vis de la vitesse de l'écoulement est étudiée au moyen de la brosse de référence ( $B1$ ). La vitesse d'écoulement est fixée successivement à 20 m/s, 30 m/s et 40 m/s pour les deux angles d'attaque  $\alpha_t = 2^\circ$  et  $\alpha_t = 10^\circ$  sur la figure 3.22. Les niveaux de réduction de bruit maximaux sont dans l'ensemble conservés avec la vitesse d'écoulement et pour les deux angles d'attaque. Ils sont étudiés sur la figure 3.22 au moyen de la quantité  $\Delta DSP$  qui correspond à la différence des spectres en dB.



(a) Influence de la boule à vent placé sur les micros. — sans boule à vent, — avec boule à vent.

(b) Pression totale en sillage proche à 1mm du bord de fuite.  $\alpha^* = 3.5^\circ$ ,  $U = 30$  m/s. Le bord de fuite est situé en  $z = 0 =$  mm. La coordonnée  $z$  est normale au plan du profil.

FIGURE 3.21 – Mesure d'un profil de pression totale en sillage proche et influence d'une boule à vent placée sur le microphone sur la mesure acoustique.

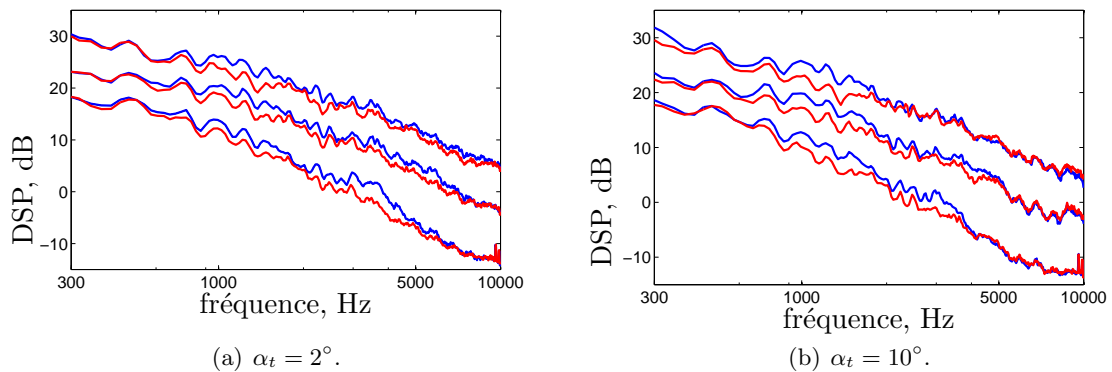


FIGURE 3.22 – Spectres acoustiques mesurés pour profil non traité (—), et pour le profil traité avec la brosse B1 (—), pour 3 vitesses d'écoulement de bas en haut par couples de courbes :  $U = 20$  m/s, 30 m/s et 40 m/s.

Herr [72] a obtenu dans son étude sur les brosses une bonne superposition des courbes de réduction pour différentes vitesses en les traçant en fonction de la fréquence adimensionnée  $St = f \times h/U$  ou  $h$  est une échelle de longueur indépendante des paramètres de la brosse et de ceux de l'écoulement et fixée arbitrairement à 1 mm (correspondant à l'épaisseur du bord de fuite dans l'étude de Herr). Dans ces conditions, la plage fréquentielle de réduction de bruit est  $0,01 < St < 0,3$ . Le même procédé est appliqué aux mesures présentes et la figure 3.23 est obtenue. On constate que la réduction concerne la même plage fréquentielle et que les niveaux se superposent de manière satisfaisante pour  $\alpha_t = 2^\circ$  mais pas pour  $\alpha_t = 10^\circ$ . Ceci peut être l'effet d'une source de bruit supplémentaire présente dans l'installation et dont les forts niveaux limitent les performances mesurées sur la réduction de bruit. La section 3.7 sera dédiée à l'identification de cette source.

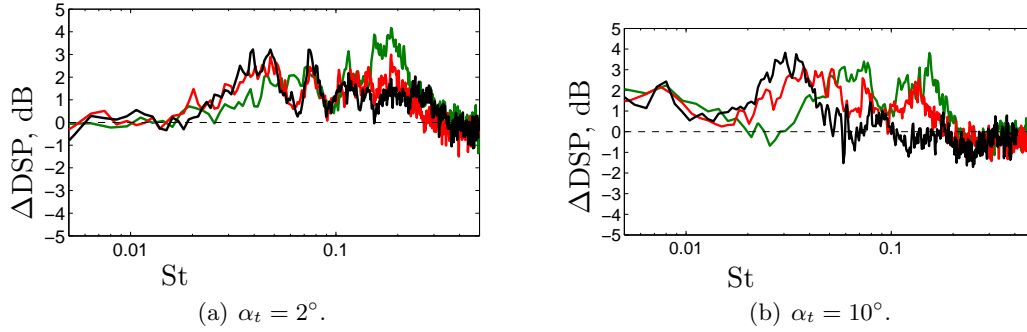


FIGURE 3.23 – Courbes de réduction de bruit :  $\Delta\text{DSP} = \text{DSP}_{\text{sansbrosse}} - \text{DSP}_{B1}$  en fonction de la fréquence adimensionnée  $St = f \times h/U$ , où  $h = 1\text{mm}$ , mesurées pour 3 vitesses : —  $U = 20\text{ m/s}$ , —  $U = 30\text{ m/s}$  et —  $U = 40\text{ m/s}$ .

### 3.6 Mesures au fil chaud dans le sillage

Pour comprendre par quel mécanisme les brosses agissent sur le bruit, des mesures aérodynamiques sont effectuées au fil chaud dans le sillage proche. On compare d'abord les profils de vitesse moyenne et turbulente du profil non traité et du profil traité. Puis des mesures de cohérence transverse sont détaillées.

#### 3.6.1 Profils et spectres de vitesse

Tout d'abord à titre de contrôle, des profils de vitesse moyenne mesurés à plusieurs distances du bord de fuite non traité sont présentés sur la figure 3.24. Les résultats sont présentés en coordonnées autosimilaires. Bailly et Comte-Bellot [15] détaillent la formulation du profil théorique des sillages lointains reproduit sur la figure 3.24. Le sillage du profil non traité est bien régulier et en bon accord avec la théorie. Seule la mesure à  $x/c = 1.5\%$  s'en écarte et se situe donc dans le sillage proche.

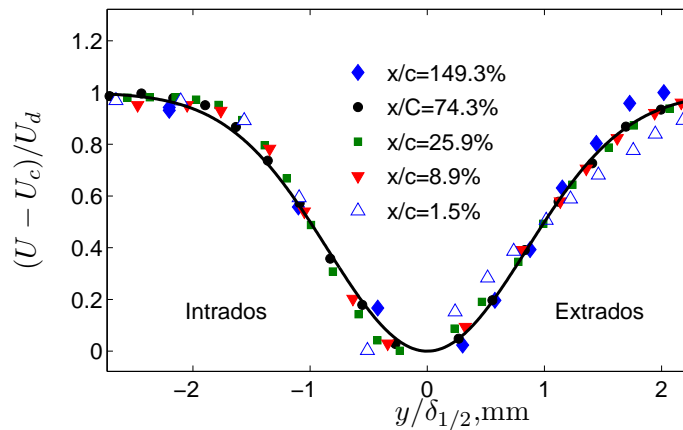


FIGURE 3.24 – Profils de vitesse moyenne à plusieurs distances  $x/c$  du bord de fuite non traité.  $\alpha_t = 10^\circ$ ,  $U = 22\text{ m/s}$ . — : solution de similitude des sillages lointains[15]. Résultats présentés en coordonnées autosimilaires :  $U_c$  est la vitesse minimale,  $U_d$  le déficit de vitesse maximal et  $\delta_{1/2}$  est la demi-largeur du sillage défini à 50% du déficit de vitesse.



La figure 3.25 propose une comparaison des profils de vitesse avec et sans brosse. On a choisi la brosse courte ( $B4$ ) car elle autorise des mesures comparatives à proximité du bord de fuite d'origine, avant que la mélange turbulent ne fasse effet, tout en réalisant de bonnes performances de réduction acoustique. L'examen des profils de vitesse moyenne (figure 3.25-a) montre que le sillage du profil traité est légèrement plus épais que celui du profil d'origine, ce qui est également visible sur le tracé des vitesses turbulentes. Sur la figure 3.25-b, on distingue nettement les pics de turbulence liés aux couches limites de l'extrados ( $y \simeq +4$  mm) et de l'intrados ( $y \simeq +1$  mm). Le niveau de turbulence atteint 10% du côté de l'extrados et est légèrement plus faible du côté de l'intrados (9%). Comme on le verra au chapitre 4, il est également possible que ce pic de turbulence à  $y \simeq +1$  mm soit la trace d'un largage de tourbillons cohérent avec la couche limite de l'extrados et provoqué par la condition de Kutta. Les niveaux de turbulence ne sont pas affectés par la présence de la brosse et toute la partie du sillage correspondant à l'extrados est inchangée. En revanche les niveaux de turbulence du côté intrados sont plus élevés avec la brosse que sans la brosse. Ils devraient cependant avoir un moindre effet sur le bruit généré vus les faibles niveaux concernés et la distance à la paroi.

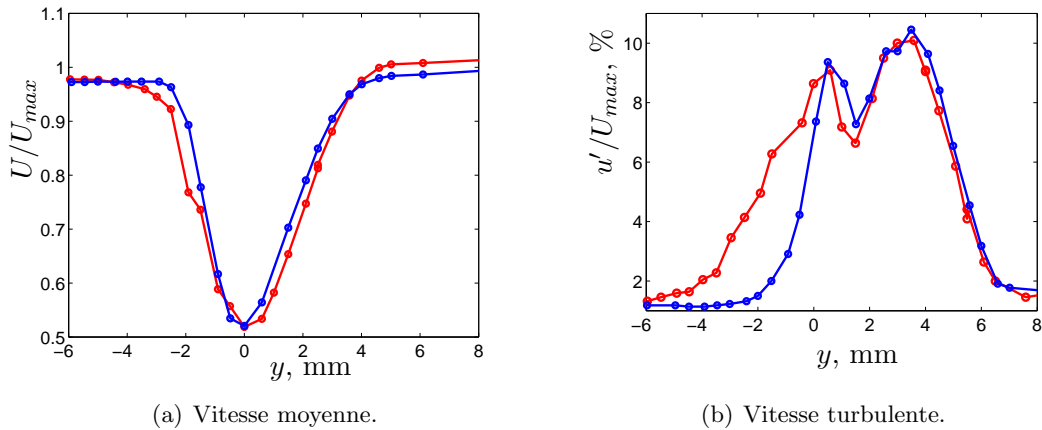


FIGURE 3.25 – Profils de vitesse dans le sillage du profil non traité (—) et muni de la brosse courte  $n^{\circ}5$  (—). L'intrados est du côté  $z < 0$  mm.  $x/c = 9\%$ ,  $\alpha_t = 10^\circ$ ,  $U = 22$  m/s.

La brosse a donc un effet négligeable sur la turbulence de la couche limite de l'extrados qui est principalement responsable du bruit rayonné, du moins sur les écarts-type des niveaux de fluctuations. Une analyse fréquentielle plus fine est fournie sur la figure 3.26 et confirme cette conclusion : les spectres de vitesse sont extraits du point de turbulence maximale ( $y \simeq +4$  mm sur la figure 3.25-b) et comparés selon que la brosse est en place ou non. Les écarts entre les deux courbes sont minimes et se situent dans l'erreur liée au positionnement du chariot du fil chaud. Le fait que le spectre aérodynamique du sillage du profil traité soit inférieur à celui du profil non traité peut être causé une répartition différente de l'énergie turbulente suivant les trois directions. En termes de sources de bruit, c'est la composante normale (selon  $y$ ) qui est déterminante. Il est possible que les fluctuations à travers les brosses génèrent de la turbulence "de l'autre côté" d'où les forts niveaux de la figure 3.25-b.

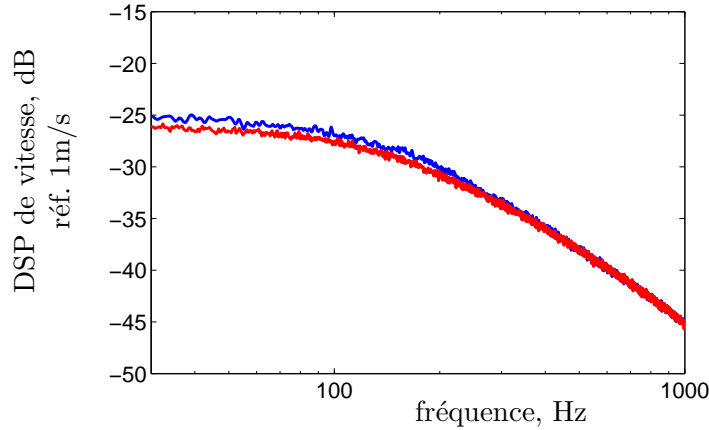


FIGURE 3.26 – Autospectre des fluctuations de vitesse au point de turbulence maximale  $y \simeq +4mm$ ;  $x/c = 9\%$ ,  $\alpha_t = 10^\circ$ ,  $U = 22$  m/s. — : profil non traité et — profil muni de la brosse courte  $n^\circ 5$ .

### 3.6.2 Cohérence transverse

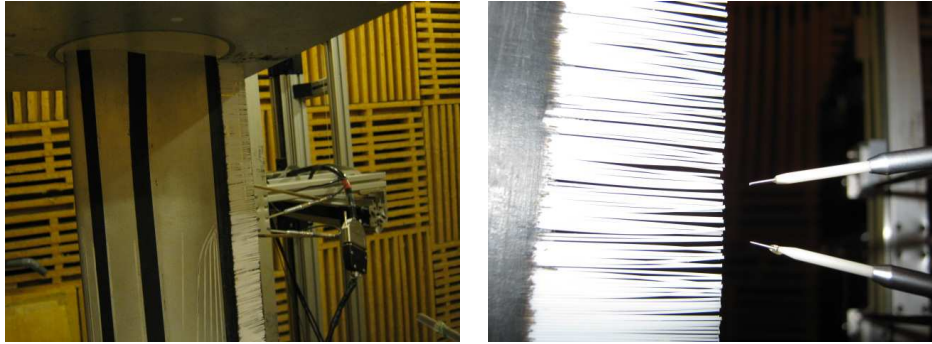
Les simples mesures de fluctuations de vitesses dans le sillage du profil ne permettent pas d'expliquer la réduction du bruit obtenue avec les brosses. On fait ici l'hypothèse qu'elles agissent sur une autre grandeur : la longueur de cohérence transverse  $l_z$ . Vue la géométrie de la brosse, il est possible qu'elle agisse dans la direction de l'envergure et génère une perte de cohérence aérodynamique dans cette direction. De plus, il a été vu dans l'étude acoustique de la section 3.5 que l'espacement entre les fibres est un paramètre important de la réduction du bruit, contrairement à leur longueur. Le modèle de bruit de bord de fuite d'Amiet montre une dépendance directe entre le son généré et cette longueur de cohérence transverse.

La longueur de cohérence transverse de la vitesse dans le sillage  $l_z^v$  est accessible aux mesures en plaçant deux fils chauds simples dans le sillage espacés dans le sens de l'envergure (cf. section 3.3.4) comme sur les photographies de la figure 3.27. La mesure simultanée de deux signaux de vitesses  $u$  et  $v$  permet de calculer pour un espacement  $\eta$  deux quantités importantes :

$$R_{xx}(\eta, \tau) = \frac{\overline{u_x(z_0, t)v_x(z_0 + \eta, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{u_x(z_0, t)^2}}\sqrt{\overline{v_x(z_0 + \eta, t + \tau)^2}}} \quad (3.13)$$

$$\gamma^2(\eta, f) = \frac{|G_{uv}(f)|^2}{G_{uu}(f)G_{vv}(f)} \quad (3.14)$$

$R_{xx}(\eta, \tau)$  est le coefficient d'autocorrélation spatio-temporel pour les vitesses projetées sur l'axe de l'écoulement (notées  $x$ ) pour un espacement nul selon  $x$  et de  $\eta$  selon  $z$ , et pour un retard temporel  $\tau$ . Sous l'hypothèse d'homogénéité transverse,  $R_{xx}$  est indépendant de la position de référence  $z_0$ .  $G_{uv}$  est l'interspectre des deux signaux et  $G_{uu}$  et  $G_{vv}$  sont les deux autospectres.  $\gamma^2(\eta, f)$  est la fonction de cohérence semblable à celle qui a celle de la section 3.4.3.3 mais calculée cette fois à partir de mesures de vitesse et non de pression ; les niveaux de cohérence seront par conséquent bien plus faibles.

(a) Le profil muni de la brosse  $B1$  et les fils chauds.

(b) Zoom sur les fils chauds

FIGURE 3.27 – Photographies de l'installation.

La figure 3.28 présente le tracé du coefficient de corrélation spatial pour  $\tau = 0$  s. Pour le profil non traité, les plus forts niveaux de corrélation sont obtenus pour les faibles espacements puis décroissent avec la distance. De manière intéressante, un deuxième maximum local de corrélation plus faible apparaît pour  $\eta \simeq 5$  mm. La fonction de corrélation pour le profil traité a le même gabarit mais les niveaux sont plus faibles ( $\simeq 55\%$  des premiers) ce qui indique que la brosse modifie bien la cohérence transverse.

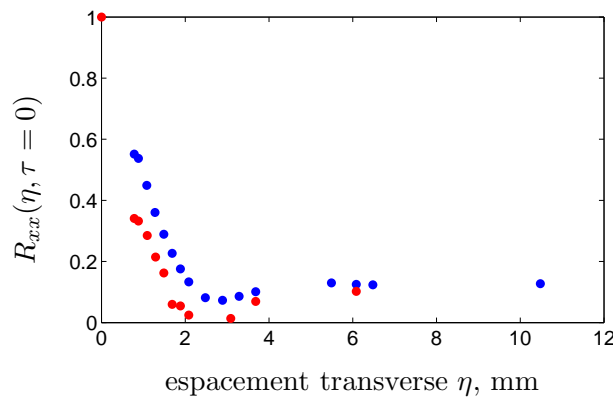


FIGURE 3.28 – Coefficient de corrélation spatiale  $R_{xx}(\eta, \tau = 0)$  dans le sillage du profil non traité (●) et du profil traité avec la brosse fine  $B4$  (●).  $\alpha_t = 10^\circ$  ( $\alpha^* = 3.5^\circ$ ),  $U = 30$  m/s,  $x/c = 9\%$ .

Les cartographies du coefficient de corrélation dans le plan  $(\eta, \tau)$  renseignent sur l'étendue spatiale des tourbillons dans les deux directions. La coordonnée temporelle  $\tau$  est transformée en coordonnée spatiale  $\tau \times U_c$  par l'hypothèse de Taylor qui suppose la turbulence figée pendant le temps de convection. La vitesse de convection  $U_c$  est assimilée à la vitesse moyenne locale de 19 m/s. Cette approximation est préférable à la vitesse de convection mesurée dans la section 3.4.3.2 à partir de mesures de pression en paroi. En effet cette dernière est une vision moyennée sur toute l'épaisseur de couche limite tandis que la mesure quasi-ponctuelle de cette section ne concerne que le point de turbulence maximale. Bien qu'à cette distance du bord de fuite une réorganisation tourbillonnaire ait lieu et que l'hypothèse de Taylor ne soit pas vérifiée au sens strict, la variable  $\tau \times U_c$  donne une indication sur la taille longitudinale des

tourbillons. La figure 3.29 présente une comparaison de ces cartographies pour les cas traité et non traité. Les mesures de la figure 3.28 sont donc ici sur la ligne  $\tau.U_c = 0$  mm. On vérifie que l'axe joignant les deux fils chauds est bien perpendiculaire à la vitesse de convection des structures en constatant que les cartographies sont symétriques de part et d'autre de l'axe  $\tau \times U_c = 0$ . Pour le profil non traité sur la figure 3.29-a, les courbes d'iso-corrélation sont quasi-elliptiques et allongées le long de l'axe  $\eta = 0$  mm. En moyenne, les tourbillons semblent donc bien plus étendus selon la corde que selon l'envergure. La forme complexe de ces cartographies peut résulter de la présence de tourbillons de nature différente dans la couche limite du profil comme les tourbillons en fer à cheval sont plus étendus suivant  $y$  [15].

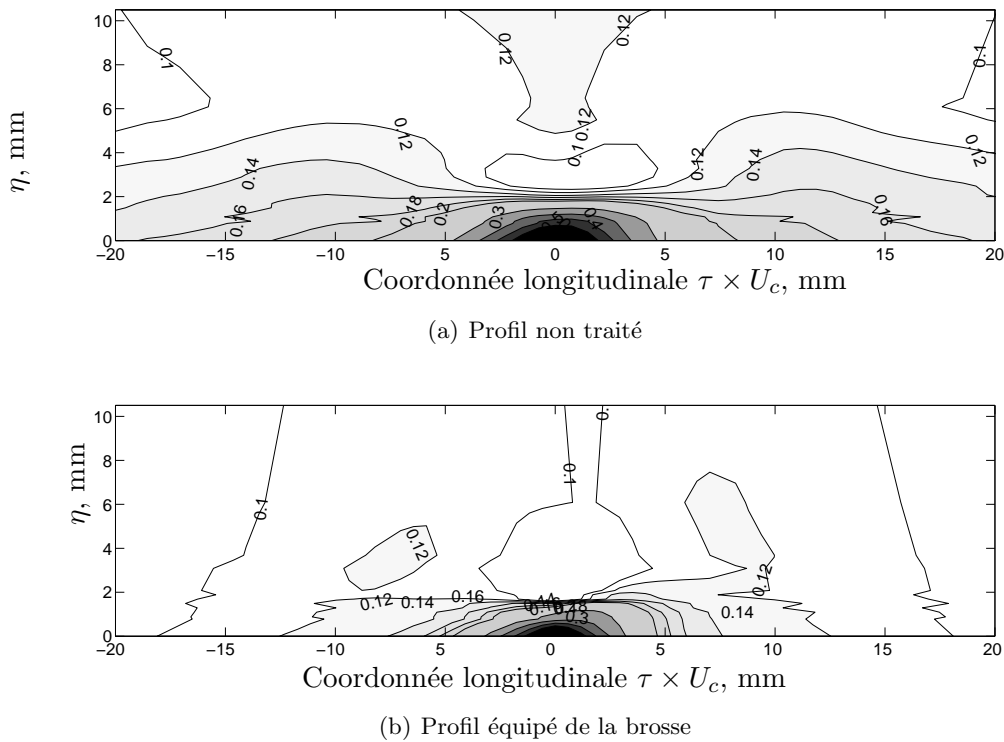


FIGURE 3.29 – Cartographies du coefficient de corrélation  $R_{11}$  dans le sillage du profil.  $\alpha_t = 10^\circ$  ( $\alpha^* = 3,5^\circ$ )  $U = 30$  m/s,  $x/c = 9\%$ .

La figure 3.29-b montre qu'en présence de la brosse les taux de corrélation sont moins élevés que sans la brosse à la fois selon la coordonnée  $\eta$  mais également selon  $\tau \times U_c$  : l'étendue longitudinale des tourbillons ou leur durée de vie est fortement réduite.

L'analyse de Fourier avec  $\gamma^2(\eta, f)$  permet de distinguer les différentes perturbations. Les fonctions de cohérence pour quatre espacements  $\eta$  sont présentés sur la figure 3.30. On voit que dès que l'écart entre les sondes est supérieur à 1 mm, la cohérence aérodynamique devient très faible et rejoint l'erreur de mesure. Pour les fréquences inférieures à 250 Hz, les hauts niveaux de cohérence mesurés ne sont pas physiques puisqu'ils sont encore présents pour des espacements d'une dizaine de centimètres tandis que pour  $f > 250$  Hz, les mesures correspondent bien à la cohérence transverse. Notons que la fonction de cohérence aérodynamique mesurée avec les fils chauds dans le sillage du profil non traité (Fig. 3.30) a la même forme générale que la fonction de cohérence de la pression mesurée en paroi avec les sondes à

microphone déporté (présentée en tiers d’octave sur la Fig. 3.17). En particulier le “plateau” de cohérence entre 250 Hz et 2000 Hz est visible sur les deux mesures.

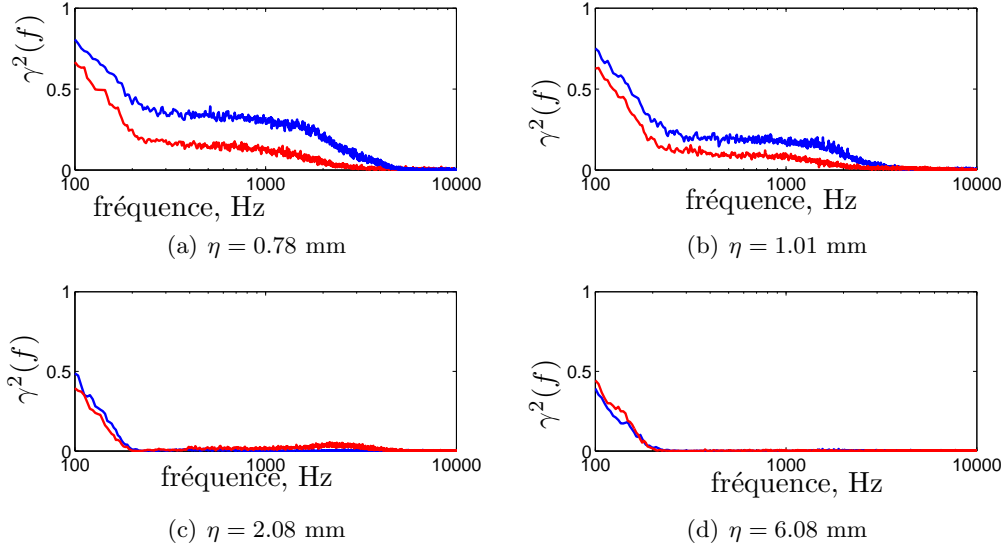


FIGURE 3.30 – Fonctions de cohérence pour plusieurs espacements de sondes  $\eta$  pour le profil traité (—) et le profil traité avec la brosse fine  $n^{\circ}5$  (—).  $\alpha_t = 10^\circ$  ( $\alpha^* = 3.5^\circ$ ),  $U = 30$  m/s  $x/c = 9\%$ .

Sur toute la gamme fréquentielle, la cohérence transverse dans le sillage de la brosse est significativement plus faible que dans le sillage du profil non traité. La brosse affecte donc toutes les échelles aérodynamiques. Le rapport entre les niveaux de cohérence est d’environ 60% entre les deux mesures. Bien que le nombre de points de mesures soit faible, il est possible d’estimer la longueur de cohérence transverse  $l_z^v$  à partir des mesures de vitesse disponibles en intégrant  $\gamma(\eta)$  par la méthode des trapèzes. Ainsi, à 1000 Hz,  $l_z^v = 0,92$  mm pour le profil non traité tandis qu’elle n’est que de 0,75 mm pour le profil traité.

Pourvu que cette réduction de la longueur de cohérence aérodynamique aie lieu avant le processus de diffraction acoustique, elle aura certainement un effet sur le bruit généré. Cet effet est cependant difficile à quantifier de façon précise car il faudrait établir un lien entre le champ de pression pariétale “incident” et le champ de vitesse du sillage proche. Une telle entreprise est d’autant plus délicate que le sillage est marqué par l’influence du bord de fuite. Toutefois supposant que  $l_z^p$  soit également réduite de 25%, il en résulterait en une réduction acoustique de 1,3 dB.

### 3.7 Localisation de sources acoustiques

D’après la section 3.5, pour un angle d’attaque de  $\alpha_t = 10^\circ$ , l’adimensionnement des courbes de réduction observé par Herr n’est pas retrouvé dans la présente installation. Nous suspectons une source de bruit supplémentaire qui ne suivrait pas la même dépendance en  $U$  que le bruit de bord de fuite. Pour aller plus loin, une mesure de localisation de sources est effectuée dans la petite chambre sourde sur le profil non traité. L’antenne monodimensionnelle de 12 microphones parallèle à l’axe du jet a été décrite au paragraphe 3.3.5.

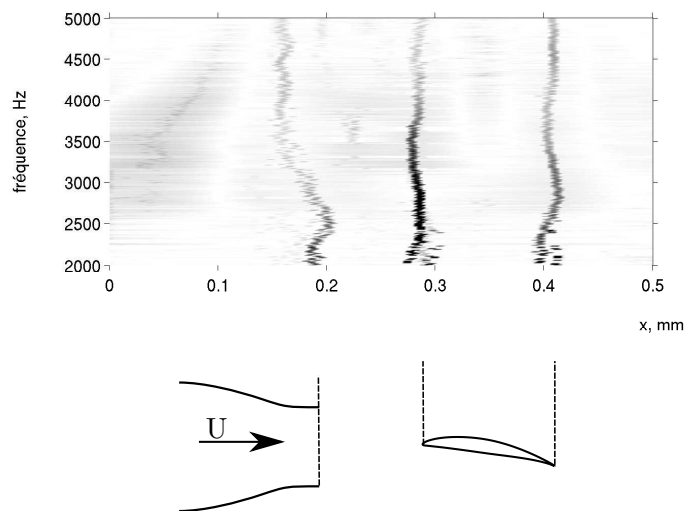


FIGURE 3.31 – Localisation de sources acoustiques du profil non traité avec  $U = 30$  m/s et  $\alpha_t = 10^\circ$ .  $x$  est la coordonnée dans le sens de l'écoulement référencée par rapport à la position du premier microphone. En couleur : intensité de la source  $P$  en  $\text{Pa}^2 \cdot \text{m}^2 / \text{Hz}$ . En noir :  $P=10^{-6} \text{ Pa}^2 \cdot \text{m}^2 / \text{Hz}$ , en blanc :  $P=0 \text{ Pa}^2 \cdot \text{m}^2 / \text{Hz}$ .

Nous choisissons ici comme traitement l'algorithme CLEAN-SC de P. Sijtsma [133] qui suit une approche de déconvolution itérative tout comme l'algorithme DAMAS de Brooks & Humphrey [24]. Elle est décrite en annexe D. L'idée principale est de choisir un modèle simple de propagation des sources acoustiques et de trouver la répartition de sources qui minimise l'écart énergétique entre le champ acoustique qu'elle génère en théorie au niveau de l'antenne et le champ mesuré et de tenir compte de l'étendue physique des sources en ne positionnant qu'une seule source pour toutes les contributions cohérentes. Ceci permet d'éviter par exemple l'identification des sources images liées aux réflexions sur les parois de l'installation. Pour l'espacement  $\Delta m$  de microphones utilisé (90 mm entre deux microphones successifs), cette technique permet de localiser les sources entre 2000 Hz et 5000 Hz. Il est également possible d'élargir la gamme fréquentielle de résolution de l'antenne en utilisant une répartition irrégulière [135] mais pour cette étude, nous nous cantonnons à un espacement constant de microphones. Les programmes utilisés ont été validés d'abord avec des "sources numériques" ensuite *in situ* avec un haut-parleur générant un bruit blanc et placé en différents endroits de l'installation.

Théoriquement, la plus haute fréquence à laquelle il est possible d'utiliser l'antenne est donnée par la condition  $\lambda > 2\Delta m$  qui est un équivalent spatial du critère d'échantillonnage de Shannon. D'après ce critère, il est donc impossible de localiser des sources de fréquence supérieure à  $f_{\text{Shannon}} = c_0 / (2 * \Delta m) = 1,8$  kHz. Cependant, le fait de que l'antenne soit presque perpendiculaire aux fronts d'ondes acoustiques permet en pratique de repousser cette fréquence limite au delà de 5 kHz, ce qui a été confirmé par notre étude utilisant des sources numériques.

Pour  $U = 30$  m/s et  $\alpha_t = 10^\circ$ , il est possible de tracer pour chaque bande de fréquences entre 2000 Hz et 5000 Hz la répartition de sources déduite de la méthode CLEAN-SC. La figure 3.31 présente ce résultat. Les positions de la buse et du profil sont mesurées indépendamment et sont représentés schématiquement sous la figure. On distingue nettement trois sources

situées au bord de fuite du profil ( $x \simeq 0,40$  m), au bord d'attaque du profil ( $x \simeq 0,28$  m) ainsi que sur les lèvres de la buse ( $x \simeq 0,17$  m). Cette dernière source peut être identifiée à du bruit de bord de fuite généré par la couche limite du tunnel. Elle est peu gênante car de plus faible intensité. Pour la réduire, il est possible d'ajouter des brosses ou des pinceaux comme cela a été fait au chapitre 1 dans l'installation de grille d'aubes linéaire. La source située au bord d'attaque du profil ( $x \simeq 0,28$  m) est plus problématique car elle est intense. Il est peu vraisemblable qu'il s'agisse du bruit d'interaction avec la turbulence résiduelle de l'installation puisque le taux correspondant a été évalué à  $Tu=u'/U = 0,2\%$  avec les fils chauds. En revanche, il est possible que les couches limites turbulentes se développant sur les plaques de maintien interagissent avec le bord d'attaque au niveau des points d'emplanture du profil et provoquent un rayonnement intense. L'ajout d'une gomme adhésive pour modifier localement la géométrie du bord d'attaque n'a cependant pas permis réduire ce bruit. Une dernière possibilité réside dans la possible bulle de décollement située sur l'intrados à proximité du bord d'attaque pour les faibles incidences.

Enfin, on peut constater que des niveaux acoustiques non nuls sont attribués à la zone  $0 < x < 0,1$  m qui correspond physiquement au conduit de la soufflerie. La position de ces sources varie linéairement avec la fréquence, ce qui suggère qu'elle ne sont pas physiques. Il pourrait s'agir éventuellement d'effets de réflexion sur la surface de ce conduit.

