



Analyse expérimentale de l'aérodynamique proche paroi et modélisation du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile en écoulement subsonique

Cyrille Bonamy

► To cite this version:

Cyrille Bonamy. Analyse expérimentale de l'aérodynamique proche paroi et modélisation du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile en écoulement subsonique. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers - ESIP, 2007. Français. NNT : . tel-00193029

HAL Id: tel-00193029

<https://theses.hal.science/tel-00193029>

Submitted on 30 Nov 2007

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

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

THESE

pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'Université de Poitiers

ÉCOLE SUPÉRIEURE d'INGÉNIEURS DE POITIERS

(Diplôme National - Arrêté du 30 mars 1992)

Ecole Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur

SPÉCIALITÉ

Acoustique et Dynamique des Écoulements Instationnaires

Présentée par

Cyrille BONAMY

**Analyse expérimentale de l'aérodynamique
proche paroi et modélisation du bruit de bord de
fuite d'un profil d'aile en écoulement subsonique**

Directeur de thèse : **Yves GERVAIS**

Date de soutenance : le 25 octobre 2007

JURY

H. BOISSON	Directeur de Recherche, IMF, Toulouse	Rapporteur
M. ROGER	Professeur, LMFA, Ecole Centrale de Lyon	Rapporteur
J. BORÉE	Professeur, LEA, ENSMA Poitiers	Examineur
Y. GERVAIS	Professeur, LEA, Université de Poitiers	Examineur
A. SAKOUT	Professeur, LEPTAB, Université de La Rochelle	Examineur
V. VALEAU	Maître de Conférences, LEA, Université de Poitiers	Examineur

Remerciements

Cette thèse n'aurait vu le jour sans la confiance, la patience, la générosité et la grande humanité de mon directeur de thèse, Monsieur Yves Gervais, professeur au Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers, que je remercie plus que vivement. Je tiens à lui faire part ici de toute mon amitié ainsi que de mon immense reconnaissance.

Je suis reconnaissant à Henri Boisson et Michel Roger d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Leurs commentaires et leurs questions m'ont permis de clarifier ma rédaction et m'ont donné de nouvelles pistes de réflexion.

Je remercie tous les membres de mon jury de thèse, Jacques Borée, Henri Boisson, Michel Roger, Anas Sakout et Vincent Valeau, d'avoir accepté de juger mon travail.

Je remercie grandement tous les étudiants et le personnel du Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers avec qui j'ai eu l'occasion de travailler ou de boire un café, voire plus... Tous ces moments furent un réel plaisir. Je ne citerai personne de peur d'en oublier, mais qu'ils reçoivent, à la lecture de ces lignes, l'expression de ma gratitude.

J'ai une pensée spéciale pour les personnes m'ayant occasionnellement logé à Poitiers, Solenn, Yves, ainsi que ma logeuse "officielle" Amélie.

Il en est de même, voire plus, pour l'ensemble de mes amis, que ce soit Pierre-Yves, Enrique, Delphine, Christophe, Karine, Léa, Nico, Cyrille (un autre), Céline, Élodie, l'équipe des G^2 , les potes du 77 *FADA*, ou encore la famille tourangelle des Oiseaux De Nuit (les *ODN*).

J'exprime par ailleurs toute ma reconnaissance à l'ensemble de ma famille qui a su me supporter et m'encourager, et plus particulièrement à Anne-Marie ma mère et Mireille ma soeur. Je pense aussi à Vincent, mon frère qui, avec Carole, m'a toujours soutenu.

Je voudrais enfin rendre hommage à mon père, André BONAMY, qui nous a quittés prématurément en 2001. Sans lui, je n'écirais pas ces quelques mots, pour une raison évidente de génétique mais aussi et surtout en raison des valeurs qu'il a su me transmettre, que ce soit son dévouement pour la recherche, son respect de la Vie et plus généralement de notre belle planète, mais aussi et enfin son désintérêt pour les aspects matériels et plus particulièrement financiers. Mon travail lui est dédié, même si celui-ci n'est clairement pas à la hauteur de ce grand homme qui restera à jamais dans ma mémoire et mon coeur.

Table des matières

Nomenclature	v
Introduction	1
1 Étude bibliographique	5
1.1 Bruit d’obstacles en écoulement	5
1.2 Modélisation de l’aéroacoustique des écoulements de paroi	8
1.2.1 Analogie de Lighthill	9
1.2.2 Extension de Curle, puis de Ffowcs Williams & Hawkings, du modèle de Lighthill	10
1.2.3 Influence des discontinuités géométriques d’un corps solide mis en mouvement sur le bruit aéroacoustique induit	12
1.3 Bruit de profil d’aile type NACA0012 à bord de fuite effilé en écoulement	14
1.4 Conclusion	21
2 Modèle aéroacoustique de bruit de bord de fuite	23
2.1 Modèle de prédiction aéroacoustique du bruit de bord de fuite	24
2.1.1 Hypothèses du modèle :	24
2.1.2 Développement de l’expression analytique de l’estimation	25
2.2 Estimation des données d’entrées du modèle.	29
2.2.1 La modélisation du spectre en nombre d’onde du champ de pression pariétale.	29
2.2.2 Les modèles de vitesse de convection.	37
2.3 Modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite.	41
2.3.1 Modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite avec utilisation du modèle de Corcos.	42
2.3.2 Modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite avec utilisation du modèle de Chase.	43
2.4 Conclusion	50

3	Mise en place du dispositif expérimental	51
3.1	Les souffleries	51
3.1.1	La soufflerie subsonique Nieuport	52
3.1.2	La soufflerie subsonique anéchoïque Eole	53
3.2	Les profils expérimentés	54
3.2.1	Le NACA0012 de grande corde	55
3.2.2	Le NACA0012 adapté à la soufflerie anéchoïque	57
3.3	Instrumentation	60
3.3.1	Mesure des pressions pariétales	60
3.3.2	Mesure de vitesses - Anémométrie à fil chaud	68
3.3.3	Mesure des pressions acoustiques	79
3.4	Conclusions	79
4	Traitement des données expérimentales	83
4.1	Techniques d'analyse de données pour les pressions pariétales	84
4.1.1	Analyse statistique dans le domaine temporel	84
4.1.2	Analyse statistique fréquentielle classique	89
4.1.3	Autres méthodes d'analyse statistique dans le domaine fréquentiel	95
4.2	Techniques d'analyse des vitesses et des pressions acoustiques	102
4.2.1	Les vitesses	102
4.2.2	Les pressions acoustiques	104
4.2.3	Analyse simultanée de plusieurs grandeurs	108
4.3	Conclusion	109
5	Résultats expérimentaux et comparaisons aux modélisations	111
5.1	Caractéristiques statiques des écoulements autour du profil	112
5.1.1	Coefficients de pression statique	112
5.1.2	Les profils de vitesse moyenne	116
5.2	Le Champ de pression pariétale fluctuante	119
5.2.1	Les DSP	119
5.2.2	Coefficient de pression fluctuante	124
5.2.3	La convection de la turbulence	126
5.2.4	Validité des modèles de statistique du champ de pression pariétale	129
5.2.5	Validation du modèle de CLT de Chase dans l'espace des nombres d'onde par filtrage spatial	133
5.2.6	Analyse des signatures du champ de pression pariétale par la POD et la EPOD	136
5.3	La vitesse fluctuante	143
5.3.1	Analyse statistique classique	143
5.3.2	Caractéristiques spectrales des fluctuations de vitesse	144

5.3.3	Cartographie des cohérences Pression-Vitesse	146
5.3.4	Signature du champ de pression pariétale sur la vitesse fluctuante par l'intermédiaire de la EPOD	152
5.4	Les résultats acoustiques	157
5.4.1	Intérêt de la méthode COP	157
5.4.2	Bruit tonal de couche limite laminaire	158
5.4.3	Bruit large bande de bord de fuite	164
5.5	Conclusion	177
Conclusion générale		179
ANNEXE : Le modèle d'épaisseur de couche limite.		189

Nomenclature

c_e	Corde du profil
c_0	Célerité du son
C_p	Coefficient de pression statique
$C_{p'}$	Coefficient de pression fluctuante
f	Fréquence en Hertz
f_c	Fréquence de coupure du spectre de turbulence
H	Facteur de forme
$\vec{k}$	Nombre d'onde
L	Envergure du profil
q	Pression dynamique de l'écoulement amont : $q = 0.5\rho_0 U_0^2$
M_{0R}	Nombre de Mach de l'écoulement extérieur dans la direction de l'observateur
M_0	Nombre de Mach de l'écoulement extérieur
M_{vR}	Nombre de Mach des structures turbulentes sur le profil dans la direction de l'observateur
M_{v1}	Nombre de Mach des structures turbulentes sur le profil dans la direction longitudinale
M_v	Nombre de Mach des structures turbulentes sur le profil

M_{WR}	Nombre de Mach des structures turbulentes du sillage dans la direction de l'observateur
p_I	Pression incidente
p_{ref}	Pression référence ($= 2e - 5$ Pa)
$P(\vec{k}, \omega)$	Spectre dans l'espace des nombres d'onde des fluctuations de pression pariétale, tel que : $P(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\vec{\xi}, \tau) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{\xi} - \omega \tau)} d\vec{\xi} d\tau$
$P(\omega)$	Densité Spectrale de Puissance des fluctuations de pression en un point
(R, α_k, θ)	Coordonnées cylindriques de l'observateur
$R(\vec{\xi}, \tau)$	Intercorrélation entre deux capteurs distants de $\vec{\xi}$, tel que : $R(\vec{\xi}, \tau) = \langle p_k(\vec{x}, t) p_k(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) \rangle$
Re	Nombre de Reynolds basé sur la corde du profil ou de la maquette
Re_c	$= Re$
Re_δ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite
U_0	Vitesse en amont du profil
U_p	Vitesse extérieure au voisinage du bord de fuite du profil
U_c	Vitesse de convection moyenne des structures turbulentes sur le profil
u_t	Vitesse tangente au profil
u_n	Vitesse normale au profil
W	Vitesse de convection moyenne des structures turbulentes dans le sillage
z	Altitude par rapport au profil
α	Incidence imposée au profil
α_1	Constante longitudinale associée au modèle de Corcos
α_3	Constante transversale associée au modèle de Corcos

α_t	Angle d'attaque du profil référencé à l'axe de la soufflerie
α_*	Angle d'attaque effectif aérodynamique du profil
β	Angle entre la paroi du profil et l'écoulement
δ	Épaisseur de la couche limite turbulente définie par $U(\delta)=0.99U_0$
δ^*	Épaisseur de couche limite turbulente de déplacement : $\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U(y)}{U_0}\right) dy$
$\Gamma(\vec{\xi}, \omega)$	Interspectre du champ de pression pariétale
ν_*	Vitesse de frottement en paroi
ω	Fréquence en radian
$\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_3)$	Vecteur déplacement dans le plan de la paroi
Φ_1	Angle formé par le vecteur vitesse $\vec{U}$ et l'axe du fil de la sonde
Φ_2	Angle formé par le plan support sonde-fil chaud et le vecteur vitesse $\vec{U}$

Introduction

Depuis toujours le bruit est reconnu comme nuisance environnementale, mais l'intérêt porté à celui-ci n'est devenu majeur que depuis quelques années. En effet, il est désormais prouvé qu'une exposition prolongée à un haut niveau sonore engendre de forts troubles physiologiques et psychologiques, ce qui impose qu'on cherche à prédire et traiter le bruit dès la phase de conception d'un dispositif.

L'humain étant sensible à une gamme de fréquence très large (20-20000 Hz), nombre de mécanismes physiques peuvent être source de nuisance. De nombreuses normes concernant le bruit admissible ont par conséquent été établies, relatives par exemple au bruit des automobiles, à celui des lieux hautement sonorisés, ou encore au bruit à proximité des aéroports.

Les récents progrès technologiques ont permis des gains très significatifs en termes de réduction de bruit, comme en témoignent - même si notre mémoire est mauvaise dans ce domaine - les niveaux de bruit actuels de certains équipements en rapport à ce qu'ils étaient il y a quelques dizaines d'années (bruit des moteurs thermiques, des véhicules...). Ces évolutions, au cours desquelles on a évidemment cherché à minimiser les principales sources de bruit, ont conduit à ce que certaines sources initialement considérées comme secondaires sont peu à peu devenues émergentes, pouvant même atteindre des niveaux équivalents aux sources principales.

Le bruit aérodynamique des avions ou encore le bruit large bande des ventilateurs font partie de ces sources acoustiques, anciennement noyées dans le bruit de fond ou du moins de faible importance. Du point de vue de la lutte contre les nuisances sonores et de la protection de l'environnement, s'y intéresser est important puisque leur contribution est devenue non négligeable au regard du bruit global d'un avion en phase d'atterrissage (en comparaison du bruit de jet, faible dans cette phase de vol) ou encore d'un ventilateur (en comparaison du bruit de raies).

Sur un plan purement scientifique, l'intérêt est là encore majeur dans la mesure où le mécanisme source de bruit est associé à la diffraction d'ondes aéro-hydrodynamiques par un bord mince ou effilé, mécanisme dont la modélisation reste fragmentaire.

Sur une plaque plane ou un profil d'aile placé en écoulement, une couche limite turbulente se développe. Les ondes de pression hydrodynamiques en résultant sont convectées sur le profil puis diffractées au passage du bord mince ou effilé. Ce phénomène implique qu'une partie

de l'énergie hydrodynamique est transformée en énergie acoustique se propageant en champ lointain. A noter que ce qu'on définit par diffraction ici, et dans toute la suite de ce mémoire, ne constitue pas de la diffraction au vrai sens du terme, qui n'implique que de l'acoustique (diffusion d'une onde lorsqu'elle rencontre un obstacle). Il faut l'interpréter ici comme un mécanisme de conversion d'énergie hydrodynamique en énergie acoustique au passage des structures turbulentes au niveau de la singularité géométrique que constitue le bord de fuite. Ce mécanisme a été étudié dans de nombreux travaux et quelques modélisations de celui-ci ont été développées en considérant notamment le profil comme une plaque plane d'incidence nulle, d'envergure infinie et de longueur semi-infinie. Par ailleurs, des modèles de couche limite (modèles de Corcos et de Chase notamment) apportent la connaissance de la statistique du champ de pression pariétale dans le cas d'une couche limite turbulente, ce qui permet, à l'aide des modèles de prédiction aéroacoustiques, d'estimer le spectre acoustique en champ lointain.

Le travail présenté ici relève de cette démarche. Il a tout d'abord pour objectif la validation de deux modèles de statistique de champ de pression pariétale établis pour des plaques planes au cas d'un profil d'aile de type NACA0012, avec ou sans incidence. Un modèle aéroacoustique de prédiction du bruit de bord de fuite par diffraction, tiré de la littérature, est ensuite adapté à l'utilisation des modèles de statistique des champs de pression pariétale précédents, puis validé à l'aide de données expérimentales pour un profil en incidence ou non. Ceci permet d'examiner l'influence d'un certain nombre d'aspects mal définis quant à la modélisation du bruit généré par diffraction sur un bord effilé ou mince, comme par exemple la nécessité d'appliquer ou non la condition de Kutta au bord de fuite, question qui s'avère loin d'être tranchée. De même, le modèle n'a pas été développé pour la prise en compte d'un éventuel gradient de pression imposé au profil, et nombre de caractéristiques, comme par exemple l'impact du bord d'attaque, ne sont pas considérées, motivant par la même ce travail d'adaptation.

La première phase du travail a ainsi consisté en l'étude de la statistique du champ de pression pariétale d'écoulements attachés sur profil NACA0012 en incidence ou non. Ce travail s'est notamment appuyé sur des mesures réalisées en soufflerie subsonique, en l'occurrence la soufflerie Nieuport du LEA destinée à des mesures d'ordre purement aérodynamique. Notons qu'il a été initié dans le cadre d'une Action de Recherche Concertée mise en place et portée par le CETIAT et le LMFA. L'objectif de celle-ci consistait plus précisément au développement de modèles prédictifs du bruit de bord de fuite large bande des pales de ventilateurs, le rôle du LEA consistant justement à fournir des informations aussi complètes que possible sur les champs de vitesse et de pression au voisinage et sur des profils, données indispensables à l'établissement desdits modèles.

La suite naturelle de cette première phase a concerné le volet aéroacoustique du travail. Elle a notamment consisté au développement, la réalisation et la mise en place d'un profil instrumenté en soufflerie anéchoïque (la soufflerie Eole du LEA) de façon à assurer les mesures simultanées des champs aérodynamiques (vitesse et pression pariétale) autour du profil et des champs

acoustiques lointains associés. Ceci a permis l'étude des liens entre les mécanismes sources et le bruit rayonné, et d'apporter les informations nécessaires à l'adaptation et l'application du modèle de prédiction du bruit de bord de fuite évoqué plus haut au cas d'un profil en incidence.

Sur le plan local, cette étude effectuée au Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers se positionne au sein d'une thématique relative au bruit aérodynamique des écoulements pariétaux. Elle est essentiellement expérimentale et complète les travaux à la fois numériques et expérimentaux menés au laboratoire sur les configurations génériques que sont la cavité et la marche montante. Par ailleurs, elle fait appel et participe au développement de techniques spécifiques de traitement de signal et de données, centre d'intérêt important du laboratoire.

Organisation du mémoire

Le premier chapitre reprend tout d'abord l'analogie aéroacoustique de Lighthill des écoulements libres, qui permet l'estimation du champ acoustique rayonné grâce à la connaissance des sources d'origine aérodynamique. L'extension de cette analogie par Curle est ensuite brièvement développée. Celle-ci permet de rendre compte du bruit d'origine aérodynamique dû à la présence de surfaces solides au sein d'un écoulement, puis l'intérêt de l'approche de Ffowcs Williams & Hawkings est précisé. On aborde ensuite le problème du bruit généré par la diffraction sur un bord effilé, ce qui permet de présenter le modèle adopté pour l'estimation du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile. La fin du chapitre expose certaines caractéristiques du mécanisme de génération du bruit large bande, en s'appuyant sur un ensemble de résultats expérimentaux et numériques.

Le second chapitre décrit en détail le modèle de prédiction du champ acoustique généré par la diffraction des ondes hydrodynamiques sur le bord de fuite. Celui-ci, initialement développé par Howe, nécessite la connaissance de certaines caractéristiques de la couche limite turbulente sur le profil. L'estimation de ces différentes données d'entrée est détaillée au cours de ce deuxième chapitre. Une attention particulière est portée à l'estimation du spectre en nombre d'ondes des fluctuations hydrodynamiques. En effet, cette donnée est essentielle pour le modèle retenu, et peut être modélisée de différentes manières (modèle de Corcos et modèle de Chase). L'intégration de ces estimations du champ de pression pariétale dans le modèle aéroacoustique est ensuite développée, et les premiers calculs du bruit rayonné sont brièvement discutés.

Le troisième chapitre est consacré à la description des deux dispositifs expérimentaux mis en oeuvre pour étudier les différents types d'écoulements autour d'un profil d'aile. Les souffleries Nieuport et Eole, puis les deux profils NACA0012 utilisés sont décrits. La métrologie associée et développée est par la suite présentée. Celle-ci permet d'effectuer un ensemble conséquent de mesures stationnaires (pression pariétale, pression acoustique rayonné, vitesse

fluctuante).

Le quatrième chapitre présente les différentes techniques de traitement du signal utilisées au cours de cette étude, ainsi que leur intérêt. Dans un premier temps, les techniques classiques des domaines temporel et fréquentiel sont rappelées dans le cadre de l'analyse du champ de pression pariétale. Leurs intérêts pour notre travail, et plus particulièrement pour le calage des modèles de statistique du champ de pression pariétale fluctuante sont détaillés. Quelques techniques de traitement du signal plus élaborées sont ensuite exposées, comme par exemple la POD (décomposition orthogonale aux valeurs propres) qui permet d'appréhender les différents phénomènes physiques mis en jeu d'un point de vue énergétique. L'adaptation de ces techniques aux autres grandeurs physiques mesurées (vitesse fluctuante, pression acoustique) et à l'analyse simultanée de plusieurs grandeurs est précisée.