### 3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, une réduction large bande du bruit de bord de fuite de 4,5 dB a été obtenue avec une brosse sur un profil isolé. L'espacement transverse des fibres a été identifié comme un paramètre important de la réduction du bruit et une explication appuyée sur des constatations expérimentales est proposée : la brosse désorganise les tourbillons et réduit fortement la cohérence aérodynamique transverse. Dans ces conditions, on peut suggérer que des rainures tracées sur l'extrados du profil et parallèles à la corde auront un effet similaire tout en permettant un meilleur contrôle des paramètres d'usinage que les brosses.

Une mesure de localisation de sources acoustiques a mis évidence la présence d'une source acoustique à proximité du bord d'attaque qui masque partiellement le potentiel de réduction des brosses.

Enfin l'étude acoustique du profil non traité a souligné la difficulté d'utiliser un modèle analytique de prédiction du bruit pour ce type de profil très cambré, même si les données d'entrée sont directement mesurées. En effet, les fluctuations de pression en paroi ne peuvent plus être considérées homogènes selon la corde et le placement du point d'estimation du spectre de pression pariétale a un effet direct sur la sortie du modèle. Si pour des raisons d'encombrement les capteurs sont placés trop loin du bord de fuite, l'écart entre la mesure et la prédiction peut être supérieur à 10 dB.





## Chapitre 4

# Réduction du bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes linéaire

Dans ce dernier chapitre, nous cherchons à réduire le bruit de bord de fuite de la grille d'aubes à l'aide de dispositifs passifs. La démarche consiste à s'appuyer sur les résultats obtenus avec des profils isolés dans la littérature. En particulier, nous exploitons les résultats expérimentaux du projet FLOCON, dans lequel de nombreuses techniques ont été testées sur le profil NACA65-(12)10 à l'ISVR<sup>1</sup> [69]. La plupart des dispositifs utilisés consistent à modifier la géométrie du bord de fuite ou la surface du profil; on peut citer des fibres de polyester collées sur la maquette se prolongeant en aval du bord de fuite, un revêtement de fibres de Kevlar sur l'extrados, des géométries localement concaves ou convexes des bords de fuite prolongées par une feuille métallique, des zones poreuses situées quelques dixièmes de corde en amont du bord de fuite et connectées à des cavités dans la maquette ou encore des dents de scie (ou chevrons) de profondeur et de période diverses. Ces dernières ont donné les meilleurs résultats en termes de réduction acoustique et ont été sélectionnées pour des tests dans la grille d'aubes. Les dents de scie sont également plus efficaces que les brosses étudiées dans le chapitre 3. L'objectif ici est de vérifier que leurs performances acoustiques sur un profil isolé sont retrouvées avec la grille d'aubes, autrement dit que l'effet de grille ne contrarie pas les efforts de réduction du bruit à large bande.

L'installation expérimentale spécifique est décrite dans la section 4.1, la charge aérodynamique est contrôlée dans la section 4.2, les performances acoustiques sont évaluées dans la section 4.3 et l'effet des chevrons sur la traînée de la grille d'aubes est analysé dans la section 4.4. Ensuite, dans le but de mieux appréhender les mécanismes de réduction mis en œuvre, nous évaluons analytiquement l'influence de l'inclinaison des arêtes des chevrons par rapport à l'écoulement moyen sur le rayonnement acoustique. Pour cela, le modèle d'Amiet est repris et modifié dans la section 4.5 pour prendre en compte un angle de flèche au bord de fuite. Enfin, les champs de vitesse mesurés par PIV dans le sillage proche de l'aube centrale sont analysés dans la section 4.6 et l'effet des chevrons sur l'aérodynamique locale est estimé de cette manière.

---

1. Institute of Sound and Vibration Research

## 4.1 Installation expérimentale

Deux géométries de chevrons ont été sélectionnées par l'ISVR, elles sont définies par leur profondeur d'indentation  $h_c$  et leur période suivant l'envergure  $\lambda_c$  illustrées sur la figure 4.1 pour une longueur de corde de  $c = 150$  mm. Dans l'expérience présente, les proportions  $h_c/c$  et  $\lambda_c/c$  sont conservées, avec une longueur de corde  $c = 100$  mm.

- la première géométrie appelée "chevrons courts" est définie par  $2h_c = 13$  mm et  $\lambda_c = 2$  mm,
- la deuxième appelée "chevrons longs" est définie par  $2h_c = 20$  mm et  $\lambda_c = 2$  mm.

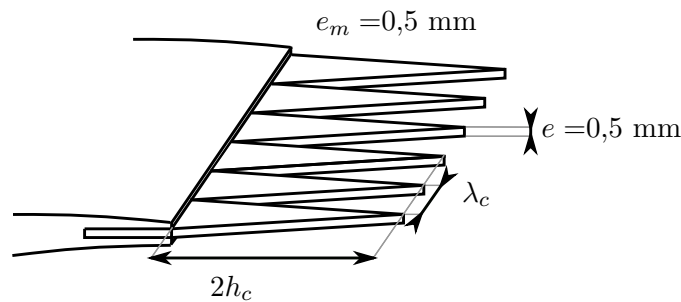


FIGURE 4.1 – Vue schématique des chevrons utilisés

Pour insérer ces dispositifs dans le corps du profil, on a choisi la technique utilisée par l'ISVR : les chevrons sont découpés dans une plaque de tôle d'épaisseur 0,5 mm constante, le profil est tronqué au bord de fuite à 93% de corde et une fente d'épaisseur 0,5 mm est ménagée sur toute l'envergure. La plaque avec les dents de scie est ensuite logée dans la fente. Cette méthode permet de changer facilement de bord de fuite mais présente une marche de hauteur  $e_m = 0,5$  mm sur les deux faces du profil. Notons que les "creux" des dents de scie coïncident avec cette marche, comme on peut le voir sur le schéma 4.1.

Pour la comparaison acoustique avec le cas non traité, on a prévu un bord de fuite "droit" de référence, c'est-à-dire sans chevrons, long de 10 mm (voir la figure 4.2) que l'on insère également dans le profil par la fente. Cette dernière configuration diffère donc du profil original par le bord de fuite d'épaisseur constante et par la discontinuité géométrique formée par la marche. Notons que la configuration avec les dents de scie longues a la même surface totale que celle du bord de fuite droit.

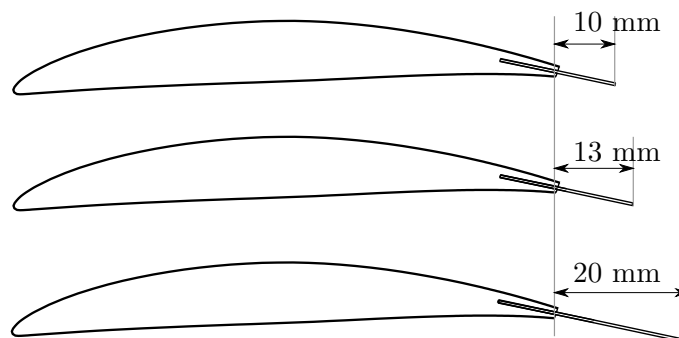
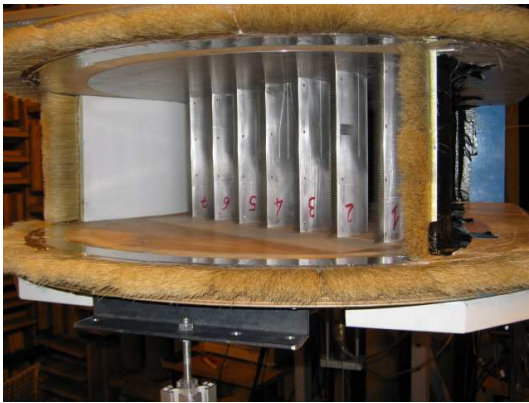
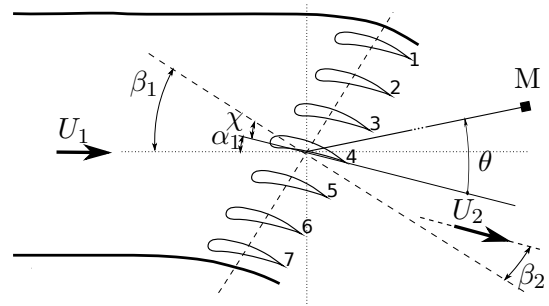


FIGURE 4.2 – Profil équipé du bord de fuite droit (en haut), avec les chevrons courts (au centre), avec les chevrons longs (en bas).



(a) Photographie



(b) Vue schématique

FIGURE 4.3 – Description du montage de grille d'aubes munie de dents de scie

Les bords de fuite traités ne pouvant être insérés dans les profils de la grille utilisée au chapitre 1 sans détruire les prises de pression instationnaire pariétales, il a été choisi d'utiliser une nouvelle maquette de grille d'aube conçue spécifiquement pour cette expérience et identique à la précédente excepté aux bords de fuite. Elle est visible sur la photographie 4.3-a. L'envergure de cette grille linéaire est donc également  $L = 200$  mm, la longueur de corde est  $c = 100$  mm, l'espacement inter-aubes est  $s = 70$  mm et la solidité  $\sigma = c/s = 1,43$ . Pour distinguer les deux maquettes, on appellera la grille d'aube non modifiée utilisée au chapitre 1 "Grille A" et la grille avec les bords de fuite interchangeables utilisée dans ce chapitre "Grille B". La grille B peut donc elle-même être équipée des bords de fuite droits, des chevrons courts ou des chevrons longs.

Des prises de pression pariétale moyenne ont été réalisées dans le corps de l'aube centrale pour contrôler la charge moyenne :

- à 3, 8, 20, 50, 80 % de corde du côté de l'extrados,
- et à 2, 6, 19, 50, 70% de corde du côté de l'intrados.

Toutes les autres aubes sont équipées de prises de pression moyenne à mi-corde, de chaque côté de l'aubage. Ainsi la périodicité aérodynamique de la cascade peut à nouveau être contrôlée. Comme pour l'expérience du chapitre 1, la pression acoustique est mesurée par deux microphones Brüel & Kjaer ICP montés sur un support tournant à 2 m du centre de la grille. Le premier, de sensibilité 46,9 mV/Pa fait face aux extrados, tandis que le second est situé du côté des intrados avec une sensibilité de 46,1 mV/Pa. La fréquence d'échantillonnage est de  $f_s = 51200$  Hz.

Les expériences sont effectuées dans la grande chambre sourde comme dans le chapitre 1 et les parois latérales en tôle sont utilisées pour toutes les mesures. La vitesse de l'écoulement incident varie entre 60 m/s et 100 m/s, l'angle de front de grille utilisé est  $\beta_1 = 35^\circ$  et l'angle d'attaque de  $\alpha_1 = 17^\circ$ .

La dynamique des sillages proches de l'aube centrale et de ses voisines est étudiée au moyen d'un système de vélocimétrie par images de particules résolue en temps (PIV<sup>2</sup>) illustré par la figure 4.4. Cette technique expérimentale permet d'avoir accès aux vitesses de particules en suspension dans l'écoulement situées dans un plan illuminé par une nappe laser. En particulier,

---

2. Particle Image Velocimetry

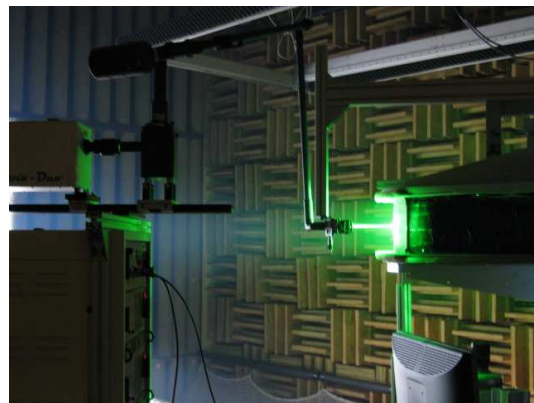
les deux composantes du vecteur vitesse instantanée situées dans le plan laser sont mesurées. Ici le plan de mesure est le plan médian et l'on se focalise sur le sillage de l'aube centrale ( $n^\circ 4$  sur le schéma 4.3-b). Lorsque la focale large est utilisée, on peut voir simultanément les sillages des aubes  $n^\circ 3$  et  $n^\circ 5$ .

Le laser, constitué de deux cavités, produit deux émissions lumineuses très brèves espacées de  $\Delta t \simeq 20 \mu s$ . Une caméra rapide enregistre les deux photographies où sont visibles les particules et un traitement de corrélation spatiale entre ces deux images permet de tracer une carte de déplacement des particules. En divisant ces quantités par  $\Delta t$ , nous obtenons ainsi la projection du champ de vitesse dans le plan du laser avec une résolution dépendant de la taille des fenêtres d'interrogation, ici  $16 \times 16$  pixels. Cette opération ainsi répétée permet de tracer les champs de vitesse et ainsi de suivre les tourbillons.

Nous utilisons un laser Quantronic Darwin dual head Nd :YLF qui délivre une énergie nominale de 18 mJ/pulse/cavité à une fréquence de  $f_L = 3125$  Hz. La longueur d'onde lumineuse utilisée est de 527 nm. Chaque impulsion a une durée de 120 ns. Grâce à la fréquence  $f_L$  élevée du laser, il est possible de suivre la déformation et la convection des plus gros tourbillons de la couche limite. La caméra utilisée est une CMOS Phantom V12 12 bits possédant un capteur de  $1280 \times 800$  pixels actifs pouvant acquérir jusqu'à  $10^6$  images par secondes. La fréquence d'acquisition est donc limitée par la vitesse de répétition du laser et non par la fréquence d'acquisition de la caméra tandis que le nombre de champs de vitesse successifs est limité par le volume de stockage de la caméra rapide, 8 Go, ce qui correspond ici à 3125 images. Nous disposons donc d'enregistrements d'images successives d'une durée totale d'une seconde. Pour atteindre une convergence statistique satisfaisante des champs de vitesse, chaque mesure a été répétée jusqu'à 10 fois. L'écoulement estensemencé en amont de la grille, au niveau du ventilateur d'entraînement de la soufflerie par des particules de glycol (fumée de spectacle) de diamètre typique  $1 \mu m$ .



(a) Vue de l'aval, le laser étant éteint.



(b) Vue de côté avec le laser en marche.

FIGURE 4.4 – Photographies de l'installation PIV.

## 4.2 Contrôle de la charge et de la périodicité

Une nouvelle maquette étant utilisée pour ces mesures, on contrôle la charge moyenne de la grille B et l'équilibre de charge entre les aubes en les comparant aux mesures de la grille A. Pour cela, nous équipons la grille B avec les bords de fuite droits. Au chapitre 1

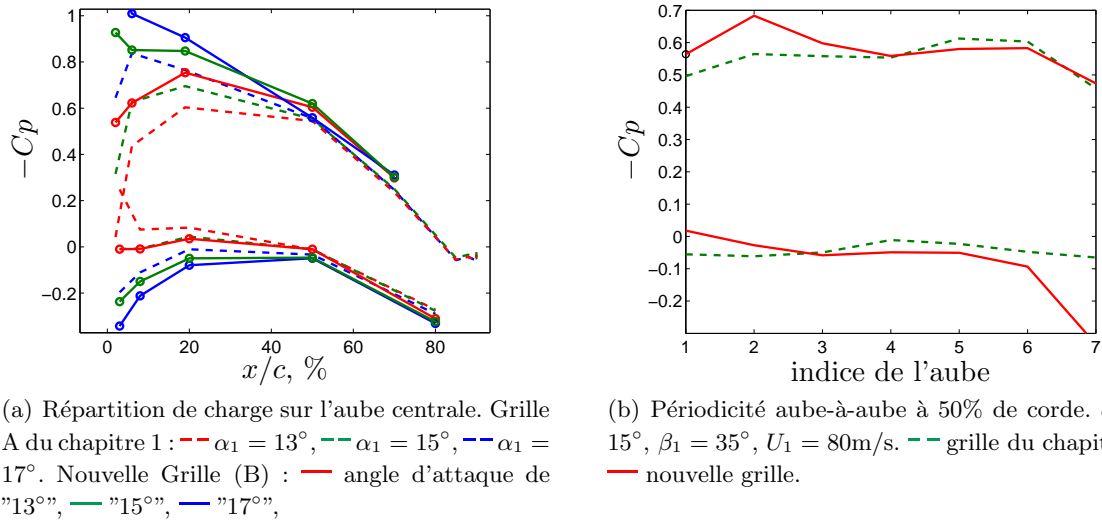


FIGURE 4.5 – Coefficient de pression pariétale moyenne  $C_p$  sur la nouvelle grille. Comparaison avec les mesures du chapitre 1.  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80\text{m/s}$ .

consacré à la grille A, un bon accord entre le coefficient de pression de l'aube centrale et celui d'une simulation numérique stationnaire a été trouvé, impliquant que le comportement aérodynamique de grille était bien reproduit autour de cette aube. Sur la grille B, un écart des coefficients de pression par rapport à la grille A a été repéré. Cet écart équivaut à une sous-estimation de l'angle d'attaque de  $2^\circ$ . Il est probablement imputable à une erreur de graduation du support tournant de la grille d'aubes B. Ce défaut apparaît sur la figure 4.5-a où la répartition de  $C_p$  de la grille B réglée à  $13^\circ$  d'angle d'attaque correspond à celle de la grille A positionnée sur  $\alpha_1 = 15^\circ$ . Il en est de même pour le réglage à  $15^\circ$ . Compte tenu de ce problème géométrique et pour être consistant avec ce qui précède, on désignera dans la suite les résultats de la grille B correspondant à la courbe rouge par  $\alpha_1 = 15^\circ$  et ceux correspondant à la courbe verte par  $\alpha_1 = 17^\circ$ . Une fois corrigé, l'accord entre la grille B et le calcul numérique est tout aussi satisfaisant qu'il l'était pour la grille A.

La périodicité aube-à-aube est contrôlée à 50% de corde, de la même manière qu'au chapitre 1. Une mesure de pression pariétale moyenne est ainsi effectuée sur l'intrados et sur l'extrados de chaque aube à 50 % de corde et dans le plan médian. La technique utilisée est celle de la prise de pression déportée déjà présentée dans le chapitre 1. Sur la figure 4.5, la périodicité est satisfaisante, excepté sur l'intrados de l'aube  $n^{\circ}7$  où la surpression est beaucoup plus marquée que sur les autres aubes.

La figure 4.6 présente la répartition de pression pariétale moyenne de l'aube centrale de la grille B pour les trois types de bords de fuite. Elle illustre le fait que la charge aux points de mesure ne dépend que très peu du type de bord de fuite utilisé. On s'attend en effet à ce que l'effet potentiel du bord de fuite ne remonte pas à plus de 20% de corde en amont. On peut remarquer cependant un faible écart entre les trois courbes à proximité du bord d'attaque que l'on peut attribuer aux erreurs de positionnement. En effet, pour retirer les sept bords de fuite, il est nécessaire de faire pivoter les aubes. Une fois l'échange fait, elles sont replacées au bon angle d'attaque mais une imprécision de l'ordre de  $0,25^\circ$  peut tout à fait intervenir et provoquer ce petit écart de charge.

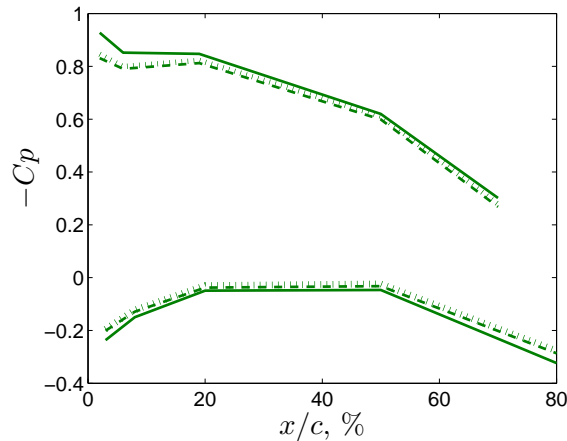


FIGURE 4.6 – Influence du type de bord de fuite sur la charge de l'aube centrale.  $\alpha_1 = 17^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80\text{m/s}$ . — Bord de fuite droit,  $\cdots$  chevrons courts,  $- -$  chevrons longs.

### 4.3 Mesure de la réduction de bruit à large bande

Cette section constitue le cœur de ce chapitre et a pour but d'évaluer la réduction du bruit à large bande obtenue sur la grille avec les deux types de chevrons. Avant toutes choses, nous vérifions sur la figure 4.7 la reproductibilité des mesures acoustiques en comparant les spectres des deux grilles A et B dans une même configuration de charge, pour une même vitesse d'écoulement et pour une même position d'observateur. La grille B est équipée des bords de fuite droits et sur cette grille, nous avons forcé la transition des couches limites des sept aubes à l'aide de bandes rugueuses placées sur l'extrados entre 10% et 22% de corde. Les défauts de positionnement mis à part, les deux maquettes ne diffèrent que par la géométrie du bord de fuite, notamment par la présence de la petite marche compromettant la planéité des bords de fuite dans le cas de la grille B, et par le déclenchement artificiel de la transition des couches limites des extrados par les bandes rugueuses dans la grille B. Malgré ces différences, nous constatons une bonne reproductibilité des spectres acoustiques. C'est donc que les bandes rugueuses et la marche n'engendrent pas de modification suffisante de l'activité turbulente des couches limites pour affecter le bruit produit de manière conséquente.

La reproductibilité des mesures acoustiques entre les deux configurations étant validée, nous mesurons à présent la réduction du bruit de la grille d'aubes B en la munissant successivement des trois types de bords de fuite. Plusieurs vitesses d'écoulement incidents, plusieurs angles d'écoute en aval et plusieurs angles d'attaque sont testés.

La figure 4.8 présente les spectres acoustiques pour un observateur situé à  $40^\circ$  de la corde du côté des extrados et pour quatre vitesses d'écoulement entre 60 m/s et 100 m/s. La première constatation est qu'une réduction du bruit à large bande est effectivement obtenue. Elle s'étend de 200 Hz à 2500 Hz pour  $U_1 = 60$  m/s et de 300 Hz à 4000 Hz pour  $U_1 = 100$  m/s. Sur ces bandes de fréquences, le bruit de la grille d'aubes est donc bien dominé par celui provenant du bord de fuite et cela justifie *a posteriori* les études des chapitres 1 et 2. A 100 m/s, la réduction du bruit atteint 5 dB autour de 2 kHz. On constate que l'augmentation de vitesse a pour effet de déplacer la gamme fréquentielle de réduction vers les hautes fréquences. Il y a une limite de la réduction en basses fréquences qui se situe vers

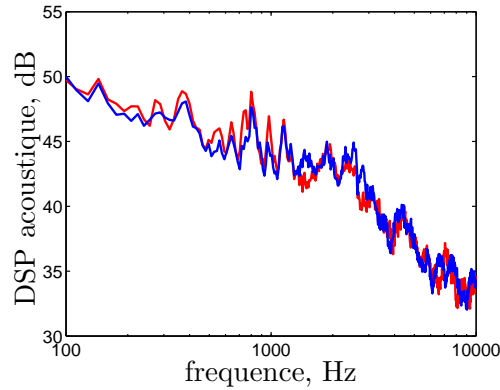


FIGURE 4.7 – Evaluation de la reproductibilité des mesures acoustiques sur deux maquettes différentes.  $\theta = 40^\circ$ ,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ ,  $U_1 = 80$  m/s. — grille A du chapitre 1, — grille B équipée des bords de fuite droits.

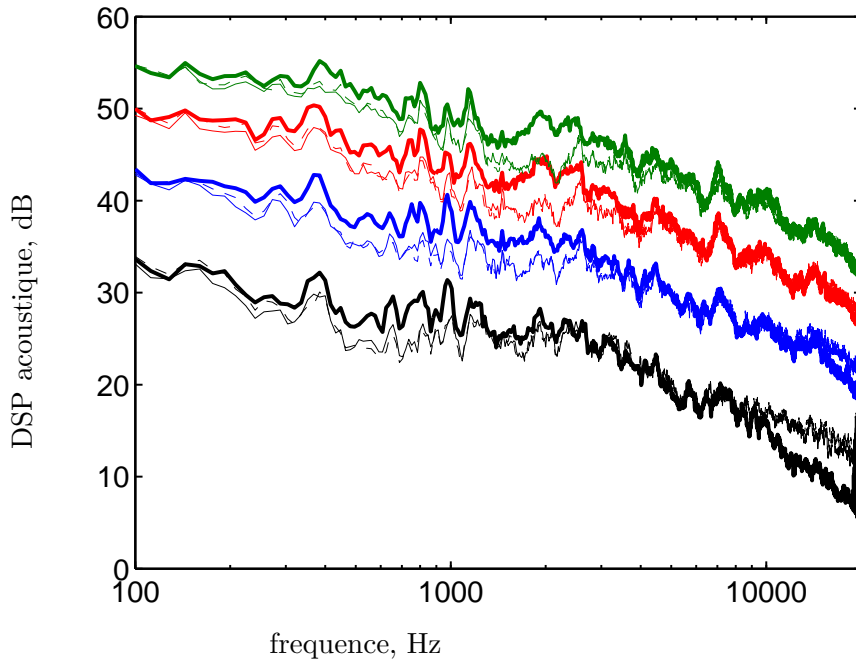


FIGURE 4.8 – Réduction du bruit de bord de fuite de la grille d'aubes *du côté des extrados*.  $\theta = 40^\circ$ ,  $\alpha_1 = 17^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ . —  $U_1 = 40$  m.s<sup>-1</sup>, —  $U_1 = 60$  m.s<sup>-1</sup>, —  $U_1 = 80$  m.s<sup>-1</sup>, —  $U_1 = 100$  m.s<sup>-1</sup>. En traits épais : bords de fuite droits, en traits fins continus : chevrons courts, en traits fins discontinus : chevrons longs.

150 Hz à 60 m/s et qui se déplace également avec  $U_1$ . Pour ces basses fréquences, il n'est pas à écarter que le bruit de fond de l'installation ne masque la réduction réelle du bruit de bord de fuite. Ce bruit de fond peut être constitué de multiples sources comme le bruit des couches de cisaillement du jet, le bruit des tourbillons de coin au niveau des points d'implantation des profils et le bruit des couches limites des plaques de maintien.

Notons ensuite que les niveaux apparents de la réduction du bruit augmentent avec la



vitesse de l'écoulement.

Par ailleurs, une augmentation de bruit apparaît aux très hautes fréquences  $f > 10$  kHz. Elle n'est visible que pour les vitesses les plus basses  $U_1 = 40$  m/s et 60 m/s. En effet, tout comme la zone de réduction du bruit, cette zone d'augmentation se décale vers les hautes fréquences quand  $U_1$  augmente. Pour  $U_1 \geq 80$  m/s elle sort de la plage d'analyse. Des performances similaires sont obtenues pour les deux types de dents de scie. La même analyse peut être menée pour les mesures acoustiques du côté des intrados  $\theta = -60^\circ$  (Fig. 4.9) avec néanmoins des niveaux de réduction moins importants, en particulier à haute vitesse.

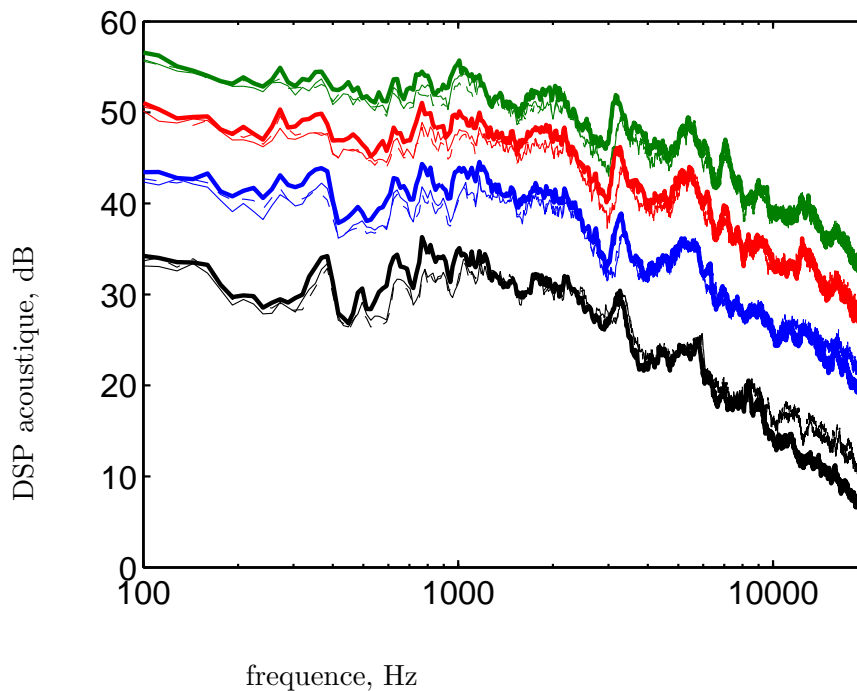


FIGURE 4.9 – Réduction du bruit de bord de fuite de la grille d'aubes *du côté des intrados*.  $\theta = -60^\circ$ ,  $\alpha_1 = 17^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ . —  $U_1 = 40$  m.s $^{-1}$ , —  $U_1 = 60$  m.s $^{-1}$ , —  $U_1 = 80$  m.s $^{-1}$ , —  $U_1 = 100$  m.s $^{-1}$ . En traits épais : bords de fuite droits, en traits fins continus : chevrons courts, en traits fins discontinus : chevrons longs.

Ces observations sont consistantes avec les résultats de la littérature : la réduction du bruit est d'une amplitude semblable à celle obtenue dans l'étude de Gruber [67] avec un profil isolé. L'augmentation du bruit est également observée par Oerlemans [103], Jones [82] et Gruber [67]. Dans cette dernière référence, la réduction du bruit suit une loi fréquentielle du type  $St = f\delta/(U - U_0)$  où  $\delta$  représente l'épaisseur de couche limite et  $U_0 = 2$  m/s est un paramètre empirique introduit qui ne dépend ni de la géométrie ni de l'écoulement. Dans le cas présent,  $\delta$  n'est pas estimé de manière systématique car les mesures PIV ne sont effectuées qu'à deux vitesses  $U_1 = 40$  m/s et  $U_1 = 80$  m/s. Par conséquent, la dépendance précise de la gamme de réduction vis-à-vis de la vitesse n'est pas approfondie. Cependant le nombre de Strouhal critique  $St_0$  correspondant à la fréquence inférieure de la zone d'*augmentation du bruit* peut être comparé à celui trouvé par Gruber dans le cas du profil isolé qui est  $St_0 \simeq 1, 18$ . Dans la présente étude,  $U_1 = 40$  m/s correspond à une vitesse de sortie  $U_2 = 35$  m/s, nous



avons estimé  $\delta$  à 5,0 mm (cf. la section 4.4) et en choisissant  $f_0 = 8000$  Hz comme limite fréquentielle inférieure de la zone d'augmentation du bruit, un Strouhal critique  $St=1,21$  est obtenu ce qui est en bon accord avec la valeur de Gruber puisqu'elle ne s'en écarte que de 3%.

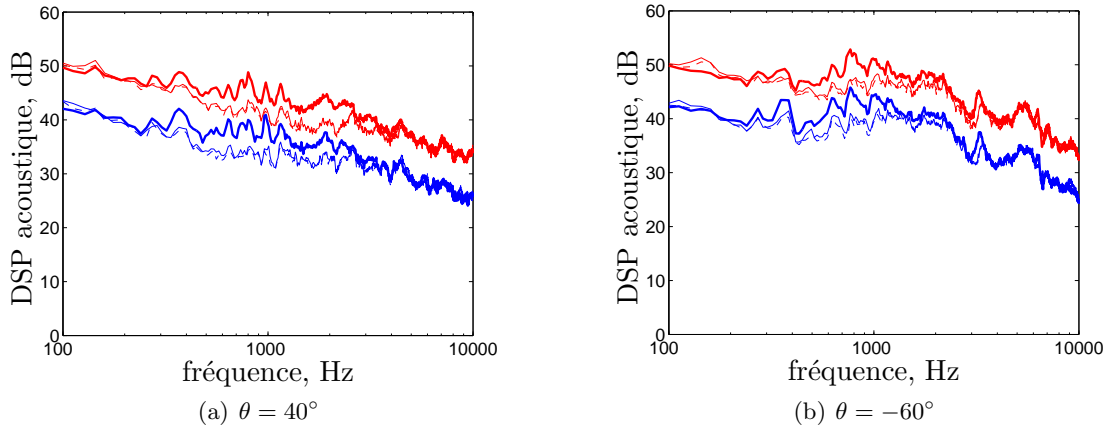


FIGURE 4.10 – Réduction du bruit obtenue avec  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ . —  $U_1 = 60 \text{ m.s}^{-1}$ , —  $U_1 = 80 \text{ m.s}^{-1}$ . En traits épais : bords de fuite droits, en traits fins continus : chevrons courts, en traits fins discontinus : chevrons longs.

Les performances obtenues aux deux autres angles d'attaque  $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $19^\circ$  sont présentées sur les figures 4.10 et 4.11. Les observations précédentes sont confirmées, en particulier le fait que la réduction est plus importante pour les angles d'écoute  $\theta$  positifs que pour les angles négatifs. On remarque également que la fréquence centrale de la gamme de réduction est plus élevée pour  $\theta = 40^\circ$  que pour  $\theta = -60^\circ$ .

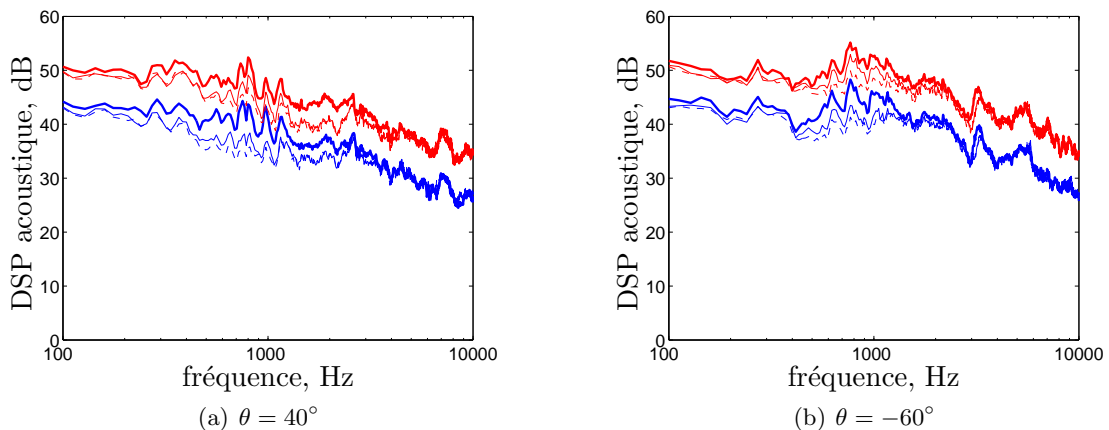


FIGURE 4.11 – Réduction du bruit obtenue avec  $\alpha_1 = 19^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ . —  $U_1 = 60 \text{ m.s}^{-1}$ , —  $U_1 = 80 \text{ m.s}^{-1}$ . En traits épais : bords de fuite droits, en traits fins continus : chevrons courts, en traits fins discontinus : chevrons longs.

Pour le plus grand angle d'attaque présenté  $\alpha_1 = 19^\circ$ , sur la figure 4.11, un phénomène intéressant se produit : les chevrons longs sont plus efficaces que les chevrons courts. En effet, pour  $U_1 = 60 \text{ m/s}$ , la réduction du bruit atteint 8,8 dB à 750 Hz avec les chevrons longs alors

qu'elle est limitée à 6,5 dB avec les chevrons courts. Le maximum de réduction est obtenu à la même fréquence. Cette observation est compatible avec l'une des conclusions de Gruber & al. [67] : pour que la réduction de bruit ait lieu, il faut que les chevrons soient suffisamment longs<sup>3</sup> et la longueur minimale nécessaire est proportionnelle à l'épaisseur de couche limite  $\delta$ . En dessous de cette valeur critique, la réduction du bruit croît avec la profondeur  $h_c$  tandis qu'au dessus, elle en est indépendante. La réduction acoustique obtenue est alors maximale. Dans notre cas, pour les angles d'attaque les plus faibles ( $\alpha_1 = 15^\circ$  et  $\alpha_1 = 17^\circ$ ), la profondeur des deux types de chevrons est supérieure à la valeur critique, la réduction acoustique obtenue est donc de même niveau et elle correspond à la réduction maximale. En revanche pour l'angle d'attaque le plus élevée ( $\alpha_1 = 19^\circ$ ), l'épaisseur de couche limite  $\delta$  est supérieure aux cas précédents et l'amplitude  $h_c$  des chevrons courts n'est pas suffisante pour obtenir la réduction acoustique maximale. Ceci peut expliquer pourquoi la réduction de bruit est plus marquée avec les chevrons longs qu'avec les chevrons courts.

En revanche, nous n'avons d'explications quant au fait que la réduction acoustique soit plus marquée du côté des extradados ( $\theta > 0^\circ$ ) que du côté des intrados ( $\theta < 0^\circ$ ). Notons que dans les expériences sur profil isolé, la réduction de bruit est symétrique de part et d'autre de la maquette. Il se peut que la dissymétrie observée ici soit une conséquence de l'agencement en grille d'aubes, mais il est également possible que le niveau de bruit résiduel de l'installation soit plus élevé du côté des intrados, pénalisant ainsi la mesure de la réduction du bruit dans cette région.

#### 4.4 Estimation du coefficient de traînée

Suite aux bonnes performances acoustiques obtenues avec les chevrons, il est intéressant d'estimer les pertes aérodynamiques qu'ils introduisent. Ceci peut se faire au moyen des mesures PIV du sillage proche. En utilisant des méthodes classiques d'aérodynamique, il est possible de calculer le coefficient de traînée  $C_D$  qui fournit une estimation de la force exercée par le fluide sur l'aubage, projetée sur l'axe de la corde.

Plus précisément, le coefficient  $C_D$  est calculé à partir de l'épaisseur de déplacement  $\delta_e^*$  de la couche limite de l'extrados (respectivement  $\delta_i^*$  pour l'intrados) et de son épaisseur de quantité de mouvement  $\theta_e^*$  (respectivement  $\theta_i^*$ ) définies par

$$\delta_e^* = \int_0^{+\infty} \left(1 - \frac{\overline{U}(z)}{\overline{U}_\infty}\right) dz \quad (4.1)$$

$$\theta_e^* = \int_0^{+\infty} \frac{\overline{U}(z)}{\overline{U}_\infty} \left(1 - \frac{\overline{U}(z)}{\overline{U}_\infty}\right) dz \quad (4.2)$$

En dehors de la couche limite d'épaisseur  $\delta$ ,  $\overline{U}(z) \approx \overline{U}_\infty$ , ce qui implique que seule la région  $0 < z < \delta$  contribue à ces intégrales.

La théorie [143] prévoit d'estimer ces grandeurs exactement au droit du bord de fuite afin de sommer les pertes dans les couches limites réparties sur toute la surface du profil. Ensuite, il est également supposé que les couches limites sont équilibrées et développées sur des surfaces régulières. Dans ces conditions, on peut écrire

---

3. Leur longueur est repérée par  $h_c$ .

$$\bar{v} = 2 \frac{\theta^* \sigma}{c \cos \beta_2} \left( \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2} \right)^2 \frac{2H/(3H-1)}{\left[ 1 - \frac{\theta^* \sigma H}{c \cos \beta_2} \right]^3} \quad (4.3)$$

$$C_D = \frac{\bar{v} \cos \beta_m}{\sigma} \quad (4.4)$$

où  $H = \delta^*/\theta^*$  est le facteur de forme des couches limites,  $\delta^* = \delta_i^* + \delta_e^*$  et  $\theta^* = \theta_i^* + \theta_e^*$ ,  $\bar{v}$  est le coefficient de perte de charge et  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont les angles d'écoulement amont et aval définis sur la figure 4.3-b et  $\beta_m$  est un angle moyen tel que  $\tan \beta_m = 1/2(\tan \beta_1 + \tan \beta_2)$ . L'équation 4.4 est souvent simplifiée pour les profils isolés où  $\beta_2 = \beta_1$  par  $C_D \simeq 2\theta^*/c$  mais cette approximation est abusive pour les grilles d'aubes.

Dans le cas présent, nous utilisons les profils de vitesse moyenne extraits des mesures PIV en sillage proche pour évaluer  $\delta^*$  et  $\theta^*$ . Les sillages sont explorés dans la direction normale à la corde selon la direction  $\vec{y}'$  d'après le schéma 4.13-b et on relève la projection  $\bar{U}_{x'}$  du vecteur de vitesse moyenne sur l'axe  $\vec{x}'$ <sup>4</sup>. Le repère  $(\vec{x}', \vec{y}')$  se déduit du repère  $(\vec{x}, \vec{y})$  selon lequel est alignée la caméra par une rotation de l'angle de calage  $\chi$ . Les données de vitesse sont disponibles sur un maillage régulier dans le repère  $(\vec{x}, \vec{y})$ . Nous interpolons linéairement ces données sur l'axe  $\vec{y}'$ .

Étant donné les hypothèses, on a intérêt à faire la mesure au plus près du bord de fuite mais les réflexions optiques sur la maquette interdisent les mesures à moins de 1,5 mm d'une surface. De ce fait, la vitesse minimale mesurée au centre du sillage n'est pas nulle contrairement à ce qui est supposé dans le calcul. Afin de s'y ramener artificiellement, on a attribué une vitesse nulle au point situé au milieu du segment constitué par les deux points de mesure de plus basse vitesse. Le raccordement est fait de manière linéaire et ceci permet de calculer les intégrales 4.1 et 4.2 par la méthode des trapèzes.

Le bord de fuite équipé de chevrons courts est plus long que le bord de fuite droit de 3 mm. On présente donc sur la figure 4.13-a trois mesures : une première notée A sur la vue schématique 4.12 située à  $\Delta x' = 1,5$  mm en aval des bouts des dents de scie, une deuxième notée B avec le bord de fuite droit à la même position absolue mais à  $\Delta x' = 4,5$  mm du bord de fuite, et une troisième notée C avec le bord de fuite droit également mais à  $\Delta x' = 2$  mm du bord de fuite<sup>5</sup>.

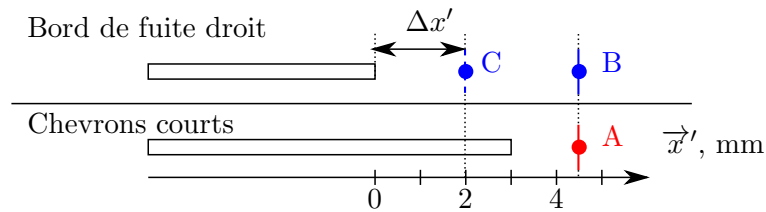


FIGURE 4.12 – Position schématique des mesures de sillage

Concernant le sillage du bord de fuite droit, on constate qu'il n'est pas symétrique : la couche limite provenant de l'intrados est plus mince que celle provenant de l'extrados. Ensuite,

4. La procédure utilisée ici diffère de celle présentée dans Finez & al. [48] où les sillages sont explorés dans la direction  $\vec{y}$  entraînant des valeurs légèrement différentes de  $C_D$ .

5. Dans le cas du bord de fuite droit, les réflexions optiques intenses sur la surface du profil interdisent en effet les mesures à moins de 2 mm de la surface.

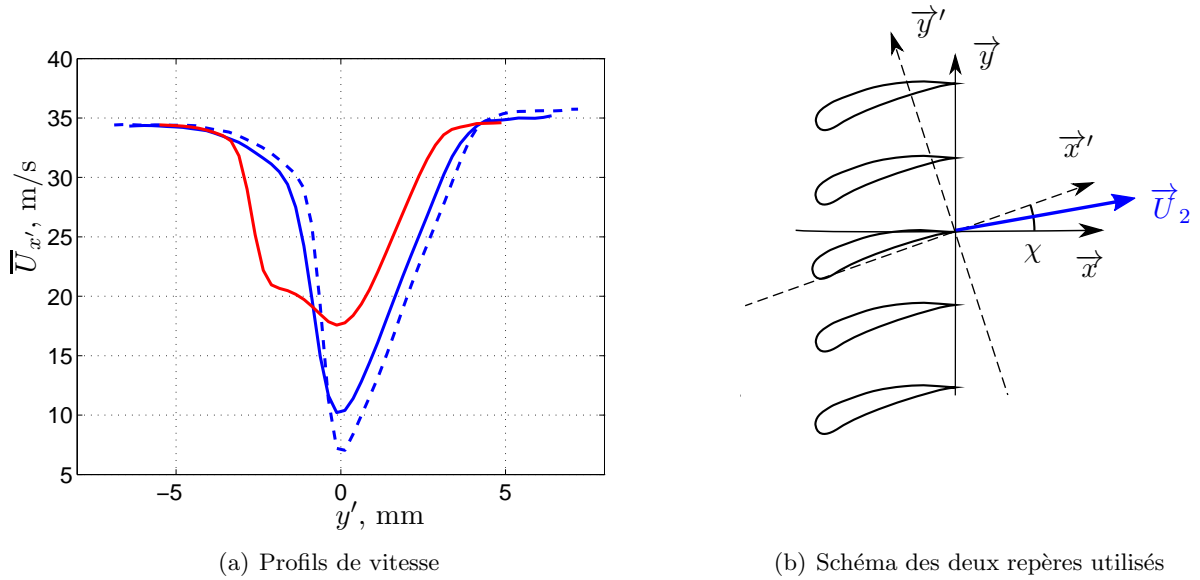


FIGURE 4.13 – Profils de vitesse moyenne selon la corde dans le sillage de l’aube centrale avec  $\alpha_1 = 17^\circ$ ,  $U_1 = 40$  m/s et  $\beta_1 = 35^\circ$ . — à 1,5 mm en aval du bout d’un chevrons court (mesure A), — en aval du bord droit à la même position absolue (mesure B à 4,5 mm du bord), - - à 2 mm en aval du bord droit (mesure C). L’intrados est du côté  $y' < 0$  et l’extrados du côté  $y' > 0$ .

en s’éloignant du profil, le sillage s’épaissit et devient moins profond, il a de plus tendance à se symétriser. Le sillage du bord de fuite traité est moins classique : le déficit de vitesse est beaucoup moins marqué, signe d’un meilleur mélange turbulent et le sillage plus épais présente deux points d’inflexion. Les sillages ont été recalés de manière à ce que le minimum de vitesse soit placé à l’abscisse  $y' = 0$ . Notons que la nappe laser est épaisse d’environ 1 mm, ce qui correspond à la moitié de la période transverse  $\lambda_c$  des dents de scie. Effectuée sur cette épaisseur, la mesure moyenne donc des phénomènes très différents intervenant près de l’extrémité ou du creux entre deux dents de scie.

Les valeurs calculées de  $\delta^*$ ,  $\theta^*$ ,  $H$  et  $C_D$  sont présentées dans la table 4.1 pour les trois profils de vitesse de la figure 4.13. Pour les deux mesures du bord de fuite droit, on a  $\delta_e^* > \delta_i^*$  et  $\theta_e^* > \theta_i^*$ , ce qui confirme le fait que la couche limite de l’extrados est plus épaisse que celle de l’intrados. Pour le bord de fuite avec chevrons, la forme particulière du sillage nous a amené à le scinder artificiellement au point de vitesse minimale mais la réalité est sans doute plus complexe : les points  $y' < 0$  ne peuvent sans doute pas être attribués uniquement à la dynamique de l’intrados (et inversement pour  $y' > 0$ ) à cause du mélange turbulent ayant lieu entre les dents de scie mis en évidence par Gruber & al. [68] et que nous verrons également dans la suite. On ne retrouve donc pas  $\delta_e^* > \delta_i^*$  pour ce type de bord de fuite.

Les valeurs du facteur de forme  $H$  sont proches de 2, indiquant que les couches limites ne sont pas complètement turbulentes, malgré les bandes rugueuses utilisées. Cette conclusion issue de la théorie classique des couches limites non perturbées doit cependant être prise avec précaution à cause d’une part de la petite marche constituée par la ligne de raccordement du bord de fuite qui a probablement un effet sur le profil de vitesse, et d’autre part des chevrons eux-même qui génèrent dans le sillage un écoulement tridimensionnel complexe que

Bord de fuite	$\delta_i^*$ , mm	$\delta_e^*$ , mm	$\theta_i^*$ , mm	$\theta_e^*$ , mm	H	$C_D$ , %
Chevrons (A)	1,23	0,97	0,70	0,54	1,77	1,50
Droit (B)	0,90	1,60	0,46	0,73	2,07	1,43
Droit (C)	0,74	2,65	0,36	0,86	2,76	1,45

TABLE 4.1 – Paramètres des couches limites déduits des profils de vitesse du sillage proche.

nous étudierons plus loin.

Théoriquement la valeur de  $C_D$  ne dépend pas de la position d'estimation pourvu que l'on reste suffisamment proche du bord de fuite. Ceci est bien retrouvé en pratique puisque  $C_D$  ne diffère que de 1,4% entre les positions B et C pour le bord de fuite droit. Ensuite les valeurs de  $C_D$  mesurées sont en bon accord avec les observations de Emery & al. [41] où  $C_D$  est estimé à 1,5% en configuration voisine ( $\sigma = 1,25$ ,  $\alpha_1 = 17^\circ$ ,  $\beta_1 = 30^\circ$ ). Enfin, si l'on compare le cas des dents de scie au cas du bord de fuite droit, on obtient une augmentation de la traînée de 0,07 ou 0,05 points de pourcentage de  $C_D$  selon que l'on se réfère au point B ou au point C. Cette introduction de perte aérodynamique reste donc raisonnable mais elle serait probablement jugée inacceptable dans une application industrielle. En valeurs relatives,  $C_D$  a augmenté de 3,4% ou 4,7% avec l'introduction des chevrons. En comparaison, Gruber a trouvé une augmentation relative de 11% de perte dans les expériences sur profil isolé.

Nous avons donc montré qu'une réduction de bruit importante peut être obtenue avec les chevrons sans pour autant introduire de perte aérodynamique conséquente. La section suivante est consacrée à une étude théorique visant à mieux comprendre les mécanismes de réduction acoustiques mis en jeu.

## 4.5 Modélisation du bruit d'un bord de fuite incliné

Dans cette section, nous cherchons à approfondir d'un point de vue théorique les raisons de la réduction du bruit réalisée par les chevrons. Celle-ci pourrait provenir de leur géométrie très particulière : bien que le bord de fuite soit orthogonal à la direction de l'écoulement, les côtés des dents de scie sont obliques par rapport à cette direction. En outre, il existe des points singuliers situés à la base et au bout des chevrons. Enfin, le dispositif est périodique suivant l'envergure. Ces spécificités géométriques pourraient avoir un effet sur le processus de diffraction acoustique et expliquer la réduction observée.

Nous cherchons ici à utiliser les outils analytiques pour valider ou infirmer cette interprétation. S'il est difficilement envisageable de construire un modèle prenant en compte tous ces effets, il est cependant possible de se focaliser sur l'un d'entre eux : l'inclinaison du bord de fuite par rapport à l'axe de l'écoulement. Ceci revient à étudier le rayonnement acoustique d'un bord de fuite présentant un angle de flèche<sup>6</sup>. La littérature fournit les solutions analytiques du problème complémentaire qui concerne l'interaction d'un profil isolé avec un écoulement incident turbulent et oblique. L'aspect aérodynamique instationnaire a d'abord été étudié par Adamczyk [4], puis il a été repris et complété de l'aspect acoustique par Rozenberg [122] et par Carazo & Roger [26, 119] qui prennent également en compte les effets de

6. Angle entre l'axe de l'écoulement et la perpendiculaire au bord de fuite dans le plan du profil, noté  $\varphi$  sur le schéma 4.14-a

variation de corde. Pour le problème du bord de fuite qui est le sujet de cette étude, on trouve le modèle de Howe[75] qui prend en compte l'inclinaison du bord de fuite par rapport à l'écoulement. Mais ce modèle n'est valable qu'à très faible nombre de Mach et en haute fréquence. Howe obtient une dépendance de la DSP acoustique en champ lointain en  $|\cos \varphi|^3$  où  $\varphi$  représente l'angle entre l'axe de l'écoulement et la normale au bord de fuite.

Nous nous proposons ici de reprendre le modèle d'Amiet valable à nombre de Mach plus élevé en supposant que l'écoulement extérieur n'est plus parallèle à la corde et d'en étudier les effets sur le champ acoustique rayonné. Le modèle proposé pourra par ailleurs présenter un intérêt pour d'autres applications, par exemple la modélisation du bruit de ventilateurs ou de machines tournantes où l'écoulement est souvent non normal au bord de fuite du fait à la fois de l'angle de flèche et de la composante centrifuge de la vitesse. Une différence majeure avec le problème du bruit de bord d'attaque est que dans ce dernier, les fluctuations de vitesse incidente sont convectées exactement à la vitesse de l'écoulement moyen tandis que dans le cas du bruit de bord de fuite, les fluctuations de pression ont une vitesse de convection  $U_c$  plus faible que la vitesse extérieure. On ne considère pas ici la diffraction supplémentaire induite par les autres aubes de la grille.

#### 4.5.1 Formulation du problème

Pour traiter le problème du bord de fuite incliné, nous adoptons l'approche en deux temps d'Amiet [11], reprise en détails par Roger et Moreau [121] : on considère une rafale de pression d'amplitude unitaire éventuellement oblique convectée sur la surface du profil et on cherche la réponse instationnaire compressible de celui-ci en résolvant l'équation des ondes convectée grâce à la solution de Schwarzschild. Dans un deuxième temps, le saut de pression calculé sur le profil est utilisé comme terme source dipolaire de l'analogie acoustique. Un traitement statistique des grandeurs obtenues permet d'exprimer la densité spectrale de puissance acoustique  $S_{pp}$  en fonction des grandeurs liées au champ de pression pariétale instationnaire.

On se place dans le repère lié au bord de fuite présenté sur la figure 4.14-a. L'écoulement principal supposé homogène subsonique fait un angle  $\varphi$  avec la direction  $\vec{x}$ . La première étape du modèle consiste à écrire l'équation 4.5 des ondes convectées pour la pression  $p'(x, y, z, t)$  dans ce repère afin de la réduire en une équation canonique de Helmholtz. Il vient

$$\frac{\partial p'^2}{\partial x^2} + \frac{\partial p'^2}{\partial y^2} + \frac{\partial p'^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_x \frac{\partial}{\partial x} + U_z \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 p' = 0 \quad (4.5)$$

L'équation 4.5 étant linéaire, la théorie de Fourier permet de traiter séparément les composantes harmoniques  $p' = P'(x, y, z)e^{i\omega t}$ . De plus, on peut décomposer le champ de pression exciteur en composantes de Fourier spatiales selon l'envergure. Pour revenir à la solution physique, il faudra sommer toutes les contributions transverses. Pour une composante incidente donnée que l'on appelle "rafale", la solution aura la même dépendance en  $z$  que la pression incidente. On peut donc chercher la solution à l'équation des ondes sous la forme  $P' = P(x, y)e^{-iK_z z}$  où  $K_z$  est le nombre d'onde en envergure. En notant  $M_x = U_x/c_0$ ,  $M_z = U_z/c_0$ ,  $\beta_x = \sqrt{1 - M_x^2}$ ,  $\beta_z = \sqrt{1 - M_z^2}$  et  $k = \omega/c_0$ , l'équation 4.5 devient

$$\beta_x^2 \frac{\partial P^2}{\partial x^2} + \frac{\partial P^2}{\partial y^2} + 2iM_x(M_z K_z - k) \frac{\partial P}{\partial x} + (k^2 - K_z^2 \beta_z^2 - 2kM_z K_z)P = 0 \quad (4.6)$$

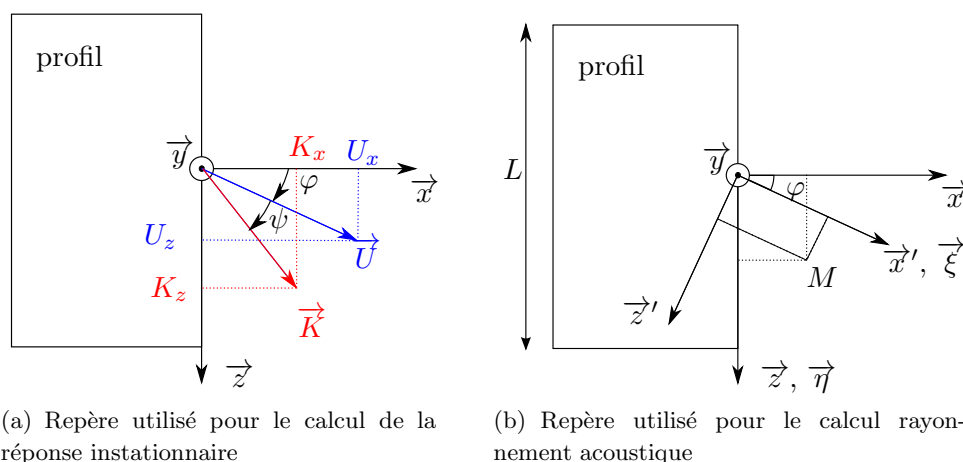


FIGURE 4.14 – Repère et notations utilisés dans la modélisation

On pose ensuite la nouvelle variable  $p(x, y) = P(x, y)e^{-iAx}$  avec  $A = kM_x/\beta_x^2 - K_z M_x M_z/\beta_x^2$ , ce qui permet de réécrire les dérivées spatiales de la pression sous la forme

$$\frac{\partial P}{\partial x} = e^{iAx} \left( \frac{\partial p}{\partial x} + iAp \right) \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = e^{iAx} \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + 2iA \frac{\partial p}{\partial x} - A^2 p \right) \quad (4.8)$$

Le terme incluant une dérivée simple de la pression est ainsi supprimé de l'équation 4.6. La symétrie entre  $x$  et  $y$  est rétablie en utilisant le nouveau système de coordonnées  $X = x/b$ ,  $Y = \beta_x y/b$ , et on adimensionne les nombres d'onde par la demi-corde  $b$  :  $\bar{k} = kb$ ,  $\bar{K}_z = K_z b$ . Cet adimensionnement est celui utilisé par Amiet [11] pour le cas du bord de fuite sans angle de flèche. Nous le conservons ici pour établir une formulation avec angle de flèche  $\varphi$  directement comparable à la précédente. Sur la nouvelle variable de pression  $p$  l'équation 4.5 devient l'équation de Helmholtz canonique

$$\frac{\partial^2 p}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial Y^2} + \bar{\kappa}^2 p = 0 \quad (4.9)$$

$$\text{avec } \bar{\kappa}^2 = \left( \frac{\bar{k} - \bar{K}_z M_z}{\beta_x^2} \right)^2 - \left( \frac{\bar{K}_z}{\beta_x} \right)^2 \quad (4.10)$$

Le paramètre fréquentiel  $\bar{\kappa}$  détermine le type de solution de l'équation 4.9. Si  $\bar{\kappa}^2 > 0$ , l'équation des ondes est hyperbolique et les solutions se propagent en champ lointain, les rafales incidentes sont alors dites supercritiques. Si  $\bar{\kappa}^2 < 0$ , l'équation est elliptique, les solutions évanescents<sup>7</sup> et les rafales sont dites subcritiques. Lorsque  $M_z = 0$ , on retrouve le paramètre  $\bar{\kappa}$  obtenu par Roger et Moreau dans le cas de l'écoulement normal au bord de fuite. On constate qu'une augmentation de  $M_z$  entraîne une réduction du secteur supercritique dans le plan  $(k, K_z)$ .

On considère une rafale de pression incidente d'amplitude unitaire de nombre d'onde  $(K_x, K_z)$  située sur le profil et convectée selon le vecteur  $\vec{U}_c = (U_{cx}, U_{cz})$ . Nous faisons ici

7. dans l'hypothèse d'un profil d'envergure infinie

l'hypothèse que  $\vec{U}_c$  est colinéaire à  $\vec{U}$  mais de norme plus faible ce qui revient à poser  $\alpha = \|\vec{U}\|/\|\vec{U}_c\| > 1$ . La pression incidente s'écrit mathématiquement  $p'_1 = \exp(-iK_z(z - U_{cz}t) - iK_x(x - U_{cx}t))$  où la pulsation apparaît naturellement  $\omega = K_z U_{cz} + K_x U_{cx}$ . Pour  $\omega$  et  $K_z$  fixés, le nombre d'onde selon la corde est donc  $K_x = (k\alpha - K_z M_z)/M_x$ . Comme pour le bord de fuite droit (sans flèche), le passage de cette rafale au bord de fuite donne naissance à une onde de pression supplémentaire  $p'$  telle que la somme de cette onde et de la rafale incidente vérifie l'équation 4.9 avec les conditions de glissement sur le profil et d'annulation de pression dans le sillage conformément à la condition de Kutta.

La condition de glissement pour  $X < 0$  est vérifiée par chacune des deux composantes  $p'_1$  et  $p'$ . Pour la version réduite  $p$  de cette dernière variable, ceci correspond à :

$$\frac{\partial p}{\partial Y} = 0 \text{ pour } X < 0 \quad (4.11)$$

Dans le sillage, la pression diffractée annule la pression de perturbation incidente  $p'(x, 0, z, t) = -p'_1$  pour  $x \geq 0$ , ce qui revient à écrire pour  $p$  :

$$p = -\exp(-i\bar{k}X(\alpha/M_x + M_x/\beta_x^2) + i\bar{K}_z M_z X/M_x \beta_x^2) \text{ pour } X \geq 0 \quad (4.12)$$

Le problème est donc bien posé pour la variable  $p$  qui doit vérifier l'équation de Helmholtz 4.9 avec les conditions aux limites 4.11 et 4.12.

#### 4.5.2 Résolution par la formule de Schwarzschild

La solution de Schwarzschild est utilisée pour résoudre le problème posé sur l'axe  $Y = 0$ . Si  $\Phi(X, Y)$  est un champ scalaire bidimensionnel vérifiant l'équation de Helmholtz homogène

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Y^2} + \mu^2 \Phi = 0 \quad (4.13)$$

et les conditions aux limites

$$\frac{\partial \Phi}{\partial Y}(X, 0) = 0 \text{ pour } X < 0 \quad (4.14)$$

$$\Phi(X, 0) = f(X) \text{ pour } X \geq 0 \quad (4.15)$$

alors  $\Phi$  s'écrit sur la demi-droite ( $X < 0, Y = 0$ )

$$\Phi(X < 0, 0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \sqrt{\frac{-X}{\xi}} \frac{e^{-i\mu(\xi-X)}}{\xi - X} f(\xi) d\xi \quad (4.16)$$

Cette solution est directement appliquée au problème décrit par les équations 4.9, 4.11 et 4.12. On obtient

$$P(X < 0, 0) = -e^{-i\bar{k}X \frac{\alpha}{M_x} + i\bar{K}_z \frac{M_z}{M_x} X} \left( (1+i)E^* \left( -X \left[ \bar{k} + \bar{k} \left( \frac{\alpha}{M_x} + \frac{M_x}{\beta_x^2} \right) - \frac{\bar{K}_z M_z}{\beta_x^2 M_x} \right] \right) - 1 \right) \quad (4.17)$$

où  $E^*$  est le conjugué complexe de l'intégrale de Fresnel :

$$E(x) = \int_0^x \frac{e^{+it}}{\sqrt{2\pi t}} dt \quad (4.18)$$



La technique de Schwarzschild a donc permis d'exprimer la réponse aérodynamique compressible du profil et de formuler le saut de pression instationnaire entre l'intrados et l'extrados. Ce saut de pression est maintenant utilisé comme terme source de l'analogie acoustique pour déduire le champ acoustique rayonné dans tout l'espace.

### 4.5.3 Application de l'analogie acoustique

La théorie de Curle [36] nous donne la pression acoustique  $p_K$  générée par une répartition de dipôles  $\Delta P$  sur une surface  $\mathcal{S}$  qui est assimilée ici à la surface de l'aube dans un écoulement homogène de nombre de Mach  $M = \sqrt{M_x^2 + M_z^2}$ . Elle s'exprime dans le repère orthonormé  $(x', y', z')$  aligné avec l'écoulement décrit sur le schéma 4.14-b pour un observateur situé en  $(x'_0, y'_0, z'_0)$  et est donc propre à chaque rafale.

$$p_K(x'_0, y'_0, z'_0, \omega) = \frac{i\omega y'_0}{4\pi c_0 S_0'^2} \iint_{\mathcal{S}} \Delta P(x', z') e^{-i\omega R'_t/c_0} dx' dy' \quad (4.19)$$

$$S_0'^2 = x_0'^2 + \beta^2(y_0'^2 + z_0'^2) \quad (4.20)$$

$$R'_t = \frac{S_0'}{\beta^2} \left(1 - \frac{x'x'_0 + \beta^2 z'z'_0}{S_0'}\right) - \frac{M}{\beta^2}(x' - x'_0) \quad (4.21)$$

$$\beta^2 = 1 - M^2 \quad (4.22)$$

Dans cette formulation la répartition de source est  $\Delta P = 2(p'_1 + p')$ . Elle est constituée de la somme de la pression incidente et de la pression diffractée. On en prend le double de manière à tenir compte de la différence de pression induite entre l'intrados et l'extrados en opposition de phase. L'intégration est effectuée dans le repère déformé  $(\bar{\xi}, \bar{\eta})$  avec les formules de passage  $x' = \xi + \eta \sin \varphi$ ,  $z' = \eta \cos \varphi$ . La matrice jacobienne associée à ce changement de repère est

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial x'}{\partial \xi} & \frac{\partial x'}{\partial \eta} \\ \frac{\partial z'}{\partial \xi} & \frac{\partial z'}{\partial \eta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\sin \varphi \\ 0 & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

et son déterminant est  $\det J = \cos \varphi$ . On obtient avec ces nouvelles variables que l'on adimensionne  $\bar{\xi} = \xi/b$ ,  $\bar{\eta} = \eta/b$  :

$$p_K = \frac{-i\omega y'_0 b^2 |\cos \varphi| e^{-ik/\beta^2(S'_0 - x'_0 M)}}{2\pi c_0 S_0'^2} \int_{-L/2b}^{+L/2b} e^{-i\bar{\eta}(\bar{K}_z - \bar{\nu})} d\bar{\eta} \times$$

$$\int_{-2/\cos \varphi}^0 \exp\left(-i\frac{\bar{k}\bar{\xi}}{\beta^2}\bar{\xi}(M - x'_0/S'_0) + i\bar{\xi} \cos \varphi \left(\bar{K}_z \frac{M_z}{M_x} - \frac{\bar{k}\alpha}{M_x}\right)\right) \times$$

$$[(1+i)E^*(-\bar{\xi} \cos \varphi [\bar{\kappa} + \bar{k}\left(\frac{\alpha}{M_x} + \frac{M_x}{\beta_x^2} - \frac{\bar{K}_z M_z}{\beta_x^2 M_x}\right)]) - 1] d\bar{\xi}$$

avec  $\bar{\nu} = \bar{k}(z'_0 \cos \varphi / S'_0 + x'_0 \sin \varphi / \beta^2 S'_0 - M \sin \varphi / \beta^2)$

Dans cette équation, l'intégrale en  $\bar{\eta}$  est égale à  $L/b \operatorname{sinc}((\bar{\nu} - \bar{K}_z)L/2b)$  où  $\bar{\nu}$  est un nombre d'ondes transverse privilégié dans le rayonnement acoustique dépendant de la position de

l'observateur. L'intégrale en  $\bar{\xi}$  est la fonction de transfert aéroacoustique que l'on note  $\mathcal{J}$ . Une intégration par partie conduit à l'expression suivante :

$$\mathcal{J} = \frac{1+i}{iC} \left[ E^*(2B/\cos\varphi)e^{2iC/\cos\varphi} - \sqrt{\frac{B}{B-C}}E^*(2(B-C)/\cos\varphi) \right] - \frac{e^{2iC/\cos\varphi}}{iC} + \frac{1}{iC}$$

$$B = \cos\varphi \left( \bar{\kappa} + \bar{k} \left( \frac{\alpha}{M_x} + \frac{M_x}{\beta_x^2} \right) - \frac{\bar{K}_z M_z}{\beta_x^2 M_x} \right) \quad (4.24)$$

$$C = \frac{\bar{k}}{\beta^2} \left( M - \frac{x'_0}{S'_0} \right) - \frac{\cos\varphi}{M_x} (\bar{K}_x M_z - \bar{k}\alpha) \quad (4.25)$$

Comme dans le modèle d'Amiet sans angle de flèche, le dernier terme  $1/iC$  de la fonction  $\mathcal{J}$  annule la pression incidente  $p_1$ . On le supprime donc dans le reste du calcul [12].