Le dernier chapitre s'attache enfin à l'analyse des résultats des expérimentations réalisées au cours de ce travail. Il précise notamment les caractéristiques de l'écoulement pour chaque configuration en retenant principalement celles utiles pour le modèle développé (vitesse de convection, épaisseur de couche limite). Les modélisations de la statistique du champ de pression pariétale fluctuante sont ensuite confrontées et les constantes propres à ces modèles ajustées. Pour finir, le modèle aéroacoustique de bruit large bande de bord de fuite développé est utilisé et comparé aux résultats expérimentaux.

Chapitre 1

Étude bibliographique

L'étude bibliographique proposée ici a pour objet de présenter les travaux concernant le bruit d'obstacle en écoulement subsonique, et plus particulièrement le bruit de bord de fuite de profil d'aile en écoulement turbulent.

Dans une première partie, quelques généralités concernant le bruit d'obstacles en écoulement sont rappelées en distinguant les différents mécanismes aéroacoustiques générateurs de bruit d'obstacles. L'accent est ensuite porté sur la modélisation des différents phénomènes aéroacoustiques et les concepts physiques sous-jacents. Les différents modèles du mécanisme de génération du bruit de bord de fuite par diffraction sont ensuite décrits et commentés dans cette section. Enfin, les différentes difficultés de la modélisation du bruit de bord de fuite sont détaillées et les études antérieures associées brièvement résumées.

1.1 Bruit d'obstacles en écoulement

De nos jours, il existe de nombreuses situations où la mise en mouvement d'obstacles provoque une gêne acoustique, comme par exemple les avions, les véhicules terrestres (trains, voitures), ou encore les ventilateurs (pales mises en écoulement). L'intérêt de comprendre, et ainsi mieux contrôler, le bruit d'obstacles en écoulement est au vu du nombre de situations concernées évident.

La présence d'obstacles au sein d'un écoulement modifie évidemment l'écoulement lui-même et entraîne inévitablement de nombreux phénomènes physiques, dont un certain nombre de mécanismes aéroacoustiques générateurs de bruit. Ces derniers transforment l'énergie hydrodynamique (liée à la mécanique des fluides) en énergie acoustique et diffèrent généralement d'une situation à l'autre, d'où leur complexité.

Les deux types d'obstacles les plus communément étudiés sont le cylindre et la plaque plane. Dans leur forme d'étude, ceux-ci sont d'envergure infinie, et la plaque plane, théoriquement

d'épaisseur nulle, est considérée de longueur infinie, semi infinie, ou encore finie selon les cas. Le cas du cylindre est académique et ne présente pas de discontinuité géométrique, ce qui présente un avantage certain pour la modélisation et la résolution des équations régissant les phénomènes aéroacoustiques. Le cas de la plaque plane présente quelques difficultés, au sens où si celle-ci n'est pas de longueur infinie, elle présente une forte discontinuité géométrique au niveau du bord d'attaque ou de fuite, engendrant une forte modification de l'écoulement autour de ce point et demandant ainsi des précautions particulières au voisinage de cette singularité (condition de Kutta).

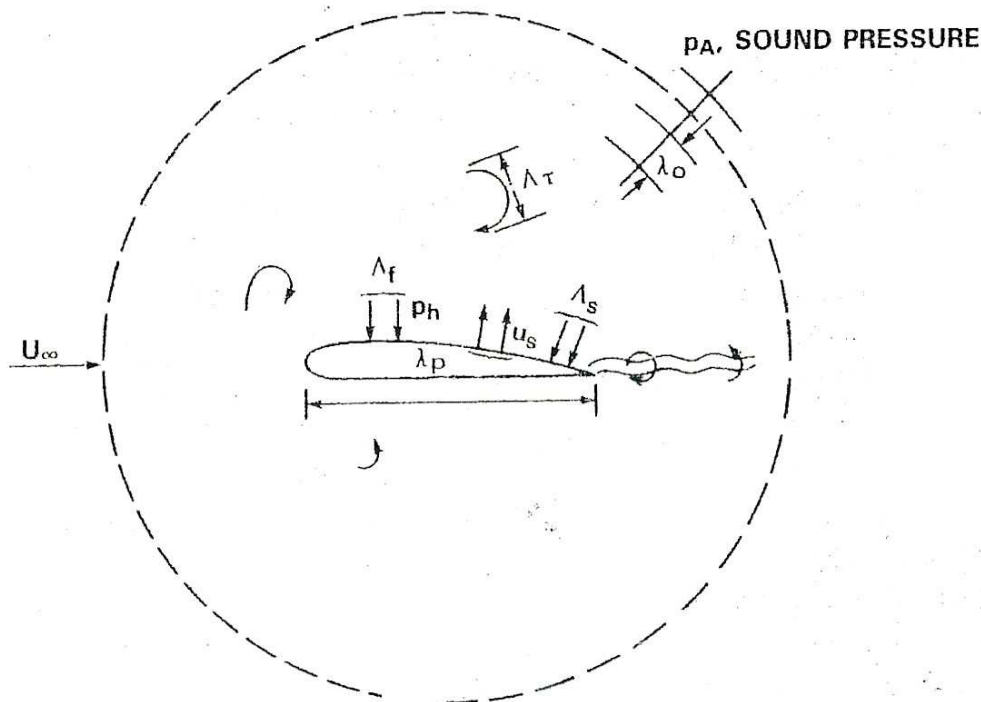


FIG. 1.1 – Profil soumis à un écoulement extérieur de perturbation turbulente d'échelle Λ_τ . Blake [6].

Malgré les différences importantes entre ces deux types d'obstacles, leur interaction avec l'écoulement met toujours en évidence des phénomènes aéroacoustiques similaires. Si l'on considère l'exemple classique d'un profil d'aile au sein d'un écoulement (cf. figure 1.1), plusieurs mécanismes aéroacoustiques peuvent être distingués :

- l'impact de la turbulence libre de l'écoulement sur le bord d'attaque du profil. Ce phénomène revient à la conversion de la turbulence libre (d'échelle moyenne des tourbillons Λ_τ) par le profil d'aile, conversion transformant une partie de l'énergie hydrodynamique en énergie acoustique. Le bruit ainsi généré est en général négligeable, excepté dans les cas où l'écoulement extérieur amont au profil est fortement perturbé, comme par exemple pour

- les ventilateurs où le sillage d'une pale engendre, pour la pale suivante, une perturbation turbulente au sein de l'écoulement "extérieur",
- les mécanismes propres à la turbulence de couche limite sur le profil. L'écoulement sur un corps solide engendre bien souvent le développement d'une couche limite turbulente d'échelle Λ_f , qui est génératrice de bruit comme toute zone turbulente au sein d'un écoulement. Le bruit généré est directement réfléchi par la paroi solide à proximité et se comporte de ce fait comme un dipôle dans les cas d'obstacles compacts, contrairement à une zone turbulente en écoulement libre qui est génératrice d'un bruit de type quadripolaire,
- la conversion de la turbulence de paroi par le bord de fuite. Les fluctuations de pression, directement liées aux structures turbulentes d'échelle Λ_f précédemment décrites, sont diffusées au passage du bord de fuite, et une part de l'énergie hydrodynamique est une nouvelle fois transformée en énergie acoustique,
- les éventuels décollements de couche limite et les perturbations associées dans le sillage qui par leur grande taille et intensité sont générateurs de bruit. Les perturbations générées par le détachement tourbillonnaire au bord de fuite peuvent être tonales en fonction de la régularité du phénomène,
- les éventuels couplages aéroacoustiques. Les précédents mécanismes génèrent du bruit. Sous certaines conditions, les ondes acoustiques produites agissent en retour sur l'écoulement, action pouvant à son tour modifier le champ acoustique résultant, et donnant ainsi naissance à un couplage aéroacoustique.

Plus généralement, un corps solide dans un écoulement peut éventuellement vibrer, d'où un mécanisme d'interaction entre le fluide et le corps solide. L'ensemble de ces mécanismes d'interaction fluide-structure est représenté figure 1.2. On y distingue les phénomènes directs (traits continus) des phénomènes de rétroaction (traits en pointillés).

L'ensemble de ces phénomènes est générateur des pressions en paroi p_h et de l'éventuelle vibration du corps solide de longueur d'onde λ_p . Dans le cas du cylindre mis en mouvement, les mêmes mécanismes sont considérés, excepté celui de conversion de la turbulence par le solide en raison de l'absence de toute arête et discontinuité géométrique sur le cylindre.

Nombre de ces mécanismes aéroacoustiques entrent simultanément en jeu dans la génération de bruit, et il est nécessaire, dans l'objectif de l'analyse d'un mécanisme particulier, de limiter l'importance des différents phénomènes aéroacoustiques non étudiés, comme par exemple le bruit d'impact de la turbulence extérieure sur le bord d'attaque dont l'amplitude peut être fortement limitée en imposant un taux de turbulence de l'écoulement extérieur proche de zéro.

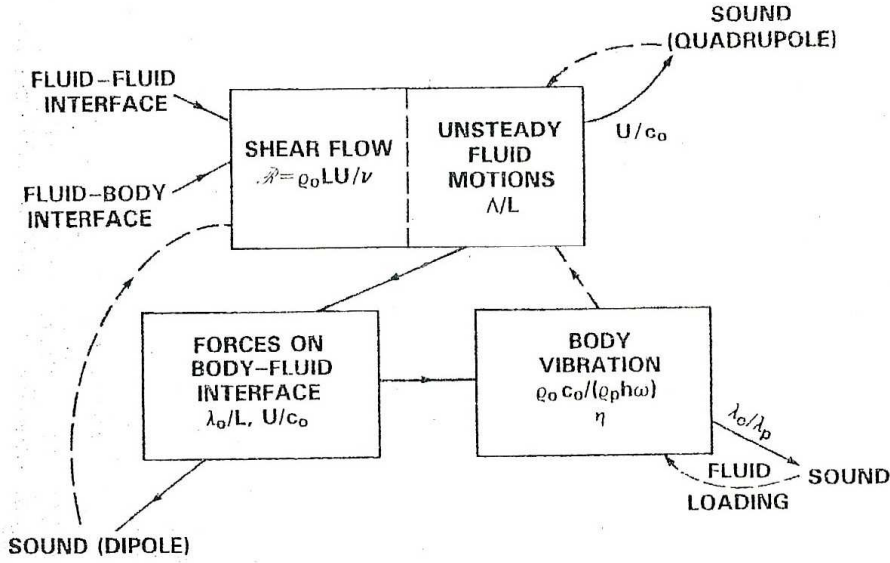


FIG. 1.2 – Mécanismes d'interaction fluide-structure. Blake [6].

1.2 Modélisation de l'aéroacoustique des écoulements de paroi

Lighthill [42] propose en 1952 une modélisation du bruit généré par la turbulence d'un écoulement libre. Il montre l'analogie avec le bruit produit par une distribution de quadripôles acoustiques. En 1955, Curle [23] montre, sur la base des travaux de Lighthill, que les surfaces solides au sein de l'écoulement sont sources de bruit et qu'elles peuvent être modélisées par des distributions surfaciques de sources dipolaires et monopolaires. De plus, l'intensité de ces sources surfaciques dépasse celle des sources quadripolaires de Lighthill sous certaines conditions, comme notamment un faible nombre de Mach.

Cette théorie est en général appliquée à des obstacles compacts, c'est à dire à des obstacles de petites dimensions devant la longueur d'onde considérée. Elle ne prend alors pas en compte les régions localisées où les phénomènes de conversion d'énergie liés à la présence de surfaces de discontinuité (arête vive, bord d'attaque, ...) prennent naissance. De nombreux auteurs et en particulier Ffowcs Williams & Hall [66], suivis de Howe [34][36], montrent que ce champ acoustique associé à la conversion d'énergie hydrodynamique en énergie acoustique par une arête vive est plus énergétique que le champ des sources acoustiques de Lighthill et de Curle. Les lois associées d'évolution de l'intensité acoustique ont été aisément déterminées. Ainsi, l'intensité du bruit généré par la turbulence libre croît en U_0^8 , celle du bruit des sources surfaciques de Curle en U_0^6 , et l'intensité du champ acoustique résultant de la conversion d'énergie des structures turbulentes par une discontinuité croît en U_0^5 .

Nous proposons ci-dessous un rappel plus détaillé de ces différents modèles.

1.2.1 Analogie de Lighthill

Dans les écoulements instationnaires, les fluctuations de vitesse provoquent des fluctuations de pression, qui sont les sources d'un rayonnement acoustique.

Ainsi, Lighthill [42] propose en 1952 une formulation des équations de la dynamique des fluides adaptée au calcul du champ acoustique généré par des écoulements turbulents.

Considérant un écoulement turbulent se développant au sein d'un fluide homogène infini au repos de vitesse du son c_0 constante, Lighthill réarrange les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour formuler une équation d'onde inhomogène :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.1)$$

où $T_{ij} = \rho v_i v_j - \tau_{ij} + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$ est le tenseur de Lighthill (v_i la vitesse totale), et τ_{ij} le tenseur des contraintes de viscosité.

Ce tenseur de Lighthill représente ainsi le terme source quadripolaire de l'équation de propagation des ondes acoustiques, et peut être décomposé en trois contributions. Tout d'abord, le terme en $\rho v_i v_j$ qui correspond au bruit dû à la turbulence et qu'on peut décomposer en deux composantes dites de bruit de cisaillement et de bruit propre, le terme en τ_{ij} qui correspond à la production de bruit résultant des fluctuations du tenseur des contraintes de viscosité (en général négligeable), et enfin le terme en $(p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$ qui représente le bruit d'entropie associé aux échanges de chaleur.

Il est à noter que, dans l'hypothèse d'un écoulement subsonique à température ambiante (tel que $p - \rho c_0^2 = 0$), le tenseur de Lighthill se réduit à : $T_{ij} \approx \rho_0 \bar{v}_i \bar{v}_j$ ($\bar{v}_i$ étant la composante incompressible de la vitesse).

A l'aide du formalisme intégral de Green, dans le cadre général, la solution de l'équation de Lighthill s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho'(\vec{x}, t) = & \int_{t_i}^t \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \int \int_V T_{ij}(\vec{y}, t - |\vec{x} - \vec{y}|/c_0) G(\vec{x}, t; \vec{y}, t_0) dV dt_0 \\ & + \int_{t_i}^t \int \int_{S_\infty} \left[G(\vec{x}, t; \vec{y}, t_0) \text{grad}_0 \rho'(\vec{y}, t_0) - \rho'(\vec{y}, t_0) \text{grad}_0 G(\vec{x}, t; \vec{y}, t_0) \right] dS_\infty dt_0 \\ & + \frac{1}{c_0^2} \int \int \int_V \left[G(\vec{x}, t; \vec{y}, t_0) \frac{\partial}{\partial t_0} \rho'(\vec{y}, t_0) - \rho'(\vec{y}, t_0) \frac{\partial}{\partial t_0} G(\vec{x}, t; \vec{y}, t_0) \right]_{t_0=t_i} dV \end{aligned} \quad (1.2)$$

où V est le volume englobant les sources, S_∞ la surface contenant le volume V , t_i l'instant

initial, et $G(\vec{x}, t; \vec{y}, t_0)$ la fonction de Green choisie.

L'intégrale volumique de l'équation précédente qui rend compte des conditions initiales est considérée nulle, situation à laquelle il est possible de se ramener si le transitoire initial peut être négligé.

Par ailleurs, en champ libre, l'intégrale de surface représentant la contribution des réflexions sur les parois est nulle puisqu'en limite du domaine (à l'infini), les fluctuations acoustiques sont considérées nulles. La fonction de Green choisie est naturellement dans ce cas celle adaptée à l'espace infini :

$$G(\vec{x}, t; \vec{y}, t_0) = \frac{\delta\left(\frac{|\vec{x}-\vec{y}|}{c_0} - (t - t_0)\right)}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} \quad (1.3)$$

On a alors :

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \int \int_V \frac{T_{ij}(\vec{y}, t - |\vec{x} - \vec{y}|/c_0)}{4\pi |\vec{x} - \vec{y}|} dV \quad (1.4)$$

En première approximation, il est possible d'écrire dans l'hypothèse de champ lointain :

$$\rho'(\vec{x}, t) = \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^4 |\vec{x}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \int \int_V T_{ij} \left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x}|}{c_0} \right) dV \quad (1.5)$$

Cette équation permet de décrire simplement le rayonnement acoustique de tout écoulement turbulent libre, en l'absence de corps solide.

La présence d'un corps solide au sein de l'écoulement a été introduite par Curle [23] sur la base du formalisme de Lighthill, puis par Ffowcs Williams & Hawkings [67]. Par ailleurs, mentionnons l'approche de Kirchhoff qui permet, une fois adaptée à l'aéroacoustique, la prise en compte de tous les termes sources englobés par la surface de contrôle. La méthode de Kirchhoff, bien connue des physiciens (électromagnétisme, acoustique, mécanique, ...), n'est pas plus développée ici puisque non utilisée dans cette étude. Il est à noter que Di Francescantonio [26] a associé les approches de Ffowcs Williams & Hawkings et de Kirchhoff afin d'obtenir un formalisme général regroupant les avantages de ces deux théories.

1.2.2 Extension de Curle, puis de Ffowcs Williams & Hawkings, du modèle de Lighthill

Curle [23] a étendu le formalisme de Lighthill à des écoulements avec obstacles. En effet, en reprenant le formalisme intégral et en considérant la présence d'un corps solide au sein de l'écoulement (S la surface englobant le corps solide), seule l'intégrale volumique rendant compte

des conditions initiales peut être considérée comme nulle. Ainsi, en considérant la surface de contrôle S fixe et perméable, le champ acoustique peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \rho'(\vec{x}, t) &= \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int \int \int_V \frac{T_{ij}}{|\vec{x} - \vec{y}|} \left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0} \right) dV \\ &- \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \int \int_S \frac{\rho u_i n_i}{|\vec{x} - \vec{y}|} \left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0} \right) dS \\ &+ \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int \int_S \left[(\rho u_i u_j + P_{ij}) \frac{n_j}{|\vec{x} - \vec{y}|} \right] \left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0} \right) dS \end{aligned} \quad (1.6)$$

où $\vec{n}$ est la normale extérieure à la surface S englobant les parois, et P_{ij} tel que $P_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij}$.

Trois contributions au bruit peuvent être distinguées :

- L'intégrale sur le volume (tenseur de Lighthill) qui traduit une distribution volumique de sources acoustiques de type quadripolaire, et correspond au bruit dû à la turbulence comme si il n'y avait pas de surfaces solides au sein du domaine. On retrouve le cas précédent de l'écoulement libre,
- La première intégrale de surface (terme en $\rho u_i n_i$) qui correspond à une distribution de sources monopolaires représentant la production de bruit propre à un débit masse instationnaire à travers la surface de contrôle. Celui ci est évidemment nul pour une surface de contrôle rigide (imperméable), ce qui est par exemple le cas pour un corps solide fixe pris comme surface de contrôle,
- Enfin, le dernier terme qui représente le bruit généré par les forces exercées par le fluide sur la paroi. Ce terme est de type dipolaire dans les cas d'obstacles compacts.

En supposant les parois de la surface de contrôle rigides (imperméables), l'expression précédente 1.6 devient :

$$\begin{aligned} \rho'(\vec{x}, t) &= \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{|\vec{x} - \vec{y}|} \left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0} \right) dV \\ &+ \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[P_{ij} \frac{n_j}{|\vec{x} - \vec{y}|} \right] \left(\vec{y}, t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0} \right) dS \end{aligned} \quad (1.7)$$

(1.8)

L'intégrale de surface est l'unique différence entre la solution de Lighthill et l'expression analytique 1.7 aussi appelée équation de Curle. Celle ci rend compte, via une distribution surfacique de dipôles, des effets de la paroi sur le champ acoustique.