#### 4.5.4 Densité spectrale de puissance acoustique

Comme dans le modèle d'origine, la densité spectrale de puissance acoustique est calculée en sommant les contributions  $p_K \times p_K^*$  des différents nombres d'ondes transverses et chaque contribution est pondérée par l'amplitude de la rafale incidente associée. On obtient

$$S_{pp} = \frac{1}{b} \left( \frac{\omega y'_0 b^2 \cos\varphi}{2\pi c_0 S'_0{}^2} \right)^2 \frac{L^2}{b^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{sinc}^2((\bar{K}_z - \bar{\nu})L/2b) |\mathcal{J}(\bar{K}_x, \bar{K}_z)|^2 \Pi_0(\bar{K}_x, \bar{K}_z) d\bar{K}_z \quad (4.26)$$

Pour évaluer l'intégrale en  $\bar{K}_z$  de l'expression 4.26, nous nous plaçons dans l'hypothèse des grands allongements  $L \gg b$ . Ceci est discutable dans le cas des chevrons dont l'étendue en envergure est bien plus faible que la longueur de corde mais une prise en compte de cet effet rendrait les formulations analytiques plus complexes et on rappelle que le but poursuivi ici est simplement d'estimer l'effet de l'angle de flèche sur le bruit de bord de fuite. Ainsi, sous cette nouvelle hypothèse  $L \gg b$ , seul le nombre d'onde  $\bar{\nu}$  contribue au champ lointain acoustique puisque :

$$\text{sinc}^2((\bar{K}_z - \bar{\nu})L/2b) \simeq \frac{2\pi b}{L} \delta(\bar{K}_z - \bar{\nu}) \quad (4.27)$$

Le nombre d'onde selon la corde associé à  $\bar{\nu}$  est noté  $\bar{\gamma} = \alpha \bar{k}/M_x - \bar{\nu} M_z/M_x$ . Si on reprend l'expression de la DSP de pression pariétale  $\Pi_0(\bar{\gamma}, \bar{\nu}) = \Phi_{pp}(\omega) l_z(\omega, \bar{\nu})/\pi$  utilisée au chapitre précédent, on obtient

$$S_{pp}(x'_0, y'_0, z'_0, \omega) = \left( \frac{\omega y'_0 b \cos\varphi}{2\pi c_0 S'_0{}^2} \right)^2 \times 2L |\mathcal{J}(\bar{\gamma}, \bar{\nu})|^2 \Phi_{pp}(\omega) l_z(\omega, \bar{\nu}) \quad (4.28)$$

Il est important de noter que dans la formulation 4.26, les nombres d'ondes  $K_x$  et  $K_z$  sont définis dans le repère lié au bord de fuite (Fig. 4.14-a) tandis que la position de l'observateur est définie dans le repère aligné avec l'écoulement (Fig. 4.14-b).

#### 4.5.5 Effet de l'angle de flèche sur le rayonnement acoustique

Le modèle établi dans les sections 4.5.1-4.5.4 permet d'étudier l'effet de l'inclinaison de l'écoulement sur le bruit produit. La première information accessible est celle de la répartition

du saut de pression sur l'aubage  $P(X)$ . Pour une rafale donnée, une réponse aérodynamique de forte amplitude correspond à des dipôles équivalents intenses, donc à une réponse acoustique très efficace. Dans le cadre de la réduction du bruit de bord de fuite, on a donc intérêt à minimiser l'amplitude de ce saut de pression.

Pour étudier l'effet de l'angle de flèche, on se donne une rafale de pulsation adimensionnelle  $kb = 0,5$  dont les fronts d'ondes sont parallèles au bord de fuite ( $\varphi + \psi = 0$  dans le schéma 4.14-a), et l'on fait varier l'angle de l'écoulement  $\varphi$  par rapport à la perpendiculaire au bord de fuite. On trace la variable  $|P(X)|$  calculée avec l'équation 4.17 pour plusieurs angles d'écoulement  $\varphi$  entre  $0^\circ$  et  $85^\circ$  pour des nombres de Mach  $M=0,05$  ( $U_1 = 17$  m/s) et  $M=0,23$  ( $U_1 = 80$  m/s) sur la figure 4.15-a. Notons que dans tous ces cas, les rafales sont supercritiques, l'équation 4.17 est donc valide.

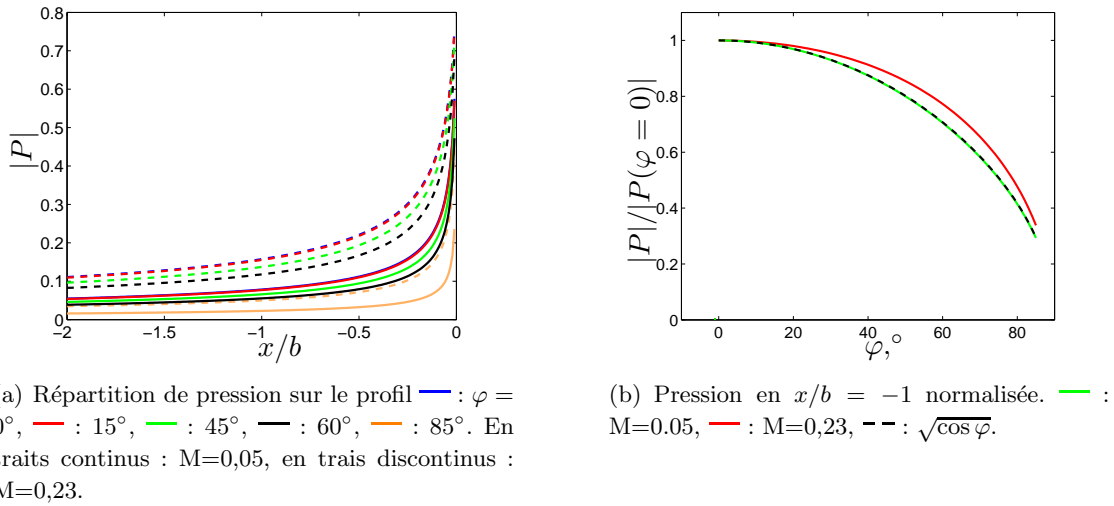


FIGURE 4.15 – Effet de l'angle de flèche sur la réponse aérodynamique du profil pour une rafale de vecteur de nombre d'onde normal au bord de fuite  $\varphi + \psi = 0$  avec  $kb=0,5$  et  $\alpha = 1, 23$ .

Sur la figure 4.15-a, l'augmentation de l'angle  $\varphi$  s'accompagne d'une diminution du saut de pression pour les deux nombres de Mach. Elle est peu marquée pour les faibles valeurs de  $\varphi$  mais elle s'effondre rapidement si cet angle dépasse  $45^\circ$ . Ceci couplé au fait que les rafales supercritiques sont de moins en moins nombreuses lorsque  $\varphi$  augmente fait que l'on s'attend en pratique à une réduction de réponse acoustique avec l'angle de flèche.

Les courbes de la figure 4.15-a sont similaires entre elles, la dépendance de  $|P|$  en  $\varphi$  peut donc être étudiée en un seul point qui est choisi en milieu de profil  $x/b = -1$ . Sur la figure 4.15-b les niveaux en ce point, normalisés par leur valeur dans le cas de référence  $\varphi = 0^\circ$  sont tracés pour les deux Mach étudiés. Dans la limite des très bas nombres de Mach ( $M \ll 1$ ),  $|P|$  a une dépendance du type  $|P| \propto \sqrt{\cos \varphi}$ . Si elle est injectée dans l'équation 4.28, le comportement  $S_{pp} \propto \cos^3 \varphi$  est obtenu et il est compatible avec le modèle de Howe. Pour des nombres de Mach plus élevés (par exemple  $M=0,23$ ), le modèle de Howe n'est plus valable, contrairement au modèle présent. La figure 4.15-b indique que pour  $M=0,23$  et  $\varphi = 60^\circ$ , le saut de pression prédit par le modèle de Howe est inférieur de 8% à celui obtenu avec le présent modèle. Dans la suite, nous nous intéressons directement à la quantité  $S_{pp}$  pour un observateur en champ lointain.

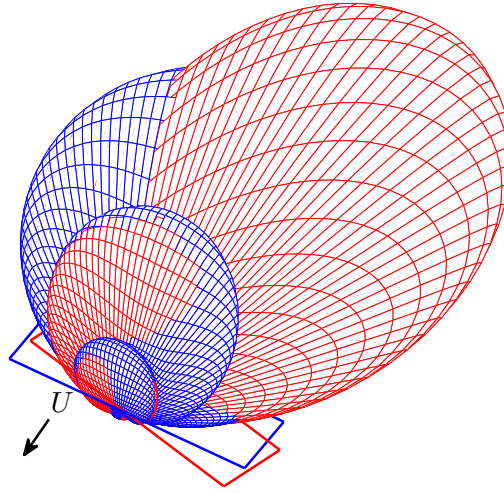


FIGURE 4.16 – Directivité du rayonnement acoustique pour un champ de pression pariétale unitaire. — : écoulement normal au bord de fuite  $\varphi = 0^\circ$ , — : écoulement oblique  $\varphi = +15^\circ$ .  $U=80$  m/s,  $\alpha = 1,23$ ,  $L = 0,2$  m,  $2b = 0,1$  m,  $kb = 5$ .

Nous étudions maintenant directement le rayonnement acoustique avec un champ de pression incident unitaire  $\Pi_0(\bar{K}_x, \bar{K}_z) = 1/\pi, \forall \bar{K}_x, \bar{K}_z$  de fréquence  $kb = 5$ . L'observateur se déplace sur une sphère de rayon  $r = 2$  m. Pour chaque position, une rafale est sélectionnée et la densité spectrale de pression acoustique induite  $S_{pp}$  est tracée sur la figure 4.16. Ce calcul est effectué pour deux angles  $\varphi = 0^\circ$  en bleu sur la figure et  $\varphi = 15^\circ$  en rouge. Les coordonnées de l'observateur étant données dans le repère de l'écoulement, c'est la position du profil qui varie avec  $\varphi$ . Dans le cas de l'écoulement normal au bord de fuite, le rayonnement est symétrique par rapport au plan médian du fait de la symétrie de la situation considérée. Lorsque  $\varphi = 15^\circ$  le rayonnement acoustique s'incline par rapport au plan median pour rester maximal dans le plan normal au bord de fuite et son amplitude dans la direction de rayonnement maximal augmente. Cependant, l'étude de la puissance acoustique moyenne  $\mathcal{W}_{pp}$  définie par l'équation 4.29 montre que celle-ci ne décroît que pour des angles de flèche  $\varphi$  suffisamment grands, alors qu'elle semble conservée pour les faibles valeurs de  $\varphi$  (cf. fig. 4.17). Cette tendance est observée sur toutes les fréquences étudiées ( $1 < kb < 20$ ).

$$\mathcal{W}_{pp}(f) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \iint_{S_{obs}} S_{pp}(f) dS \quad (4.29)$$

Plus précisément, à la fréquence  $kb = 5$ , la puissance acoustique rayonnée est conservée tant que  $\varphi < 45^\circ$ , mais pour des valeurs supérieures de  $\varphi$ , une réduction du bruit a lieu, elle est d'autant plus marquée que  $\varphi$  est élevé. Pour les autres fréquences tracées, on constate que la réduction du bruit est plus forte en basse fréquence et que la gamme  $0 \leq \varphi \leq 45^\circ$  peut même correspondre à une légère augmentation du bruit. En revanche pour les très grands angles  $\varphi$ , une forte réduction acoustique intervient pour toutes les fréquences.

En conclusion, une adaptation du modèle analytique d'Amiet au cas d'un bord de fuite non perpendiculaire à l'écoulement est proposée. Elle permet de montrer que certaines config-

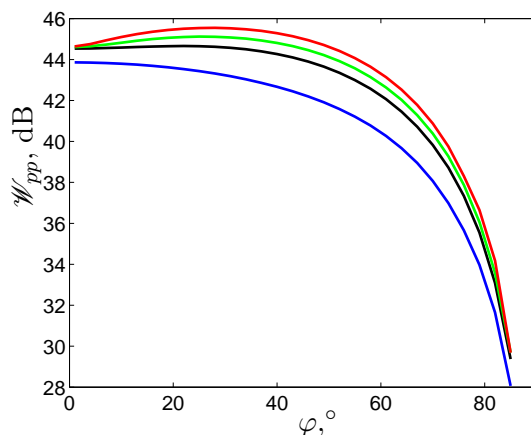


FIGURE 4.17 – Puissance acoustique  $W_{pp}$  en fonction de l'angle  $\varphi$  entre la normale au bord de fuite et l'axe de l'écoulement à différentes fréquences : — :  $kb = 1$  ; — : 5 ; — : 10 ; — : 20.  $U=80$  m/s,  $\alpha = 1, 23$ ,  $L = 0, 2$  m,  $2b = 0, 1$  m,  $kb = 5$ .

urations inclinées sont plus silencieuses que la configuration perpendiculaire. En particulier, lorsque l'angle entre la normale au bord de fuite et l'axe de l'écoulement  $\varphi$  est supérieur à  $45^\circ$ , une réduction du bruit importante est obtenue pour toutes les fréquences testées. Pour les angles plus faibles, une augmentation modérée du bruit peut intervenir, en particulier aux hautes fréquences. Cette étude plaide en faveur d'une forte augmentation de l'angle de flèche du point de vue acoustique ce qui rejoint les règles empiriques suivies par les constructeurs de ventilateurs à basse vitesse.

Les dents de scie longues utilisées dans l'expérience de la grille d'aubes correspondent à  $\varphi = 85^\circ$ , elles sont donc, d'après le modèle, susceptibles d'apporter une réduction du bruit de l'ordre de 10 dB. Mais comme précisé dans l'introduction de cette section, un profil équipé de dents de scie se démarque notablement du simple bord de fuite incliné. L'espace laissé libre par une dent influence nécessairement sa voisine et le saut de pression instationnaire est en pratique plus complexe que celui formulé ici. Cependant, si les résultats du bord incliné ne sont pas directement et quantitativement transposables au cas des dents de scie, il est raisonnable de penser que les tendances générales sont conservées et que l'angle  $\varphi$  influence le rayonnement acoustique dans le même sens, qu'il s'agisse de dents de scie ou d'un bord de fuite incliné. D'ailleurs, comme nous l'avons déjà noté, la récente étude expérimentale de Gruber [68] montre que la réduction est d'autant plus importante que la profondeur  $h_c$  des dents est grande pour une période  $\lambda_c$  constante, en accord avec les conclusions de notre étude théorique. De plus il constate que pour les faibles valeurs de  $h_c$ , la réduction acoustique observée est très faible, voire nulle. Ceci est également en accord avec les remarques théoriques précédentes puisque  $h_c \ll \lambda_c$  correspond à  $\varphi \simeq 0^\circ$ , cas pour lequel une faible réduction de bruit a été prédite dans cette étude. Enfin on observe expérimentalement une augmentation du bruit en hautes fréquences que l'on peut attribuer aux écoulements tridimensionnels autour des dents [68] et qui ne sont pas reproduits par le modèle, puisque seul le mécanisme de diffraction acoustique est considéré. Cependant on constate que la réduction du bruit théorique est plus importante en basse fréquence qu'en haute fréquence.

L'inclinaison locale de l'écoulement principal sur le bord de fuite (dans le plan du profil)

peut donc expliquer partiellement la réduction du bruit obtenue avec les chevrons mais pas l'augmentation importante de bruit observée sur la plus haute partie du spectre acoustique.

## 4.6 Exploitation des champs de vitesse dans le sillage des chevrons

Dans cette section, nous proposons d'exploiter les champs de vitesse issus des mesures PIV afin d'avoir un meilleur aperçu de l'effet des chevrons sur l'aérodynamique locale. L'anémométrie par imagerie de particules fournit les champs de vitesse  $\vec{u}(x_i, y_j, t_k) = (u_x, u_y)$  sur un ensemble discret de coordonnées  $(x_i, y_j)$  attachées au repère  $(\vec{x}, \vec{y})$  que nous avons utilisé dans la section 4.4 et qui figure sur le schéma 4.13-b. Sur toutes les figures de cette section, l'intrados est tourné vers le bas et l'extrados vers le haut. L'axe  $\vec{y}$  est parallèle à l'axe de la grille qui relie les bords de fuite des aubes dans le plan médian. Du fait de l'angle de calage et de la courbure du profil au bord de fuite, celui-ci présente un angle légèrement positif comme il est visible sur la figure 4.18. Le point de référence du système  $x = 0$  mm,  $y = 0$  mm est placé arbitrairement.

La grille carrée des coordonnées disponibles  $(x_i, y_j)$  est de taille  $90 \times 90$  et le pas de maillage est de 0,253 mm dans les deux directions  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ . Dans le cas du bord de fuite droit, cette grille couvre la région carrée dont les frontières selon  $\vec{x}$  sont placées à 5,3 mm en amont et à 17,3 mm en aval du bord de fuite. Les champs de vitesses sont donnés sur un ensemble discret de  $K = 5100$  instants  $t_k$  régulièrement espacés de  $1/f_s = 0,32$  ms. On utilise la décomposition de Reynolds où les composantes  $u_x$  ou  $u_y$  sont la somme de leur partie moyenne  $\bar{U}_x$  et  $\bar{U}_y$  et de leur partie fluctuante  $u'_x$  et  $u'_y$ .

### 4.6.1 Traitement des points aberrants

Dans les champs de vitesse, certaines données sont faussées par défaut de particules dans la zone d'interrogation, par les reflets du laser sur les parois réfléchissantes ou simplement par la présence d'une zone d'ombre. Il convient d'expliquer le traitement réservé à ces points aberrants car cela conditionne certains résultats présentés ci-après. Ils sont repérés par le fait qu'ils présentent une vitesse proche de zéro. Dans ce travail, nous considérons qu'un point est aberrant si  $|u_x| < 1$  m/s ( $\Leftrightarrow u_x^{\max}/u_x^{\min} \simeq 37,4$ ).

Pour chaque instant  $t_k$ , un champ de points aberrants  $A_k$  est calculé.  $A_k(x_i, y_j) = 0$  si le point est aberrant et 1 sinon. Le champ du taux de mesure  $T = \sum_{k=1}^K A_k/K$  peut alors être calculé : un exemple est montré sur la figure 4.18 où la nappe laser provient du haut de la figure. La zone de mesure est quasi-circulaire et la zone d'ombre située sous le profil rend la mesure de vitesse impossible dans cette région. De plus, le taux de mesure est faible à proximité du profil ce qui interdit l'évaluation du profil de couche limite incident. Certains points (par exemple en  $x \approx 0$  mm et  $y \approx 14$  mm) sont sujets à des réflexions optiques mais le taux de mesure en ces points est suffisant ( $T \equiv 0,6$ ) pour permettre tout de même l'évaluation de la vitesse. Dans le sillage également, le taux de mesure est moins important.

Dans la suite nous présenterons les résultats uniquement dans les zones où  $T > 0,3$ . L'évaluation des vitesses moyennes  $\bar{U}$  et fluctuantes  $u'$  se fera en ignorant simplement les

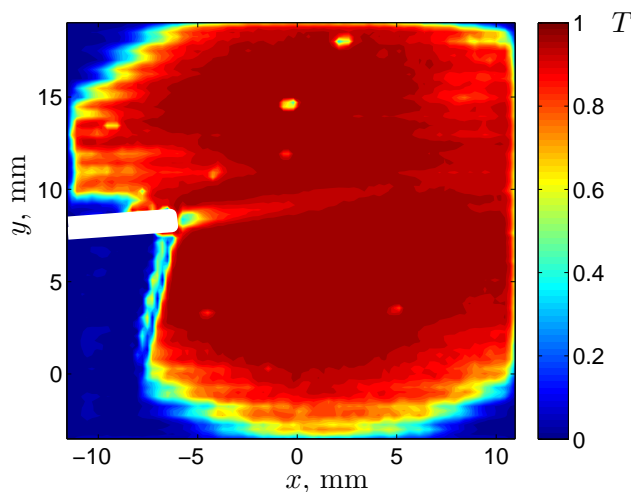


FIGURE 4.18 – Taux de mesure  $T$  dans le sillage de l’aube 4 équipée du bord de fuite droit.  $U_1 = 40$  m/s  $\alpha_1 = 17^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ . Le contour du bord de fuite est représenté en blanc.

points aberrants, par exemple pour le calcul de  $\bar{U}_x(x_i, y_j)$  :

$$\bar{U}_x(x_i, y_j) = \frac{\sum_{k=1}^K A_k(x_i, y_j) u_x(x_i, y_j, t_k)}{KT(x_i, y_j)} \quad (4.30)$$

Les points aberrants ne posent donc pas de problème pour le calcul de ces grandeurs  $\bar{U}$  et  $u'$ . En revanche, pour les spectres ils introduisent des discontinuités dans les suites temporelles et peuvent induire un biais important. Les méthodes de transformées de Fourier discrètes utilisées nécessitent une répartition régulière en temps des données. Il faut donc attribuer à ces données manquantes des valeurs interpolées. La solution la plus simple consiste à leur attribuer une vitesse nulle ; il est également très simple d’utiliser une interpolation d’ordre 0 en attribuant à ces points la vitesse de l’instant. Ces interpolations grossières peuvent néanmoins introduire une incertitude importante sur l’évaluation du spectre et dans ce qui suit, nous étudierons la dépendance des résultats vis-à-vis de la méthode choisie. Des techniques plus poussées pourraient passer par des interpolations plus fines ou des transformées de Fourier discrètes sur des suites d’instantanés irrégulières mais ne sont pas envisagées dans ce travail.

Les points aberrants peuvent aussi perturber l’évaluation des dérivées spatiales de vitesses, dans le calcul du rotationnel par exemple. Il est choisi ici d’utiliser si possible un schéma centré sur 2 points. Prenons pour simplifier un champ unidirectionnel  $u(x_i)$ , on fait l’approximation  $\partial u / \partial x(x_i) \approx [u(x_{i+1}) - u(x_{i-1})] / 2\Delta x$ . Si la donnée  $u(x_{i+1})$  est manquante, on utilise un schéma sur deux points décentré à gauche :  $\partial u / \partial x(x_i) \approx [u(x_i) - u(x_{i-1})] / \Delta x$  et décentré à droite si c’est  $u(x_{i-1})$  qui manque. Si les deux données sont absentes, le point est considéré comme aberrant et il est ignoré dans le traitement statistique.

#### 4.6.2 Champs de vitesse moyenne

Cette section traite des cartographies de vitesse moyenne  $\bar{U}_x$  et  $\bar{U}_y$  dans le sillage de l’aube centrale. Sur la figure 4.19 qui présente les mesures de  $\bar{U}_x$  à  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 17^\circ$ ,

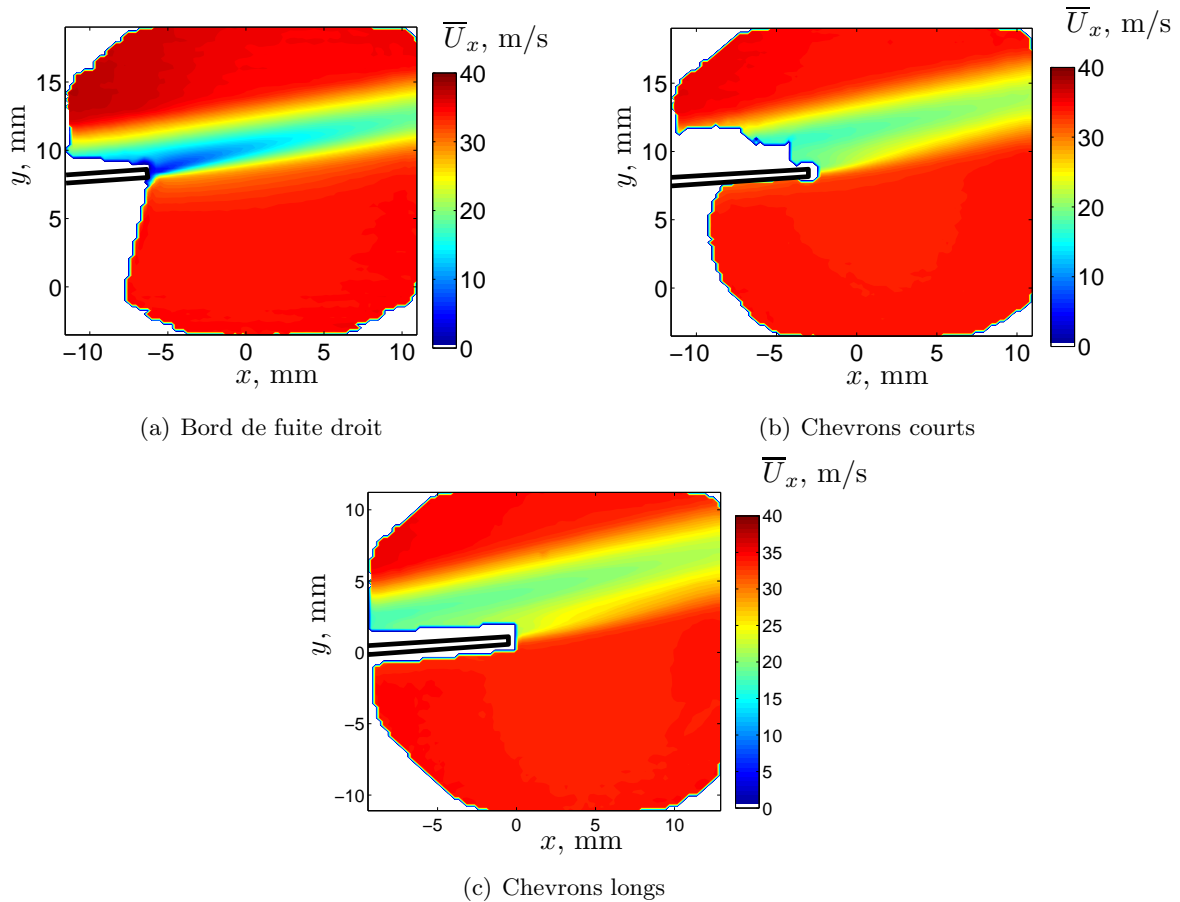


FIGURE 4.19 – Cartographie de vitesse moyenne  $\bar{U}_x$  à proximité du bord de fuite de l'aube centrale.  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

$\beta_1 = 35^\circ$ , l'extrados est tourné vers le haut et l'intrados vers le bas. Pour le bord de fuite droit (Fig. 4.19-a), la couche limite de l'extrados est partiellement captée. On devine qu'elle est plus épaisse que celle de l'intrados. Le déficit de vitesse dans le sillage est clairement visible et l'épaississement de celui-ci reste faible dans la zone de mesure. En revanche, la profondeur du sillage diminue rapidement lorsque l'on s'éloigne du bord de fuite.

Rappelons que la nappe laser est d'épaisseur approximative 1 mm, égale à la demi-période spatiale  $\lambda_c/2$  des dents de scie. Les mesures présentées ci-dessous sont donc moyennées sur cette épaisseur. Pour les deux types de chevrons, comme l'illustre la figure 4.21, la nappe de mesure est située entre le creux et l'extrémité d'une dent située à proximité du plan de mi-envergure.

En présence de chevrons courts (Fig. 4.19-b), l'épaisseur du sillage est plus grande au droit de l'extrémité de la dent de scie et elle tend à diminuer lorsque l'on s'éloigne du bord de fuite. Ceci est la trace d'une activité turbulente particulière à proximité de la dent. Comparativement au bord droit, le sillage est moins profond, en accord avec l'analyse de la figure 4.13-a.

Pour le montage avec les chevrons longs (Fig. 4.19-c), la caméra a été déplacée selon l'axe  $\vec{x}$  de manière à centrer approximativement la fenêtre de mesure sur l'extrémité de la dent, ce qui explique le changement de coordonnées sur la figure 4.19-c. La zone d'ombre sous le profil est fortement réduite car le faisceau laser peut passer partiellement par l'espace laissé



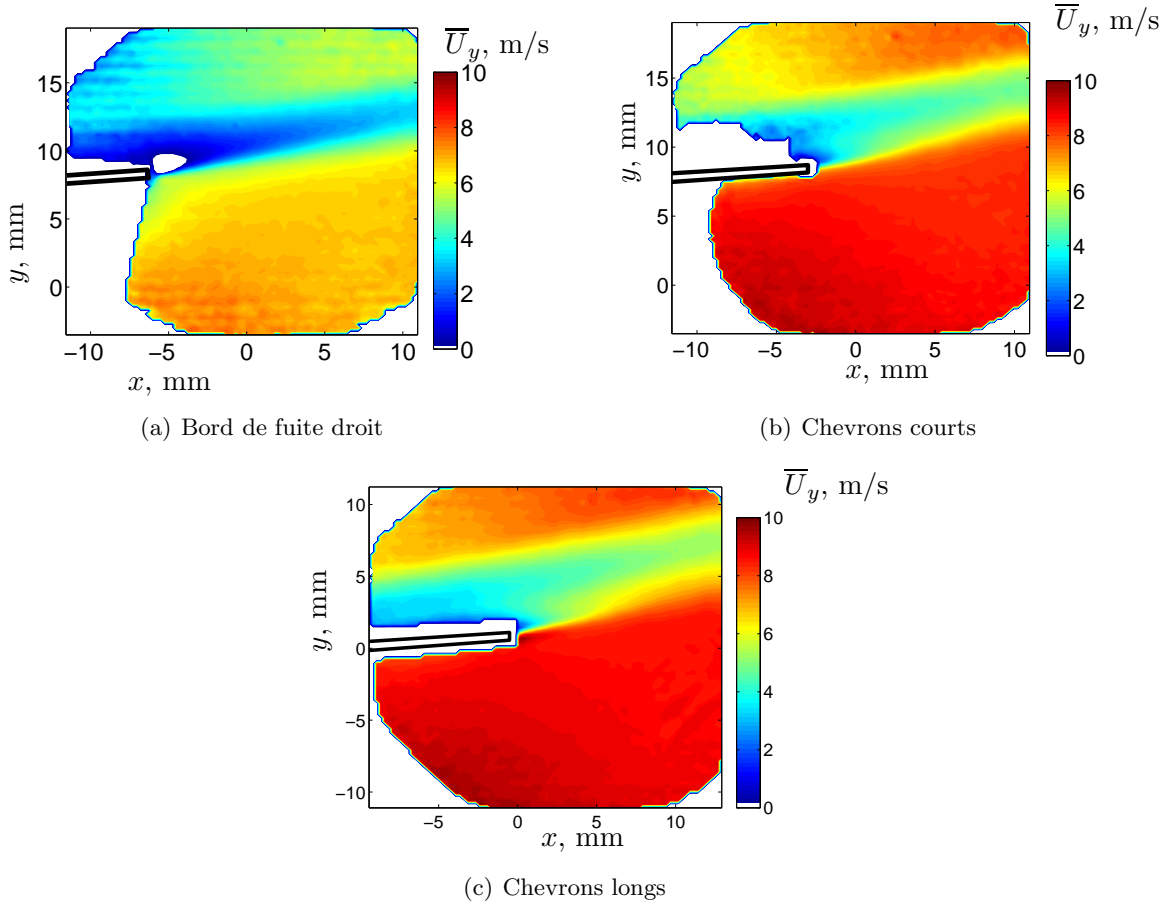


FIGURE 4.20 – Cartographie de vitesse moyenne  $\overline{U}_y$  à proximité du bord de fuite de l’aube centrale.  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

libre entre deux dents. Avec ces chevrons longs, le sillage a les mêmes caractéristiques que celui de la figure 4.19-b avec toutefois un sillage encore plus épais et moins profond.

Sur la figure 4.20 sont présentées les cartographies de vitesse moyenne selon l’axe de la grille  $\vec{y}$ . Sur toutes les cartographies, les vitesses  $\overline{U}_y$  sont positives, l’écoulement est donc globalement “montant” sous l’effet de l’angle de calage : s’il quittait le profil parfaitement parallèlement à la corde, un angle positif de  $15^\circ$  serait visible sur la figure 4.20. Pour les deux types de chevrons, les vitesses  $\overline{U}_y$  atteintes sont plus élevées que pour le bord de fuite droit. Cela signifie *a priori* une déflexion par la grille moins importante. Cependant ceci se traduirait par une perte significative de portance que l’on n’observe pas sur le tracé 4.6 de  $C_p$ . Il s’agit donc probablement d’un effet local.