Cette dernière contribution dipolaire est prépondérante aux faibles nombres de Mach sur la contribution quadripolaire volumique, ce qui traduit le fait qu'à faible vitesse les parois solides sont les principales sources de bruit dans un écoulement. Par ailleurs, la loi en U_0^6 de l'intensité du bruit induit par les forces surfaciques instationnaires est bien retrouvée expérimentalement

[6].

Ffowcs Williams & Hawkings [67] ont généralisé ce modèle en limitant les hypothèses sur la surface de contrôle considérée. En effet, ces auteurs étendent la modélisation aux cas où la surface de contrôle S peut être d'une part perméable, et d'autre part mobile. L'expression déduite de cette approche contient les termes de l'équation de Curle (équation 1.7) auxquels sont ajoutés deux autres termes représentatifs du bruit associé au déplacement du volume contenant les parois de la surface de contrôle. Ce formalisme, dont l'objectif est le calcul de la pression en champ lointain, nécessite la connaissance des grandeurs aérodynamiques sur la surface S ce qui est plutôt intéressant puisque moins lourd que celle du champ de vitesse sur le domaine. La détermination de ces grandeurs physiques reste cependant ardue.

L'application de ces différents formalismes permet bien de reproduire l'effet des parois sur la génération de bruit aérodynamique induit par des structures turbulentes proches. Toutefois, celle-ci est restreinte à des cas "académiques" où aucun phénomène de conversion lié à la présence de discontinuités géométriques n'est considéré. En effet, dans de nombreux problèmes désormais classiques de l'aéroacoustique, la conversion d'énergie hydrodynamique en énergie acoustique par un bord, une arête vive, une marche, modifie largement le bruit induit, et peut même être considérée comme principal mécanisme de génération de bruit aérodynamique. Des auteurs tels que Ffowcs Williams & Hall [66] ou Howe [34][36] montrent que le champ acoustique associé à la conversion par une discontinuité géométrique est plus énergétique que le champ sonore induit par les sources quadripolaires de Lighthill et les sources surfaciques de Curle.

1.2.3 Influence des discontinuités géométriques d'un corps solide mis en mouvement sur le bruit aéroacoustique induit

Le problème de la conversion d'une partie des ondes hydrodynamiques en ondes acoustiques au voisinage d'une discontinuité géométrique a été par le passé largement étudié.

De nombreux formalismes ont été développés, chacun présentant des avantages et des inconvénients. Ceux-ci diffèrent principalement dans la manière de faire interagir le bord avec l'écoulement fluctuant dans la production de bruit, et se regroupent en trois catégories :

- (i) les théories basées sur l'analogie acoustique de Lighthill [31][32][33][42][66]. Dans une grande majorité des cas, le développement analytique s'effectue en considérant l'équation de Lighthill (cf. équation 1.1) à l'aide du formalisme intégral et via l'utilisation d'une fonction de Green judicieusement choisie,
- (ii) les solutions de problèmes particuliers approximés par les équations de l'aéroacoustique linéarisées [2][14][21][39]. Dans le cas du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile soumis

- à un écoulement turbulent subsonique, les ondes hydrodynamiques (directement liées au caractère turbulent de la couche limite le long du profil) sont en partie diffractées par la discontinuité géométrique. Il existe ainsi un transfert d'énergie des ondes hydrodynamiques vers les ondes acoustiques progressives. Ces approches relient fortement le champ acoustique généré par ce mécanisme avec les pressions pariétales induites par l'écoulement turbulent en amont de la singularité que représente la discontinuité géométrique,
- (iii) les théories basées sur des résultats empiriques [29][60], qui reposent sur le postulat d'une distribution de sources acoustiques dont les forces et types (monopôle, dipôle, quadripôle) sont déterminés en général de manière expérimentale.

Malgré le caractère incomplet de ces formalismes, ceux ci conduisent tous à la même dépendance du bruit avec la vitesse de l'écoulement extérieur (loi en U_0^5). Par ailleurs, les théories basées sur l'analogie de Lighthill relient le champ acoustique rayonné au champ de vitesse turbulente, alors que les deux autres catégories le relient à un modèle d'écoulement bien particulier ou au champ de pression pariétale estimé au voisinage de la discontinuité.

L'ensemble des développements analytiques relatifs à ces précédentes modélisations n'est pas détaillé dans cette revue bibliographique, car ceux ci sont très lourds, et non utilisés par la suite. En effet, Howe a développé un modèle bien adapté à notre étude [34]. Celui ci est conçu pour l'étude du bruit de bord de fuite engendré par un écoulement turbulent subsonique le long d'une plaque plane semi-infinie, ce qui correspond au mécanisme aéroacoustique ciblé dans le cadre de ce travail si on considère le profil d'aile assimilable à une plaque plane semi-infinie. Excepté les effets liés à une corde finie, Howe montre que son modèle rend compte de l'ensemble des conclusions issues des travaux antérieurs, et donc des trois approches du problème.

Le développement de ce modèle n'est pas retranscrit dans ce mémoire puisque, d'une part aucune contribution n'y a été apportée, et d'autre part son écriture serait sans nul doute imparfaite et lourde. La démarche de Howe consiste à modéliser la diffraction d'un champ incident turbulent par une singularité géométrique. L'équation de base du développement analytique de Howe est issue là encore d'un réarrangement des équations de Navier-Stokes et de conservation de la masse, en faisant apparaître le rotationnel de la vitesse $\vec{rot}(\vec{V})$ et en considérant l'enthalpie B comme grandeur acoustique fondamentale :

$$\left\{ \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{D}{Dt} \right) + \frac{1}{c_0^2} \frac{D\vec{v}}{Dt} \cdot \nabla - \nabla^2 \right\} B = \text{div}(\vec{\omega} \wedge \vec{v}) - \frac{1}{c_0^2} \frac{D\vec{v}}{Dt} \cdot (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \quad (1.9)$$

où $\vec{\omega} = \vec{rot}(\vec{v})$ est le vecteur vorticité.

L'idée de base de ce développement est similaire à celle de Lighthill en ce qu'il s'agit toujours d'établir une équation d'onde avec terme source comme second membre.

Les hypothèses relatives à ce modèle, sa forme finale, et ses principaux éléments sont décrits au cours du chapitre qui suit. Afin de clarifier les propos de la suite de ce chapitre, seule la forme approximée du modèle est retranscrite ici (cf. chapitre "Modèle"). Et le champ acoustique rayonné est exprimé comme suivant, en termes de puissance :

$$S(\omega) = \frac{2M_v L \sin \alpha_k \sin^2(\theta/2) \cos \beta}{\pi R^2 \{1 - F(\omega \delta^*/W)\}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_1, (\omega \cos \alpha_k)/c_0, \omega) dk_1 \quad (1.10)$$

avec :

$$F(\omega \delta^*/W) \rightarrow 0 \quad \text{quand} \quad \omega \delta^*/W \rightarrow 0 \quad (1.11)$$

$$F(\omega \delta^*/W) \rightarrow \bar{\sigma} = W/U_c \quad \text{quand} \quad \omega \delta^*/W \rightarrow \infty \quad (1.12)$$

et P le spectre en nombre d'onde des fluctuations de pression hydrodynamique en amont de la singularité.

1.3 Bruit de profil d'aile type NACA0012 à bord de fuite effilé en écoulement

Après une description des approches en termes de modélisation relative au bruit d'écoulement libre, au bruit de surfaces mises en mouvement, et au bruit dû à la diffraction par une singularité, ce chapitre bibliographique s'attache maintenant à présenter les principales études antérieures concernant le bruit de bord de fuite d'un profil d'aile type NACA0012 et sa modélisation, en détaillant les influences des différents paramètres sur le bruit généré ainsi que les incertitudes liées à ceux ci.

Comme énuméré en 1.1, les différents mécanismes aéroacoustiques générateurs de bruit d'un profil d'aile d'envergure infinie sont l'impact de la turbulence libre sur le bord d'attaque, les mécanismes liés à la turbulence de couche limite (bruit de paroi, bruit de bord de fuite) et les éventuels décollements de couche limite.

En raison de l'envergure finie d'un profil d'aile réel placé en écoulement libre, il convient d'y ajouter l'éventuel bruit d'extrémité ainsi que les éventuels effets 3D. Les études expérimentales pallient ce problème en apposant des flasques au profil d'aile. Malgré l'existence possible d'un écoulement turbulent en "fer à cheval" lié aux jonctions avec le profil, les flasques limitent considérablement le bruit d'extrémité et celui ci peut ainsi être négligé [8][54]. Les flasques permettent de plus et surtout de ne pas considérer le bruit dû à l'impact de la couche de cisaillement du jet sur le profil. En effet, sans cette précaution, le bruit d'impact de la couche de cisaillement sur le bord d'attaque prédominerait sur le spectre acoustique global. De plus,

ce dernier mécanisme n'est pas considéré dans les études numériques puisqu'il est alors facile de les annihiler en considérant un profil d'aile d'envergure infinie soumis à un écoulement extérieur exempt de toute turbulence ou en supposant un domaine de calcul périodique en envergure. La nécessité des flasques lors des expérimentations est ici évidente dans le cadre d'une étude aéroacoustique d'un profil d'aile.

Les principales études du bruit de bord de fuite de profil d'aile considèrent ainsi uniquement les mécanismes liés à la turbulence de couche limite et à l'éventuel décollement de couche limite dans les cas d'un bord de fuite tronqué. Howe résume en 1978 l'ensemble des études antérieures sur le sujet. Comme expliqué précédemment, le bruit de bord de fuite domine largement le bruit de paroi. Ainsi, seule la diffraction des ondes hydrodynamiques de la couche limite turbulente par le bord de fuite est considérée dans l'ensemble des études de modélisation présentées par Howe [34]. La structure spatio-temporelle de la couche limite turbulente est ainsi essentielle dans le mécanisme de génération de bruit de bord de fuite. Les paramètres importants différenciant ces diverses modélisations sont l'effet de l'écoulement et l'application ou non de la condition de Kutta.

L'effet de l'écoulement a progressivement été pris en compte et se traduit par l'ajout dans les modèles des coefficients de Doppler (cf. chapitre modèle). Ces coefficients ne modifient que peu le spectre acoustique résultant (modification du niveau inférieure à 3dB).

De même, certains travaux expérimentaux semblent n'indiquer qu'une influence relativement limitée de l'incidence du profil sur le bruit rayonné [8][38]. Ce point est en fait toujours discuté [54] et ce paramètre reste essentiel dans la mesure où les ondes hydrodynamiques de la couche limite en dépendent, faisant de l'incidence du profil un paramètre a priori non négligeable.

Condition de Kutta

Un autre point essentiel dans le mécanisme aéroacoustique concerne tout particulièrement le détachement de l'écoulement au bord de fuite, et de fait la façon dont celui-ci est modélisé. Sans traitement particulier, les théories développées dans l'hypothèse de fluide parfait n'empêchent aucunement l'écoulement de contourner le bord de fuite, ce qui n'est pas réaliste. Afin d'éviter ceci et de reproduire la réalité physique, il convient d'appliquer la condition de Kutta-Joukowski, qui impose à l'écoulement de quitter tangentiellement le profil.

Considérons un profil d'aile au repos, et donc un écoulement de circulation nulle (cf. a) figure 1.3), débutant son déplacement. Malgré le déplacement et la création d'un écoulement à potentiel, la circulation tend à rester nulle, impliquant que le point d'arrêt arrière n'est pas au bord de fuite (cf. b) figure 1.3). Cette situation, qui implique notamment que l'écoulement contourne le bord de fuite (avec comme conséquence un gradient de vitesse infini en ce point),

ne correspond naturellement pas à celle du fluide réel pour laquelle la viscosité conduit à la limitation de ce gradient de vitesse, et donc à un décollement de l'écoulement au bord de fuite. Ceci a comme conséquence la création d'une zone de circulation non nulle en aval du profil, et simultanément - bien qu'il soit fort délicat de situer dans le temps la chronologie des mécanismes - d'un écoulement de circulation opposée autour du profil de sorte que la circulation de l'écoulement global reste nulle.

Cette condition de Kutta, initialement développée pour rendre compte du comportement des fluides réels sur la base d'un modèle de fluides parfaits en régime stationnaire, peut tout autant s'appliquer dans le cadre des régimes instationnaires, et notamment dans le cadre des écoulements de couches limites turbulentes sur profil qui nous concerne ici. Son application stricte interdit à un tourbillon incident de contourner le bord de fuite. Celle-ci n'est cependant pas si évidente que dans le cadre des écoulements stationnaires, puisque les transitoires sont alors dominants.

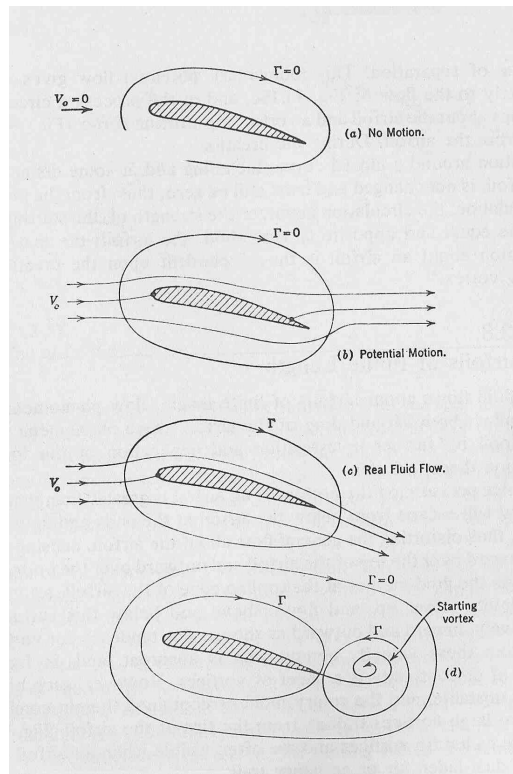


FIG. 1.3 – Développement de la circulation sur un profil. Vennard & Street [63].

L'application de la condition de Kutta au calcul du bruit de bord de fuite, donc dans le cadre des régimes d'écoulements instationnaires, a été examinée en détail par de nombreux auteurs [21][32][33][39]. Sur la base de son propre modèle, Howe a montré que l'application stricte de la condition de Kutta annihile le bruit de bord de fuite, et par conséquent que sa modélisation est directement liée à l'application ou non de cette condition [34]. En réalité,

le lâcher tourbillonnaire dans le sillage ne compense pas complètement les effets dûs à la singularité de bord de fuite. Il s'agit alors d'appliquer la condition de Kutta de manière partielle comme préconisé par Howe, puis confirmé par Archibald [4] et par Satyanarayana et Davis [57]. L'application partielle de cette condition de Kutta-Joukowski est détaillée au sein du chapitre modèle.

Après avoir résumé l'ensemble des résultats et modèles, Howe [34] a proposé une approche unifiée du problème (cf. chapitre modèle).

Impact du bord d'attaque sur le bruit de bord de fuite

Les principales études du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile, et notamment celle de Howe, considèrent dans leur développement théorique un écoulement turbulent sur une plaque plane semi infinie. Les ondes acoustiques générées par le mécanisme aéroacoustique de bruit de bord de fuite se propagent par conséquent comme si la plaque était semi infinie. En réalité, la corde du profil est finie et le bord d'attaque modifie la propagation des ondes acoustiques. En effet, celles-ci sont diffractées par la discontinuité que représente le bord d'attaque de l'aile. Depuis la synthèse de Howe [34], cet effet du bord d'attaque sur le bruit de bord de fuite a été considéré par Howe [37] puis par Roger & Moreau [54][55].

Howe [37] a pris en compte l'effet du bord d'attaque à l'aide de la formulation intégrale en proposant une fonction de Green adaptée à une plaque plane de longueur finie.

Roger & Moreau ont quant à eux étendu le modèle de Amiet en considérant l'effet du bord d'attaque ce qui conduit à une modification de la fonction de transfert reliant le spectre acoustique en champ lointain au spectre du champ de pression pariétale. Cette extension du modèle de Amiet peut sans doute être adaptée aux autres modèles. Elle n'est cependant pas considérée dans notre travail, car d'une part le modèle utilisé n'est pas celui d'Amiet, et d'autre part les effets d'installation sur la mesure acoustique sont bien trop importants pour espérer mesurer ce type d'effets.

Bruit tonal

Quelques auteurs [3][18][47][50][61] s'attachent également au bruit tonal de bord de fuite effilé, mécanisme rencontré dans des conditions bien précises. Il est en effet possible d'observer l'existence d'un bruit tonal sur un profil d'aile à bord effilé, de même que l'on observe un bruit tonal sur un profil d'aile à bord de fuite tronqué dont la couche limite est turbulente.

Ce bruit tonal de bord de fuite effilé a pu être relié à certaines caractéristiques de l'écoulement et comporte certaines particularités. En particulier, l'écoulement et le profil doivent être tels que la couche limite sur une des faces du profil d'aile soit laminaire. Il a de plus été montré que ce bruit à bande étroite dépendait directement de la vitesse de l'écoulement extérieur, et que le spectre acoustique résultant pouvait présenter de multiples tons. Enfin, la fréquence de

ceux ci, initialement supposée varier linéairement avec la vitesse U_0 , est en réalité une fonction linéaire de $U_0^{1.5}$. De plus, cette fréquence évolue parfois brusquement malgré une toute petite variation de vitesse.

Dans un premier temps, Clark [18] voulut relier la fréquence discrète rencontrée à un nombre de Strouhal, puis Paterson et al. [50] ont expliqué la génération de ce bruit par un mécanisme de lâcher tourbillonnaire en aval du bord de fuite. Les mesures expérimentales ont cependant démontré l'inexactitude de cette approche et l'impossibilité de relier la fréquence du ton pur à un simple Strouhal.

Tam [61] a alors mis en évidence le fait que la génération de ce bruit tonal était liée à un mécanisme de couplage aéroacoustique entre les instabilités de la couche limite laminaire (les ondes de Tollmien-Schlichting) et une source aéroacoustique associée au sillage tourbillonnaire, elle même liée aux instabilités de la couche limite.

La figure 1.4 présente la courbe de stabilité des instabilités au sein d'une couche limite de plaque plane (issue de la solution de Blasius calculée par Lin [43] et Shen [59]). Celle ci représente les fréquences éventuelles des instabilités hydrodynamiques au sein de la couche limite laminaire en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de couche limite de déplacement. La région où il y a instabilité au sein de la couche limite laminaire est la zone entre les deux courbes. Si la couche limite est excitée en dehors de ses fréquences naturelles d'instabilité, le couplage n'a pas lieu et aucun ton pur n'est alors détecté, et inversement.

Le couplage s'effectue entre le point de naissance des instabilités hydrodynamiques de la couche

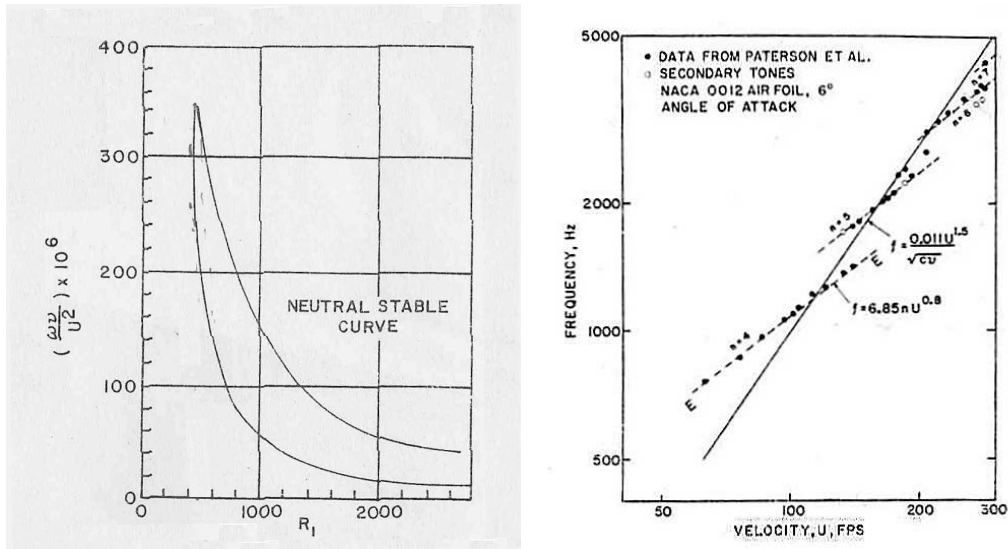


FIG. 1.4 – Courbe de Stabilité d'une couche limite laminaire de plaque plane [43] [59] (à gauche), et Effet de la vitesse sur les fréquences tonales mesurées en champ lointain (à droite). Tam [61].

limite laminaire et le point de génération de l'onde acoustique (supposé localisé dans le sillage proche selon Tam [61] ou au bord de fuite selon Arbey & Bataille [3]) de sorte que pour quelques

fréquences particulières l'onde acoustique vient réalimenter en énergie l'instabilité qui va elle-même amplifier l'onde acoustique.

La figure 1.4 représente les fréquences du bruit à bande étroite mesurées en fonction de la vitesse de l'écoulement. Il est à noter d'une part que plusieurs tons purs peuvent être simultanément excités, et d'autre part qu'il y a présence de paliers : pour une vitesse donnée, il est possible que plusieurs tons purs soient excités, et en faisant évoluer légèrement la vitesse, il se peut qu'un ton pur subisse un saut brusque de fréquence (passage par exemple du palier $n=4$ à $n=5$, cf. figure 1.4), caractéristique d'un mécanisme d'hystérésis.

Arbey & Bataille [3] ont par ailleurs montré que le spectre acoustique résultant de ce mécanisme était composé d'une contribution large bande centrée autour de f_s (loi en $U_0^{1,5}$), et d'une contribution discrète (raies de fréquences f_n suivant une loi en $U_0^{0,8}$).

Études numériques

Comme vu précédemment, le bruit de bord de fuite d'un profil d'aile est complexe et dépend de nombreux paramètres. L'estimation expérimentale de celui-ci demande des moyens expérimentaux lourds (soufflerie anéchoïque, profil d'aile, capteurs, système d'acquisition, ...), et sa modélisation nécessite un grand nombre de données d'où un grand nombre de capteurs et moyens de mesure.

L'intérêt des études numériques apparaît ainsi évident. En effet, avec le développement rapide de la puissance des moyens de calcul ces dernières années, la résolution numérique des équations de Navier Stokes au voisinage proche du profil devient accessible, et l'estimation du bruit en champ lointain est ainsi estimable, que ce soit par calcul direct ou par des méthodes bien particulières limitant la taille et la durée des calculs (méthode de Kirchhoff, formulation de Ffowcs-Williams & Hawkings).

Le problème subsiste malgré tout du réalisme relatif des situations simulées numériquement. En effet, pour une situation donnée, la puissance de calcul requise dépend directement du nombre de Reynolds de l'écoulement rendant très difficile la simulation d'une couche limite turbulente de profil.

Sans chercher à être exhaustif, on peut faire mention, dans le cadre des études numériques concernant les profils soumis à un écoulement laminaire, des travaux de Wang et al. [65] qui ont étudié le lâcher tourbillonnaire d'un profil NACA0012 soumis à un écoulement de Reynolds 40000. Plus récemment, Oberai et al [49] ont réalisé une simulation numérique du bruit d'un profil NACA0018 soumis à un écoulement laminaire instationnaire pour un nombre de Reynolds basé sur la corde de 40000 et un angle d'attaque de 10° . De même, une simulation directe a été effectuée pour un nombre de Reynolds de 5.10^4 par Sandberg et al [56]. Le modèle de prédiction aéroacoustique de Amiet [2] est ainsi validé pour un profil faiblement incliné. Par contre, il est également montré la mauvaise estimation du bruit en champ lointain

lorsque le profil est fortement incliné, ce qui est expliqué par l'implication d'autres mécanismes aéroacoustiques générateurs de bruit dans le cas de forts gradients de pression.

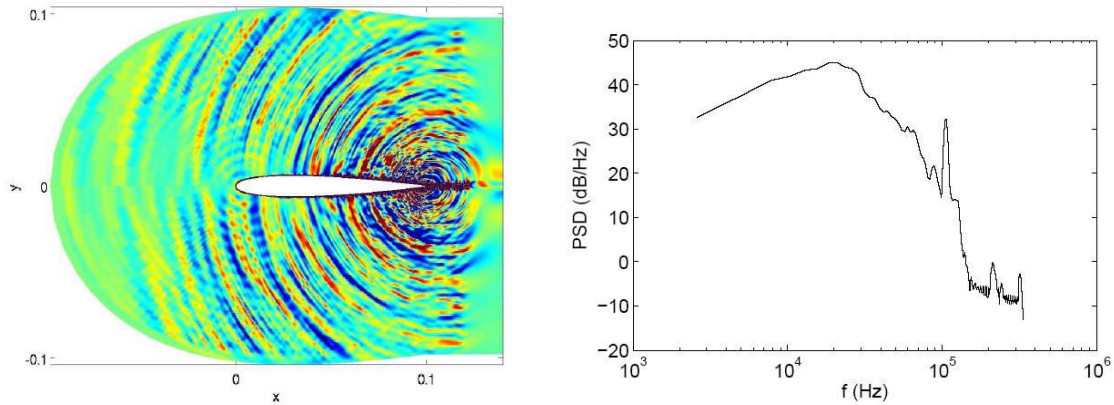


FIG. 1.5 – Champ de pression instantané autour du profil d'aile (à gauche) et spectre acoustique estimé au bord de la zone de calcul (à droite) issus du calcul exécuté par Marsden, Bogey et Bailly [46].

Dans le cadre des profils d'aile soumis à un écoulement turbulent, on peut là encore citer Wang [64] qui a effectué un calcul pour un nombre de Reynolds de $2,15 \cdot 10^6$. Une LES (Large Eddy Simulation) est tout d'abord effectuée afin d'obtenir le champ de pression au voisinage proche du profil, puis une analogie aéroacoustique est utilisée afin d'obtenir le bruit en champ lointain. Les conclusions de ces travaux sont d'une part la bonne approximation générale du champ de pression pariétale ainsi que du champ acoustique lointain. Néanmoins, il est à noter une décroissance de la cohérence transversale des fluctuations de pression pariétale trop faible. Mentionnons également Marsden, Bogey et Bailly [46] qui ont réalisé une LES compressible 3D périodique sur un profil d'aile NACA0012 pour un nombre de Reynolds $Re_c = 500000$ qui permet ainsi d'obtenir simultanément les champs hydrodynamiques et acoustiques. Il est notamment montré qu'il y a bien transition à la turbulence au sein de la couche limite à partir du milieu du profil. La figure 1.5 représente à gauche le résultat du calcul du champ de pression instantané autour du profil d'aile NACA0012 et la courbe 1.5 à droite présente le spectre acoustique estimé au bord de la zone de calcul. Il est à noter la présence de la contribution du bord d'attaque (cf. le champ de pression instantané autour du profil d'aile figure 1.5), et l'absence de bruit tonal de bord de fuite effilé (cf. figure 1.5). Une raie acoustique peut aisément être mise en évidence sur le spectre acoustique de la figure 1.5, mais celle-ci n'est pas associée par Marsden, Bogey et Bailly [46] à une éventuelle instabilité de Tollmien-Schlichting, ce qui exclut clairement un bruit tonal de bord de fuite effilé.

1.4 Conclusion

Ce chapitre résume les études et les modélisations des différents mécanismes rencontrés dans le cadre du bruit d'obstacle en écoulement subsonique. Les contributions expérimentales et numériques majeures concernant le bruit de bord de fuite effilé ont été décrites et les principales difficultés discutées. Le second chapitre s'attache à la description précise du modèle aéroacoustique de Howe et au développement d'un modèle global ne faisant pas intervenir le champ de pression pariétale comme donnée d'entrée. Pour ce faire, les modélisations du champ de pression pariétale fluctuante de Corcos [19] dans un premier temps, puis de Chase [15][16] dans un second temps, sont utilisées. Les différences sur le modèle aéroacoustique engendrées par la mise en place de l'une ou de l'autre sont ensuite étudiées. Enfin, les divers paramètres d'entrée du modèle sont brièvement discutés.

Chapitre 2

Modèle aéroacoustique de bruit de bord de fuite

Dans ce chapitre, un modèle de prédiction du bruit large bande de bord de fuite en écoulement turbulent subsonique est développé. Le but de celui-ci est de reproduire correctement l'influence des différentes caractéristiques du profil et de l'écoulement, tout en limitant le nombre de grandeurs d'entrée afin de rendre aisée l'estimation du spectre acoustique en champ lointain à l'aide de grandeurs physiques facilement mesurables.

Le développement du modèle qu'on propose ici s'appuie sur les travaux de Howe [34], et donc sur le champ de pression pariétale, en améliorant certains points précis sur la base de modèles de couche limite turbulente. En effet, Howe utilise le modèle de Corcos afin d'obtenir un modèle global. L'amélioration essentielle consiste ici à remplacer le modèle classique de Corcos par l'estimation de Chase, tout en conservant un minimum de données d'entrée au modèle global.

La modélisation adoptée nécessite la connaissance de certaines caractéristiques de la couche limite pariétale (supposée turbulente) au voisinage du bord de fuite (δ^* , δ , U_c , et $P(\vec{k}, \omega)$). Ces données d'entrée du modèle aéroacoustique peuvent être estimées via les modélisations existantes du champ de pression pariétale aérodynamique (Corcos [19], Chase [15]), de l'épaisseur de couche limite de déplacement au voisinage du bord de fuite et de la vitesse de convection des structures turbulentes. Ces modélisations ont toutes été développées et analysées pour le cas d'une plaque plane semi-infinie sans gradient de pression. Les études dans le cas d'un profil plus complexe avec gradient de pression ont été beaucoup moins nombreuses, d'où un des objectifs de ce travail.

Un modèle global, nécessitant un minimum de connaissances sur l'écoulement, a donc pu être développé. Celui-ci a malgré tout l'inconvénient de dépendre de nombreuses constantes, auxquelles la suite de ce travail s'efforcera justement de fournir des estimations aussi universelles que possibles.

Sur la base de cette démarche, les premières estimations du spectre large bande rayonné par un profil en écoulement sont obtenues. Leurs validités et dépendances paramétriques sont brièvement analysées. Ainsi sont déduits les paramètres déterminants sur le bruit de bord de fuite en écoulement turbulent subsonique.

2.1 Modèle de prédiction aéroacoustique du bruit de bord de fuite

Afin d'estimer le bruit en champ lointain d'un profil d'aile en écoulement, on utilise le modèle de Howe [34]. Howe [34] propose une formulation basée sur l'analogie acoustique présentée au chapitre précédent et l'emploi de la fonction de Green du demi plan, permettant la prédiction du bruit généré par une plaque plane semi-infinie.

De plus, ce modèle repose sur le lien étroit qui existe entre la structure spectrale du bruit rayonné et celle des fluctuations de pression sur le profil au voisinage du bord de fuite. Il a été retenu car il permet de développer une estimation du bruit basée sur des quantités physiques mesurables (en pratique basée sur le champ de pression en paroi) et de s'affranchir de la connaissance de quantités plus complexes à obtenir expérimentalement, comme par exemple les champs de vitesse et/ou vorticité au voisinage de la plaque et dans la traînée.

2.1.1 Hypothèses du modèle :

- Initialement prévu pour une plaque plane semi-infinie, nous supposons ce modèle toujours valable pour un profil 2D d'épaisseur non nulle, avec un bord de fuite aigu,
- La température est considérée constante dans tout le volume étudié,
- L'écoulement de couche limite est supposé isentropique,
- Les structures turbulentes de la couche limite sont "gelées" pendant l'intervalle de temps $\sim O(\delta/U_c)$ où elles passent le bord de fuite. La turbulence incidente n'est pas influencée par le passage au niveau de la discontinuité géométrique engendrée par la présence du bord de fuite (voir figure 2.1),
- La vitesse de convection U_c est approximée par la vitesse moyenne locale $V(\vec{n}_2)$, une fonction de la normale $\vec{n}_2$    la paroi, V étant la composante tangentielle longitudinale (dans la direction de l'écoulement)    la vitesse. Cette approximation paraît réaliste lorsque l'échelle de longueur de la turbulence est petite comparée à l'échelle de longueur de la vitesse moyenne $V(\vec{n}_2)$,

- La corrélation entre les structures turbulentes qui sont convectées à des vitesses différentes est nulle,
- Les effets de la compressibilité du fluide sont négligés en proximité du bord de fuite,
- Imposer la condition de Kutta au niveau du bord de fuite est modélisé par une distribution de vorticité dans le sillage,
- La turbulence convectée sur la paroi à la vitesse $\vec{V}$ a la même direction que la convection dans le sillage de vitesse $\vec{W}$.

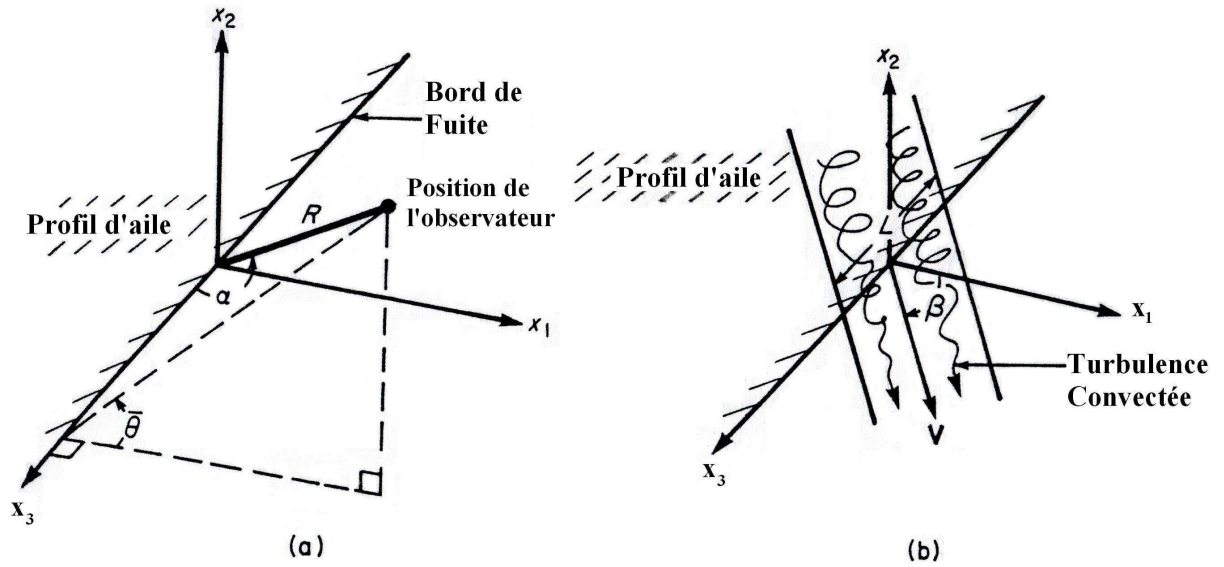


FIG. 2.1 – Schéma du profil d'aile et représentation des différentes grandeurs utilisées, adaptées de Howe [36].

Considérons ainsi un profil d'aile de type NACA0012. Ce profil est supposé d'envergure infinie et de corde c_e . Seule une longueur L de son envergure est soumise à l'écoulement (voir figure 2.1). Ces dernières hypothèses reviennent à négliger les effets de bords, possibles dans notre configuration, tout en conservant de fortes similitudes à nos conditions expérimentales. De plus, considérer un profil d'envergure infinie avec un écoulement sur toute l'étendue d'une ou deux faces du profil ne présente pas forcément plus d'intérêt, d'où l'importance de ces hypothèses afin de rendre le problème physiquement possible : en effet, un profil de très grande envergure comparée à la longueur "mouillée" par l'écoulement se comporte sans aucun doute de la même manière qu'un profil d'envergure infinie.

2.1.2 Développement de l'expression analytique de l'estimation

Howe [34] étudie tout d'abord le cas d'un écoulement sur une seule face du profil et extrapole ensuite son modèle au cas d'un écoulement sur les deux faces du profil.

Tout d'abord, le profil est considéré comme une plaque plane semi-infinie, hypothèse en théorie justifiée si les longueurs d'onde du bruit étudié sont petites par rapport à la longueur de corde. Le modèle est alors considéré comme un modèle asymptotique hautes fréquences. De plus, le profil d'aile est soumis à un écoulement uniquement sur l'extrados du profil ayant une vitesse U_0 et un taux de turbulence supposé nul. L'intrados ne possède donc pas de couche limite et n'intervient en rien dans le phénomène aéroacoustique.

La condition de "gel" des structures au passage du bord de fuite permet d'exprimer le bruit de bord en fonction des pressions en paroi en amont du bord de fuite, pressions qui ne sont pas influencées par le passage du bord de fuite.

Le calcul peut alors être formulé comme un problème de diffraction, dans lequel la pression incidente p_I , pression pariétale produite par le même écoulement turbulent en l'absence de profil, est diffractée par le bord de fuite.

Ainsi, d'après Howe [34], en considérant les précédentes hypothèses et que le terme d'interaction de la couche de cisaillement $\partial U_c / \partial x_2$ est négligeable dans le sillage, le bruit en champ lointain peut être estimé par :

$$S_K(\omega) = \frac{2}{\pi R^2} \left(\frac{\omega L}{c_0} \right) \frac{\sin \alpha_k \sin^2(\theta/2) \cos \beta}{(1 + M_{0R})^2 (1 - M_{WR})^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P(k_1, (\omega \cos \alpha_k)/c_0, \omega)}{|\vec{k} \cdot \vec{n}| (1 - M_{vR})^2 (1 - M_{v1} \sin \alpha_k)} dk_1 \quad (2.1)$$

où $\vec{k} = (k_1, (\omega \cos \alpha_k)/c_0)$ est le nombre d'onde dans le plan (k_1, k_3) et $\vec{n}$ un vecteur unitaire du plan (x_1, x_3) dans la direction de la vitesse moyenne U_c . Notons que pour un écoulement normal au bord d'attaque du profil (notre cas), $\vec{n} = (1, 0)$ et par conséquent $|\vec{k} \cdot \vec{n}| = |k_1|$. Comme on le verra par la suite, cette expression est à moduler selon qu'on applique ou non la condition de Kutta

On retrouve dans cette expression le terme de directivité ainsi que la décroissance en $1/R^2$, puis les facteurs Doppler $(1 - M_{vR})^2 (1 - M_{v1} \sin \alpha_k)$ et le spectre en nombre d'onde du champ de pression pariétale au voisinage du bord de fuite $P(k_1, (\omega \cos \alpha_k)/c_0, \omega)$.

Afin que l'estimation du bruit soit correcte, il est nécessaire que le spectre en nombre d'onde du champ de pression pariétale $P(k_1, k_3, \omega)$ soit estimé via la mesure ou modélisé pour tout vecteur d'onde $\vec{k}$. Cette condition est cependant irréalisable puisque le calcul de ce spectre requiert la connaissance du champ de pression sur toute une surface.