### 4.6.3 Champs de vitesse turbulente

La valeur efficace des fluctuations de vitesse  $u_x^{\text{rms}}$  selon l’axe  $\vec{x}$  est présentée sur la figure 4.22. Elle est obtenue par une moyenne temporelle de la fluctuation de vitesse selon  $\vec{x}$  en chaque point. Dans le cas du bord de fuite droit (Fig. 4.22-a) trois régions peuvent être identifiées :

- celle de l’épaisse couche limite turbulente de l’extrados est notée  $A$  sur la cartographie,

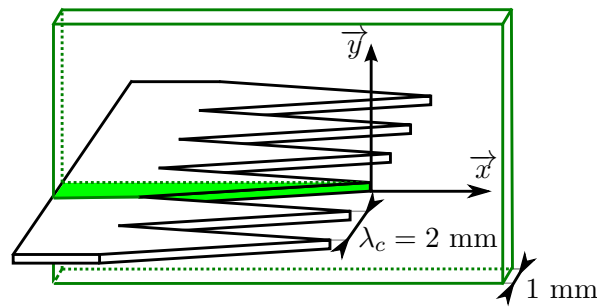


FIGURE 4.21 – Schéma de la position de la nappe laser (en vert) relativement aux dents de scie.

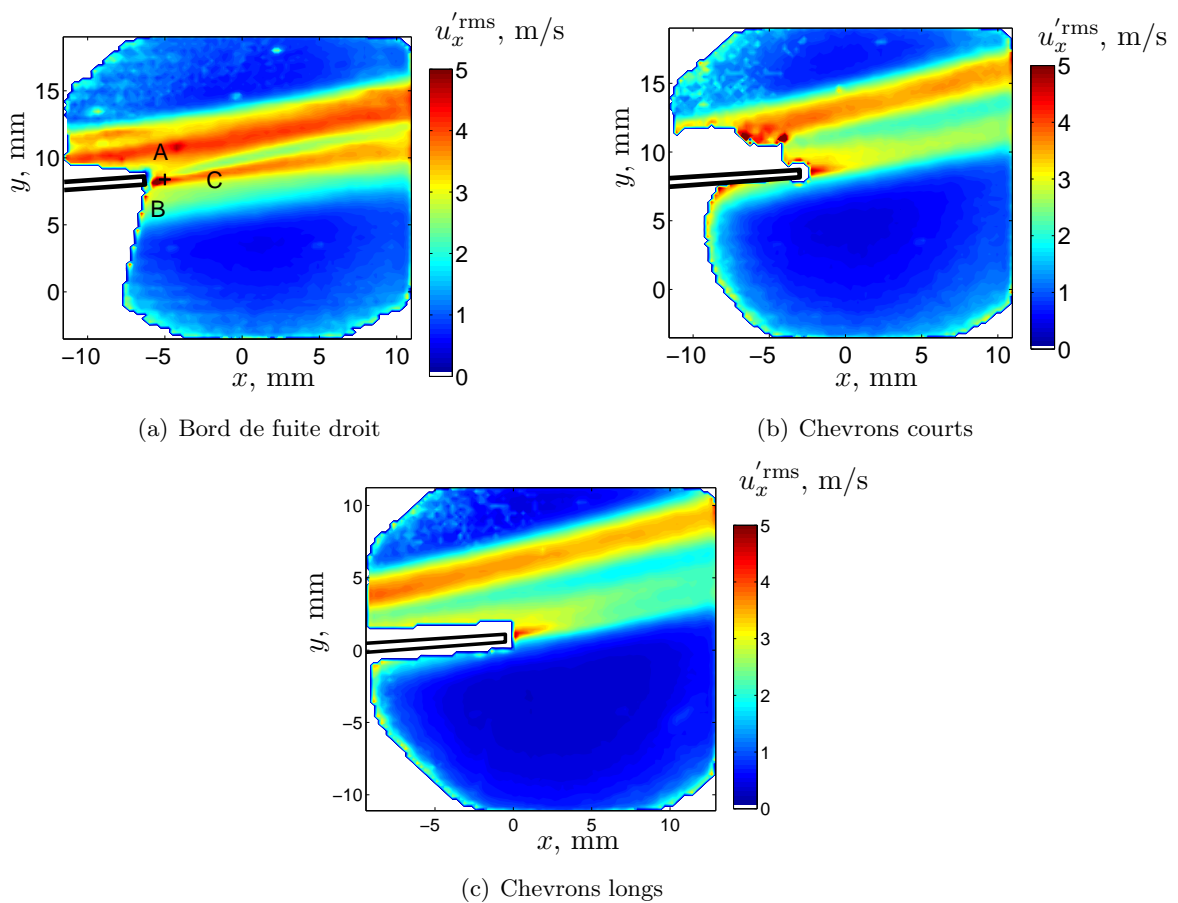


FIGURE 4.22 – Cartographie de vitesse turbulente  $u_x'^{\text{rms}}$  à proximité du bord de fuite de l'aube centrale.  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

- celle de la couche limite de l'intrados, plus mince et moins turbulente, est identifiée par la lettre *B*. Les faibles niveaux turbulents dans cette zone justifient l'approximation faite au chapitre 2 selon laquelle la turbulence de l'extrados contribue très majoritairement au bruit produit,
- une troisième zone turbulente de même épaisseur que le bord de fuite notée *C* semble provenir directement du bord de fuite, elle persiste et s'épaissit rapidement lorsque l'on s'éloigne de celui-ci. Nous verrons ci-dessous que la création de cette zone turbulente

semble dominée par la condition de Kutta au bord de fuite sous l'influence du passage de la couche limite de l'extrados.

Sur la figure 4.22-b où les aubes sont équipées des chevrons courts, la zone *A* est clairement séparée des bords de fuite. Elle est également légèrement moins turbulente et plus fine que sur la figure 4.22-a. La zone *B* a complètement disparu ou est passée à travers les chevrons, tandis que la zone *C* est maintenant localisée à proximité du bord de fuite et est beaucoup moins persistante selon *x*. Avec les chevrons longs, ces effets sont similaires mais plus marqués, en particulier la couche limite de l'extrados s'est encore éloignée de l'extrémité de la dent de scie. Ces cartographies montrent que les chevrons modifient significativement l'aérodynamique instationnaire à proximité du bord de fuite. Elles éloignent une partie des plus fortes fluctuations des arêtes du bord de fuite. Sur la figure 4.22 où la zone d'ombre de l'extrados a pu être réduite, il apparaît clairement que la turbulence de couche limite est déviée du bord de fuite. Ceci est probablement dû à "transpiration" de l'écoulement depuis l'intrados vers l'extrados du fait de la charge aérodynamique de l'aubage. Seule la turbulence générée au bord de fuite (zone *C*) atteint des niveaux encore élevés, même si là aussi les chevrons réduisent le phénomène. Ces observations sont cohérentes avec la réduction du bruit observée car c'est la proximité du bord de fuite qui rend les perturbations turbulentes acoustiquement efficaces.

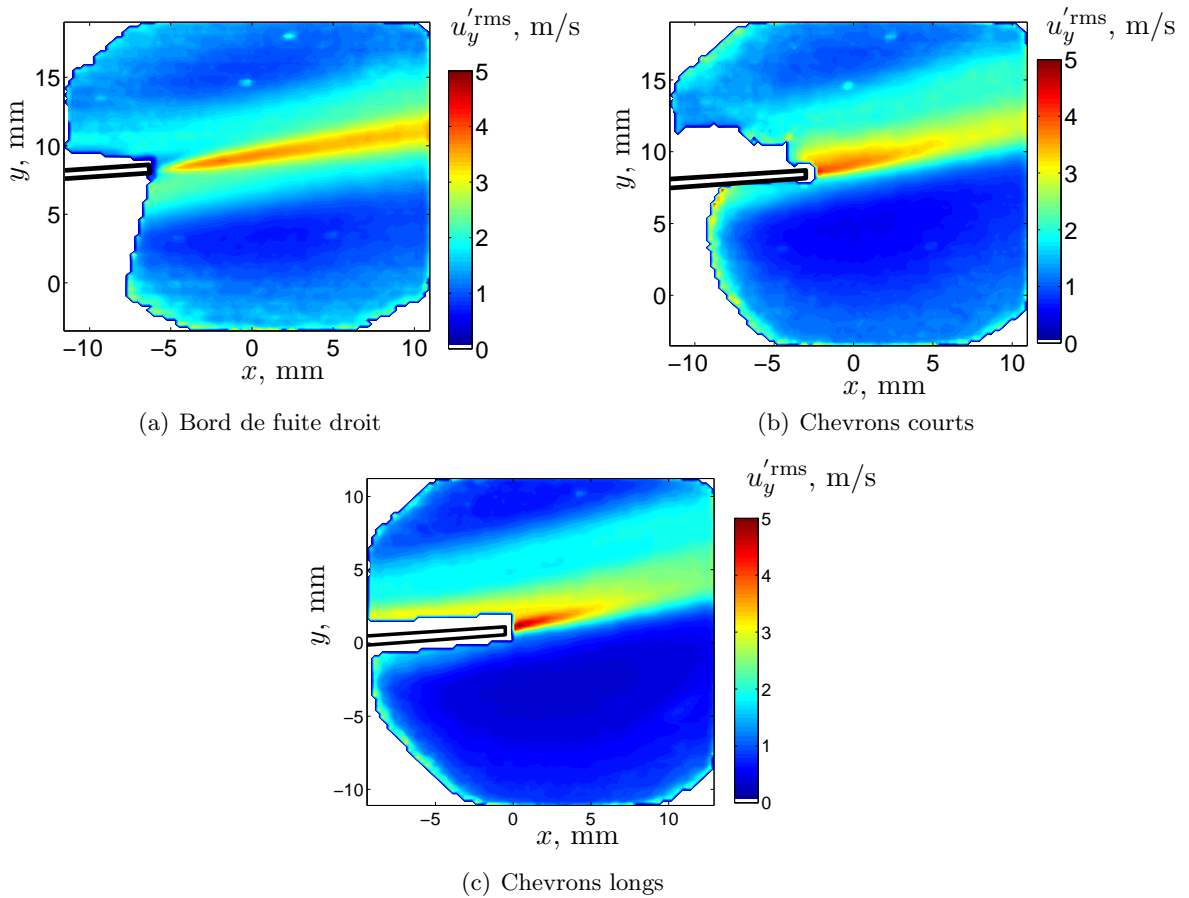


FIGURE 4.23 – Cartographie de vitesse turbulente  $u'_y{}^{\text{rms}}$  à proximité du bord de fuite de l'aube centrale.  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

Les cartographies de vitesse turbulente  $u_y^{\text{rms}}$  selon  $\vec{y}$  sont présentées sur la figure 4.23. Pour le bord de fuite droit (Fig. 4.23-a), concernant les régions  $A$  et  $B$ , il est clair que les fluctuations de vitesse selon  $\vec{y}$  sont plus faibles que celles dans la direction  $\vec{x}$ . En effet, la paroi du profil est normale à la direction  $\vec{y}$  et s'oppose aux vitesses selon cet axe. Cet effet est également observé dans les études numériques de couches limites turbulentes [138, 63]. Contrairement aux zones turbulentes issues des couches limites, la zone  $C$  présente des niveaux de fluctuations importants selon  $\vec{y}$ , ce qui suggère qu'elle est de nature différente et plus isotrope.

En présence de chevrons (Fig. 4.23-b et 4.23-c), c'est également dans la zone  $C$  que l'on retrouve les plus forts niveaux de  $u_y^{\text{rms}}$ . Les fluctuations résiduelles issues des couches limites ont été déplacées vers le haut de la figure et on peut voir sur la figure 4.23-c où les chevrons longs ont permis une mesure relativement proche de la dent que  $u_y^{\text{rms}}$  atteint 3 m/s. Ceci peut être la trace d'un enroulement de l'écoulement autour de la dent; ainsi les chevrons renforcent cette composante de la vitesse turbulente près du bord de fuite, perturbation qui est très faible pour un bord de fuite droit. Peut-être cet effet limite-t-il la réduction du bruit que l'on peut attendre de cette technologie.

#### 4.6.4 Champ de vorticité

Le fait d'avoir accès simultanément aux deux vitesses  $u_x$  et  $u_y$  permet d'étudier la composante de la vorticité normale au plan de mesure. Pour chaque instant  $t_k$  et pour chaque point  $(x_i, y_j)$ , on peut calculer le rotationnel de vitesse

$$(\vec{\text{rot}} \vec{u}) \cdot \vec{z} = \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (4.31)$$

La moyenne temporelle de cette quantité est tracée sur la figure 4.24. Si le nombre d'échantillons temporels est suffisant pour assurer la convergence statistique, elle est équivalente à  $\partial \bar{U}_y / \partial x - \partial \bar{U}_x / \partial y$ .

La figure 4.24-a indique que la zone  $A$  est une zone de vorticité négative. Ceci est dû à la condition d'adhérence à la paroi qui entraîne un gradient de vitesse moyenne  $\partial \bar{U}_x / \partial y > 0$ . A l'inverse, la zone  $B$  provenant de la turbulence de l'intrados est une région de vorticité positive : l'écoulement tourne dans le sens trigonométrique. Les zones  $B$  et  $C$  sont sur ces figures plus difficiles à différencier que sur les cartographies précédentes car il apparaît que la zone  $C$  est une région de vorticité positive également.

L'utilisation des chevrons met en évidence le fait que la zone  $B$  soit passée entre deux dents de scie et qu'elle soit séparée de la région  $C$  en particulier sur la figure 4.24-c. Notons que l'amincissement du sillage déduit des champs de vitesse moyenne (Fig. 4.19-b et 4.20-b) n'est pas visible sur les cartographies de vorticité (Fig. 4.24-b) ni sur celle des vitesses turbulentes (Fig. 4.22-b et 4.23-b).

En résumé, ces cartographies nous ont permis d'appréhender la structure complexe du sillage proche :

- les couches limites de l'extrados et de l'intrados sont visibles et distinctes sur les cartographies du bord de fuite droit. Celle de l'extrados est plus épaisse et plus turbulente que celle de l'intrados. Ces deux couches limites d g n rent en zones de sillage turbulent de mêmes caractéristiques,

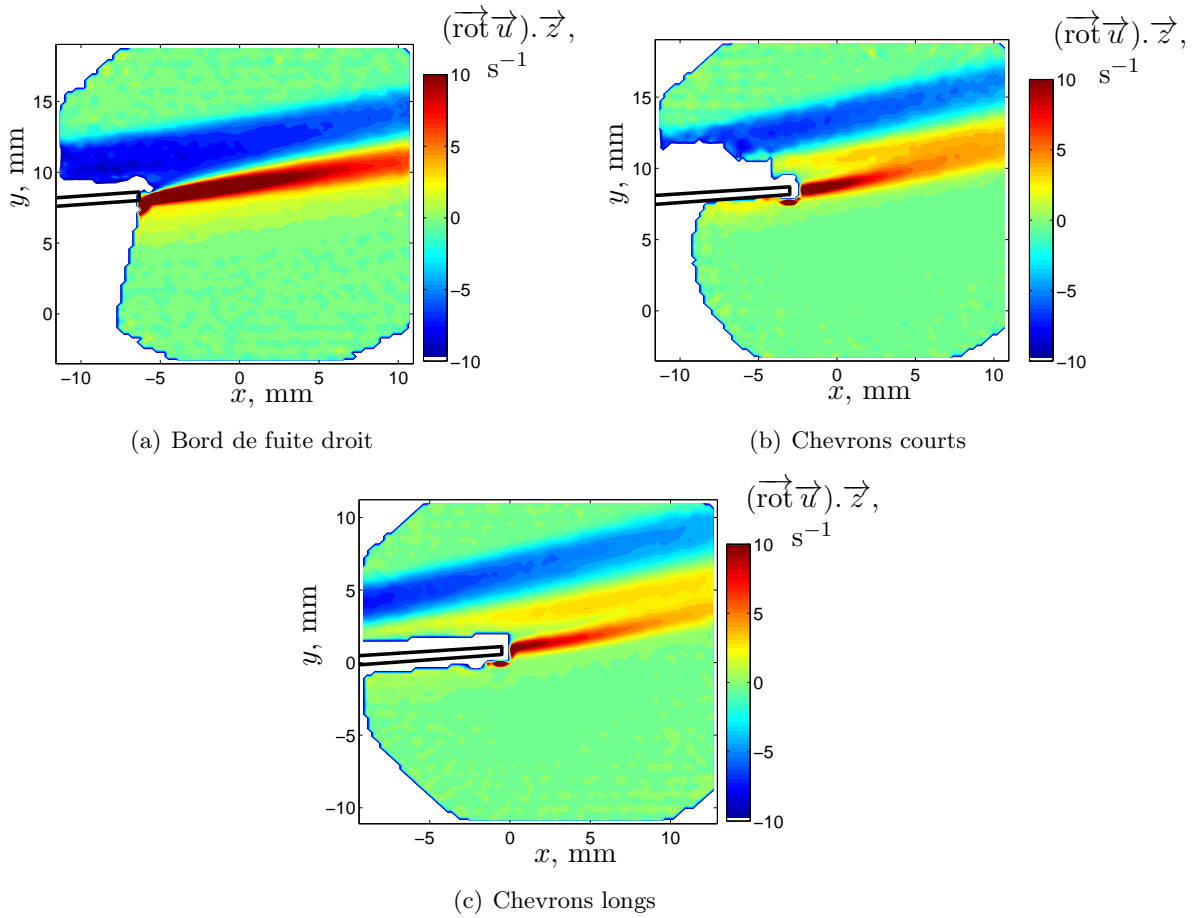


FIGURE 4.24 – Cartographie de la composante transverse du rotationnel de vitesse moyen à proximité du bord de fuite de l’aube centrale.  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

- en présence de chevrons, la couche limite turbulente de l’intrados traverse les dents de scie mais reste distincte de la zone issue de l’extrados, celle-ci étant plus éloignée de la surface du profil,
- une troisième région turbulente ( $C$ ) existe et semble provenir directement du bord de fuite. Le taux de turbulence impliqué est proche de celui de la couche limite de l’extrados mais la vorticité est de signe opposé. Elle comporte également de fortes vitesses fluctuantes dans la direction normale à la surface contrairement aux deux autres régions,
- en présence de chevrons, cette troisième zone est toujours visible et identifiable mais elle est plus diffuse et se borne au voisinage immédiat des chevrons. La présence des dents de scie semble cependant renforcer les fluctuations normales de vitesse dans cette zone.

Les deux régions issues des couches limites sont donc faiblement affectées par la présence des dents de scie, leur positionnement mis à part. La zone  $C$  au contraire est bien moins turbulente et moins étendue en présence des chevrons. Dans la suite, on s’attachera donc à identifier la nature de cette région  $C$  à l’aide d’outils de corrélation spatio-temporelle.

### 4.6.5 Corrélations spatio-temporelles

Les champs de vitesse utiles sont espacés dans le temps par des multiples de  $\Delta t = 1/f_s = 0,32$  ms. Cette résolution temporelle est suffisamment élevée pour permettre de suivre les tourbillons durant leur convection à proximité du bord de fuite. En effet, dans les couches limites, la vitesse de convection est de l'ordre de 10 m/s et le déplacement typique des tourbillons entre deux champs est de 3 mm environ ce qui est bien inférieur à la dimension longitudinale de la fenêtre de mesure. Le coefficient de corrélation spatio-temporelle permet de quantifier ce déplacement. Il s'écrit par exemple pour la vitesse  $u'_x$  en prenant un point de référence  $(x_{i0}, y_{j0})$ , un point de mesure  $(x_i, y_j)$  et un retard temporel  $\tau$  multiple de  $\Delta t$  :

$$C_{u'_x u'_x}(x_{i0}, y_{j0}; x_i, y_j; \tau) = \frac{u'_x(x_{i0}, y_{j0}, t_k) u'_x(x_i, y_j, t_k + \tau)}{u'_{x, \text{rms}}(x_{i0}, y_{j0}) u'_{x, \text{rms}}(x_i, y_j)} \quad (4.32)$$

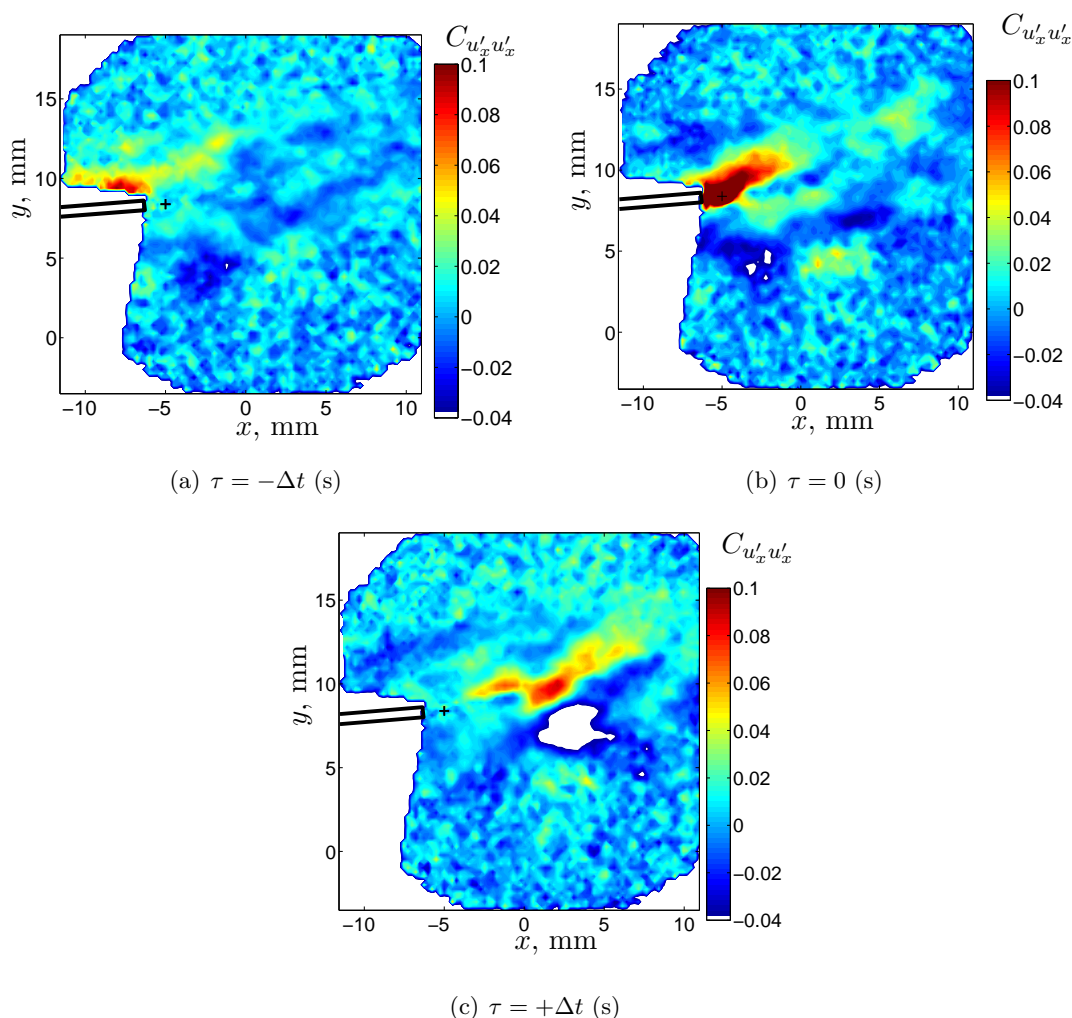


FIGURE 4.25 – Coefficient de corrélation spatio-temporelle de la vitesse fluctuante longitudinale  $u'_x$  dans le sillage du bord de fuite droit pour des trois retards  $\tau$  proches de 0 s.  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

Le point de référence  $(x_{i0}, y_{j0})$  est choisi au sein de la zone  $C$  et indiqué par une croix noire sur la figure 4.25-a (on peut la deviner sur la figure 4.22-a). L'échelle de couleur a

été réduite à  $C_{u'_x u'_x} \in [0 ; 0, 1]$  de façon à mettre en évidence les phénomènes intéressants, suite aux faibles niveaux de corrélation rencontrés. Ces faibles niveaux entraînent d'ailleurs un rapport signal/bruit relativement important sur les cartographies 4.25-(a-c) malgré la moyenne effectuée sur 5100 échantillons. Ceci est par exemple visible sur la figure 4.25-a dans la zone  $0 \text{ mm} \leq x \leq 10 \text{ mm}$ ,  $0 \text{ mm} \leq y \leq 5 \text{ mm}$ .

La figure 4.25-a montre que pour un décalage  $\tau = -\Delta t$ , la vitesse au point de référence est partiellement cohérente avec celle de la couche limite de l'extrados. Pour  $\tau = 0$  (Fig. 4.25-b), au point de référence, le coefficient de corrélation vaut 1 par définition mais cette valeur n'est pas visible sur la figure 4.25-b du fait de l'échelle de couleur utilisée. En revanche, cette figure 4.25-b montre bien que la vitesse au point de référence est partiellement cohérente avec la turbulence de l'extrados qui passe au bord de fuite. Enfin pour  $\tau = +\Delta t$  (Fig. 4.25-c), le motif est simplement convecté dans le sillage et la cohérence est maximale environ 5 mm en aval du point de référence. C'est sous l'influence de la couche limite turbulente de l'extrados qu'est créée celle de la zone  $C$  à proximité du bord de fuite, également turbulente et de vorticité opposée à celle de la couche limite incidente. Tous ces points sont compatibles avec une vorticité lâchée dans le sillage sous l'effet de la condition de Kutta. Celle-ci exige que les tourbillons ne contournent pas le bord de fuite et qu'ils se détachent du profil sous l'effet de la viscosité, parallèlement au bord de fuite. D'après Howe [75], ceci entraîne la création d'une couche de vorticité au bord de fuite cohérente avec la couche limite turbulente et de vorticité opposée. Notons que l'application de la condition de Kutta peut être partielle et dépendante de la fréquence. Ainsi Satyanarayana et Davis [128] ont mesuré un saut de pression au bord de fuite nul à basse fréquence  $\omega c/2U < 0.6$  (donc en accord avec la condition de Kutta) mais non nul à plus hautes fréquences. En toute rigueur, une couche de vorticité liée à la turbulence de la couche limite de l'intrados existe également. Cependant la turbulence de cette dernière étant beaucoup plus faible, il est probable que cette couche ne soit pas détectée par les méthodes de mesure.

Lorsque le profil est équipé de chevrons longs et que le point de référence (indiqué par une croix blanche sur la figure 4.26-a) est à nouveau positionné dans la zone  $C$ , la corélation est plus importante que dans le cas du bord de fuite droit. Ceci explique le changement d'échelle de couleur pour les valeurs de  $C_{u'_x u'_x}$  : les cartographies précédentes étaient tracées avec  $-0,04 < C_{u'_x u'_x} < 0,1$  tandis que la figure 4.26 est tracée pour  $-0,2 < C_{u'_x u'_x} < 0,5$ . Pour  $\tau = -\Delta t$ , le maximum de corélation est obtenu pour des points appartenant à la couche limite de l'intrados. Pour  $\tau = 0$  s (Fig. 4.26-b), la figure de cohérence est bien entendu maximale au point de référence mais le motif de la région cohérente est plus complexe que dans le cas du bord de fuite droit. Ensuite pour  $\tau = +\Delta t$  (Fig 4.26-c), le motif perd en cohérence et est convecté par l'écoulement.

L'effet de la condition de Kutta sur le bruit produit est un problème ouvert en aéroacoustique ; selon Howe [75], l'application d'une condition de Kutta tend à réduire le rayonnement acoustique total parce que celui qui accompagne la vorticité cr  e annule partiellement celui de la couche limite incidente. L'effet des dents de scie sur cette couche de vorticité peut difficilement être transposé au bruit produit. On peut cependant dire que sous l'effet des chevrons, cette nappe de vorticité est sans doute moins cohérente en envergure du fait qu'elle se forme progressivement sur toute la longueur des dents de scie. Cette cohérence moins importante selon  $\vec{z}$  pourrait expliquer la rapide disparition de la quantité turbulente  $u'_x$  provenant de  $C$  observée sur les figures 4.22-b et 4.22-c.

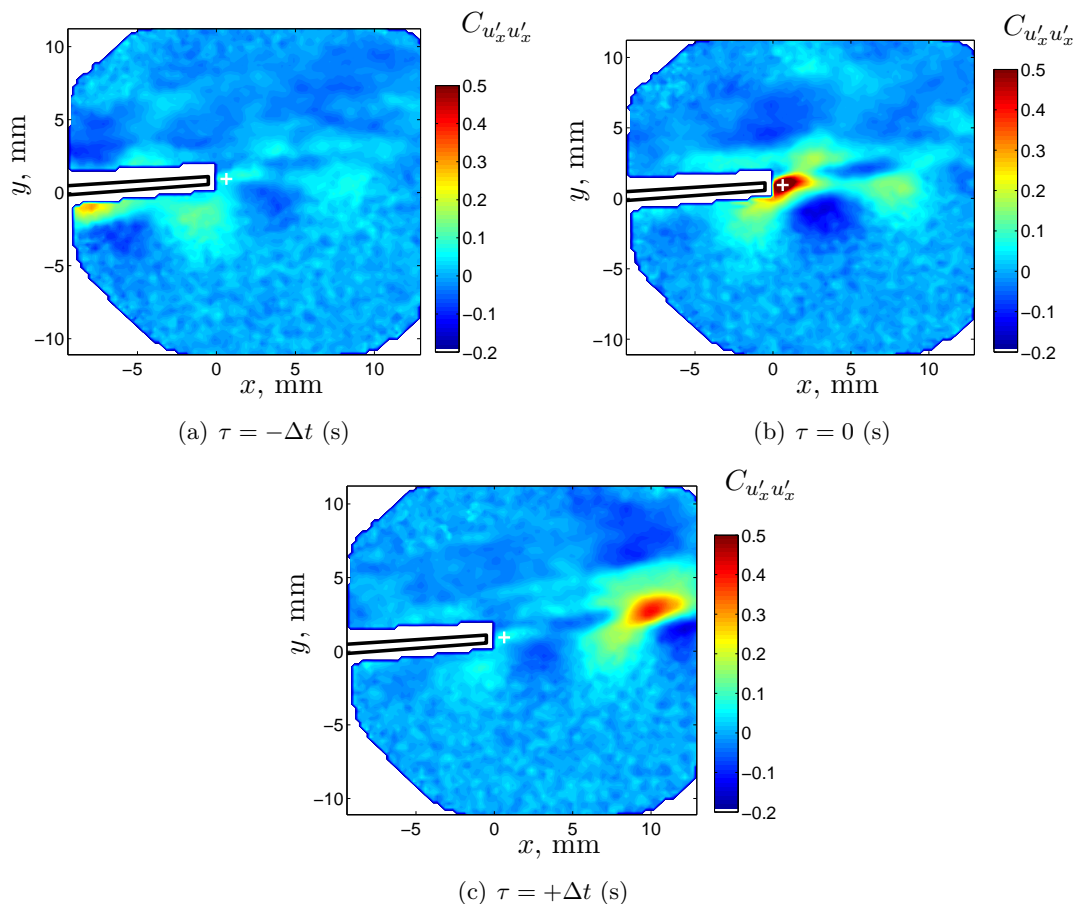


FIGURE 4.26 – Coefficient de corrélation spatio-temporelle de la vitesse fluctuante longitudinale  $u'_x$  dans le sillage du bord de fuite muni de chevrons longs pour des trois retards  $\tau$  proches de 0 s.  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

#### 4.6.6 Analyse spectrale

La PIV résolue en temps permet de tracer les spectres de vitesses pour tous les points de la fenêtre de mesure. Cette technique est encore peu utilisée dans la communauté scientifique pour caractériser le sillage turbulent d'un profil. Schröder *et al.* [132] ont étudié le sillage d'une plaque plane avec un système de PIV rapide mais sans présenter de spectres de vitesse et Troolin & al [142] ont tracé des spectres dans le sillage d'un profil équipé d'un volet Gurney et les ont comparés avec succès aux spectres issus de mesures au fil chaud. Pour évaluer la faisabilité et la précision d'une mesure spectrale avec la PIV rapide, il est choisi ici de placer un fil chaud dans la fenêtre de mesure et de comparer les spectres calculés d'une part à partir des données du fil chaud et d'autre part à partir de celles de la PIV. La figure 4.27-a présente la cartographie de vitesse moyenne dans le sillage de l'aube centrale équipée du bord de fuite droit et en présence du fil chaud, dont la sonde est délimitée par le contour noir à droite de la figure. Le fil chaud est normal au plan de la figure 4.27-a et situé en  $x \simeq 0$  mm et  $y \simeq 10$  mm, il n'y a donc pas d'effet de moyenne spatiale dans la direction  $\vec{y}$ , le diamètre du fil ( $\equiv 1 \mu\text{m}$ ) pouvant être négligé devant l'épaisseur du bord de fuite. La vitesse moyenne mesurée par le fil chaud est de 12,1 m/s. On a placé un point de mesure en amont du fil chaud correspondant à cette valeur de vitesse moyenne et localisé par une croix rouge sur la figure 4.27-a (point



noté  $P1$ ).