Toutefois, si on considère en première approximation la vitesse de convection U_c constante ($= \vec{V}$), le terme $|\vec{k} \cdot \vec{n}|$ peut être approximé par ω/U_c et les facteurs Doppler peuvent être extraits de l'intégrale. Cette dernière approximation communément admise, n'en est pas pour autant triviale. En effet, le fait d'approximer k_1 par $\frac{\omega}{U_c}$ sous entend que l'émission acoustique est très fortement centrée sur cette fréquence, et peut de fait fortement modifier le spectre

acoustique estimé. D'un point de vue mathématique, cette approximation revient à considérer $\frac{f(k)}{k}dk \approx \frac{1}{k_0}f(k)dk$. Compte tenu de la forme particulière de $f(k)$ (gaussienne centrée sur k_0), l'approximation paraît correcte pour de fortes valeurs de k mais reste à valider quand k est petit.

De plus, dans l'approximation de faible nombre de Mach, les termes de Doppler sont négligés.

Le bruit en champ lointain peut donc être estimé par :

$$S(\omega) = \frac{2M_v L \sin \alpha_k \sin^2(\theta/2) \cos \beta}{\pi R^2 \{1 - F(\omega\delta^*/W)\}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_1, (\omega \cos \alpha_k)/c_0, \omega) dk_1 \quad (2.2)$$

avec :

$$F(\omega\delta^*/W) \rightarrow 0 \quad \text{quand} \quad \omega\delta^*/W \rightarrow 0 \quad (2.3)$$

$$F(\omega\delta^*/W) \rightarrow \bar{\sigma} = W/U_c \quad \text{quand} \quad \omega\delta^*/W \rightarrow \infty \quad (2.4)$$

La fonction $F(\omega\delta^*/W)$ rend compte de l'application partielle de la condition de Kutta-Joukowski. Le choix de cette fonction est discuté par la suite.

La connaissance du champ de pression sur toute une surface est ainsi évitée. En effet, on définit Π^* :

$$\Pi^*(k_3, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_1, k_3, \omega) dk_1 \quad (2.5)$$

En reportant la définition du spectre en nombre d'onde (voir Nomenclature) dans l'expression 2.5, on obtient :

$$\Pi^*(k_3, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle p_k(x_1, x_3, t) p_k(x_1, x_3 + \xi_3, t + \tau) \rangle e^{-i(k_3 \xi_3 - \omega \tau)} d\xi_3 d\tau \quad (2.6)$$

L'intégrale peut ainsi être estimée par la mesure du champ de pression pariétale sur une ligne transversale à une distance d_1 du bord de fuite. Le nombre limité de capteurs de pression transversaux empêche cependant dans notre étude une approximation correcte de Π^* .

Selon Howe [36], afin que l'équation précédente 2.2 reste valable, il est nécessaire que la distance d_1 (où le spectre en nombre d'onde est estimée) soit inférieure à la plus petite échelle des structures considérées. En d'autres termes, d_1 définit la plus grande fréquence acoustique ($\sim U_c/d_1$) pour laquelle le bruit en champ lointain peut être prédit.

Dans notre étude, les capteurs les plus proches du bord de fuite sont situés à 10 mm du bord de fuite et la vitesse de convection est comprise entre 10 et 30 m/s selon la vitesse extérieure

imposée. Par conséquent, la fréquence de coupure est comprise entre 1 et 3 kHz selon les cas.

La fonction $F(\omega\delta^*/W)$ permet de prendre en compte le fait que la condition de Kutta-Joukowski n'est que partiellement vérifiée en fonction de la fréquence (cf. 1.3). En effet, comme vu précédemment (premier chapitre) et démontré expérimentalement par Satyanarayana et Davis [57], la condition de Kutta ne doit être appliquée que partiellement.

Comme le proposent Satyanarayana et Davis, et malgré le manque de justificatifs autres que les limites de la fonction, $F(\omega\delta^*/W)$ est considéré telle que :

$$F(\omega\delta^*/W) = \frac{\frac{\omega\delta^*}{W} \frac{W}{U_c}}{1 + \frac{\omega\delta^*}{W}} \quad (2.7)$$

Notons que le choix de cette fonction en fait une source d'erreur possible. L'utilisation ou non de cette condition partielle de Kutta est numériquement étudiée et comparée aux expérimentations dans le dernier chapitre.

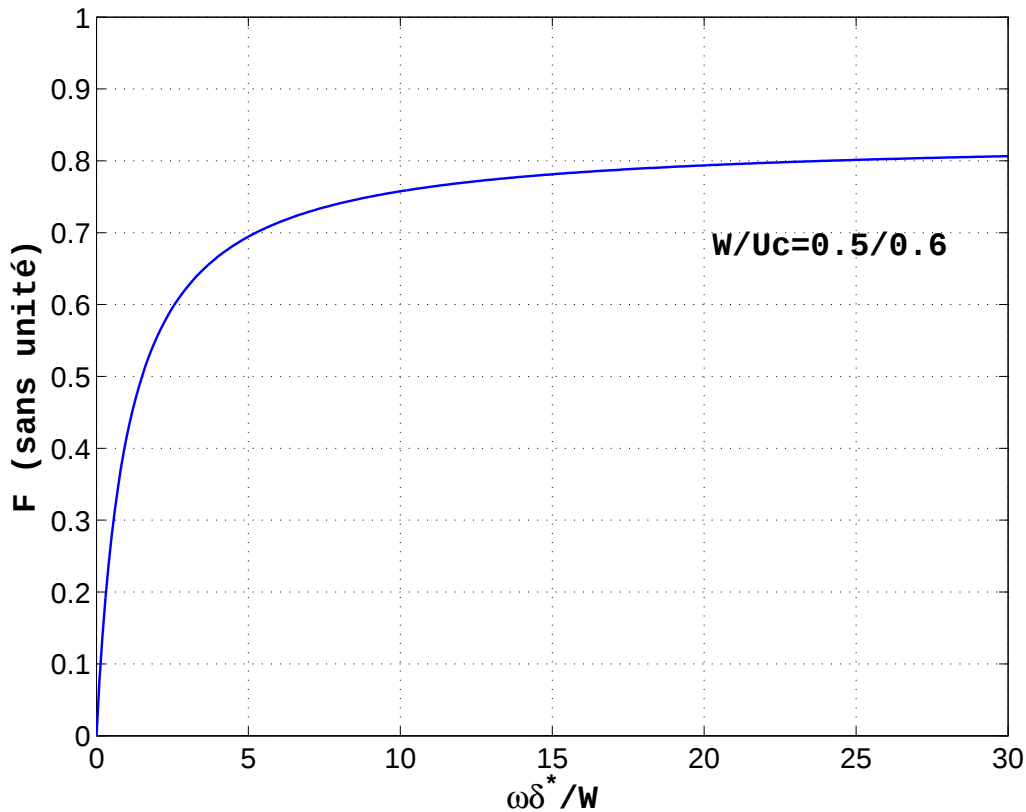


FIG. 2.2 – Fonction F (condition partielle de Kutta-Jukowsky).

Dans le cas d'un profil en écoulement, le bruit de bord de fuite large bande est bien évidemment dû aux contributions de l'extrados et de l'intrados si les couches limites respectives

sont turbulentes. D'après Howe [36], les contributions de chacun des côtés s'additionnent simplement si le paramètre $\omega c_e/2U_0$ est très grand devant 1, condition toujours vérifiée pour $f > 100$ Hz dans notre étude. L'estimation globale du bruit du profil complet (extrados et intrados), en absence d'incidence du profil, revient donc à doubler l'autospectre calculé dans le cas d'un écoulement sur une seule face. La puissance acoustique émise en champ lointain est donc également doublée, ce qui revient à ajouter 3 dB au champ acoustique émis par un seul côté.

2.2 Estimation des données d'entrées du modèle.

Le but du modèle étant l'estimation statistique rapide et aisée du bruit de bord de fuite en champ lointain (ne demandant aucune mesure particulière sur la paroi, et pour un coût de calcul minime), ses données d'entrée doivent être aisément mesurées ou estimées.

Par conséquent, le champ de pression pariétale turbulent doit être modélisé. Celui-ci est dans un premier temps calculé via le modèle de Corcos, puis ensuite par celui de Chase. L'utilisation de l'estimation de Chase dans le modèle aéroacoustique général a été confrontée à l'utilisation du modèle de Corcos, modèle dépendant d'un faible nombre de constantes comparativement à celui de Chase.

Les autres caractéristiques de l'écoulement requises par le modèle résultant (δ^* , U_c , ...) ont par la suite été estimées à l'aide des modèles classiques de la théorie des couches limites turbulentes [9].

2.2.1 La modélisation du spectre en nombre d'onde du champ de pression pariétale.

Les deux modèles utilisés donnent la statistique du champ de pression en paroi induit par la couche limite turbulente homogène sur une plaque plane sans gradient de pression, c'est à dire la distribution spatio-fréquentielle moyennée du champ de pression pariétale.

Ils sont cependant considérés encore valables dans le cas de notre profil NACA0012, hypothèse cohérente au vu des précédentes études effectuées sur le sujet [1][2][8][9][10].

2.2.1.1 Le Modèle de Corcos.

Théorie du modèle de Corcos.

D'après Corcos [19], cette statistique est donnée, dans le cas d'une plaque plane semi-infinie, par l'inter-spectre du champ de pression pariétale :

$$\Gamma(\vec{\xi}, \omega) = P(\omega) \exp(i\omega \xi_1/U_c) \exp(-\alpha_1|\omega \xi_1/U_c| - \alpha_3|\omega \xi_3/U_c|) \quad (2.8)$$

où $P(\omega)$ représente le spectre fréquentiel du champ de pression en un point, supposé indépendant du point considéré (turbulence homogène). La phase de l'inter-spectre, c'est à dire $\exp(i\omega\xi_1/U_c)$, prend en compte la convection des structures turbulentes dans la direction x_1 , et la dernière exponentielle représente la décroissance de la corrélation avec la distance, décroissance due au phénomène de turbulence et directement liée aux échelles de longueur de la turbulence.

On définit alors $A(\xi_1, \omega)$ et $B(\xi_3, \omega)$ les fonctions de Corcos longitudinale et transversale par :

$$A(\xi_1, \omega) = |\Gamma(\xi_1, 0, \omega)/\Gamma(0, 0, \omega)| = \exp(-\alpha_1|\omega\xi_1/U_c|)$$

$$B(\xi_3, \omega) = |\Gamma(0, \xi_3, \omega)/\Gamma(0, 0, \omega)| = \exp(-\alpha_3|\omega\xi_3/U_c|)$$

Dans l'équation (2.8), α_1 et α_3 sont des facteurs de décroissance dépendant de nombreux paramètres (géométrie de la paroi, taux de turbulence de l'écoulement loin de la paroi, effets de blocage), que nous appellerons respectivement le facteur de décroissance longitudinale de Corcos et le facteur de décroissance transversale de Corcos.

L'expression 2.8 permet de définir aisément la cohérence associée :

$$\begin{aligned} \gamma^2(\vec{\xi}, \omega) &= |\Gamma(\vec{\xi}, \omega)|^2 / |\Gamma(0, \omega)|^2 \\ &= \exp(-2\alpha_1|\omega\xi_1/U_c| - 2\alpha_3|\omega\xi_3/U_c|) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Cette dernière expression 2.9 met en évidence une grandeur sans dimension, appelée communément pulsation adimensionnée (ou encore pulsation réduite) : $\hat{\omega} = \omega\xi_i/U_c$, où $i=1$ ou 3 selon la direction observée. En effet, d'après la modélisation de Corcos, si on observe les cohérences longitudinales (dans le sens de l'écoulement, $\xi_3 = 0$) en fonction de la pulsation adimensionnée $\hat{\omega} = \omega\xi_1/U_c$, celles-ci sont toutes confondues avec la courbe $\exp(-\alpha_1|\hat{\omega}|)$ (de même pour la cohérence transversale avec $\hat{\omega} = \omega\xi_3/U_c$).

De même, on définit la fréquence réduite : $\hat{f} = f\xi_i/U_c$.

Toujours d'après l'étude de Corcos [19], ces coefficients α_1 et α_3 valent, pour une plaque plane semi-infinie, respectivement 0,11 et 0,714, et d'après Farabee [40], pour une paroi de veine d'essais, $\alpha_1=0,125$ (l'étude de Farabee ne se préoccupe pas de la cohérence transversale), ce qui est très proche de la valeur déterminée par Corcos.

Ces deux facteurs de cohérence α_1 et α_3 peuvent être directement reliés aux échelles intégrales de turbulence l_1 et l_3 à partir de l'équation précédente (2.8) :

$$\begin{aligned} l_1 &= (\int_0^\infty A(\xi_1, \omega)\xi_1 d\xi_1) / (\int_0^\infty A(\xi_1, \omega) d\xi_1) \\ l_3 &= (\int_0^\infty B(\xi_3, \omega)\xi_3 d\xi_3) / (\int_0^\infty B(\xi_3, \omega) d\xi_3) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Puis, en considérant U_c constant, ces échelles intégrales (2.10) deviennent :

$$\begin{cases} l_1 = U_c/(\alpha_1\omega) \\ l_3 = U_c/(\alpha_3\omega) \end{cases} \quad (2.11)$$

Après passage de l'interspectre dans l'espace des nombres d'onde, on obtient le spectre en nombre d'onde, donnée essentielle au modèle aéroacoustique :

$$P(\vec{k}, \omega) = P(\omega) \frac{\pi^{-2} \alpha_1 \alpha_3 (\omega/U_c)^2}{[(k_1 - \omega/U_c)^2 + (\alpha_1 \omega/U_c)^2][k_3^2 + (\alpha_3 \omega/U_c)^2]} \quad (2.12)$$

Etude de Brooks [8] du modèle de Corcos pour un profil NACA0012.

Les travaux de Brooks [8] portent sur la distribution spatio-fréquentielle du champ de pression en paroi d'un profil NACA0012 en incidence ou non. Son étude a été effectuée pour des nombres de Reynolds beaucoup plus importants que ceux de notre étude ($\simeq 10^6$ pour l'étude de Brooks contre $\simeq 10^5$ dans notre cas).

Celle-ci a ainsi permis de vérifier la validité du modèle de Corcos [19] pour un profil beaucoup plus complexe qu'une plaque plane. Il a été remarqué que pour de tels nombres de Reynolds, l'angle d'inclinaison du profil n'avait que très peu d'influence sur la statistique du champ de pression pariétale, sauf sur les faibles fréquences pour lesquelles les niveaux de cohérence et de densité spectrale de puissance sont plus forts sur l'extrados que sur l'intrados. D'après Brooks [8], ceci se justifie par l'indépendance de l'épaisseur de la couche limite avec le gradient de pression notamment pour de fortes valeurs du nombre de Reynolds et pour $f > f_c$ ($\sim \delta^{-1}$), où f_c désigne la fréquence de coupure du spectre de turbulence.

Cependant, l'étude de Farabee [40], ainsi que la nôtre, ont permis d'observer l'influence du gradient de pression sur les coefficients de décroissance de Corcos α_1 et α_3 (voir le chapitre Résultats), et donc sur le champ de pression pariétale.

Brooks met malgré tout en défaut le modèle de Corcos, puisque la variation de la vitesse moyenne de l'écoulement engendre une variation des coefficients de Corcos α_1 et α_3 :

- Pour $U_0 = 38,6 \text{ m.s}^{-1}$, $\alpha_1 = 0,19$ et $\alpha_3 = 0,62$.
- Pour $U_0 = 69,5 \text{ m.s}^{-1}$, $\alpha_1 = 0,14$ et $\alpha_3 = 0,58$.

De plus, toujours d'après Brooks, le modèle n'est plus applicable pour $f < f_c$. En effet, dans le cas longitudinal (capteurs sur une même corde), la forme exponentielle de la cohérence n'est pas vérifiée aux basses fréquences.

Par ailleurs, le modèle de Corcos avec ses constantes d'origine est totalement incapable

de prédire la statistique du champ de pression pariétale pour les basses fréquences dans le cas transversal (capteurs considérés à une même distance du bord de fuite). En outre, la distribution spatio-fréquentielle du champ de pression n'est bien représentée pour ces basses fréquences ($f < f_c$) par le modèle de Corcos qu'avec avec une constante α_3 égale à 1,6 (modèle de Chandiramani [14]), valeur bien éloignée de 0,7 déterminée par Corcos.

Il apparaît donc nécessaire de modifier la modélisation de Corcos ou encore d'utiliser un autre modèle.

2.2.1.2 Le Modèle de Chase.

Chase [15][16], en plus d'avoir apporté des améliorations au modèle de Corcos (cf. 2.2.1.3.), a développé ses propres modèles, beaucoup moins simples d'utilisation que celui de Corcos. En effet, ceux-ci dépendent de nombreuses constantes.

Il a donc élaboré un premier modèle dont l'étendue de validité dans l'espace des nombres d'onde englobe le domaine convectif (domaine le plus énergétique, nombres d'onde autour de ω/U_c) et le domaine sous convectif (nombres d'onde compris entre ω/c_0 et ω/U_c).

Une autre version a ensuite été développée afin d'étendre la validité du modèle au domaine acoustique (nombres d'onde inférieurs à ω/c_0), c'est-à-dire au domaine compressible. Dans notre étude, seul le modèle incompressible est étudié. En effet, le modèle compressible n'apparaît pas utile dans le cas de notre étude aéroacoustique, puisque l'écoulement peut être considéré comme incompressible au voisinage du bord de fuite du profil d'aile dans notre gamme de nombre de Mach.

Le modèle considéré repose sur les mêmes hypothèses que pour l'estimation de Corcos. Chase exprime ainsi dans son premier modèle le spectre en nombre d'onde de la manière suivante :

$$P(\vec{k}, \omega) = \rho^2 v_*^3 (c_M k_1^2 K_M^{-5} + c_T K^2 K_T^{-5}), \quad (2.13)$$

avec $K_i^2 = (\omega - U_c k_1)^2 / h_i^2 v_*^2 + K^2 + (b_i \delta)^{-2}$, $i = M, T$.

Deux phénomènes sont pris en compte dans cette modélisation : l'interaction de la couche de cisaillement (sous-entendu de la couche limite) avec la turbulence (symbolisée par les indices M) et l'interaction entre structures turbulentes de la couche limite (symbolisée par les indices T).

Le terme c_i représente l'intensité du phénomène indicé i (pour $i = M$ ou T), et h_i est lié à une vitesse caractéristique de la turbulence ($\sim h\nu^*$). Le coefficient b_i permet d'éviter la singularité en zéro de l'expression du spectre en nombre d'onde du champ de pression pariétale (équation 2.13).

Chase [15][16] conseille d'utiliser les simplifications suivantes : $h_M = h_T = h$ et $b_M = b_T = b$.

Le premier phénomène (et donc c_M) est prédominant dans la région de convection ($k \approx \omega/U_c$) et le second (c_T) dans la région de sous-convection ($1 < k\delta \ll \omega\delta/U_c$).

La transformée de Fourier spatiale inverse de ce spectre en nombres d'onde permet d'estimer des grandeurs comparables aux données expérimentales (interspectres et cohérences entre deux capteurs de pression pariétale). En effet, celle-ci donne directement l'interspectre :

$$\Gamma(\vec{\xi}, \omega) = \int (d\vec{k}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{\xi}} P(\vec{k}, \omega) = \Gamma_M + \Gamma_T, \quad (2.14)$$

avec :

$$\Gamma_i(\vec{\xi}, \omega) = a_+ r_i \rho^2 v_*^4 \omega^{-1} \exp(i\omega \xi_1 / U_c) \exp(-z_i) f_i(\vec{\xi}, \omega),$$

où :

$$f_M(\vec{\xi}, \omega) = \alpha_M^{-3} [z_M + 1 + \alpha_M^2 \mu_M^2 (1 - z_{M1}^2 / z_M) + i2\alpha_M \mu_M z_{M1}],$$

$$f_T(\vec{\xi}, \omega) = \alpha_T^{-3} [z_T + 1 + \alpha_T^2 (1 - z_{T3}^2 / z_T) + i2\alpha_T \mu_T z_{T1}],$$

et :

$$\alpha_i^2 \equiv 1 + (b_i \omega \delta / U_c)^{-2}, \quad z_{i1} \equiv \mu_i \alpha_i \omega \xi_1 / U_c, \quad z_{i3} \equiv \alpha_i \omega \xi_3 / U_c, \quad z_i = (z_{i1}^2 + z_{i3}^2)^{1/2},$$

$$a_+ \equiv (2\pi/3)(c_T h_T + c_M h_M), \quad r_T \equiv c_T h_T / (c_T h_T + c_M h_M), \quad r_M = 1 - r_T.$$

Notons que α_i , z_{i1} , z_{i3} , et z_i sont des nombres sans dimension.

Il est difficile, voire impossible, de décrire la signification physique de toutes ces constantes, puisqu'elles sont issues d'un long calcul analytique [15]. Une étude paramétrique de celles-ci a tout de même été exécutée (chapitre "Résultats") afin d'évaluer l'influence de chacune sur certaines grandeurs physiques mesurables, comme par exemple la densité spectrale de puissance du champ de pression pariétale.

Cette dernière expression de l'interspectre du champ de pression pariétale (équation 2.14) a le grand intérêt de permettre l'estimation aisée de l'autospectre de la pression pariétale en un point $P(\omega)$. En effet, l'autospectre est rigoureusement identique à l'interspectre pour un écartement nul :

$$P(\omega) = P_M(\omega) + P_T(\omega) \equiv \Gamma_M(0, \omega) + \Gamma_T(0, \omega), \quad (2.15)$$

où :

$$P_M(\omega) = r_M a_+ \rho^2 v_*^4 \omega^{-1} \alpha_M^{-3} (1 + \mu_M^2 \alpha_M^2), \quad P_T(\omega) = r_T a_+ \rho^2 v_*^4 \omega^{-1} \alpha_T^{-3} (1 + \alpha_T^2), \quad (2.16)$$

et la cohérence entre deux points du profil d'aile est telle que :

$$\gamma(\vec{\xi}, \omega) = \frac{\Gamma(\vec{\xi}, \omega)}{P(\omega)}, \quad (2.17)$$

$$= \frac{|r_M e^{-z_M} f_M(\vec{\xi}, \omega) + r_T e^{-z_T} f_T(\vec{\xi}, \omega)|}{r_M \alpha_M^{-3} (1 + \mu_M^2 \alpha_M^2) + r_T \alpha_T^{-3} (1 + \alpha_T^2)} \quad (2.18)$$

Ce modèle requiert la connaissance de nombreuses caractéristiques de l'écoulement (vitesse de convection U_c , nombre de Mach, masse volumique ρ de l'air, vitesse de frottement en paroi v_* et épaisseur de couche limite δ au niveau du bord de fuite) et des nombreuses constantes le régissant (c_M , c_T , h_M , h_T , b_M , et b_T). Ainsi, cette modélisation possède a priori une grande flexibilité, d'où son intérêt.

2.2.1.3 Améliorations du modèle de Corcos.

Chase [15] a montré, dans son étude sur le profil NACA0012, les faiblesses du modèle de Corcos. La modélisation de Corcos est uniquement valable dans le domaine convectif, alors que celle de Chase étend sa validité au domaine sous-convectif, puis au domaine acoustique, c'est à dire au domaine "compressible" (bande de nombres d'onde où le fluide ne peut plus être considéré comme incompressible : $|\vec{k}| < \omega/U_c$).

Chase [15] propose donc tout d'abord une amélioration du modèle aux hautes fréquences (zone où $f > f_c$), puis il améliore dans un second temps la représentation du champ de pression pariétale aux basses fréquences (zone où $f < f_c$). Les deux expressions analytiques proposées sont issues du modèle de Chase précédemment détaillé.

Malgré tout, ces modèles ne sont pas valables pour les très basses fréquences pour lesquelles c'est le modèle de Chandiramani [14] qui s'applique.

La modification de l'inter-spectre aux Hautes Fréquences.

D'après Chase [15], pour $b_M \omega \delta / U_c \gg 1$ et $b_T \omega \delta / U_c \gg 1$ (c'est à dire $\alpha_M \rightarrow \alpha_T \rightarrow 1$), on a :

$$\Gamma(\xi, \omega) = P(\omega) \left(1 + \frac{1 - r_T}{1 + r_T} |\omega \xi_3 / U_c|\right) \left(1 + \frac{\alpha_1 |\omega \xi_1 / U_c|}{1 + r_T}\right) \exp(i \omega \xi_1 / U_c) \exp(-\alpha_1 |\omega \xi_1 / U_c| - |\omega \xi_3 / U_c|) \quad (2.19)$$

En d'autres termes, toujours pour $b_M \omega \delta / U_c \gg 1$ et $b_T \omega \delta / U_c \gg 1$:

$$B(\xi_3, \omega) = |\Gamma(0, \xi_3, \omega) / \Gamma(0, 0, \omega)| = (1 + \frac{1 - r_T}{1 + r_T} |\omega \xi_3 / U_c|) \exp(-|\omega \xi_3 / U_c|)$$

$$A(\xi_1, \omega) = |\Gamma(\xi_1, 0, \omega) / \Gamma(0, 0, \omega)| = (1 + \frac{\alpha_1 |\omega \xi_1 / U_c|}{1 + r_T}) \exp(-\alpha_1 |\omega \xi_1 / U_c|)$$

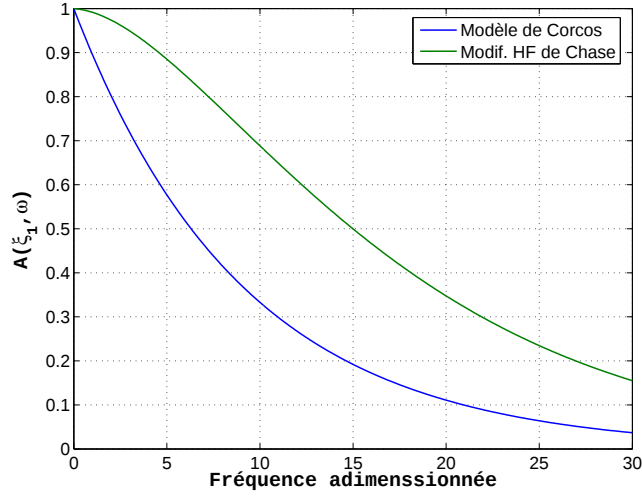


FIG. 2.3 – $A(\xi_1, \omega)$ en fonction de la fréquence adimensionnée ($\omega \xi_1 / U_c$) avec $r_T = 0,03$.

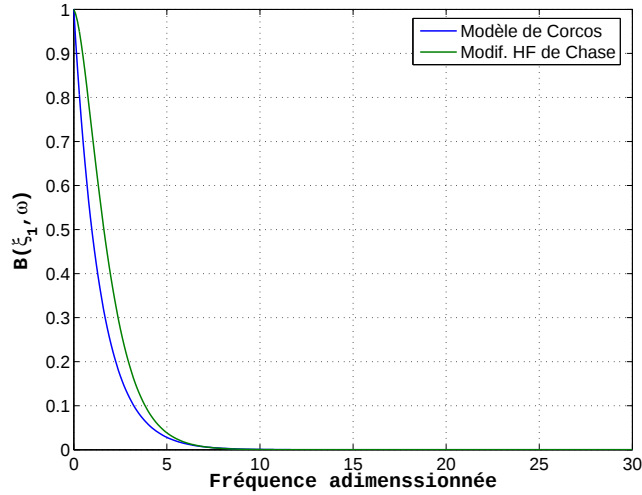


FIG. 2.4 – $B(\xi_3, \omega)$ en fonction de la fréquence adimensionnée ($\omega \xi_3 / U_c$) avec $r_T = 0,03$.

Cette amélioration a, en fait, pour action de prédire aux hautes fréquences une décroissance exponentielle de la cohérence longitudinale moins forte que dans le modèle de base (figure 2.3). Il en est de même pour la décroissance transversale de façon apparemment plus modérée

(figure 2.4).

A la limite opposée, aux basses fréquences, la représentation de Corcos n'est également pas correcte : en effet, pour des fréquences tendant vers zéro, il n'y a plus de convection de l'onde de pression. Par conséquent, les corrélations spatiales, et donc les fonctions de Corcos A et B, ne dépendent pas de la fréquence dans cette gamme basse fréquence. D'après Chase [15], $B(\xi_3, \omega)$ doit dépendre uniquement de $|\xi_3|/\beta\delta$, ce qui est intégré par Chase dans sa modification aux basses fréquences du modèle de Corcos ; de même, $A(\xi_1, \omega)$ doit dépendre uniquement de $|\xi_1|/\beta\delta$.

La modification aux basses fréquences.

Chase intègre donc dans le modèle de Corcos l'épaisseur de couche limite, de manière à corriger le modèle de Corcos, sans pour autant rejoindre les constatations de Chandiramani [14].

Celui-ci prend la forme :

$$\Gamma(\vec{\xi}, \omega) = P((\omega^2 + U_c^2/\Delta^2)^{1/2}) \exp(i\omega\xi_1/U_c - \alpha_1|(\omega^2 + U_c^2/\Delta^2)^{1/2}\xi_1/U_c|) \quad (2.20)$$

$$- \alpha_3|(\omega^2 + U_c^2/\Delta^2)^{1/2}\xi_3/U_c|) \quad (2.21)$$

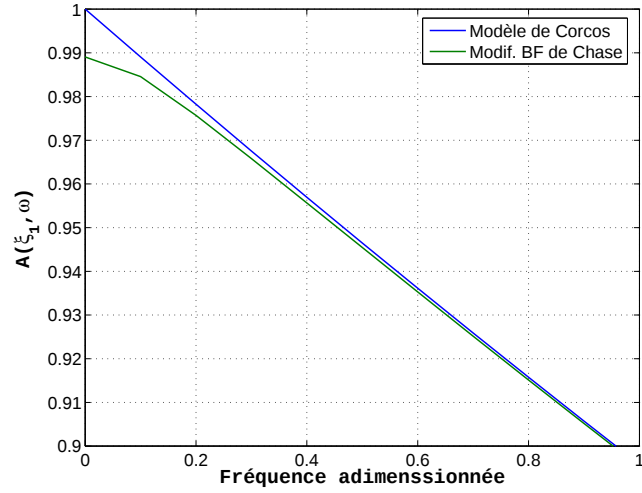
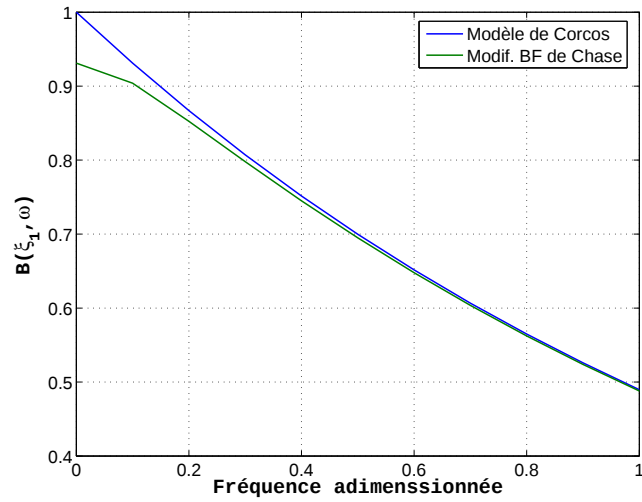
où l'épaisseur de couche limite est prise en compte via le paramètre Δ avec $\Delta = \beta\delta$, β une constante à fixer.

Cette modification n'influe que très peu sur le modèle de Corcos [19] : Seule la zone très basse fréquence est corrigée ; les pentes des fonctions de Corcos à l'origine (en $\omega=0$), initialement élevées dans le modèle de Corcos, deviennent quasiment nulles : la dérivée en $\xi=0$, qui est de -1 pour le modèle de Corcos devient proche de 0 pour le modèle amélioré par Chase (équation 2.20, figures 2.5 et 2.6).

Cette modification implique un comportement différent selon l'écartement $\vec{\xi}$: en effet, pour des fréquences réduites proches de zéro ($\omega\vec{\xi}/U_c$ tendant vers 0), le niveau de cohérence dépend de l'écartement : $\Gamma(\vec{\xi}, 0) = P(U_c/\Delta) \exp(-\alpha_1|\xi_1/\Delta| - \alpha_3|\xi_3/\Delta|)$.

De plus, ce modèle amélioré (éq. 2.20) reste valable en première approximation aux hautes fréquences, alors que l'amélioration haute fréquence (éq. 2.19) n'est plus valable pour les basses fréquences où la condition $b_i\omega\delta/U_c \gg 1$ n'est plus réalisée.

Le modèle de Corcos [19] et ses améliorations dépendent tous de la vitesse de convection. Par conséquent, afin de modéliser la statistique du champ de pression pariétale, il est nécessaire de connaître précisément la vitesse de convection U_c , et δ^* l'épaisseur de couche limite turbulente

FIG. 2.5 – $A(\xi_1, \omega)$ en fonction de la fréquence adimensionnée ($\omega\xi_1/U_c$).FIG. 2.6 – $B(\xi_3, \omega)$ en fonction de la fréquence adimensionnée ($\omega\xi_3/U_c$).

de déplacement. Dans notre étude, l'ensemble de ces données nécessaires au modèle de champ de pression pariétale, et donc au modèle général de prédiction de bruit, est directement mesuré ou estimé via la mesure dans quelques cas particuliers (voir chapitre Résultats).

2.2.2 Les modèles de vitesse de convection.

La vitesse de convection U_c paraît déterminante pour notre étude. En effet, celle-ci joue tout d'abord un rôle essentiel dans l'adimensionnalisation des spectres et des cohérences. De plus, elle constitue une donnée d'entrée du modèle aéroacoustique et des modèles de champ de pression pariétale.

Quatre modèles d'estimation de cette vitesse de convection sont exposés ci-dessous, correspondant respectivement à un premier modèle classiquement utilisé en turbulence, deux autres proposés par Willmarth [68] et enfin celui établi par Benarrous [5].

2.2.2.1 Le modèle classiquement utilisé.

L'estimation de la vitesse de convection la plus couramment utilisée est très globale et approximative, puisque seule la vitesse moyenne de l'écoulement est paramètre de celle-ci :

$$U_c = 0,6U_0 \quad (2.22)$$

Ce modèle ne représente pas correctement la physique du phénomène de convection des structures de la couche limite turbulente, puisqu'il ne prend en compte ni le gradient de pression, ni la fréquence des structures considérées, ni l'écartement entre les deux points considérés, ce qui est loin d'être vérifié dans la réalité. Il est effectivement évident que les phénomènes de convection dépendent du gradient de pression imposé au profil comme le montrent les spectres expérimentaux.

De plus, l'écartement a un rôle également non négligeable sur la vitesse de convection : en effet, plus l'écartement est grand, plus les structures captées par la corrélation sont de "grosses" structures. Ces grosses structures sont donc nécessairement moins influencées par le fait que la vitesse en paroi est nulle, et par conséquent la vitesse de convection moyenne est plus grande.

Ainsi, cette formulation approximative apparaît mal adaptée à notre problème. Un modèle plus adapté est présenté ci-dessous prenant en compte l'effet des grands écartements et l'effet du gradient de pression par l'intermédiaire de l'épaisseur de couche limite de déplacement au voisinage du point considéré.

2.2.2.2 Le modèle de Willmarth adapté aux "hautes fréquences".

Pour des fréquences élevées ($\omega\xi_1/U_c > 3$), une très bonne approximation de U_c est donnée par Willmarth [68] :

$$U_c/U_0 = 0,39(1 + 2\xi_1/\delta^*)^{0,19} \quad (2.23)$$

Cependant, dans notre étude, cette approximation ne paraît pas totalement adaptée pour les adimensionnalisations avec de faibles écartements. En effet, la bande de fréquences où la condition $\omega\xi_1/U_c > 3$ n'est pas vérifiée correspond alors à l'essentiel de ce qui nous intéresse.

Toutefois, Willmarth [68] a établi une extension pour ces "basses" fréquences, où la condition précédente n'est pas respectée. Ce modèle prend alors en compte le rôle de la fréquence et de l'écartement, ce qui est a priori plus adapté à notre cas.

En effet, la fréquence joue un rôle : pour de petites fréquences observées, les structures captées

sont grosses, et par conséquent plus influencées par l'écoulement extérieur que les petites (correspondant pour un écartement fixe à de plus grandes fréquences), d'où une vitesse de convection plus grande.

2.2.2.3 Le modèle de vitesse de convection de Willmarth le plus précis.

Celui-ci, tiré comme le précédent des études de Willmarth [68], est à utiliser si l'on veut travailler sur toute l'étendue de nos écartements, pour les raisons citées précédemment. Il s'écrit :

$$U_c/U_0 \simeq (-9.10^{-6}f + 0,5(1 + \xi_1/\delta^*)^{0,16}) \quad (2.24)$$

2.2.2.4 La vitesse de convection issue du modèle de Benarrous.

Benarrous [5] a développé un modèle de vitesse de convection destiné au cas d'une plaque plane semi-infinie basé sur l'hypothèse d'une similitude entre le spectre de pression et le spectre de l'énergie turbulente.

Il estime la vitesse de convection U_c et l'autospectre du signal de pression pariétale en un point $P(\omega)$:

$$U_c/U_0 = 0,6 + 0,4e^{-\frac{2,2\omega\delta^*}{U_0}} \quad (2.25)$$

et

$$P(\omega) = \frac{q^2\delta^*}{2U_0} \frac{10^{-3}(\frac{\omega\delta^*}{U_c})}{[1 + 3,5(\frac{\omega\delta^*}{U_c})^2]^{\frac{3}{2}}} Ft_{co}(\omega) \quad (2.26)$$

$Ft_{co}(\omega)$ est construit de manière à prendre en compte la fréquence de coupure f_{co} du spectre des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente :

$$\begin{aligned} Ft_{co}(\omega) &= e^{0,2(\omega_{co}-\omega)\delta^*/U_0} & \text{si } \omega > \omega_{co} = 0,9\frac{U_0^2 C_f}{2\nu} \\ &= 1 & \text{sinon.} \end{aligned} \quad (2.27)$$

C_f représente le coefficient de frottement moyen. Il se calcule à l'aide de la formule de Blasius [20] (page 191) : $C_f = 0,074 \left(\frac{U_0 c_e}{\nu} \right)^{-1/5}$.

Ce modèle ne nous donne pas une relation directe entre U_c et U_0 via l'épaisseur de couche limite comme les précédents. Il reste néanmoins applicable à notre étude et permet une première estimation du bruit de bord de fuite puisqu'il apporte la connaissance du spectre des pressions pariétales (éq. 2.26).