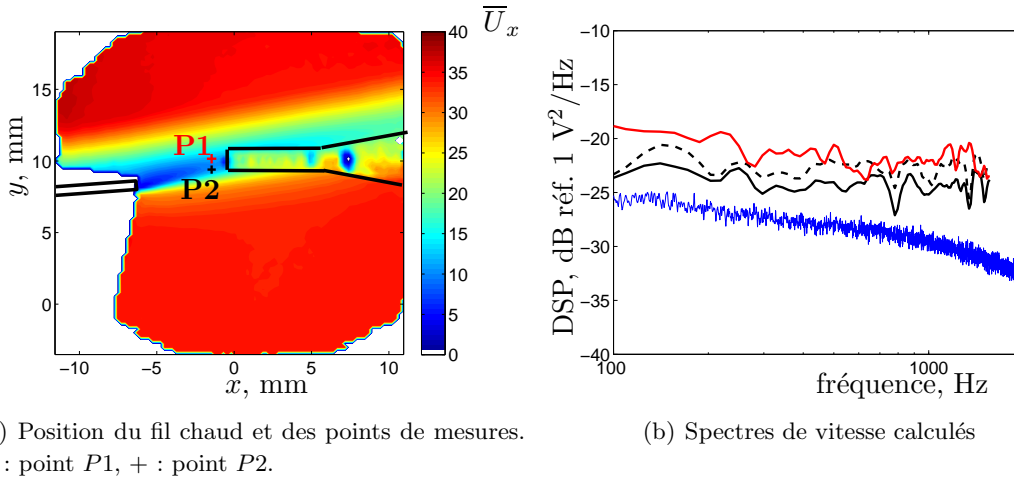


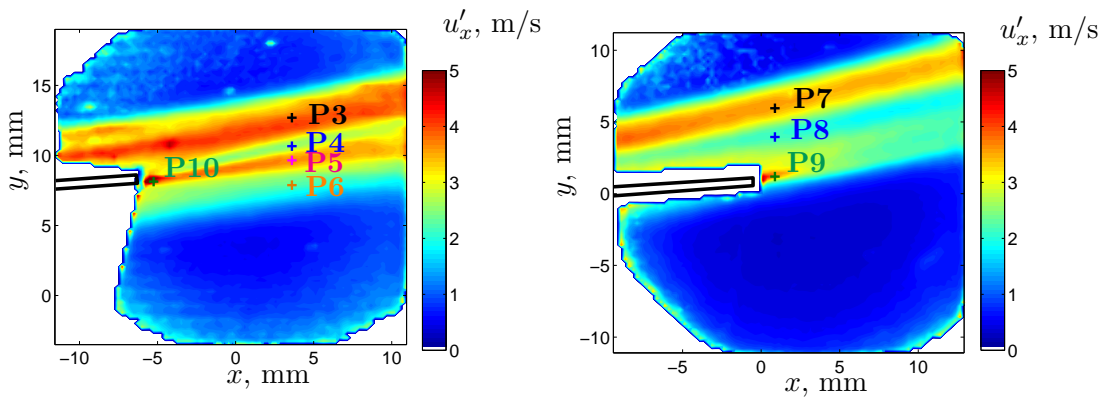
FIGURE 4.27 – (a) Positions des points de mesure dans le sillage du bord de fuite droit en présence du fil chaud et spectres de vitesse  $u'_x$  calculés avec la PIV et avec le fil chaud. (b) — : signal du fil chaud, — : signal PIV au point  $P1$  (valeur  $\overline{U}_x$  affectée aux points aberrants), — : signal PIV au point  $P2$  (valeur  $\overline{U}_x$  affectée aux points aberrants), - - : signal PIV au point  $P2$  (valeur 0 m/s affectée aux points aberrants).  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

Le spectre calculé en ce point à partir des mesures PIV est en rouge sur la figure 4.27-b tandis que le spectre issu du fil chaud est en bleu. On constate un bon accord sur la forme général du spectre mais une surestimation d'environ 5 dB par la mesure PIV. Celle-ci est en principe sensible à trois paramètres.

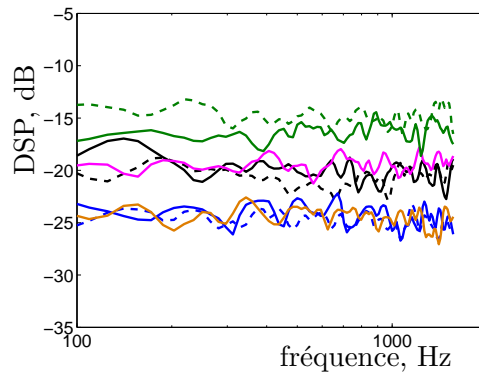
- Le positionnement de la sonde intervient du fait que le fil est placé dans une zone de fortes variations du taux de turbulence. Par exemple, un point situé moins d'un millimètre sous la croix rouge et repéré par une croix noire sur la figure 4.27-a (point  $P2$ ) engendre le spectre tracé en trait noir continu sur la figure 4.27-b. Ce point  $P2$  est situé dans une zone peu turbulente du sillage, le spectre calculé est donc inférieur.
- Le traitement des points aberrants joue également un rôle dans l'estimation de ces spectres, comme il a été abordé dans la section 4.6.1. Nous étudions cet effet quantitativement sur le cas présent. Les spectres en traits continus de la figure 4.27-b ont été calculés en remplaçant les points aberrants par la valeur moyenne de la vitesse en ce point. En comparaison, pour forcer le trait et pour obtenir une déformation “maximale” du spectre, on choisit une autre convention volontairement aberrante : celle d'attribuer la valeur 0 m/s à tous ces points. Ceci introduit des discontinuités artificielles très marquées dans les séries temporelles. Nous obtenons alors le spectre discontinu noir pour le point  $P2$ . L'écart entre les deux spectres atteint 3 dB pour un taux de mesure en ce point de  $T = 97\%$ . Etant donnée la convention choisie qui est franchement erronée, la déformation engendrée reste somme toute modérée et inférieure en comparaison de l'erreur liée au positionnement abordée au point précédent.
- La convergence statistique n'est pas parfaite pour les spectres calculés puisqu'ils ont été moyennés sur 25 blocs FFT seulement. On atteint ici une des limitations de la méthode de PIV rapide puisque l'utilisation d'un nombre de blocs plus important (typiquement 500 dans le cas du calcul de spectres par fil chaud) nécessiterait un volume de données

à stocker et à post-traiter trop important pour les moyens de dépouillement actuels. Une manière d'accélérer la convergence statistique serait de pondérer les échantillons par des fenêtres de Hanning, ce qui limiterait les discontinuités en début et en fin de bloc FFT.

Si l'on se réfère à la mesure du fil chaud, les champs de vitesse PIV produisent donc des spectres de vitesse légèrement surestimés mais ils sont comparables entre eux. Nous plaçons cinq points de mesure  $P3$  à  $P6$  et  $P10$  dans les quatre zones caractéristiques du sillage du bord de fuite droit, comme indiqué sur la figure 4.28-a et traçons leurs spectre en  $u'_x$  issus des mesures PIV sur la figure 4.28-c. De même dans le sillage des chevrons, 3 points sont placés ( $P7$  à  $P9$ ). Les points sont tous à une même distance selon  $\vec{x}$  de la partie fixe du profil.



(a) Bord de fuite droit. Points de mesures  $P3$  à  $P6$ . (b) Chevrons longs. Points de mesure  $P7$  à  $P9$ .



(c) Spectres des points  $P3$  à  $P10$ .

FIGURE 4.28 – Spectres de vitesse  $u'_x$  calculés en différents points du sillage. Dans le sillage du bord de fuite droit : — :  $P3$ , — :  $P4$ , — :  $P5$ , — :  $P6$ , — :  $P10$ . Dans le sillage des chevrons longs : - - :  $P7$ , - - :  $P8$ , - - :  $P9$ .  $U_1 = 40$  m/s,  $\alpha_1 = 15^\circ$ ,  $\beta_1 = 35^\circ$ .

Sur la figure 4.28-c, les points  $P3$  et  $P7$  sont situés au sein de la couche turbulente provenant de la couche limite de l'extrados. Les spectres calculés sont sensiblement égaux, celui du bord de fuite droit étant faiblement supérieur. La turbulence lâchée dans la région  $C$  au point  $P5$  a également des niveaux spectraux similaires.

Les points  $P6$  et  $P8$  sont tous les deux situés dans la continuité de la couche limite de l'intrados et présentent un spectre semblable. Les dents de scie n'ont donc pas d'effet direct sur les niveaux turbulents des couches limites d'après ces mesures. Notons qu'au point  $P4$

situé entre les deux couches turbulentes du bord de fuite droit, le spectre de vitesse est sensiblement le même également.

De ces deux groupes de spectres décrits se distingue le point  $P9$  qui est situé dans la région de formation de la nappe turbulente attribuée à la condition de Kutta où les niveaux sont plus élevés que ceux du point  $P10$  situé dans la même zone pour le bord de fuite droit. Ceci peut être interprété de la manière suivante : dans le cas du bord de fuite droit, une part importante de l'énergie turbulente au point  $P10$  est portée par les fluctuations transverses de vitesse auxquelles n'est pas sensible le fil chaud. En revanche, dans le cas des chevrons, au point  $P9$ , l'écoulement possède un caractère plus tridimensionnel et cette énergie est partiellement redistribuée sur les deux autres composantes, ce que le fil chaud permet de mesurer. Ceci expliquerait le fait que le spectre de  $P9$  est plus élevé que le spectre de  $P10$ .

Dans cette configuration où les spectres sont très plats entre 100 Hz et 1500 Hz et où aucune fréquence ne se distingue vraiment, l'analyse spectrale apporte peu d'informations supplémentaires par rapport aux indicateurs statistiques classiques.

## 4.7 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, une nouvelle grille d'aube linéaire similaire à la celle du chapitre 1 a été confectionnée. Elle permet d'utiliser des bords de fuite de géométries différentes destinés à en réduire le bruit à large bande. Deux géométries de chevrons semblables à ceux utilisés dans les expériences sur profil isolé réalisées à l'ISVR dans le cadre du projet FLOCON ont été sélectionnées pour leurs performances acoustiques prometteuses.

Les expériences menées sur grille d'aubes montrent qu'une réduction importante du bruit de bord de fuite peut être obtenue et que les niveaux de réduction sont semblables à ceux observés sur un profil isolé. Ce résultat montre *a posteriori* que les spectres acoustiques mesurés au chapitre 1 sont bien dominés par le bruit de bord de fuite de grille. La dépendance en vitesse de la réduction de bruit sur profil isolé est retrouvée et une gamme fréquentielle d'augmentation du bruit est observée en hautes fréquences. Dans cette étude, l'effet de grille ne constitue donc pas un obstacle à la réduction du bruit des soufflantes.

L'augmentation de la traînée a été estimée à l'aide des champs de vitesse PIV dans le sillage du bord de fuite de l'aube centrale et se situe entre 3% et 5%.

Pour approfondir les mécanismes impliqués dans cette réduction du bruit, le modèle analytique d'Amiet a été modifié et adapté au cas d'un bord de fuite présentant un angle de flèche. Ce modèle, valide sur toute la gamme des écoulements subsoniques, étend le modèle de bruit de bord de fuite de Howe [75] qui n'est applicable qu'aux cas où  $M \ll 1$ . Dans la limite des très bas nombres de Mach, les deux modèles prédisent une dépendance identique des spectres acoustiques en  $\cos^3 \varphi$  où  $\varphi$  est l'angle de flèche. Pour des vitesses d'écoulement plus élevées, le modèle proposé ici prédit une dépendance en  $\varphi$  moins marquée. La principale limitation du modèle d'Amiet avec effet de flèche provient de l'hypothèse de grand allongement utilisée, puisque la période spatiale des dents de scie est en réalité bien inférieure à la corde. Ceci interdit la transposition directe et quantitative des résultats analytiques au cas complexe des chevrons. Cependant le modèle fournit tout de même une aide à la compréhension de la réduction de bruit, parce que les phénomènes mis en œuvre dans le cas des chevrons sont probablement voisins de ceux impliqués dans l'étude simplifiée du profil présentant un angle de flèche. Ainsi, l'étude théorique prédit bien une réduction du bruit lorsque l'angle entre

l'axe de l'écoulement et la normale au bord de fuite excède  $45^\circ$  et elle est particulièrement prononcée en basses fréquences. Expérimentalement, une telle réduction en basses fréquences n'a pas été observée, probablement parce que le bruit de fond de l'installation masque partiellement la réduction obtenue avec les chevrons. L'incidence oblique de l'écoulement sur les dents de scie est donc susceptible de jouer un rôle important dans la réduction du bruit mais il ne permet pas d'expliquer l'augmentation du bruit observée sur la plus haute partie du spectre acoustique.

Enfin les champs PIV ont été analysés. En présence des chevrons, le sillage est plus épais et moins profond. La couche turbulente provenant de la couche limite de l'extrados est éloignée de la surface du profil par l'injection de fluide depuis l'intrados, ce qui pourrait également contribuer à réduire le bruit. Celle de l'intrados traverse les dents de scie. Grâce à une analyse de corrélation spatio-temporelle, une région de création de turbulence à proximité du bord de fuite droit a été identifiée et attribuée à la nappe de vortacité créée par la condition de Kutta. Cette nappe est bien moins persistente en présence des chevrons et est probablement moins corrélée en envergure. Vraisemblablement cette nappe se combine-t-elle aux effets tridimensionnels introduits par les chevrons, notamment suite à la traversée par l'écoulement du plan des chevrons depuis l'intrados vers l'extrados. L'analyse spectrale révèle que la PIV rapide permet de mesurer des spectres de vitesses mais que ceux-ci sont légèrement surestimés s'ils sont comparés aux spectres mesurés par fil chaud. Dans la gamme de fréquences accessibles par la PIV, l'analyse spectrale a permis de confirmer le niveau élevé des fluctuations de vitesse à proximité du bord de fuite dans la nappe de vortacité liée à la condition de Kutta.

# Conclusion

Le premier objectif de ce travail était d'étudier expérimentalement l'effet de grille sur le bruit de bord de fuite dans le cas particulier d'une grille d'aubes linéaire. Cet effet peut être défini comme l'ensemble des interactions acoustiques présentes entre les aubages de la grille. Il module nécessairement les spectres acoustiques des soufflantes et compresseurs de turbomachines mais son influence quantitative est encore mal connue et il a été très rarement mis en évidence dans la littérature. Le deuxième objectif était d'étudier des dispositifs passifs de réduction de bruit de bord de fuite à large bande et d'estimer les éventuels couplages entre l'effet de grille et la réduction obtenue.

## Synthèse du travail

En premier lieu, ce travail a montré la possibilité de constituer un banc d'essai permettant de mesurer du bruit de bord de fuite de grille d'aubes. L'effet de grille sur le bruit de bord de fuite d'une grille d'aubes a été mis en évidence expérimentalement sur une large gamme de fréquences au moyen d'un montage expérimental original de grille d'aubes linéaire aéroacoustique. Un soin particulier a été apporté à la suppression ou la réduction de toutes les sources parasites de l'installation. La grille est de solidité  $\sigma = c/s = 1,43$  et les nombres de Reynolds sont compris entre  $2,6 \times 10^5$  et  $5,3 \times 10^5$ . L'effet de grille s'est manifesté principalement au travers :

- des interférences acoustiques ayant lieu du côté des intrados,
- des résonnances qui ont été reliées aux modes de grille de Parker,
- de la dépendance en vitesse mettant en valeur le nombre de Helmholtz construit sur la vitesse du son plutôt que le nombre de Strouhal usuel construit sur la vitesse de l'écoulement. Dans la gamme de nombre de Reynolds testés, les spectres acoustiques en champ lointain suivent une dépendance en  $U^6$ .

Ces trois effets provoquent toutefois une modulation de faible amplitude des spectres acoustiques.

Pour savoir si les modèles de bruit de bord de fuite pour un profil isolé suffisent à prédire convenablement les niveaux sonores de la grille, une étude analytique a été menée. Le modèle d'Amiet qui suppose les profils indépendants les uns des autres et les modèles de bruit de bord de fuite pour la grille de Howe et de Glegg qui prennent en compte les interactions entre les profils ont ainsi été étudiés en détails et adaptés à la configuration expérimentale. Les données d'entrée de ces modèles ont été mesurées directement sur la grille au moyen de sondes à microphones déportés installées en surface du profil sur l'extrados et à proximité du bord de fuite. Le modèle d'Amiet fournit une estimation correcte du niveau en hautes fréquences mais il ne permet pas de représenter les effets de directivité. Le modèle de Glegg

## Conclusion

---

prenant en compte les interactions aube-à-aube permet de retrouver la directivité de la grille et les interférences mais présente pour cette grille de solidité modérée des niveaux absolus peu différents de ceux issus du modèle d'Amiet. L'écart entre les sorties des deux modèles est du même ordre (3 dB) que l'écart entre la prédiction et la mesure. Aucun effet d'interaction entre les bords d'attaque et les bords de fuite (non pris en compte dans tous ces modèles) n'a été observé.

Dans la deuxième partie de ce travail des techniques de réduction du bruit ont été étudiées. Sur un profil isolé, des brosses ont été appliquées au bord de fuite permettant d'obtenir ainsi une réduction de 4,5 dB. Nous avons pu mettre en évidence expérimentalement que les brosses désorganisent et décorrèlent les structures turbulentes dans la direction de l'envergure ce qui peut partiellement expliquer la réduction du bruit observée. Sur la grille d'aubes, des chevrons ont été utilisés. Une réduction du bruit mesuré a été obtenue, semblable aux résultats de profil isolés. L'effet de grille n'est donc pas ici un obstacle à la réduction du bruit et aucun effet de couplage entre ces deux phénomènes n'a été observé. Pour expliquer la réduction du bruit, des mesures de vélocimétrie par images de particules ont permis de montrer que le sillage des chevrons est très différent de celui du bord de fuite droit. En particulier le sillage est plus épais et moins profond ; la couche limite de l'extrados est éloignée de la surface du profil, ce qui peut être associé à la réduction du bruit. La couche limite de l'intrados traverse l'espace laissé libre par les dents de scie. Nous avons pu visualiser une couche de vortacité créée à proximité du bord de fuite sous l'effet de la condition de Kutta liée au passage de la couche limite de l'extrados au bord de fuite. Cette nappe turbulente est probablement moins cohérente dans l'envergure avec les dents de scie qu'avec le bord de fuite droit ce qui pourrait également expliquer une réduction du bruit. Enfin une modification du modèle de bruit de bord de fuite d'Amiet pour prendre en compte l'écoulement non normal au bord de fuite a été proposée. Ce modèle est compatible avec le modèle de Howe (de profil isolé) pour les faibles nombres de Mach montrant une dépendance des niveaux acoustiques en  $\cos^3 \varphi$  où  $\varphi$  représente l'angle entre l'écoulement et la normale au bord de fuite. Le nouveau modèle prolonge ces résultats pour des nombres de Mach plus élevés. Il a permis également de montrer dans le cas des dents de scie que l'inclinaison locale du bord de fuite peut participer notablement à la réduction du bruit observé. En revanche, le modèle ne retrace pas l'augmentation du bruit mesurée en hautes fréquences.

## Perspectives

Pour continuer ce travail sur la mise en évidence expérimentale de l'effet de grille, il peut être intéressant de quantifier l'importance de la diffraction des bords d'attaque sur l'acoustique. Ceci peut se faire analytiquement en développant une extension du modèle de Glegg prenant en compte cette diffraction de second ordre mais sans doute au prix d'une complication rapide de la formulation mathématique. Notons que cette formulation existe pour le problème complémentaire du bruit de bord d'attaque [59]. Mais il est possible également d'adopter une démarche expérimentale : il faudrait alors se placer dans une configuration où l'effet de grille joue un rôle beaucoup plus net, avec une solidité  $\sigma$  beaucoup plus élevée. La comparaison de la sortie du modèle de Glegg dans ses différentes versions avec les mesures acoustiques permettrait d'estimer l'importance des diffractions supplémentaires. L'utilisation de profils cambrés n'étant pas essentielle pour quantifier cet effet, il serait alors plus simple

d'utiliser des profils symétriques ne déviant pas l'écoulement. Cela permettrait notamment d'utiliser les parois acoustiquement transparentes en Kevlar pour avoir accès au bruit du côté amont.

Dans le cadre de la prédiction du bruit, une des principales sources d'erreur provient de l'estimation des données de pression pariétale même si elles sont directement mesurées. En effet les sondes sont situées relativement loin du bord de fuite pour des raisons pratiques d'encombrement et les couches limites sont encore modifiées dans la dernière partie du profil inaccessible à la mesure, du fait de la cambrure et du gradient de pression adverse. Cette incertitude se retrouve directement sur les spectres acoustiques. Par ailleurs, il paraît aussi indispensable de contrôler la périodicité de toutes les couches limites turbulentes en équipant toutes les aubes d'au moins une prise de pression pariétale et de forcer la transition des couches limites au moyen de bandes fortement rugueuses. En effet, un doute subsiste dans cette étude quant à la capacité des bandes de sparadrap utilisées à faire transitionner efficacement les couches limites.

Ensuite, au terme de cette étude, l'antennerie acoustique paraît être une technique particulièrement adaptée aux investigations en soufflerie, et notamment à la détection de sources parasites. Certaines méthodes comme CLEAN-SC permettent théoriquement d'extraire les spectres provenant d'une sous-partie de la cartographie ce qui ouvrirait la voie à l'étude de sources de bruit qui ne seraient pas dominantes dans l'installation.

**Conclusion**

---



# Annexe A

## Moyens de mesures

### A.1 Installations du LMFA

Le LMFA dispose de deux souffleries silencieuses débouchant sur des chambres anéchoïques présentées ci-dessous.

La “petite chambre” anéchoïque est située à l’Ecole Centrale de Lyon, l’écoulement est généré par une soufflerie silencieuse subsonique. Quelques longueurs de corde avant le profil, un convergent accélère l’écoulement en passant d’une section de  $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$  à une section de  $150 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ , ce qui permet d’atteindre des vitesses de  $40 \text{ m/s}$  pour des taux de turbulence inférieurs à  $0,2\%$ . Ce jet débouche à  $110 \text{ mm}$  du bord d’attaque du profil dans la petite chambre sourde de dimension  $6 \text{ m} \times 4 \text{ m} \times 5 \text{ m}$ . Le profil est maintenu entre deux plaques de maintien en bois se prolongeant  $70 \text{ mm}$  en aval du profil. Un disque tournant permet de faire varier l’angle d’attaque.

Dans la grande chambre sourde de dimension  $10 \text{ m} \times 8 \text{ m} \times 8 \text{ m}$ , l’écoulement est également généré par un ventilateur subsonique et est conduit dans la chambre par un conduit silencieux de  $560 \text{ mm} \times 560 \text{ mm}$ . Pour l’étude sur profil isolé du chapitre 3, un convergent réduit ce conduit à une section de  $500 \text{ mm} \times 250 \text{ mm}$ . La vitesse maximale testée est de  $100 \text{ m/s}$  correspondant à un nombre de Mach  $M = 0,3$  et un nombre de Reynolds basé sur la corde  $Re_c = 8,7 \times 10^5$  et le taux de turbulence résiduelle reste inférieur à  $0,4\%$ . Pour les grilles d’aubes étudiées aux chapitres 1 et 4 également dans la grande chambre anéchoïque, un canal de longueur  $2 \text{ m}$  prolonge le conduit initial jusqu’à un coude de  $15^\circ$ . Ce dernier a pour but de dévier l’écoulement avant la grille d’aubes afin que celui-ci n’heurte pas les panneaux de laine de verre de la chambre anéchoïque. Environ  $500 \text{ mm}$  en amont de la grille, un convergent réduit le jet à une section rectangulaire de  $0,45 \text{ m} \times 0,20 \text{ m}$ . Deux plaques planes de bois permettent de maintenir les aubes. Elles se prolongent sur environ 3 longueurs de corde en aval de la grille.

### A.2 Etalonnage des sondes à microphone déporté

Les mesures de pression pariétale instationnaire se font au moyen des sondes à microphones déportés dont l’étalonnage est décrit ci-dessous. Ces mesures sont effectués au chapitre 1 sur la grille d’aubes et au chapitre 3 sur le profil isolé.

Une perforation de diamètre  $0,5 \text{ mm}$  de la surface du profil est réalisée à l’endroit de

la mesure de pression. Elle est connectée à un capillaire très fin intégré dans le corps de la maquette qui s'élargit progressivement et qui est connecté un microphone situé hors de la zone d'écoulement. Les microphones miniatures à électret utilisés dans les thèses de Pérènnès [115] et Rozenberg [122] sont ici remplacés, comme dans la thèse de Grilliat [66] par des microphones Bruël & Kjaer à canon court de type 4935 plus volumineux mais plus fiables. Ceci est rendu possible par le bloc en résine visible sur la figure 3.4 dans lequel sont logés les microphones dont la membrane sensible sont affleurants à la paroi du capillaire. Celui-ci est finalement connecté à un tuyau souple en PVC d'une longueur suffisante pour que la dissipation visqueuse supprime les ondes réfléchies en son autre extrémité.

La procédure d'étalonnage est identique à celle proposée dans la thèse de Rozenberg : un haut-parleur générant un bruit blanc est situé dans un étalonneur qui comprend également un microphone en paroi. Ce microphone (indiqué 0) est étalonné en référence à un microphone PCB en plaque plane (indiqué  $p$ ) grâce à la fonction de réponse en fréquence  $G_{0p}(f)$  définie par l'équation A.1.

$$G_{0p}(f) = \overline{\left( \frac{E_p(f)}{E_0(f)} \right)} \quad (\text{A.1})$$

$E_0$  et  $E_p$  sont les transformées de Fourier des signaux en Volts des microphones 0 et  $p$ .  $G_{0p}(f)$  est une grandeur statistique, c'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer une opération de moyenne sur plusieurs blocs temporels d'acquisition, symbolisée ici par la notation  $\overline{\cdot}$ . L'étalonnage de chaque sonde à microphone déporté est ensuite effectuée en appliquant l'étalonneur en paroi et en faisant l'acquisition simultanée des signaux du microphone 0 et du microphone  $i$  situé dans le bloc de résine. La nouvelle fonction de réponse en fréquence  $G_{0i}(f)$  permet ensuite de définir la fonction d'étalonnage complexe  $H_i(f)$  de la sonde  $i$  par l'équation A.2.

$$H_i(f) = \frac{G_{0p}(f)}{s_p G_{0i}(f)} \quad (\text{A.2})$$

$s_p$  est la sensibilité en V/Pa du microphone de référence en plaque plane (de 3,03 mV/Pa). Ceci permet de relier par l'équation A.3 la transformée de Fourier (TF) temporelle du signal en pression en paroi  $P(f)$  à la TF  $E_i$  du signal en V enregistré par le microphone  $i$ .

$$P_i(f) = H_i(f) * E_i(f) \quad (\text{A.3})$$

Le tracé des modules  $|G_{0p}(f)|$  et  $|H_i(f)|$  mesurés est proposé sur la figure A.1 pour l'étude sur profil isolé du chapitre 3. Ainsi, l'influence de ces fonctions d'étalonnage sur la mesure du spectre de pression en paroi peut être quantifiée en dB.

Sur la figure A.1-a, on voit que l'étalonnage du microphone de l'étalonneur ne peut pas être négligé puisque cela reviendrait à sous-estimer le spectre de paroi d'environ 10 dB en très hautes fréquences. Cet effet n'est ni dû à une atténuation visqueuse puisque le microphone 0 est situé en amont dans le conduit par rapport à  $p$  et l'amplitude de son signal est plus faible ( $|G_{0p}| > 1$ ), ni à un effet modal puisque la fréquence de coupure du premier mode non-plan est d'environ 14 kHz pour ce tube de diamètre 14 mm ; il pourrait être lié à un effet d'intégration sur la partie sensible du microphone de manière similaire à l'analyse de Corcos [33] sur la résolution des capteurs de pression dans un champ turbulent.

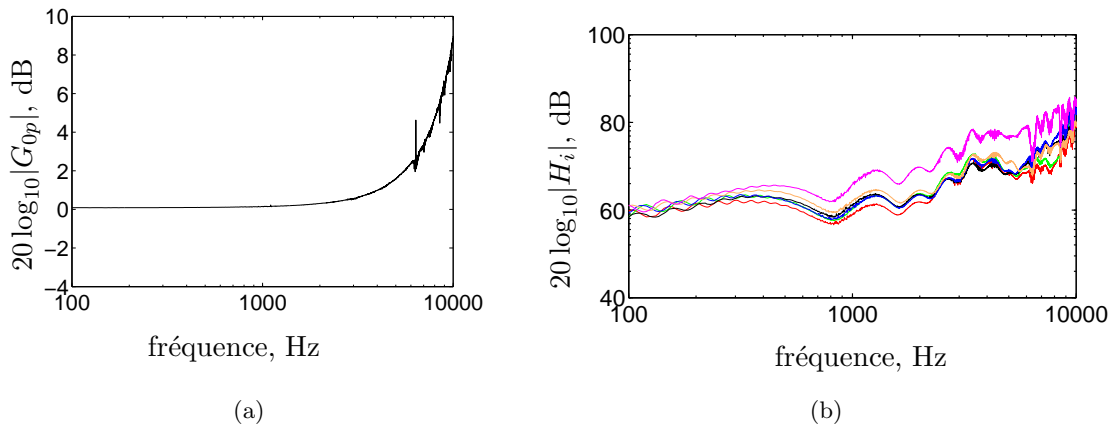


FIGURE A.1 – Module des fonctions (a) de réponse en fréquence du microphone de l'étalonneur, (b) d'étalonnage des sondes à microphone déporté numérotées d'après la figure 3.5 :  $i = 1$ ,  $2$ ,  $3$ ,  $4$ ,  $5$ ,  $6$ . Maquette de profil isolé utilisée au chapitre 3.

Les fonctions d'étalonnage mesurées et présentées sur la figure A.1-b sont relativement homogènes exceptée celle de la sonde  $n^{\circ}6$  qui souffre d'une absorption plus importante. Elle est en effet située dans la partie en résine flexible du profil (à proximité du bord de fuite) qui peut engendrer une absorption de quelques dB. Les fonctions d'étalonnage mesurées sont donc spécifiques à chaque sonde et mesurées *in situ*. Ces fonctions d'étalonnage sont utilisées implicitement dans tous les résultats du chapitre 3.

Pour les mesures en grille d'aubes au chapitre 1, les modules des fonctions d'étalonnage utilisées sont présentées sur la figure A.2. De plus grandes disparités que pour les mesures de profil isolé sont observées. Vers  $f \simeq 8000$  Hz, une annulation systématique de la fonction d'étalonnage a lieu, qui est probablement lié à un défaut de l'étalonneur. Dans les spectres de pression pariétale présentés au chapitre 1, les données effectuées à ces fréquences sont systématiquement supprimées.

Pour les mesures de pression pariétale instationnaire, la fréquence d'échantillonnage est de 32768 Hz, la fréquence maximale d'analyse est de 12800 Hz. Les blocs FFT sont calculés sur 2048 points ce qui entraîne une résolution fréquentielle de 16 Hz. Un fenêtrage de Hanning est appliqué sur chaque bloc temporel. Les autospectres et interspectres sont moyennés sur 2000 blocs.

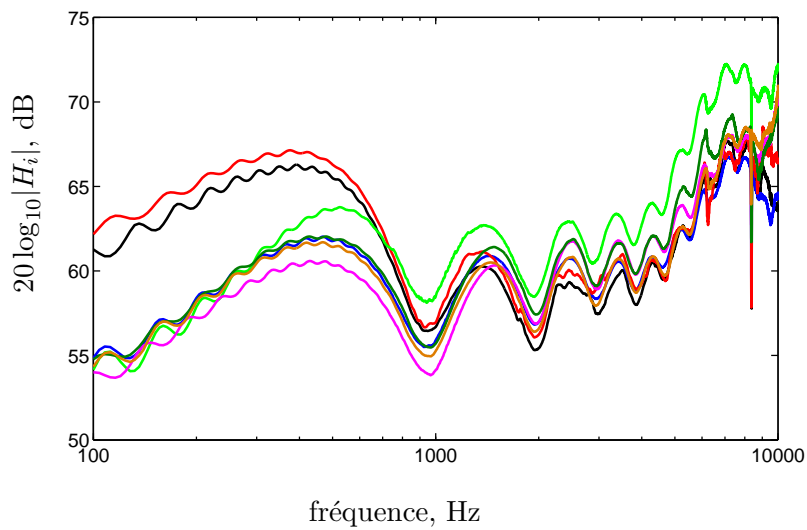


FIGURE A.2 – Module des fonctions d'étalonnage des sondes présentées sur la figure 1.2(b).  
— A, — B, — C, — D, — E, — F, — G.

## Annexe B

# Modèle d'Amiet pour le bruit de bord de fuite

Le modèle analytique d'Amiet [11] pour le bruit de bord de fuite est construit sur son modèle du bruit d'interaction [10]. La formulation d'origine qui résout le problème pour des profils assimilés à des plaques planes semi-infinies vers l'amont a été étendue par Roger & Moreau [121, 100] pour les cordes finies.

La première étape consiste à décomposer la pression pariétale incidente liée à la turbulence de la couche limite en rafales du type  $P_0 e^{i\omega t - iK_x x - iK_z z}$  où  $\omega$  est la pulsation,  $x$  la coordonnée selon la corde,  $z$  la coordonnée selon l'envergure, et  $K_x$  et  $K_z$  sont les nombres correspondants de la rafale de pression. Pour assurer la consistance des notations dans ce manuscrit, nous adoptons ce repère qui est différent de celui utilisé dans les publications originales d'Amiet. La réponse instationnaire du profil à cette rafale en termes de saut de pression est donnée par la résolution de l'équation des ondes convectées en vérifiant les conditions d'imperméabilité sur la surface du profil et d'annulation de cette pression incidente dans le sillage. Les efforts instationnaires appliqués sur la pale étant connus, l'analogie acoustique est ensuite invoquée pour en déduire le rayonnement acoustique en champ lointain. C'est la théorie des profils minces et l'hypothèse des petites perturbations qui permet de décomposer la réponse du profil sur des excitations de rafales indépendantes.

Les détails du calcul ne sont pas présentés ici, le lecteur intéressé pourra se reporter à l'article de Roger & Moreau [121]. Nous exposons les trois formulations finales utilisées au chapitre 3.

La plus simple expression appelée "formulation P1 Dirac" calcule uniquement le premier terme de la diffraction, c'est-à-dire celle du bord de fuite, tandis que l'influence du bord d'attaque est totalement négligée. De plus, on se place dans l'hypothèse des grandes envergures  $L \gg c$  ce qui permet d'utiliser une formulation impliquant l'impulsion de Dirac qui simplifie le calcul d'intégrales. Pour un observateur situé en  $(x, y, z)$  où le repère est centré sur le bord de fuite et dans le plan médian et  $y$  est la coordonnée normale au plan du profil, la densité spectrale de puissance acoustique est donnée par

$$\begin{aligned}
 S_{pp}(x, y, z, \omega) &= 2L \left( \frac{\omega y c}{4\pi c_0 S_0^2} \right)^2 \left| \mathcal{I}_1 \left( \frac{\omega b}{U_c}, \frac{\bar{k}z}{S_0} \right) \right|^2 \Phi_{pp}(\omega) l_z \left( \frac{kz}{S_0}, \omega \right) \quad (\text{B.1}) \\
 \mathcal{I}_1(\bar{K}_x, \bar{K}_z) &= -\frac{e^{2iC}}{iC} \left( (1+i)e^{-2iC} \sqrt{\frac{B}{B-C}} E^* [2(B-C)] - (1+i)E^* [2B] + 1 \right) \\
 B &= \alpha K b + M\bar{\mu} + \bar{\kappa} \\
 \bar{\mu} &= \frac{K b M}{\beta^2} \\
 \bar{\kappa}^2 &= \bar{\mu}^2 - \frac{K_z^2 b^2}{\beta^2} \\
 C &= \alpha K b - \bar{\mu} \left( \frac{x}{S_0} - M \right) \\
 S_0 &= \sqrt{x^2 + \beta^2(y^2 + z^2)}
 \end{aligned}$$

où  $c_0$  est la vitesse du son dans le milieu au repos,  $U$  est la vitesse de l'écoulement,  $K = \omega/U$ ,  $M = U/C_0$ ,  $\beta = \sqrt{1 - M^2}$ ,  $U_c$  est la vitesse de convection des structures turbulentes dans la couche limite,  $\alpha = U/U_c$ ,  $E^*$  est le conjugué de l'intégrale complexe de Fresnel et  $b$  la demi-corde.  $\Phi_{pp}$  est le spectre de pression pariétale et  $l_z$  la longueur de cohérence transverse mesurés au chapitre 3.

La deuxième formulation appelée "formulation P1+P2 Dirac" est toujours dans l'hypothèse de grande envergure mais cette fois, elle prend en compte la deuxième diffraction réalisée par le bord d'attaque. Dans l'équation B.2, ceci revient à remplacer  $\mathcal{I}_1$  par  $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2$ . L'intégrale de radiation  $\mathcal{I}_2$  liée à cette correction s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{I}_2(\bar{K}_x, \bar{K}_z) &= H \{ e^{4i\bar{\kappa}} [1 - (1+i)E^*(4\bar{\kappa})] \}^c - e^{2iD} + i[D + Kb + M\bar{\mu} - \bar{\kappa}]G \\
 D &= \bar{\kappa} - \bar{\mu}x/S_0 \\
 G &= (1+\epsilon)e^{i(2\bar{\kappa}+D)} \frac{\sin(D-2\bar{\kappa})}{D-2\bar{\kappa}} + (1-\epsilon)e^{i(-2\bar{\kappa}+D)} \frac{\sin(D+2\bar{\kappa})}{D+2\bar{\kappa}} \dots \\
 \dots &+ \frac{(1+\epsilon)(1-i)}{2(D-2\bar{\kappa})} e^{4i\bar{\kappa}} E^*(4\bar{\kappa}) - \frac{(1-\epsilon)(1+i)}{2(D+2\bar{\kappa})} e^{-4i\bar{\kappa}} E(4\bar{\kappa}) \dots \\
 \dots &+ \frac{e^{2iD}}{2} \sqrt{\frac{2\bar{\kappa}}{D}} E^*(2D) \left[ \frac{(1+i)(1-\epsilon)}{D+2\bar{\kappa}} - \frac{(1-i)(1+\epsilon)}{D-2\bar{\kappa}} \right] \\
 H &= \frac{(1+i)e^{-4i\bar{\kappa}}(1-\Theta^2)}{2\sqrt{\pi}(\alpha-1)Kb\sqrt{B}} \\
 \Theta &= \sqrt{\frac{\alpha Kb + \bar{\mu}M + \bar{\kappa}}{Kb + \bar{\mu}M + \bar{\kappa}}} \\
 \epsilon &= \left( 1 + \frac{1}{4\bar{\mu}} \right)^{-1/2}
 \end{aligned}$$

La notation  $\{.\}^c$  signifie que la partie imaginaire de la quantité est multipliée par  $\epsilon$ .

La troisième et dernière formulation utilisée est la plus complète ; elle est appelée "P1+P2 sinc". Elle ne fait pas l'hypothèse de grande envergure : l'intégrale de rayonnement est effectuée sur la surface réelle du profil et fait alors intervenir un sinus cardinal. En pratique cet effet est mineur sur le rayonnement acoustique pour les envergures  $L \gtrsim 2c$  car la longueur de

cohérence transverse  $l_z$  est bien inférieure à l'envergure  $L$ . La correction de bord d'attaque est conservée.

La DSP acoustique s'écrit alors :

$$S_{pp} = \left( \frac{\omega y L c}{4\pi c_0 S_0^2} \right)^2 \frac{\pi}{b} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 \left[ \frac{L}{c} (K_z b - \frac{\bar{k}_z z}{S_0}) \right]}{\frac{L}{c} (K_z b - \frac{\bar{k}_z z}{S_0})} |\mathcal{S}_1 + \mathcal{S}_2|^2 \left( \frac{\omega b}{U_c}, K_z b \right) \Phi_{pp}(\omega) l_z(K_z b, \omega) dK_z b$$

Dans l'intégration selon les nombres d'ondes  $K_z$ , il faut prendre en compte les rafales telles que  $\bar{\kappa}^2 < 0$  appelées "subcritiques" et qui ne rayonnent que parce nous avons considéré le caractère fini de l'envergure.  $\mathcal{S}_1 + \mathcal{S}_2$  doit alors être remplacé par  $\mathcal{S}'_1 + \mathcal{S}'_2$ <sup>1</sup>.

$$\mathcal{S}'_1 = -\frac{e^{2iC}}{iC} \left( e^{-2iC} \sqrt{\frac{A'_1}{\bar{\mu}x/S_0 - i\bar{\kappa}'}} \Phi^0 \left[ \sqrt{2i(\bar{\mu}x/S_0 - i\bar{\kappa}')} \right] - \Phi^0 \left[ \sqrt{2iA'_1} \right] + 1 \right)$$

$$\mathcal{S}'_2 = \frac{e^{-2iD'}}{D'} H' \left[ A' \left( e^{2iD'} (1 - \Phi_0(\sqrt{4\bar{\kappa}'}) - 1) + \sqrt{2\bar{\kappa}'} (\bar{K} + \bar{\mu}(M - x/S_0)) \frac{\Phi^0(\sqrt{-2iD'^*})}{\sqrt{-iD'^*}} \right) \right]$$

avec

$$\begin{aligned} \bar{\kappa}' &= \sqrt{\left( \frac{K_z b}{\beta} \right)^2 - \bar{\mu}^2} \\ A'_1 &= \alpha \bar{K} + \bar{\mu} M - i\bar{\kappa}' \\ A' &= \bar{K} + \bar{\mu} M - i\bar{\kappa}' \\ H' &= \frac{(1+i)(1-\Theta'^2)}{2\sqrt{\pi}(\alpha-1)\bar{K}\sqrt{A'_1}} \\ D' &= \bar{\mu}x/S_0 - i\bar{\kappa}' \\ \Theta' &= \sqrt{A'_1/A'} \end{aligned}$$

$\Phi_0$  est la fonction erreur complexe donnée par Abramovitz & Stegun [2]. L'intégration est alors effectuée en utilisant la méthode des trapèzes. Une attention particulière a été portée aux cas  $B - C = 0$  et  $D = 0$  qui correspondent à des singularités enlevables qui peuvent être difficiles à évaluer numériquement. En particulier l'utilisation de la fonction complexe

$$ES(z) = \frac{E(z)}{\sqrt{z}} \quad (\text{B.2})$$

permet de s'affranchir de ce type de problème car elle est analytique dans tout le plan complexe. Une troncature à l'ordre 20 du développement de Taylor est utilisée pour les petits arguments  $|z| < 2$ .

$$ES(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{i^n z^n}{n! (2n+1)} \quad (\text{B.3})$$

---

1. Une erreur s'est glissée dans l'équation 16 de la référence [121] où tous les  $D'$  ont été remplacés par des  $B$ .





## Annexe C

# Résultats complémentaires obtenus avec les brosses

Nous présentons ici les résultats acoustiques pour les différentes brosses appliquées au bord de fuite du profil isolé qui n'ont pas été présentés dans le corps de texte. Les paramètres sont  $\alpha_t = 10^\circ$  et  $U = 30$  m/s et les mesures sont effectuées dans la petite chambre anéchoïque. Ils sont à comparer aux résultats de la section 3.5.1.

La brosse n°2 sur la figure 3.20-a réduit le bruit sur deux gammes de fréquences : en basses fréquences  $f < 1000$  Hz où la réduction atteint de 4 dB et en moyennes fréquences  $3000 \text{ Hz} < f < 5000$  Hz. Une augmentation du bruit est observée en hautes fréquences  $f > 6000$  Hz ; elle est également présente dans l'étude de Herr [72].

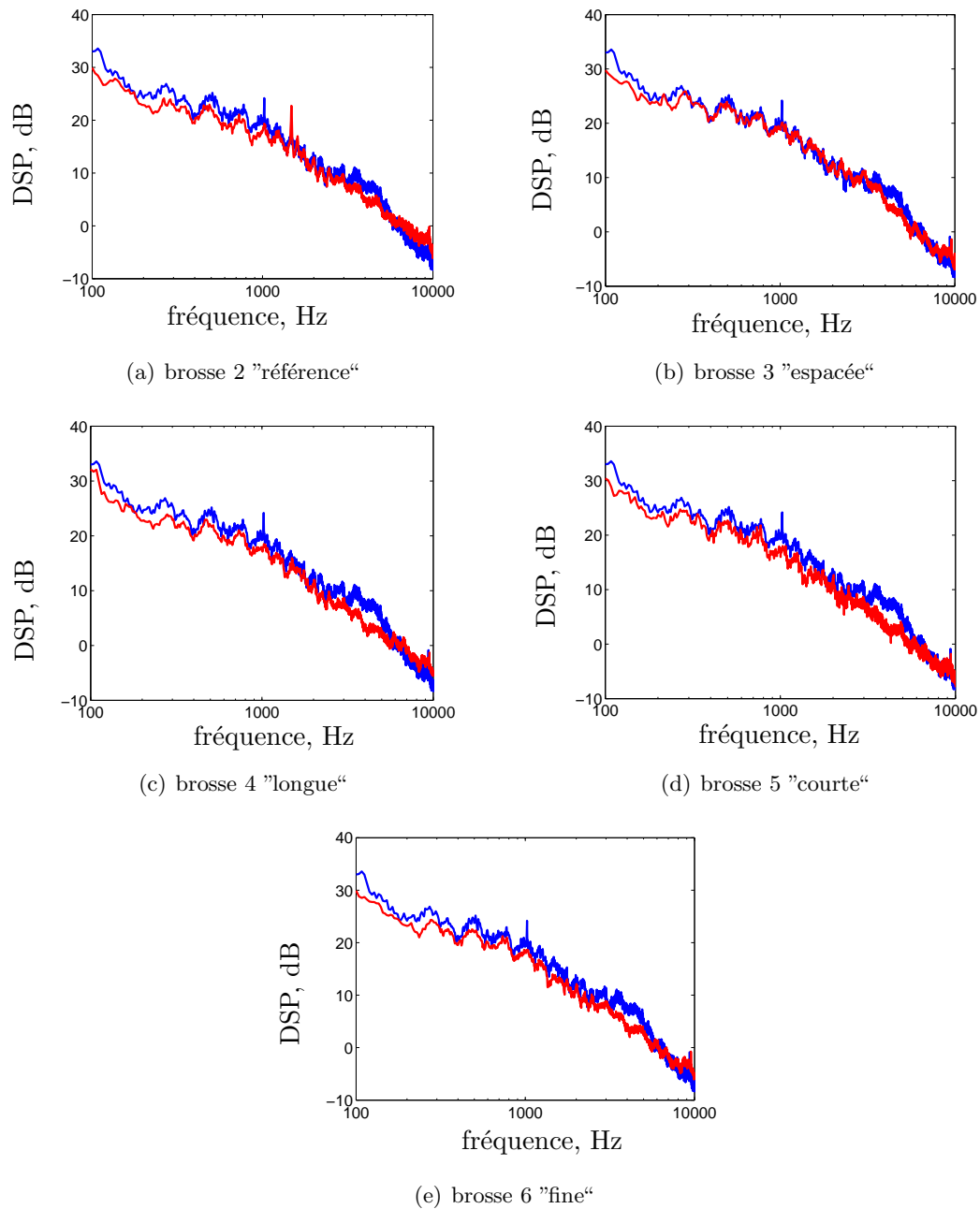


FIGURE C.1 – Réduction de bruit obtenue avec les différentes brosses en petite chambre sourde.  $\alpha_t = 10^\circ$ ,  $U = 30\text{m/s}$  et  $\theta = 90^\circ$ . — : profil non traité, — : profil traité,

## Annexe D

# Méthode CLEAN-SC

L'algorithme CLEAN-SC de Sijstma [133] est utilisé dans les sections 1.6.3 et 3.7 pour localiser les sources acoustiques. Cette technique est adaptée de la méthode CLEAN issue de l'astrophysique. CLEAN-SC a la particularité de prendre en compte l'étendue cohérente des sources. Elle est construite sur les méthodes d'antennerie Conventional Beamforming (CB) et CLEAN-PSF que nous détaillons également ci-dessous.

### D.1 Formation de voie classique CB

CLEAN-SC est une méthode itérative qui utilise la formation de voie classique (notée CB) à chaque passage. La théorie en est donc rappelée brièvement ici.

On suppose que l'on dispose de signaux de pression enregistrés simultanément sur  $N$  microphones. Les informations utilisées sont entièrement contenues dans la matrice interspectrale de puissance  $\mathbf{C}$  de taille  $[N \times N]$ . Pour construire une cartographie des sources, on utilise un vecteur de propagation  $\mathbf{g}(\vec{\xi})$  de taille  $[N \times 1]$  supposé connu qui exprime la pression générée en chaque point de mesure par une source monopolaire normalisée placée en un point de l'espace  $\vec{\xi}$ . L'expression choisie pour  $\mathbf{g}$  définira en partie la qualité de la méthode utilisée. Classiquement, on utilise la fonction de propagation 3D en champ libre pour le microphone d'indice  $n$  placé en  $\vec{x}_n$ .

$$g_n(\vec{\xi}) = \frac{e^{-i\omega/c_0|\vec{\xi} - \vec{x}_n|}}{|\vec{\xi} - \vec{x}_n|} \quad (\text{D.1})$$

Une source de puissance  $P$  génère donc d'après ce modèle la matrice interspectrale  $P \mathbf{g}(\vec{\xi}) \mathbf{g}^*(\vec{\xi})$ . La notation  $*$  symbolise la transposition complexe. La puissance de la source est alors donnée par la minimisation sur  $P$  de la fonction  $F$  qui est l'écart entre la matrice interspectrale mesurée  $\mathbf{C}$  et la matrice interspectrale reconstituée.

$$F = \sum_{(m,n) \in S} |C_{mn} - P g_m g_n^*|^2 \quad (\text{D.2})$$

$S$  est le sous-ensemble des combinaisons possibles entre les microphones. Remarquons que les enregistrements en soufflerie sont parfois partiellement pollués par le "pseudo-son" de l'écoulement qui peut impacter les microphones. Celui-ci étant décorrélié d'un microphone à l'autre, on peut supprimer les couples  $(n, n)$  de  $S$  ce qui revient à annuler la diagonale de la matrice  $\mathbf{C}$ , sans pour autant perdre d'information utiles à la localisation. La matrice

ainsi corrigée est notée  $\overline{\mathbf{C}}$ ; cette notation restera valable pour les autres matrices dont la diagonale aura également été supprimée. La solution au problème D.2 s'écrit alors sous forme matricielle :

$$P = \mathbf{w}^* \overline{\mathbf{C}} \mathbf{w} \quad (\text{D.3})$$

$$\mathbf{w} = \frac{\mathbf{g}}{\sqrt{\sum_S |g_m|^2 |g_n|^2}} \quad (\text{D.4})$$

La formule D.3 résoud le problème directement sans nécessiter d'itérations, mais elle souffre d'un problème de résolution lié au fait qu'une source ponctuelle monopolaire idéale génère une cartographie "floutée" des sources comme sur la figure D.1. La courbe tracée est appelée "réponse de l'antenne", elle est dépendante de la fréquence utilisée. On constate une faible résolution spatiale ainsi que la présence de lobes secondaires vers  $x \simeq \pm 0,4$ .

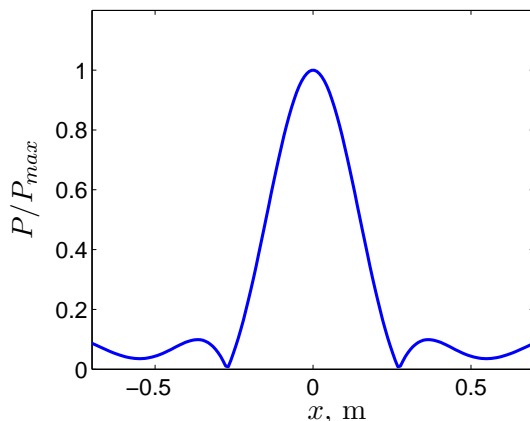


FIGURE D.1 – Réponse d'une antenne linéaire de 12 microphones espacés de 90mm et placée à 1 m d'une source ponctuelle monopolaire idéale délivrant un signal à 1 kHz et située en  $x = 0$  m. Les niveaux d'amplitude sont normalisés.

## D.2 CLEAN-PSF

Pour contourner ce problème de résolution, les méthodes de déconvolution sont apparues. Celle présentée ici et sur laquelle repose CLEAN-SC<sup>1</sup> est CLEAN-PSF<sup>2</sup>. L'idée est de ne conserver que le point d'amplitude maximale ( $x = 0$  m sur la Fig. D.1), de le placer sur une carte "propre"  $\mathbf{A}$  et de soustraire sa contribution dans la matrice interspectrale mesurée. Ensuite on réitère sur cette matrice en utilisant à nouveau CB. On appelle respectivement  $\mathbf{D}^{(i)}$  et  $\mathbf{A}^{(i)}$  la matrice interspectrale dégradée et la carte propre à l'itération  $i$ .

Au début du processus, nous avons donc  $\mathbf{D}^{(0)} = \mathbf{C}$  et la carte propre  $\mathbf{A}^{(0)} = \mathbf{0}$ .

A l'itération  $i$ , le CB est appliqué sur  $\mathbf{D}^{(i)}$  et localise en  $\vec{\xi}_{max}^{(i)}$  la source d'amplitude maximale  $P_{max}^{(i)}$ . Cette source est ajoutée sur la carte propre :

$$\mathbf{A}^{(i)} = \mathbf{A}^{(i-1)} + P_{max}^{(i)} \Phi^{(i)} \quad (\text{D.5})$$

1. Source Coherence  
2. Point Spread Function

$\Phi^{(i)}$  est un “rayon propre” centré sur  $\vec{\xi}_{max}^{(i)}$  et qui vaut 1 en ce point. On a pris la représentation de la fonction  $\phi^{(i)}$  donnée par l’équation D.6. Dans les applications de la section 1.6.3, une largeur de rayon de  $d=5$  mm a été utilisée.

$$\phi^{(i)}(\vec{\xi}) = \exp\left(1 - \frac{1}{1 - (2|\vec{\xi} - \vec{\xi}_{max}^{(i)}|/d)^2}\right) \quad (\text{D.6})$$

La matrice interspectrale  $\mathbf{D}^{(i)}$  est alors mise à jour en enlevant la contribution de cette source :

$$\mathbf{D}^{(i+1)} = \mathbf{D}^{(i)} - \psi P_{max}^{(i)} \mathbf{g}(\vec{\xi}_{max}^{(i)}) \mathbf{g}^*(\vec{\xi}_{max}^{(i)}) \quad (\text{D.7})$$

$\psi$  est un facteur de sécurité qu’on a pris égal à 0,99. Nous passons ensuite à l’itération  $i + 1$ . Le processus continue tant que la norme 1 de la matrice  $\mathbf{D}$  décroît. On ajoute à la fin le reste de la carte “sale” c’est à dire le résultat de CB appliqué sur la dernière matrice  $\mathbf{D}$ .

### D.3 CLEAN-SC

Lorsqu’une perte de cohérence au passage de zone turbulente affecte les rayons acoustiques, ou simplement lorsque que la fonction de propagation réelle diffère significativement de la fonction  $\mathbf{g}$  choisie, la contribution réelle à  $\mathbf{C}$  de la source identifiée n’est pas  $P \mathbf{g} \mathbf{g}^*$ . L’algorithme CLEAN-SC déduit cette contribution appelée  $\mathbf{G}$  en imposant que la puissance interspectrale *des points sources* en  $\vec{\xi}$  avec la source maximale en  $\vec{\xi}_{max}$  qu’elle induit soit égale celle qui est issue de la matrice mesurée  $\mathbf{C}$  (ou de sa version dégradée  $\mathbf{D}$ ). Autrement dit, on ne comptabilise qu’une seule source pour toutes les contributions qui sont cohérentes entre elles. Mathématiquement, ceci revient à imposer :

$$\overline{\mathbf{D}}\mathbf{w}(\vec{\xi}_{max}) = \overline{\mathbf{G}}\mathbf{w}(\vec{\xi}_{max}) \quad (\text{D.8})$$

Une des solutions à l’équation D.8 est donnée en écrivant  $\mathbf{G}$  sous une forme similaire à celle de CLEAN-PSF et en cherchant le vecteur  $\mathbf{h}$ . On obtient :

$$\overline{\mathbf{G}} = P_{max} \overline{\mathbf{h}\mathbf{h}^*} = P_{max}(\mathbf{h}\mathbf{h}^* - \mathbf{H}) \quad (\text{D.9})$$

$$\mathbf{h} = \frac{\overline{\mathbf{D}}\mathbf{w}(\vec{\xi}_{max})/P_{max} + \mathbf{H}\mathbf{w}(\vec{\xi}_{max})}{\sqrt{1 + \mathbf{w}^*(\vec{\xi}_{max})\mathbf{H}\mathbf{w}(\vec{\xi}_{max})}} \quad (\text{D.10})$$

La matrice  $\mathbf{H}$  représente la matrice des termes diagonaux de  $\mathbf{h}\mathbf{h}^*$  ou plus généralement ses termes  $(m, n)$  qui n’appartiennent pas à  $S$ . L’expression de  $\mathbf{h}$  n’est pas explicite puisque  $\mathbf{H}$  y figure. Cependant, en partant de  $\mathbf{h} = \mathbf{g}(\vec{\xi}_{max})$  et en procédant par itération, on peut accéder facilement à cette valeur. Nous utilisons alors ce vecteur  $\mathbf{h}$  en lieu et place de  $\mathbf{g}$  dans l’équation D.7.

Le grand intérêt de CLEAN-SC réside dans la possibilité de reconstruire les autospectres issus d’un sous-ensemble de sources sélectionnées spatialement. Si à une fréquence donnée,  $I$  sources, de puissance  $P_{max}^{(i)}$  sont sélectionnées (par exemple celles qui se trouvent à proximité d’un bord de fuite), on peut reconstruire la densité autospectrale de puissance  $S_{pp}$  sur un des microphones de l’antenne si les vecteurs  $\mathbf{h}^{(i)}$  sont connus :

$$S_{pp} = \sum_{i=1}^I P_{max}^{(i)} \|\mathbf{h}^{(i)}\|^2 \quad (\text{D.11})$$

Il est alors théoriquement possible d'étudier des sources de bruit qui ne prédominent pas dans des installations aéroacoustiques.

## Annexe E

# Hublots acoustiques

Sous l’impulsion des études sur le Kevlar [81, 117, 110, 139] et sur des tissus de polyéthylène [80, 54] dans la recherche de matériaux “acoustiquement transparents” mais constituant une paroi aérodynamique, l’utilisation de cadres de Kevlar tendu est envisagée ici. L’objectif initial est leur application dans l’installation de la grille d’aubes du chapitre 1 mais il est possible de les utiliser dans d’autres installations notamment dans les veines d’essais fermées. Nous présentons ici ses performances acoustiques dans la section E.1 puis aérodynamiques dans la section E.2.

Le matériau Kevlar utilisé ici est un tissu de fibres d’aramide de masse surfacique nominale de 60 g/m<sup>2</sup>. Il peut résister à des tensions de 430 N/cm dans les deux directions. La tension nominale utilisée ici est de 30 N/cm. Le tissu est tendu sur une table hydraulique à la tension nominale puis le cadre est appliqué sur le tissu au moyen d’une table montante. Une colle bicomposante permet d’assurer la cohésion des deux matériaux.

### E.1 Performances acoustiques sans écoulement

Les performances acoustiques du Kevlar sont évaluées au moyen de mesures de perte par transmission et de perte par insertion. Pour évaluer ces quantités, nous utilisons une approche simplifiée qui suffit pour les besoins de cette étude, bien que quelque peu éloignée des préconisations de la norme ISO 11820. La mesure de perte par transmission est ici effectuée dans un tunnel de section carrée de 66 mm de côté et l’échantillon est placé perpendiculairement à l’axe du conduit. Une onde plane acoustique est émise d’un côté au moyen d’un haut parleur et trois microphones dont deux à “l’amont” de l’échantillon et un “à l’aval”. Ils permettent de distinguer les composantes incidentes, transmises et réfléchies. La fréquence de coupure du tube est estimée à 2600 Hz. L’analyse ne se fait que pour des ondes planes, la gamme de mesure est donc [0 Hz, 2600 Hz]. Le coefficient de perte par transmission  $TL$ <sup>1</sup> exprimé en dB correspond à la fraction de l’énergie acoustique transmise sur l’énergie acoustique incidente.

La figure E.1 présente ce coefficient de perte par transmission mesuré sans écoulement. On voit que la perte d’énergie acoustique est de l’ordre du dB ce qui est tout à fait acceptable pour les mesures à réaliser.

Pour la perte par insertion, on procède *in situ* en plaçant un haut parleur dans la veine d’essai présentée sur la figure E.2-a. Il émet un bruit large bande que l’on enregistre à l’ex-

---

1. Transmission Loss

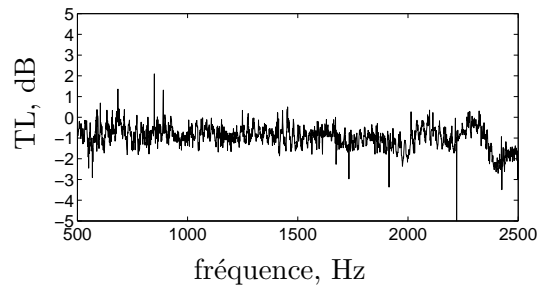


FIGURE E.1 – Coefficient de perte par transmission mesuré sur un échantillon de Kevlar.

térieur de la veine d’abord sans paroi. Ensuite, on ajoute la paroi en Kevlar, et on mesure à nouveau le spectre acoustique. La différence de ces deux spectres donne directement le coefficient de perte par insertion  $IL^2$ . La mesure est effectuée entre 50 Hz et 8000 Hz. Le résultat en tiers d’octave est donné sur la figure E.2-b avec celui du tissu en Nylon effectué par Sabah. On voit que le coefficient de perte par insertion est très faible, dans la marge d’erreur liée au protocole et qu’il est similaire pour les deux types de tissus.

## E.2 Performances aérodynamiques

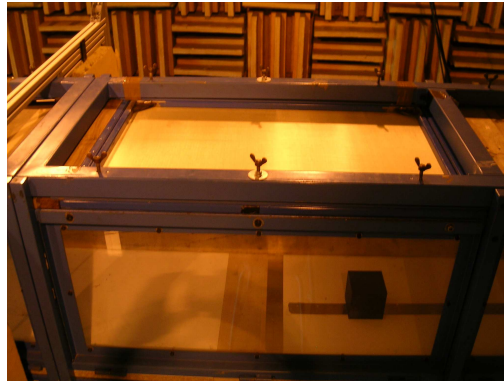
Les qualités du Kevlar en tant que “hublot acoustique” concernent également sa capacité à maintenir une différence de pression statique moyenne qui est caractérisée par le coefficient de perte de charge  $C_d = \Delta P / (0,5\rho_0 U^2)$ , où  $U$  est la vitesse traversante. Il a été estimé en reprenant l’installation de la mesure de perte par transmission et en actionnant un petit ventilateur à la place du haut parleur. La différence de pression statique de part et d’autre de l’échantillon est estimée avec deux sondes Pitot insérées dans la canal et on fait varier la vitesse de l’écoulement de 0 à 5 m/s.

La figure E.3 montre que les mesures à la sonde de pression statique décrivent approximativement la loi de perte de charge parabolique avec un coefficient  $C_d \simeq 193,5$ . Ceci peut permettre d’estimer le débit traversant si la dépression ou la surpression à l’intérieur du canal d’écoulement est connue. Pour les très faibles débits, un autre régime de perte de charge existe, de type linéaire. Il peut être évalué par mesure d’impédance acoustique en très basses fréquences et c’est ce qui est effectué également sur cet échantillon : l’impédance est égale à  $Z \simeq 80$  Pa.s/m. Sur la figure E.3 la droite d’impédance est effectivement tangente à la courbe de mesures de  $\Delta P$  pour les vitesses traversantes proche de 0 m/s.

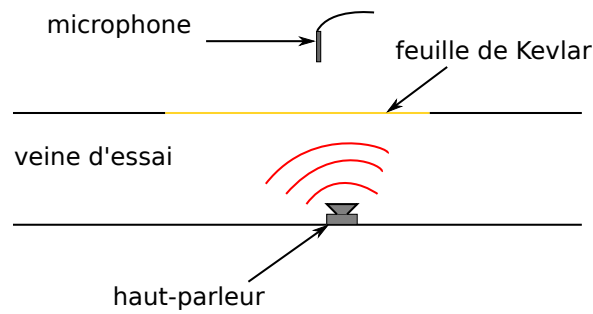
Pour l’expérience de bruit de grille d’aubes à 80 m/s, la dépression dans le canal est de l’ordre de 1200 Pa ce qui peut générer une vitesse traversante de 3,9 m/s soit un débit relatif entrant de 8%. Ce taux relativement élevé peut partiellement expliquer les problèmes rencontrés avec les sources de bruit liées aux micro-jets entrants dans le canal.

S’ils ne peuvent être utilisés pour mesurer le bruit de bord de fuite de grille, les panneaux de Kevlar constituent tout de même une excellente alternative aux panneaux de polyester tendus pour les mesures en canal (photographie E.2-a), bien plus bruyants pour  $f > 2$  kHz comme le montre la figure E.4.

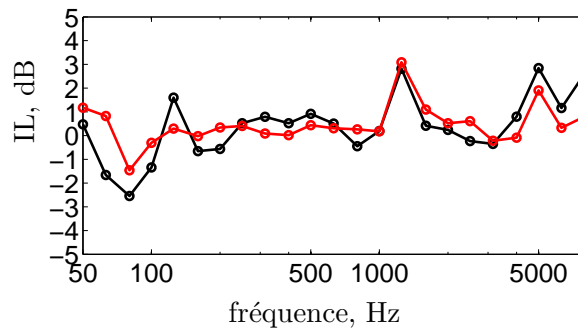




(a) Photographie de l'installation du panneau de Kevlar dans une veine d'essai



(b) Schéma d'installation



(c)  $IL$  en tiers d'octave. — tissu de Kevlar , — tissu de Nylon utilisé par Sabah [125]

FIGURE E.2 – Evaluation du coefficient de perte par insertion  $IL$  du panneau en Kevlar

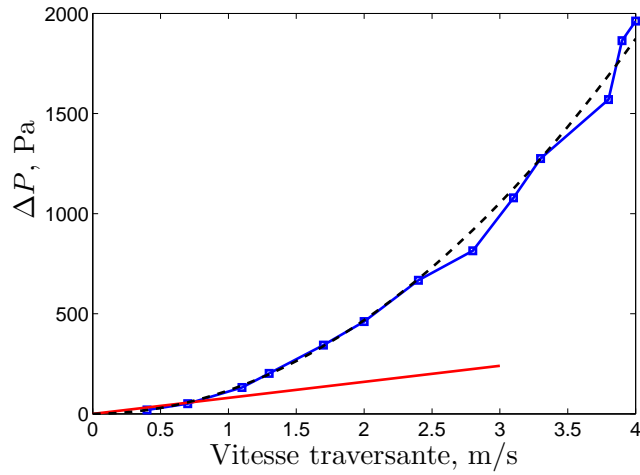


FIGURE E.3 – Perte de charge de l'échantillon de Kevlar. — mesurée par sonde de pression statiques, — estimée par mesure d'impédance basse fréquence, valable pour les très faibles débits, - -  $\Delta P = 193.5 * (0.5\rho_0 U^2)$ .