2.2.2.5 Comparaison des modèles.

La figure 2.7 représente le comportement des estimations de la vitesse de convection en fonction de la fréquence. Celle-ci montre bien la décroissance de la vitesse de convection en

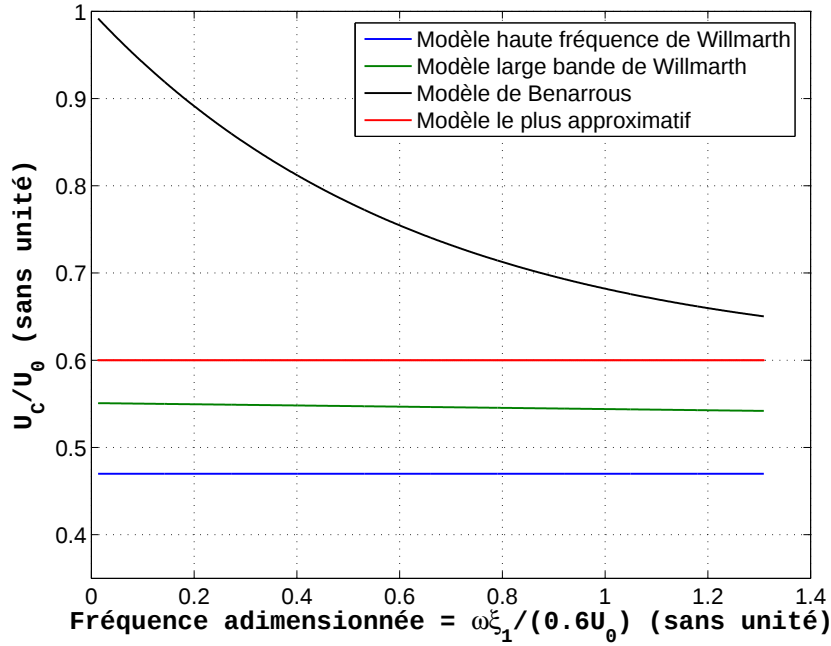


FIG. 2.7 – Estimation de la vitesse de convection en fonction de la fréquence pour un écartement ξ_1 constant ($U_0 = 40$ m/s, $\delta = 6.10^{-3}$ m, $\xi_1 = 5.10^{-3}$ m).

fonction de la fréquence dans le cas des deux modèles les plus élaborés (modélisation large bande de Willmarth [68] et estimation de Benarrous).

Les deux approximations de Willmarth sont relativement proches de la modélisation classique très approximative, et la dépendance avec la fréquence du modèle élaboré de Willmarth apparaît négligeable, comme le prévoit son modèle large bande.

Par contre, le modèle de Benarrous s'écarte considérablement des autres approximations pour des fréquences adimensionnées inférieures à l'unité : cette approximation apparaît fautive dans cette gamme de fréquences.

L'évolution de la vitesse de convection U_c avec l'écartement ξ_1 (voir figure 2.8) montre l'indépendance du modèle classique et du modèle de Benarrous avec l'écartement, ce qui ne se retrouve évidemment pas via la mesure.

En effet, plus l'écartement est faible, plus les structures turbulentes détectées en paroi par la mesure sont petites, moins la vitesse extérieure entraîne ces structures qui, par conséquent, renvoient une mesure de la vitesse U_c moins importante que pour de grands écartements. Cette propriété est bien retrouvée dans les expérimentations.

Ces modèles de vitesse de convection U_c , développés pour une plaque plane, sont analysés dans le chapitre "Résultats" à l'aide des données expérimentales de manière à les valider pour notre problème.

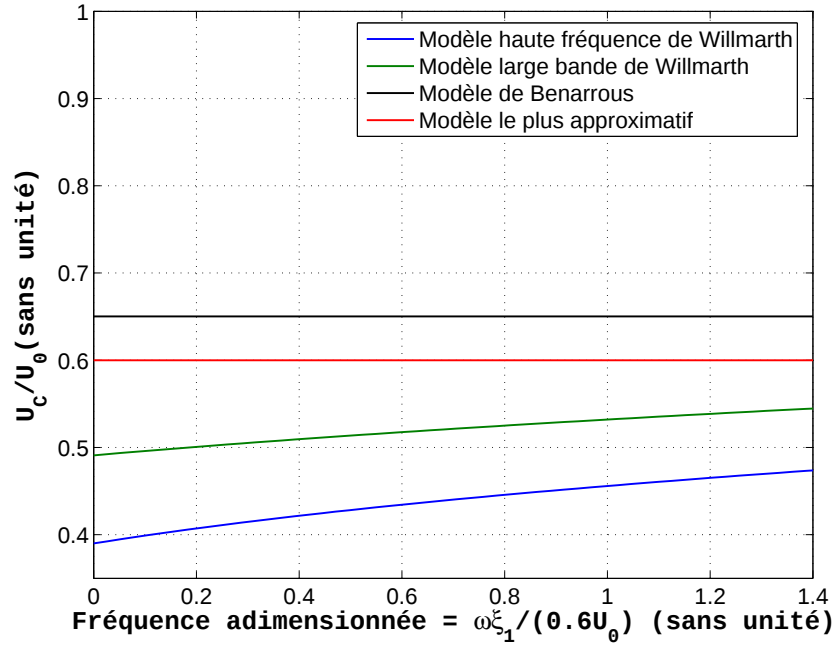


FIG. 2.8 – Estimation de la vitesse de convection en fonction de l'écartement ξ_1 pour une fréquence f constante ($U_0 = 40$ m/s, $\delta = 6.10^{-3}$ m, $f = 1000$ Hz).

Les trois dernières expressions (voir équations 2.23 et 2.24) requièrent la connaissance de l'épaisseur de déplacement δ^* au point considéré.

De plus, l'estimation du champ de pression pariétale nécessite comme donnée d'entrée l'épaisseur de la couche limite δ en plus de la vitesse de convection.

Deux solutions ont donc été étudiées et comparées afin de déterminer ces caractéristiques aérodynamiques de la couche limite pariétale : tout d'abord par l'utilisation d'estimateurs classiques du développement de la couche limite afin de calculer les deux grandeurs requises δ et δ^* , puis par la mesure de celles-ci au voisinage du bord de fuite.

Des estimateurs proposés par Brooks [9] pour le calcul de ces épaisseurs de couche limite δ et δ^* sont donnés en annexe de ce chapitre.

2.3 Modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite.

Depuis de nombreuses années, les applications aéroacoustiques ont principalement utilisé le modèle de Corcos afin d'estimer la statistique du champ de pression pariétale, donnée nécessaire pour le calcul aéroacoustique. De plus, le bruit aéroacoustique de bord de fuite a principalement été étudié dans le cas d'un profil d'aile sans inclinaison, situation relativement

rare dans les utilisations industrielles de profils. Brooks & Hodgson ont néanmoins mesuré le bruit de profil d'aile en inclinaison, et n'ont détecté aucune influence de l'incidence du profil sur le bruit de bord de fuite [8]. Plus récemment, Brooks a montré l'influence de cette incidence aux basses fréquences [38]. Par ailleurs, pour des configurations d'écoulement plus générales, Roger & Moreau [54] ont montré que le modèle, au sens de la fonction de transfert entre le bruit de bord de fuite et la pression pariétale ne dépendait pas de l'incidence mais par contre que le bruit en dépendait fortement.

Un modèle utilisant l'estimation de Chase afin de déterminer la statistique du champ de pression pariétale a été développé, dans l'objectif de rendre plus précis l'estimation du bruit large bande, que ce soit avec ou sans gradient de pression. En effet, l'ensemble des données d'entrée du modèle de Howe peut être intégré à celui-ci, que ce soit à partir de la modélisation de la statistique du champ de pression pariétale de Corcos ou avec celle de Chase.

Ainsi, l'expression d'un modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite a pu être développée.

La vitesse de convection, bien que dépendant de l'écartement, est considérée constante en fonction de l'écartement dans le calcul du bruit estimé, afin que celui-ci soit réalisable analytiquement. En raison de sa faible dépendance avec la fréquence, la vitesse de convection sera considérée constante dans le cadre de cette étude. Il est cependant à noter que l'ensemble des calculs développés reste valable si on considère une vitesse de convection dépendant de la fréquence.

Le calcul analytique est exécuté tout d'abord à partir du modèle de couche limite turbulente de Corcos comme l'a déjà fait Howe, puis à partir de celui de Chase. Deux modèles complets sont ainsi développés.

2.3.1 Modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite avec utilisation du modèle de Corcos.

Compte tenu des hypothèses effectuées précédemment, l'intégrale de l'équation 2.2 peut se calculer à partir de simples corrélations transversales mesurées à une distance d_1 du bord de fuite.

En effet, en reportant la modélisation de Corcos du champ de pression pariétale (voir eq. 2.8) dans l'équation 2.2, le spectre acoustique rayonné en champ lointain s'exprime pour une face du profil :

$$S(\omega) = \frac{2M_v L \sin \alpha_k \sin^2(\theta/2) \cos \beta}{\pi R^2 \{1 - F(\omega \delta^*/W)\}^2} \cdot \frac{P(\omega) l_3}{\pi} \quad (2.28)$$

Un gros avantage de cette dernière expression du champ acoustique rayonné en champ lointain est l'indépendance de celui-ci avec le facteur de décroissance longitudinal α_1 de Corcos, et donc avec l'échelle intégrale longitudinale de turbulence l_1 . En effet, le terme en α_1 disparaît

lors de l'intégration du spectre en nombre d'onde du champ de pression pariétale modélisé par Corcos. D'après cette estimation, l'échelle intégrale longitudinale de turbulence l_1 n'influe aucunement le bruit large bande. Seule l'échelle intégrale transversale de turbulence l_3 joue un rôle dans le calcul du spectre acoustique rayonné.

De plus, si on connaît ce spectre $P(\omega)$ que ce soit par la mesure ou par un modèle, le niveau de bruit large bande du bord de fuite peut être prédit. Il relie le niveau acoustique au spectre de pression fluctuante en un point et à l'échelle intégrale transversale de la turbulence. Ce résultat permet également d'estimer la directivité, caractéristique qui n'est naturellement pas prise en compte dans le spectre $P(\omega)$ des fluctuations de pression pariétale en un point du profil proche du bord de fuite. Enfin, le terme en $1/R^2$ représente la décroissance du niveau acoustique avec la distance de l'observateur, et le terme en $(1 - F(\omega\delta^*/W))^2$ régit l'application ou non de la condition de Kutta-Joukowski.

Dans le cas de notre modélisation, le spectre $P(\omega)$ des fluctuations de pression pariétale en un point du profil (proche du bord de fuite) est approximé par l'expression correspondante de Chase (voir équation 2.15). Cela implique une dépendance du modèle global avec les constantes du modèle de Chase malgré l'utilisation du modèle de Corcos. En effet, une utilisation directe et simple du modèle de Corcos n'est pas possible puisque celui-ci demande la connaissance du spectre de pression pariétale en un point $P(\omega)$.

L'estimation complète du bruit de bord de fuite dépend alors de l'échelle intégrale transversale de turbulence et des coefficients propres au modèle de Chase.

2.3.2 Modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite avec utilisation du modèle de Chase.

Le calcul analytique du spectre rayonné via l'équation 2.2 avec estimation du spectre en nombre d'onde $P(\vec{k}, \omega)$ par la modélisation de Chase [15] apporte un résultat bien différent : en effet, celui-ci repose sur un spectre en nombre d'onde valable sur une gamme de nombres d'onde plus large que celui avec utilisation du modèle de Corcos. Par conséquent, il est plus probable que la région dans l'espace des nombres d'onde génératrice d'acoustique soit incluse dans le domaine de validité et donc que le spectre acoustique estimé soit bien meilleur.

L'expression analytique résultante prend toujours en compte l'ensemble des constantes du modèle de Chase et dépend donc des échelles intégrales transversales et longitudinales de turbulence contrairement au cas de l'utilisation du modèle de Corcos, où le bruit rayonné est indépendant de l'échelle intégrale longitudinale de la turbulence.

2.3.2.1 Calcul du spectre rayonné à partir du modèle de Chase.

En utilisant la modélisation du champ de pression pariétale de Chase [15], le terme $P(k_1, \frac{\omega \cos \alpha_k}{c_0}, \omega)$ peut être mis sous la forme :

$$P(k_1, \frac{\omega \cos \alpha_k}{c_0}, \omega) = P_T(k_1, \frac{\omega \cos \alpha_k}{c_0}, \omega) + P_M(k_1, \frac{\omega \cos \alpha_k}{c_0}, \omega), \quad (2.29)$$

avec :

$$P_i(k_1, \frac{\omega \cos \alpha_k}{c_0}, \omega) = \rho^2 \nu_*^8 \cdot \frac{aa_i k_1^2 + dd_i}{(bb_i k_1^2 + cc_i k_1 + 1)^{2,5}}, \quad i = M, T \quad (2.30)$$

où :

$$\begin{aligned} aa_i &= \frac{h_i^5 c_i}{(\omega^2 + h_i^2 \nu_*^2 (b_i \delta)^{-2} + \frac{h_i^2 \nu_*^2 \omega^2 \cos^2 \alpha_k}{c_0^2})^{2,5}}, \\ bb_i &= \frac{h_i^2 \nu_*^2 + U_c^2}{(\omega^2 + h_i^2 \nu_*^2 (b_i \delta)^{-2} + \frac{h_i^2 \nu_*^2 \omega^2 \cos^2 \alpha_k}{c_0^2})}, \\ cc_i &= -\frac{2U_c \omega}{(\omega^2 + h_i^2 \nu_*^2 (b_i \delta)^{-2} + \frac{h_i^2 \nu_*^2 \omega^2 \cos^2 \alpha_k}{c_0^2})}, \\ dd_M &= 0 \quad \text{et} \quad dd_T = \frac{\omega^2 \cos^2 \alpha_k}{c_0^2} \end{aligned} \quad (2.31)$$

La modélisation du champ de pression pariétale de Chase requiert ainsi la connaissance des six constantes propres au modèle (c_M , c_T , b_M , b_T , h_M , h_T) et de neuf grandeurs physiques mesurables ou au moins estimables (ρ , ν_* , δ , β , c_0 , U_c , R , α_k , θ).

Afin d'estimer le bruit rayonné, nous avons développé analytiquement l'intégrale de l'équation 2.2 ($\int_{-\infty}^{+\infty} P(k_1, \frac{\omega \cos \alpha_k}{c_0}, \omega) dk_1$).

Calcul de l'intégrale de l'équation 2.2

D'après la décomposition précédente (éq. 2.29), il est nécessaire de calculer $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(bx^2 + cx + 1)^{2,5}} dx$ et $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x^2}{(bx^2 + cx + 1)^{2,5}} dx$ afin de résoudre cette intégrale.

La première intégrale s'obtient aisément. En effet, la primitive est telle que :

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{(bx^2 + cx + 1)^{2,5}} dx &= \frac{2}{3} \frac{2bx + c}{(4b - c^2)(bx^2 + cx + 1)^{1,5}} \\ &+ \frac{32b}{9} \frac{2bx + c}{(4b - c^2)^2 \sqrt{bx^2 + cx + 1}} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Ainsi :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(bx^2 + cx + 1)^{2,5}} dx = \frac{64}{3} \cdot \frac{b^{1,5}}{(4b - c^2)^2} \quad (2.33)$$

Le calcul de $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x^2}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx$ est moins évident. Notons tout d'abord que :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x^2}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(x + \frac{c}{2b} - \frac{c}{2b})}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(x + \frac{c}{2b})}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(-\frac{c}{2b})}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx \end{aligned} \quad (2.34)$$

Puis, après intégration par partie de la première intégrale de l'équation 2.34, il vient :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x^2}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx &= \frac{1}{3b} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(bx^2+cx+1)^{1,5}} dx \\ &\quad - \frac{c}{2b} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx \end{aligned} \quad (2.35)$$

Les primitives restantes sont alors :

$$\int \frac{1}{(bx^2+cx+1)^{1,5}} dx = 2 \frac{2bx+c}{(4b-c^2)\sqrt{bx^2+cx+1}} \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} \text{et } \int \frac{x}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx &= -\frac{1}{3} \frac{1}{b(bx^2+cx+1)^{1,5}} \\ &\quad - \frac{c}{3b} \frac{2bx+c}{(4b-c^2)(bx^2+cx+1)^{1,5}} \\ &\quad + \frac{8c}{3} \frac{2bx+c}{(4b-c^2)^2\sqrt{bx^2+cx+1}} \end{aligned} \quad (2.37)$$

On obtient l'intégrale recherchée après intégration de ces dernières primitives dans l'équation 2.35 :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x^2}{(bx^2+cx+1)^{2,5}} dx = \frac{8}{3\sqrt{b}} \cdot \frac{1}{4b-c^2} + \frac{16}{3} \cdot \frac{c^2}{\sqrt{b}(4b-c^2)^2} \quad (2.38)$$

Spectre acoustique rayonné en utilisant la modélisation de Chase.

En reprenant les expressions 2.30 et 2.31, le résultat précédent (équation 2.38) conduit à l'estimation de l'intégrale souhaitée :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_1, \frac{\omega \cos \alpha_k}{c_0}, \omega) dk_1 &= \rho^2 \nu_*^8 aa_i \frac{8}{3\sqrt{bb_i}} \cdot \frac{1}{4bb_i - cc_i^2} \\ &\quad + \rho^2 \nu_*^8 aa_i \frac{16}{3} \cdot \frac{cc_i^2}{\sqrt{bb_i}(4bb_i - cc_i^2)^2} \\ &\quad + \rho^2 \nu_*^8 dd_i \frac{64}{3} \cdot \frac{bb_i^{1,5}}{(4bb_i - cc_i^2)^2} \end{aligned} \quad (2.39)$$

où l'indice i signifie ici que l'on somme les deux contributions M et T.

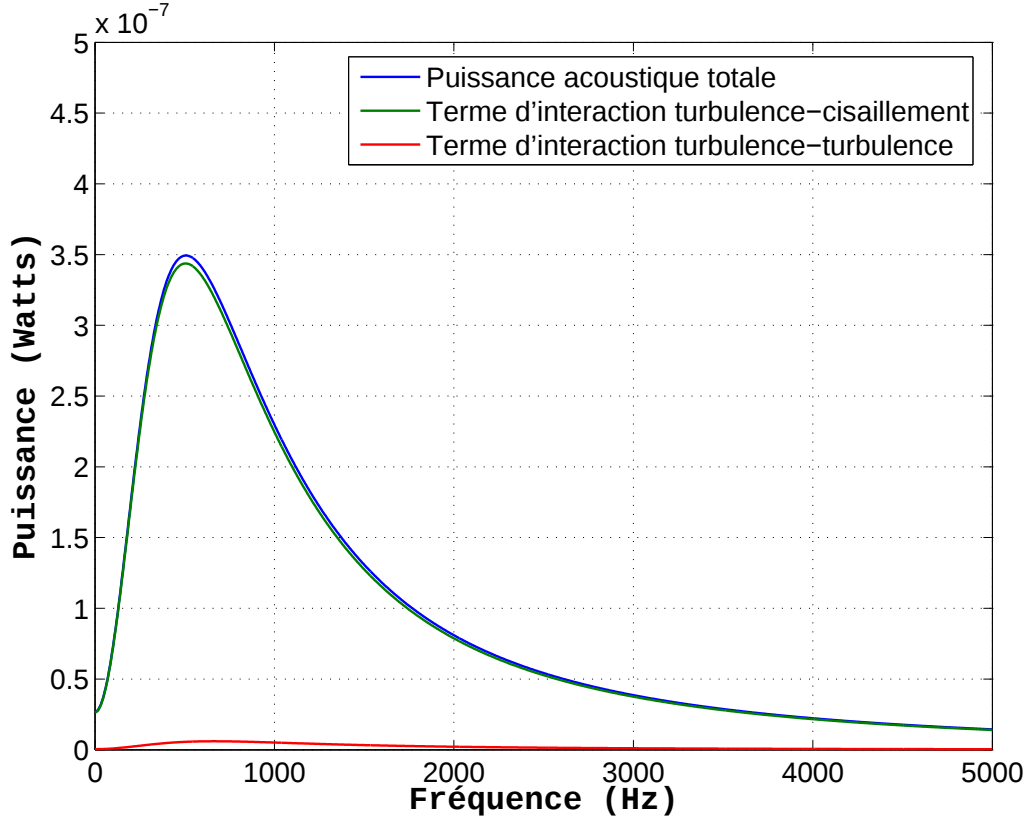


FIG. 2.9 – Représentation unilatérale du spectre de puissance du bruit de bord de fuite estimé ($\nu_* = 1,6$ m/s, $U_0 = 40$ m/s, $U_c = 24$ m/s, $\delta = 0,01$ m, $c_e = 0,2$ m, $L = 0,46$ m).