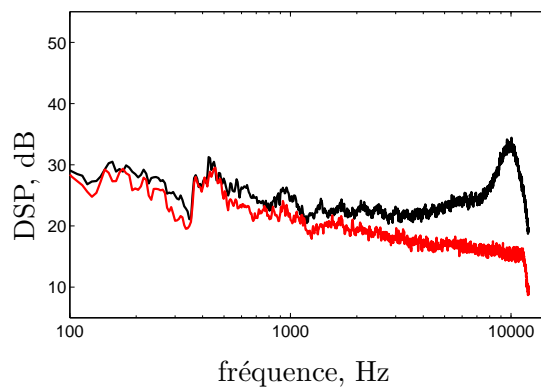


FIGURE E.4 – Bruit de fond de la veine d'essai de la photographie E.2-a à 25 m/s : — avec une paroi en Nylon, — avec une paroi en Kevlar.

## Annexe F

# Fonctions de décomposition du modèle de Glegg

Le modèle de Glegg détaillé dans le chapitre 2 fait appel aux fonctions  $J_{\pm}^{(p)}$  que nous explicitons ci-dessous. Initialement, le traitement par transformée de Fourier de la condition de glissement sur les pales fait apparaître la fonction noyau  $j^{(p)}(\gamma)$ .

$$j^{(p)}(\gamma) = \frac{\zeta}{4\pi} \left( \frac{\sin(\zeta h)}{\cos(\zeta h) - \cos(\xi d + \rho_p)} \right) \quad (\text{F.1})$$

$$\zeta = \beta \sqrt{\kappa_e^2 - \xi^2} \quad (\text{F.2})$$

$$\kappa = \frac{\omega}{c_0 \beta^2} \quad (\text{F.3})$$

$$\kappa_e = \sqrt{\kappa^2 - \left( \frac{K_z}{\beta} \right)^2} \quad (\text{F.4})$$

$$M = U/c_0 \quad (\text{F.5})$$

$$\beta = \sqrt{1 - M^2} \quad (\text{F.6})$$

$$\xi = \gamma - \kappa M \quad (\text{F.7})$$

$$\rho_p = -2\pi p/B + \kappa M d \quad (\text{F.8})$$

Pour appliquer la méthode de Wiener-Hopf, il faut écrire cette fonction sous la forme d'un produit de deux fonctions  $j^{(p)}(\gamma) = J_+^{(p)}(\gamma) \times J_-^{(p)}(\gamma)$  telles que  $J_+^{(p)}$  n'ait ni poles ni zéros dans le demi-plan complexe supérieur et  $J_-^{(p)}$  ni poles ni zéros dans le demi-plan complexe inférieur. Cette factorisation est essentielle à la méthode de Wiener-Hopf et Glegg [57] l'effectue en décomposant séparément le numérateur de la fonction  $j^{(p)}$  :

$$\zeta \sin(\zeta h) = \kappa_e \beta \sin(\kappa_e h \beta) \prod_{m=0}^{+\infty} \left( 1 - \frac{\xi}{\theta_m} \right) \left( 1 - \frac{\xi}{\vartheta_m} \right) \quad (\text{F.9})$$

$$\theta_m = -\sqrt{\kappa_e^2 - (m\pi/\beta h)^2} \quad (\text{F.10})$$

$$\vartheta_m = \sqrt{\kappa_e^2 - (m\pi/\beta h)^2} \quad (\text{F.11})$$

$$(\text{F.12})$$

et le dénominateur :

$$\cos(\zeta h) - \cos(\xi d + \rho_p) = [\cos(\kappa_e \beta h) - \cos(\rho_p)] \prod_{m=-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{\xi}{\eta_m^+}\right) \left(1 - \frac{\xi}{\eta_m^-}\right) \quad (\text{F.13})$$

$$\eta_m^\pm = -f_m \sin \chi_e \pm \sqrt{\kappa_e^2 - f_m^2} \cos \chi_e \quad (\text{F.14})$$

$$f_m = \frac{-\pi p/B + \kappa M d - 2\pi m}{\sqrt{d^2 + (\beta h)^2}} \quad (\text{F.15})$$

$$\tan \chi_e = d/h\beta \quad (\text{F.16})$$

Il reste alors à rassembler dans  $J_+^{(p)}$  les zéros et les poles situés dans le demi-plan complexe inférieur et les autres dans  $J_-^{(p)}$ . On obtient

$$J_+^{(p)}(\gamma) = \frac{\kappa_e \beta \sin(\kappa_e h \beta)}{4\pi \cos(\kappa_e \beta h) - \cos(\rho_p)} \frac{\prod_{m=0}^{+\infty} (1 - \xi/\theta_m)}{\prod_{m=-\infty}^{+\infty} (1 - \xi/\eta_m^-)} e^\Phi \quad (\text{F.17})$$

$$J_-^{(p)}(\gamma) = \frac{\prod_{m=0}^{+\infty} (1 - \xi/\vartheta_m)}{\prod_{m=-\infty}^{+\infty} (1 - \xi/\eta_m^+)} e^{-\Phi} \quad (\text{F.18})$$

$$\Phi = (-i\xi/\pi)[h\beta \log(2\cos \chi_e) + \chi_e d] \quad (\text{F.19})$$

Le facteur  $e^\Phi$  permet d'assurer une croissance algébrique de  $J_\pm^{(p)}$  lorsque  $\xi \rightarrow +\infty$ .

Il est possible de calculer précisément ces fonctions à l'aide de l'approximation de Richardson. Considérons dans un premier temps la fonction  $J_+^{(p)}$  décrite par l'équation F.17. On pose

$$\mathcal{K} = \frac{\kappa_e \beta \sin(\kappa_e h \beta)}{4\pi \cos(\kappa_e \beta h) - \cos(\rho_p)} \quad (\text{F.20})$$

et en appliquant le logarithme népérien à  $J_+^{(p)}$  pour transformer le produit infini en série :

$$\ln J_+^{(p)} = \Phi + \ln(\mathcal{K}(1 - \xi/\eta_0^-)) + \sum_{m=0}^{+\infty} \ln \frac{(1 - \xi/\theta_m)}{(1 - \xi/\eta_m^-)(1 - \xi/\eta_{-m}^-)} \quad (\text{F.21})$$

On définit ensuite les termes  $a_m$  et  $A_N$  :

$$a_m = \ln \frac{(1 - \xi/\theta_m)}{(1 - \xi/\eta_m^-)(1 - \xi/\eta_{-m}^-)} \quad (\text{F.22})$$

$$A_N = \sum_{m=0}^N a_m \quad (\text{F.23})$$

L'approximation de Richardson permet d'estimer la limite de la série  $A_\infty$  à l'aide de deux paramètres  $N_1$  et  $N_2$  que l'on choisit respectivement égaux à 480 et 4.

$$A_\infty = \sum_{m=0}^{+\infty} a_m \approx \frac{A_{N_1} N_1^{N_2} (-1)^{N_2}}{\Gamma(N_2 + 1)} + \sum_{k=1}^{N_2} \frac{A_{N_1+k} (N_1 + k)^{N_2} (-1)^{N_2+k}}{\Gamma(k+1)\Gamma(N_2 - k + 1)} \quad (\text{F.24})$$

On revient finalement à  $J_+^{(p)}$  avec :

$$J_+^{(p)}(\gamma) = \mathcal{K}(1 - \xi/\eta_0^-) \exp(A_\infty + \Phi) \quad (\text{F.25})$$

De manière similaire, pour  $J_-^{(p)}$ , on a

---


$$\ln J_-^{(p)} = -\Phi + \ln(\mathcal{K}(1 - \xi/\eta_0^+)) + \sum_{m=0}^{+\infty} b_m \quad (\text{F.26})$$

$$b_m = \ln \frac{(1 - \xi/\vartheta_m)}{(1 - \xi/\eta_m^+)(1 - \xi/\eta_{-m}^+)} \quad (\text{F.27})$$

$$B_N = \sum_{m=0}^N b_m \quad (\text{F.28})$$

Pour calculer  $B_\infty$ , on utilise alors l'équation F.24 en remplaçant  $A_{N_1}$  et  $A_{N_1+k}$  par  $B_{N_1}$  et  $B_{N_1+k}$  et on revient à  $J_-^{(p)}$  par :

$$J_-^{(p)}(\gamma) = (1 - \xi/\eta_0^+) \exp(B_\infty - \Phi) \quad (\text{F.29})$$



# Bibliographie

- [1] Directive 2002/30/ce. *Journal officiel des Communautés européennes*, 2002.
- [2] **Abramowitz M. & Stegun I.A.** *Handbook of mathematical functions*. Dover Publications, New York, 1970.
- [3] **ACNUSA**. Autorité de contrôle des nuisances aéroportuaires. <http://www.acnusa.fr/>.
- [4] **Adamczyk J.J.** The passage of an infinite swept airfoil through an oblique gust. *NASA Contractor Report*, NASA CR-2395, 1974.
- [5] **Adams H.L.** Noiseless device. U. S. Patent 2071012, Feb. 1937.
- [6] **Amiet R.K.** Refraction of sound by a shear layer. *J. Sound Vib.*, 58(4) p. 467–482, 1978.
- [7] **Amiet R.K.** Transmission and reflection of sound by a blade row. *AIAA J.*, 9 p. 1893–1894, 1971.
- [8] **Amiet R.K.** Compressibility effects in unsteady thin-airfoil theory. *AIAA J.*, 12 p. 253–255, 1974.
- [9] **Amiet R.K.** Transmission and reflection of sound by two blade rows. *J. Sound Vib.*, 34(3) p. 399–412, 1974.
- [10] **Amiet R.K.** Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *J. Sound Vib.*, 41(4) p. 407–420, 1975.
- [11] **Amiet R.K.** Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *J. Sound Vib.*, 47(3) p. 387–393, 1976.
- [12] **Amiet R.K.** Effect of the incident surface pressure field on noise due to turbulent flow past a trailing edge. *J. Sound Vib.*, 57(2) p. 305–306, 1978.
- [13] **Amiet R.K. & Sears W.R.** Reflection and transmission of oblique sound waves by a blade row. *Rapport Technique*, NASA SP-207 p. 223–230, 1969.
- [14] **Angland D., Zhang X., Chow L.C., & N.Molin.** Measurements of flow around a flap side-edge with porous edge treatment. Tech. rep., 2006.
- [15] **Bailly C. & Comte-bellot G.** *Turbulence*. CNRS editions, 2003.
- [16] **Bendat A. & Piersol J.** *Engineering application of correlation and spectral analysis*. 1993.
- [17] **Billingsley J. & Kinns R.** The acoustic telescope. *J. Sound Vib.*, 48 p. 485–510, 1976.
- [18] **Bock B.** *Flow computation and sound prediction of a cascade*. Master's thesis, TU Berlin, 2010.

- [19] **Bohn A.J.** Edge noise attenuation by porous edge extensions. In *14th AIAA Aerospace Sciences Meeting Proceedings*, AIAA 76-80. 1976.
- [20] **Bonnet J.P., Delville J., & Garem H.** Space and space-time longitudinal velocity correlations in the turbulent far wake of a flat plate in incompressible flow. *Exp. Fluids*, 4 p. 189–196, 1986.
- [21] **Borgoltz A., Devenport W.J., & Craig L.** Space-time correlations and trailing edge flow structure in fan-blade wakes with trailing edge blowing. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2006-2480. 2006.
- [22] **Brooks T., Pope D., & Marcolini M.** Airfoil self-noise and prediction. *NASA*, Reference Publication 1218, 1989.
- [23] **Brooks T.F. & Hodgson T.H.** Trailing edge noise prediction from measured surface pressures. *J. Sound Vib.*, 78(1) p. 69–117, 1981.
- [24] **Brooks T.F. & Humphrey W.M.** A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays. *J. Sound Vib.*, 294 p. 85–879, 2006.
- [25] **Brooks T.F. & Humphrey W.M.** Extension of DAMAS phased array processing for spatial coherence determination (DAMAS – C). In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA-2006-2654. 2006.
- [26] **Carazo A., Roger M., & Omais M.** Analytical prediction of wake-interaction noise in counter-rotation open rotors. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2011-2758. 2011.
- [27] **Casalino D., Diozzi F., Sannino R., & Paonessa A.** Aircraft noise reduction technologies : a bibliographic review. *Aerospace Science and Technology*, 12(1), 2008.
- [28] **Chanaud R.C.** Noise reduction in propeller fans using porous blades at free-flow conditions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 51, 1972.
- [29] **Chandiramani K.L.** Diffraction of evanescent waves, with applications to aerodynamically scattered sound and radiation from un baffled plates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 55(1) p. 19–29, 1974.
- [30] **Chase D.M.** Noise radiated from an edge in a turbulent flow. *AIAA J.*, 13 p. 1041–1047, 1975.
- [31] **Chase D.M.** The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model. *J. Sound Vib.*, 112 p. 125–147, 1987.
- [32] **Ciskowski R.D. & Brebbia C.A.** *Boundary Element Method in acoustics*. Computational Mechanics Publications, 1991.
- [33] **Corcos G.M.** Resolution of pressure in turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 35(2) p. 192–199, 1963.
- [34] **Corcos G.M.** The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows. *J. Fluid Mech.*, 18 p. 353–378, 1964.
- [35] **Coupland J.** RANS and DES simulations for WP2 baseline airfoil. *FLOCON Deliverable D2.2*, ACP7-GA-2008-213411, 2011.



- 
- [36] **Curle N.** The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. R. Soc. Lond.*, A 231 p. 505–514, 1955.
- [37] **Dassen T., Parchen R., Bruggeman J., & Hagg F.** Results of a wind tunnel study on the reduction of airfoil self-noise by the application of serrated blade trailing edges. In T.N. National Aerospace Laboratory Amsterdam, ed., *the 1996 European Union Wind Energy Conference and Exhibition*. Gothenburg, 1996.
- [38] **Desvigne D.** *Bruit rayonné par un écoulement subsonique affleurant une cavité cylindrique : caractérisation expérimentale et simulation numérique par une approche multidomaine d'ordre élevé*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2010.
- [39] **Dougherty R.P., Walker B.E., & Sutliff D.L.** Locating and quantifying broadband fan sources using in-duct microphones. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2010-3736. 2010.
- [40] **Drela M. & Gilles M.** A two dimensional viscous aerodynamic design and analysis code. 1987.
- [41] **Emery J., Herrig L., Erwin J., & Felix A.** Systematic two-dimensional cascade tests of naca 65-series compressor blades at low speeds. *NACA*, report 1368, 1957.
- [42] **Eurostat.** Transport aérien de marchandises. En ligne, <http://epp.eurostat.ec.europa.eu/ttr00011>.
- [43] **Eurostat.** Transport aérien de passagers. En ligne <http://epp.eurostat.ec.europa.eu/ttr00012>.
- [44] **Ffowcs-Williams J. & Hall L.H.** Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. *J. Fluid. Mech.*, 40(4) p. 657–670, 1970.
- [45] **Ffowcs-Williams J. & Hawkings D.L.** Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Proc. R. Soc. Lond.*, 264 p. 321–342, 1968.
- [46] **Finez A., Jacob M., & Roger M.** Etude expérimentale d'une grille d'aubes linéaire aéroacoustique. In *Actes du 10ème Congrès Français d'Acoustique*. Lyon, 2010.
- [47] **Finez A., Roger M., Jondeau E., & Jacob M.** Broadband noise reduction with trailing edge brushes. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2010-3980. 2010.
- [48] **Finez A., Roger M., Jondeau E., & Jacob M.** Broadband noise reduction of linear cascades with trailing edge serrations. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2011-2874. 2011.
- [49] **Finez A., Roger M., Jondeau E., & Jacob M.** Experimental investigation of trailing-edge noise from a linear cascade of cambered airfoils. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2011-2876. 2011.
- [50] **Fink M.R. & Bailey D.** Airframe noise reduction studies and clean-airframe noise investigation. Contractor Report 15796, NACA, 1980.
- [51] **Fite E.B., Woodward R.P., & Podboy G.G.** Effect of trailing edge flow injection on fan noise and aerodynamic performance. In *3rd AIAA Flow Control Conference Proceedings*, AIAA 2006-2844. 2006.
- [52] **FLOCON.** Description of work. Tech. rep., 2011.

- [53] **Franklin R.** Acoustic resonance in cascades. *J. Sound Vib.*, 25(4) p. 587 – 595, 1972.
- [54] **Fremion N., Vincent N., Jacob M., Robert G., Louisot A., & Guerrand S.** Aerodynamic noise radiated by intercoach spacing and the bogier of high speed train. *J. Sound Vib.*, 2000.
- [55] **Fukano T., Kodama Y., & Senoo Y.** Noise generated by low pressure axial flow fans. i : Modeling of turbulent noise. *J. Sound Vib.*, 50 p. 63–74, 1977.
- [56] **Gamet L. & Turpin T.** Parametrized aeroacoustic optimization applied to a naca65-1210 airfoil. noise prediction for baseline configuration, onera wavy le and isvr serrated te. *FLOCON deliverable D2.10*, ACP7-GA-2008-213411, 2011.
- [57] **Glegg S.** Airfoil self-noise generated in a cascade. *AIAA J.*, 36(9) p. 1575–1395, 1998.
- [58] **Glegg S.** Broadband fan noise generated by small scale turbulence. *NASA*, CR-207752, 1998.
- [59] **Glegg S.** The response of a swept blade row to a three-dimensional gust. *J. Sound Vib.*, 227(1) p. 29–64, 1999.
- [60] **Glegg S. & Jochault C.** Broadband self-noise from a ducted fan. *AIAA J.*, 36(8) p. 1387–1395, 1998.
- [61] **Glegg S. & Walker N.** Fan noise from blades moving through boundary layer turbulence. In *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 1999-1888. 1999.
- [62] **Gloerfelt X.** Spectre de pression pariétale sous une couche limite turbulente et rayonnement acoustique associé. In *Actes du 10ème Congrès Français d’Acoustique*. Lyon, 2010.
- [63] **Gloerfelt X.** The link between wall pressure spectra and radiated sound from turbulent boundary layers. In *16th AIAA/CEAS Conference Proceedings*. AIAA 2010-3904.
- [64] **Godard A.** *Etude numérique et expérimentale d’un compresseur aspiré*. Ph.D. thesis, Ecole centrale de Lyon, 2010.
- [65] **Goldstein M.E.** *Aeroacoustics*. McGraw-Hill Internation Book Company, 1967.
- [66] **Grilliat J.** *Contribution à l’étude aéroacoustique des écoulements de jeu*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [67] **Gruber M., Joseph P., & Chong T.P.** Experimental investigation of airfoil self noise and turbulent wake reduction by the use of trailing edge serrations. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2010-3803.
- [68] **Gruber M., Joseph P., & Chong T.P.** On the mechanisms of serrated airfoil trailing edge noise reduction. In *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2011-2781.
- [69] **Gruber M. & Joseph P.F.** Self-noise and wake measurements on configuration 1 airfoils. *FLOCON deliverable D2.3*, ACP7-GA-2008-213411, 2011.
- [70] **Guédel A.** *Acoustique des ventilateurs. Génération du bruit et moyens de réduction*. Cetiati, 1999.
- [71] **Hardin J.C.** Noise radiation from side-edges of flaps. *AIAA J.*, 18(5), 1980.

- 
- [72] **Herr M.** Design criteria for low-noise trailing edges. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2007-3470. 2007.
- [73] **Herr M. & Dobrzynski W.** Experimental investigations in low trailing edge design. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2004-2804. 2004.
- [74] **Hirsch C.**, ed. *Advanced methods for cascade testings*, AG-328. AGARD, 1993.
- [75] **Howe M.S.** A review of the theory of trailing-edge noise. *J. Sound Vib.*, 61(3) p. 437–465, 1978.
- [76] **Howe M.S.** Surface pressure fluctuations produced by vortex shedding from a coated airfoil. *J. Sound Vib.*, 113(2) p. 233–244, 1987.
- [77] **Howe M.S.** Aerodynamic noise of a serrated trailing edge. *Journal of Fluid and Structures*, 5(1) p. 33–45, 1991.
- [78] **Howe M.S.** Noise produced by a sawtooth trailing edge. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90(1) p. 482–487, 1991.
- [79] **Howe M.S.** Blade-vortex interaction noise in two-dimensional cascade flow. *J. Sound Vib.*, 156(2) p. 303–325, 1992.
- [80] **Jacob M.C., Robert G., Fremin G., & Guerrand S.** In-flow acoustic measurements on high speed trains. In *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2000-2011. 2000.
- [81] **Jaeger M.** Effect of surface treatment on a array microphone self-noise. In *6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2000-1937. 2000.
- [82] **Jones L. & Sandberg R.** Numerical investigation of airfoil self-noise reduction by addition of trailing-edge serrations. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, 2010-3703.
- [83] **Jones M.G., Parrott T.L., Sutliff D.L., & Hughes C.E.** Assessment of soft vane and metal foam engine noise reduction concepts. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2009-3142. 2009.
- [84] **Kaji S. & Okazaki T.** Propagation of sound waves through a blade row, i. analysis based on the semi-actuator disk theory. *J. Sound Vib.*, 11 p. 339–353, 1970.
- [85] **Kaji S. & Okazaki T.** Propagation of sound waves through a blade row, ii. analysis based on the acceleration potential method. *J. Sound Vib.*, 11 p. 355–375, 1970.
- [86] **Khorrani M.R. & Choudhari M.M.** Application of passive porous treatment to slat trailing edge noise. Technical Memorandum 212416, NASA/TM, 2003.
- [87] **Koch W.** On transmission of sound through a blade row. *J. Sound Vib.*, 18, 1971.
- [88] **Koch W.** Resonant acoustic frequencies of flat plate cascades. *J. Sound Vib.*, 88(2) p. 233–242, 1983.
- [89] **Koop L., Ehrenfried K., & Dillmann A.** Reduction of flap side-edge noise : passive and active flow control. In *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2004-2803. 2004.
- [90] **Landau L.D. & Lifschitz E.M.** *Fluid Mechanics*. Pergamon Press, 1987.
- [91] **Leitch T.A., Saunders C.A., & Ng W.F.** Reduction of unsteady stator-rotor interaction using trailing-edge blowing. *J. Sound Vib.*, 235(2) p. 235–245, 2000.

- [92] **Lepicovsky J.** On the flowfield periodicity in the nasa transonic flutter cascade. *J. of Turbomachinery*, 123 p. 501–509, 2001.
- [93] **Lighthill M.J.** *An introduction to Fourier analysis and generalised functions*. Cambridge University Press, 1958.
- [94] **Lilley G.M.** A study of the silent flight of the owl. In *4th AIAA/CEAS Conference Proceedings*. AIAA 1998-2340.
- [95] **Lockard D.P.** An efficient two-dimensional implementation of the fflowcs williams and hawkins equation. *J. Sound Vib.*, 229(4), 2000.
- [96] **Lowson M.V.** Reduction of compressor noise radiation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 43, 1968.
- [97] **Lutz T., Würz W., Herrig A., Braun K., & Wagner S.** Numerical optimization of silent airfoil sections. In *7th German Wind Energy Conference Proceedings*. 2004.
- [98] **Mani R. & Horvay G.** Sound transmission through blade row. *J. Sound Vib.*, 12(1) p. 59–83, 1970.
- [99] **Marsden A., Wang M., Dennis J.E., & Moin P.** Trailing-edge noise reduction using derivative-free optimisation and large-eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, 572 p. 13–36, 2007.
- [100] **Moreau S. & Roger M.** Back-scattering correction and further extensions of Amiet’s trailing-edge noise model. part II : application. *J. Sound Vib.*, 323 p. 397–425, 2009.
- [101] **Nash E.C., Lowson M.V., & McAlpine A.** Boundary-layer instability noise on aerofoils. *J. Fluid Mech.*, 382 p. 27–61, 1999.
- [102] **Noble B.** *Methods based on the Wiener-Hopf technique for the solution of partial differential equations*. Pergamon Press, 1958.
- [103] **Oerlemans S., Fisher M., Maeder T., & Kögler K.** Reduction of wind turbine noise using optimized airfoils and trailing-edge serrations. *AIAA J.*, 47(6) p. 1470–1481, 2009.
- [104] **Ortmann J. & Wild J.** Effect of acoustic slat modifications on aerodynamic properties of high-lift systems. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2006-3842. 2006.
- [105] **Padois T., Prax C., & Valeau V.** Traitement d’antenne appliqué aux mesures en soufflerie : prise en compte des effets d’écoulement sur la propagation au moyen d’un modèle numérique. In *Actes du 10ème Congrès Français d’Acoustique*. Lyon, 2010.
- [106] **Parker R.** Resonance effects in wake shedding from parallel plates : some experimental observations. *J. Sound Vib.*, 4(1) p. 62–72, 1966.
- [107] **Parker R.** Resonance effects in wake shedding from compressor blading. *J. Sound Vib.*, 6 p. 302–309, 1967.
- [108] **Parker R.** Resonance effects in wake shedding from parallel plates : calculation of resonant frequencies. *J. Sound Vib.*, 5(2) p. 330–343, 1967.
- [109] **Peake N.** The scattering of vorticity wave by an infinite cascade of flat plates in subsonic flow. *Wave motion*, 18 p. 255–271, 1993.

- 
- [110] **Piet J.F.** Hublot acoustique : caractérisation de la transmission et implantation des microphones. *ONERA RT 1/06965 DSNA/DMAE*, 2002.
- [111] **Posson H.** *Fonctions de réponse de grille d'aubes et effet d'écran pour le bruit à large bande des soufflantes*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [112] **Posson H., Moreau S., & Roger M.** On the use of a uniformly valid analytical rectilinear cascade response function for fan broadband noise predictions. *J. Sound Vib.*, 329, 2010.
- [113] **Posson H. & Roger M.** Experimental validation of a cascade response function for fan broadband noise predictions. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2008-2844. 2008.
- [114] **Posson H., Roger M., & Moreau S.** On a uniformly valid analytical rectilinear cascade response function. *J. Fluid Mech.*, 663, 2010.
- [115] **Pérennès S.** *Caractérisation des sources de bruit aérodynamique à basses fréquences de dispositifs hypersustentateurs*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon, 199.
- [116] **Ravetta P.A., Burdisso R.A., & Ng W.F.** Noise source localisation and optimization of phased array results (LORE). In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2006-2713. 2006.
- [117] **Remillieux M., Crede E., Carmargo H., Burdisso R., Devenport W., Rasnick M., Seeters P.V., & Chou A.** Calibration and demonstration of the new virginia tech anechoic wind tunnel. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2008-2911. 2008.
- [118] **Revell J.D., Kuntz H.L., Balena F.J., Horne C., Storms B.L., & Dougherty R.P.** Trailing-edge flap noise reduction by porous acoustic treatment. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 97-1646-CP. 1997.
- [119] **Roger M. & Carazo A.** Blade-geometry considerations in analytical gust-airfoil interaction noise models. In *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2010-3799. 2010.
- [120] **Roger M. & Moreau S.** Broadband self-noise from loaded fan blades. *AIAA J.*, 42(3) p. 536–544, 2004.
- [121] **Roger M. & Moreau S.** Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing-edge noise model. part I : theory. *J. Sound Vib.*, 286 p. 477–506, 2005.
- [122] **Rozenberg Y.** *Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calculs moyennés de mécanique des fluides*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [123] **Rozenberg Y., Roger M., & Moreau S.** Fan blade trailing-edge noise prediction using rans simulations. In *EuroNoise Acoustic's 08 Conference Proceedings*, 4pNSq2. 2008.
- [124] **Rozenberg Y., Roger M., & Moreau S.** Rotating blade trailing-edge noise : experimental validation of analytical model. *AIAA J.*, 48(5) p. 951–962, 2010.
- [125] **Sabah M.** *Etude expérimentale du bruit à large bande d'une grille d'aubes. Application au calcul du bruit des soufflantes*. Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2001.

- [126] **Sabah M. & Roger M.** Experimental study and model predictions of cascade broadband noise. In *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2001-2243. 2001.
- [127] **Sarradj E. & Geyer T.** Noise generation by porous airfoils. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2007-3719. 2007.
- [128] **Satyanarayana B. & Davis S.** Experimental studies of unsteady trailing-edge conditions. *AIAA J.*, 16 p. 125–129, 1978.
- [129] **Schepers J.G., Curvers A., Oerlemans S., Braun K., Lutz T., Herrig A., Wuerz W., Matesanz A., Garcillan L., Fisher M., Koegler K., & Maeder T.** Sirocco : silent rotors by acoustic optimisation. In *Proceedings of the Second International Meeting on Wind Turbine Noise*. Inst. of Noise Control Engineering, 2007.
- [130] **Schlinker R. & Amiet R.K.** Helicopter rotor trailing edge noise. In *7th AIAA Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 81-2001. 1981.
- [131] **Schlinker R.H. & Amiet R.K.** Helicopter rotor trailing edge noise. Contractor Report 3470, NACA, 1981.
- [132] **Schröder A., Dierksheide U., Wolf J., Herr M., & Kompenhans J.** Investigation on trailing-edge noise sources by means of high-speed piv. In *Proceedings of 12th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. 2004.
- [133] **Sijtsma P.** Clean based on spatial source coherence. *International Journal of Aeroacoustics*, 6(4) p. 357–374, 2007.
- [134] **Smith S.N.** Discrete frequency sound generation in axial flow turbomachines. *Aeronautical research council reports and memoranda*, RM 3709, 1974.
- [135] **Soderman P.T., Allen C.S., Dougherty R., Underbrink J.R., Blake W.K., Lynch D., & Mueller T.J.** *Aeroacoustic Measurements*. Springer, 2002.
- [136] **Song B., Li X.G.S.M., Douglas J., & Ng W.** Flow periodicity improvement in a high speed compressor cascade with a large turning-angle. In *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference Proceedings*, AIAA 2002-3539. 2002.
- [137] **Sørensen D.N.** Minimizing the trailing edge noise from rotor-only fans using design optimization. *J. Sound Vib.*, 247(2) p. 305–323, 2001.
- [138] **Spalart P.** Direct simulation of a turbulent boundary layer up to  $Re_\theta=1410$ . *J. Fluid Mech.*, 187 p. 61–98, 1988.
- [139] **Staubs J.K. & Devenport W.J.** Sound radiation from a series of airfoils immersed in grid-generated turbulence. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*. 2008.
- [140] **Sutliff D.L., Tweedt D.L., Fite E.B., & Envia E.** Low-speed fan noise reduction with trailing edge blowing. In *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2002-2492. 2002.
- [141] **Suzuki T.** Generalized inverse beam-forming algorithm resolving coherent/incoherent, distributed and multipole sources. In *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2008-2954. 2008.

- 
- [142] **Troolin D.R., Longmire E.K., & Lai W.T.** Time resolved PIV analysis of flow over a NACA 0015 airfoil with Gurney flap. *Exp. Fluids*, 41 p. 241–254, 2006.
- [143] **Vouillarmet A.** *Cours d'aérodynamique des turbomachines*. Ecole Centrale de Lyon.
- [144] **Wang M., Freund J.B., & Lele S.J.** Computational prediction of flow-generated sound. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 38 p. 483–512, 2006.
- [145] **Wassaf H.S., Zhang Y., & Ibe O.C.** Wake acoustic analysis and image decomposition via beamforming of microphone signal projections on wavelet subspaces. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA 2006-2536. 2006.
- [146] **Whitehead D.S.** Classical two dimensional methods. Tech. rep., AGARD-AG-298, 1987.
- [147] **William E.G.** *Fourier Acoustics : Sound Radiation and nearfield acoustical holography*. Academic Press, 1999.
- [148] **Winkler J., Carolus T., & Moreau S.** Airfoil trailing-edge blowing : broadband noise prediction from large-eddy simulation. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 2009-3200. 2009.
- [149] **Woodward R.P., Fite E.B., & Podboy G.G.** Noise benefits of rotor trailing edge blowing for a model turbofan. In *45th AIAA Aerospace Meeting Proceedings*, AIAA 2007-1241. 2007.
- [150] **Zopellari E. & Juvé D.** Reduction of hot supersonic jet noise by water injection. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*, AIAA 98-2104, p. 35–45.







Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon

Nom-Prénom	Corps grade	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
BEROUAL Abderrahmane	professeur	AMPERE	ECL
BURET François	professeur	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
NICOLAS Alain	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SCORLETTI Gérard	professeur	AMPERE	ECL
SIMONET Pascal	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
VOLLAIRE Christian	professeur	AMPERE	ECL

**Nbre Ampère 9**

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
---------------	-----------------------	---------	-----

**Nbre DER EEA 1**

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

**Nbre DER STMS 2**

LOHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

**Nbre ICJ 7**

DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
----------------	------------	------	-----

**Nbre ICTT 1**

CALLARD Anne-Ségolène	professeur	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
O'CONNOR Ian	professeur	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	INL	ECL

ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

Nbre INL 18

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
-------------	------------	-------	-----

Nbre LIRIS 1

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT genevièvre	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	professeur	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	professeur	LMFA	ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

Nbre LMFA 23

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegrid	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	professeur	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL

<i>SIDOROFF François</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>SINOUE Jean-Jacques</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>STREMSDOERFER Guy</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>THOUVEREZ Fabrice</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>TREHEUX Daniel</i>	<i>professeur</i>	LTDS	ECL
<i>VINCENS Eric</i>	<i>maître de conférences</i>	LTDS	ECL

**Nbre LTDS 25**

**Total HdR ECL**

**91**



## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Messieurs M. JACOB et M. ROGER

et les rapports de

Monsieur C. SCHRAM  
Professeur - Aeroacoustics and Aerospace & Environmental and Applied Fluid Dynamics Depts  
Von Karman Institute for Fluid Dynamics - Chaussée de Waterloo 72 - 1640 RHODE SAINT GENESE  
Belgique

Et de

Monsieur H. SILLER  
Docteur-Ingénieur - Institut für Antriebstechnik - Abteilung Triebwerksakustik  
Deutsche Luft und Raumfahrtgesellschaft - Mueller-Breslau-Strasse 8 - D-10623 BERLIN - Allemagne

**Monsieur FINEZ Arthur**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE**

Fait à Ecully, le 7 mai 2012

P/Le directeur de l'E.C.L.  
La directrice des Etudes