Ainsi, en intégrant l'expression 2.39 dans l'expression 2.2, on obtient le spectre de puissance acoustique rayonné en champ lointain :

$$S(\omega) = \frac{2M_v L \sin \alpha_k \sin^2(\theta/2) \cos \beta}{\pi R^2 \{1 - F(\omega \delta^*/W)\}^2} \cdot \left[\begin{aligned} &\rho^2 \nu_*^8 a a_i \frac{8}{3\sqrt{bb_i}} \cdot \frac{1}{4bb_i - cc_i^2} \\ &+ \rho^2 \nu_*^8 a a_i \frac{16}{3} \cdot \frac{cc_i^2}{\sqrt{bb_i}(4bb_i - cc_i^2)^2} \\ &+ \rho^2 \nu_*^8 d d_i \frac{64}{3} \cdot \frac{bb_i^{1,5}}{(4bb_i - cc_i^2)^2} \end{aligned} \right] \quad (2.40)$$

en considérant les équations 2.3 et 2.7 pour la détermination de $F(\omega \delta^*/W)$.

L'analyse en ordre de grandeur des deux termes du résultat de l'intégrale permet de montrer que le terme indicé T dû aux interactions entre structures turbulentes est négligeable

devant le terme indicé M dû aux interactions entre les structures turbulentes de la couche limite pariétale et la couche de cisaillement (voir figure 2.9).

Le terme en M seul peut ainsi être retenu. Ce terme est plus simple que celui indicé en T car $d_M = 0$ par hypothèse (voir équation 2.31). Par conséquent :

$$S(\omega) = \frac{2M_v L \sin \alpha_k \sin^2(\theta/2) \cos \beta}{\pi R^2 \{1 - F(\omega \delta^*/W)\}^2} \cdot \left[\rho^2 \nu_*^8 a a_M \frac{8}{3\sqrt{bb_M}} \cdot \frac{1}{4bb_M - cc_M^2} \right. \quad (2.41)$$

$$\left. + \rho^2 \nu_*^8 a a_M \frac{16}{3} \cdot \frac{cc_M^2}{\sqrt{bb_M}(4bb_M - cc_M^2)^2} \right]$$

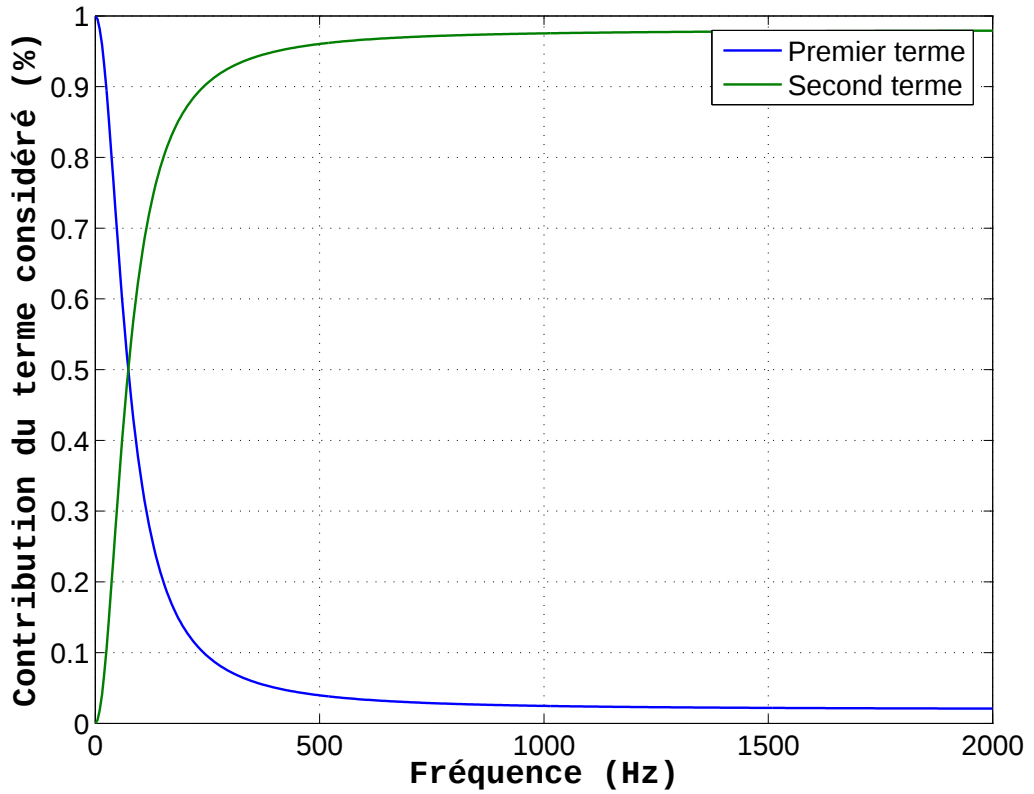


FIG. 2.10 – Contribution de chaque terme de l'équation 2.41 ($\nu_* = 1,6$ m/s, $U_0 = 40$ m/s, $Uc = 24$ m/s, $\delta = 0,01$ m, $c_e = 0,2$ m, $L = 0,46$ m).

De plus, l'analyse détaillée de ce terme en M montre l'importance non négligeable des deux termes restants dans le résultat final (équation 2.41). En effet, le premier joue un rôle prépondérant en basse fréquence comparativement au second la situation étant inversée pour les hautes fréquences (voir figure 2.10). L'expression 2.41 ne peut par conséquent pas plus être réduite.

Contrairement à l'utilisation du modèle de Corcos, toute variation d'une seule des constantes associées au phénomène d'interaction entre la couche limite et l'écoulement extérieur entraîne une variation du bruit large bande estimé par le modèle de Howe [34].

2.3.2.2 Comparaison des deux modèles développés.

Dans le but de comparer les résultats engendrés par les deux modèles développés, les expressions 2.28 et 2.41 sont confrontées. L'estimation du bruit large bande utilisant la modélisation de Corcos pour le spectre en nombres d'onde (équation 2.28) requiert la connaissance du spectre de pression pariétale en un point $P(\omega)$. Ce spectre $P(\omega)$ est calculé sur la base de l'estimation du spectre issue du modèle statistique du champ de pression pariétale développé par Chase (voir 2.2.1.2 et équation 2.15).

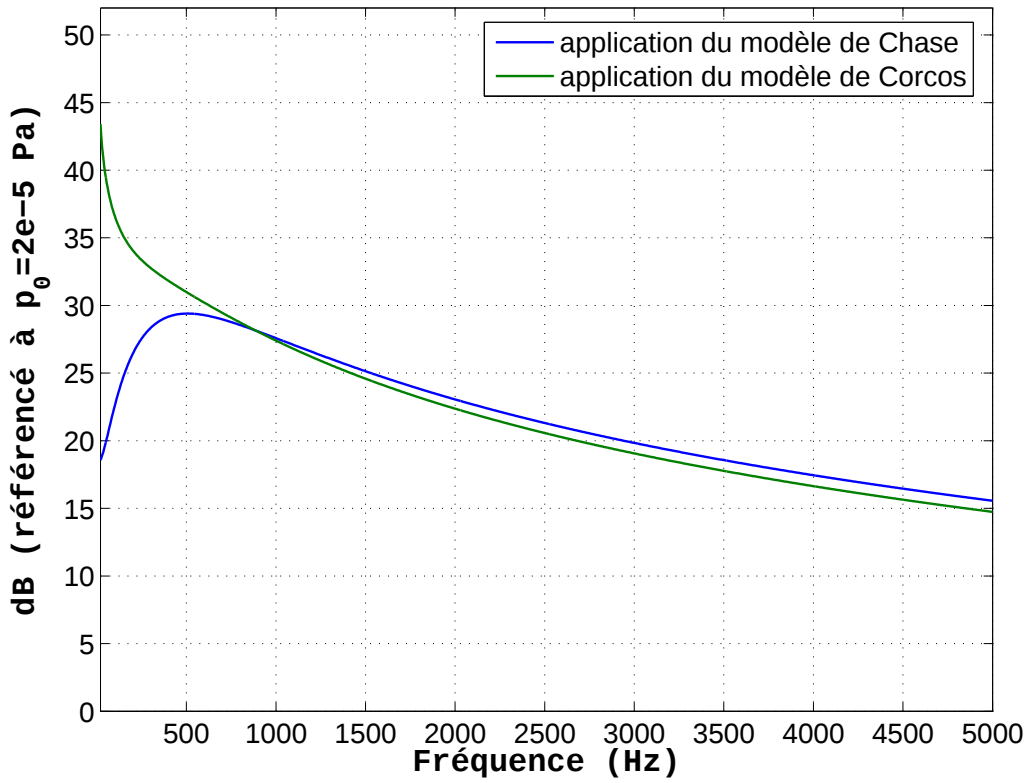


FIG. 2.11 – Représentation unilatérale du niveau acoustique de bruit de bord de fuite estimé par le modèle de Howe ($\nu_* = 1,6$ m/s, $U_0 = 40$ m/s, $U_c = 24$ m/s, $\delta = 0,01$ m, $c_e = 0,2$ m, $L = 0,46$ m, $R = 0,46$ m, $\theta = \pi/2$, et $\alpha_k = \pi/2$).

A titre d'exemple, une estimation a été faite pour un de nos cas expérimentaux, c'est à dire pour $\nu_* = 1,6$ m/s (la vitesse de frottement ν_* est choisie telle que $\nu_* = 0,04.U_0$), $U_0 = 40$ m/s, $U_C = 24$ m/s, $\delta = 0,01$ m, $c_e = 0,2$ m, $L = 0,46$ m, $R = 0,4$ m, $\theta = \pi/2$, et $\alpha = \pi/2$. Les

constantes α_1 , α_3 , c_M , c_T , b et h proposées par Corcos [19] et Chase [15] sont utilisées et le résultat de cette modélisation globale est représenté figure 2.11.

Le dernier chapitre contient une étude paramétrique de ces grandeurs physiques sur le résultat issu du modèle, et une confrontation des prédictions avec des résultats expérimentaux.

Les deux spectres présentés figure 2.11 sont bien des spectres de bruit large bande. En effet, aucun pic n'est visible. Dans le cas du spectre utilisant l'estimation des fluctuations de pression pariétale de Chase, le niveau acoustique est maximum autour d'une fréquence centrale (égale à 500 Hertz dans le cas de l'exemple de la figure 2.11).

Avec le modèle de Chase, le niveau de bruit décroît bien au voisinage de la fréquence nulle alors qu'avec le modèle de Corcos, le niveau acoustique est maximal au voisinage de celle-ci. Or la composante de fréquence nulle n'existe pas : cette composante représente la moyenne des fluctuations de pression, moyenne nulle par définition des fluctuations. L'utilisation du modèle de Corcos apporte donc un résultat incohérent aux basses fréquences, contrairement à l'utilisation du modèle de Chase. Notons de plus que les niveaux de puissance acoustique estimés sont relativement bas (30 dB autour de 500 Hz).

Malgré les écarts aux basses fréquences, les deux estimations sont très proches aux fréquences supérieures à 800 Hz. Ce dernier point montre le caractère négligeable des modifications hautes fréquences entre les deux modèles de distribution spatio-temporelle du champ de pression pariétale. Si ces modifications étaient acoustiquement importantes, elles seraient visibles aux hautes fréquences sur le spectre acoustique, ce qui n'est pas le cas (voir figure 2.11).

Dans le cas de l'utilisation de Chase, une fréquence centrale est clairement identifiable (voir figure 2.11), et celle-ci peut nous permettre de vérifier la cohérence du résultat. En effet, on peut définir un nombre sans dimension caractéristique des instationnarités - un nombre de Strouhal Nd - basé sur la vitesse de convection de la turbulence le long du profil de deux manières :

$$Nd = \frac{\omega \cdot c_e}{U_c} = \frac{\omega \cdot \delta}{\nu^*} \quad (2.42)$$

On considère ici une transition laminaire - turbulent immédiate sur le profil, et donc située au bord d'attaque. Ainsi, la vérification de l'exactitude de l'égalité 2.42 montre le lien étroit entre le bruit estimé et le phénomène de convection.

Dans l'exemple illustré par la figure 2.11, la fréquence centrale se situe approximativement autour de 500 Hz. Par conséquent, $\frac{\omega \cdot c_e}{U_c} = 2,62$ et $\frac{\omega \cdot \delta}{\nu^*} = 1,96$. Les résultats sont un peu différents mais restant du même ordre. L'écart peut avoir plusieurs origines. En effet, en modifiant l'estimation de la vitesse de convection ($U_c = 0,7 \cdot U_0$ plutôt que $U_c = 0,6 \cdot U_0$), on obtient $\frac{\omega \cdot c_e}{U_c} = 2,24$ ce qui nous rapproche considérablement du nombre sans dimension Nd

basé sur l'épaisseur de couche limite turbulente. La valeur du pic central apparaît correcte, et seule la confrontation aux expérimentations de ces nombres sans dimension Nd , effectuée au dernier chapitre, permet une réelle appréciation de ces modélisations.

2.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, un modèle global de prédiction du bruit de bord de fuite a été développé en vue de le confronter aux résultats expérimentaux. Il apparaît que celui-ci dépend de plusieurs variables, mesurables ou non. Certaines données, telles que la vitesse extérieure U_0 et l'envergure du profil L soumise à l'écoulement par exemple, se mesurent aisément. Par contre, d'autres données d'entrée du modèle, comme le spectre en nombre d'onde du champ de pression pariétale $P(\vec{k}, \omega)$ et la vitesse de convection U_c , sont au mieux difficilement mesurables, voire non mesurables. Ainsi, celles-ci sont calculées via diverses approximations plus ou moins empiriques.

Selon la manière d'estimer les différentes grandeurs non mesurables, celles-ci dépendent de différentes constantes, dont les valeurs sont connues via la littérature. Elles sont cependant fortement liées à de nombreux paramètres de l'écoulement et de l'installation. Leur vérification paraît donc utile afin d'obtenir un modèle global fiable et adaptable à certaines conditions particulières de l'écoulement, comme par exemple un profil incliné.

Compte tenu de ces éléments, et des hypothèses du modèle de Howe, un nombre sans dimension a été défini afin de vérifier la bonne cohérence des résultats. Celui-ci est utilisé brièvement à la fin de ce chapitre, ainsi que dans l'analyse des résultats expérimentaux au dernier chapitre.

Par conséquent, il est important de décrire précisément les conditions d'installation du profil d'aile dans la veine d'essai considérée, et d'y apporter le plus grand soin possible. C'est ainsi que le chapitre suivant est consacré à la description des deux veines d'essais utilisées, et de leur profil NACA0012 associé. L'instrumentation mise en place y est également détaillée.

Chapitre 3

Mise en place du dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description des moyens utilisés dans le cadre de l'étude expérimentale du bruit de bord de fuite de profil d'aile en écoulement turbulent subsonique. Chronologiquement, une première série de mesures a été accomplie sur un profil d'aile déjà existant dans une soufflerie subsonique du LEA, la soufflerie Nieuport. Les pressions pariétales fluctuantes ainsi que les vitesses autour de ce profil NACA0012 ont ainsi été mesurées afin de caractériser l'aérodynamique de l'écoulement autour de l'aile, et plus particulièrement au voisinage du bord de fuite. Ces données permettent également (voir chapitre "Résultats") la validation et le calage des modèles de statistique du champ de pression pariétale développés dans le précédent chapitre.

Afin d'étudier le phénomène aéroacoustique, et dans le but de valider les modèles de prédiction aéroacoustique, il est essentiel de connaître le champ acoustique lointain. Le bruit propre à la soufflerie Nieuport interdit cependant toute mesure de ce champ acoustique lointain.

Par conséquent, une seconde série de mesures a été exécutée dans la soufflerie subsonique anéchoïque Eole avec un profil d'aile NACA0012 de corde moindre, spécialement conçu pour cette soufflerie. Les pressions pariétales, vitesses autour du profil, et pressions acoustiques en champ lointain, ont été déterminées par la mesure pour différents régimes d'écoulement.

On se propose donc, dans un premier temps, de décrire les deux souffleries utilisées (la Nieuport et Eole), puis les profils d'aile associés. Nous nous consacrerons ensuite aux moyens de mesure, ainsi qu'à leur étalonnage.

3.1 Les souffleries

Lors de cette étude, deux souffleries subsoniques du LEA ont été utilisées. En effet, les essais ont tout d'abord été effectués dans la soufflerie subsonique Nieuport avec le profil NACA0012 de grande corde, puis dans un second temps dans la soufflerie subsonique anéchoïque Eole avec le profil NACA0012 de faible corde, dénommé ici "maquette" afin de différencier les deux profils.

3.1.1 La soufflerie subsonique Nieuport

La soufflerie subsonique Nieuport, de type Eiffel fonctionnant en aspiration, est schématisée en figure 3.1 où l'on peut distinguer successivement :

- les filtres de dépoussiérage, de porosité inférieure à $5\mu\text{m}$.
- le convergent, à l'entrée duquel un filtre nid d'abeille (maille hexagonale $\varnothing 15\text{ mm}$) permet d'obtenir un écoulement stationnaire et uniforme dans la veine d'essai.
- la veine, dont la forme et les dimensions sont données sur la figure II.4. Elle est équipée, sur sa partie supérieure, d'une ouverture prévue pour le passage d'une sonde ou d'un plan laser, et d'une fenêtre latérale en Plexiglas permettant les visualisations. Un tube de Pitot est situé à environ 1m en amont du profil d'aile NACA0012 dans un plan horizontal différent pour mesurer la vitesse de référence de l'écoulement.
- le diffuseur constitué d'un divergent suivi d'une partie cylindrique. Son rôle est de stabiliser le flux d'air aspiré par le ventilateur.
- le ventilateur, installé dans la partie cylindrique du diffuseur. Celui-ci est entraîné par un moteur asynchrone de 165 CV, dont la vitesse varie continûment de 0 à 400 tours/min. Équipé de six pales, il autorise un écoulement dans la veine dont la vitesse varie entre 1 m/s et 25 m/s, et dont le taux de turbulence est, d'après Châtellier [17], de l'ordre de 0,7% dans la bande 0-200 Hz et de 1% dans la bande 200-1000 Hz.

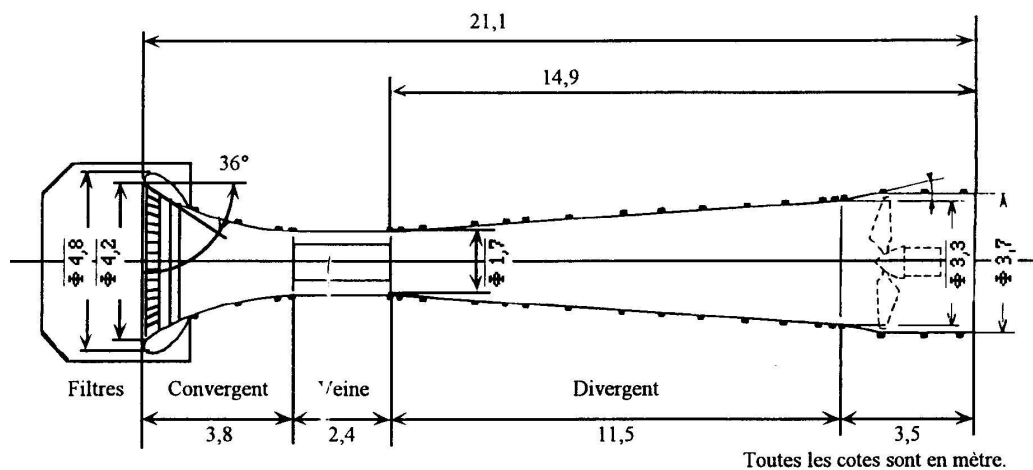


FIG. 3.1 – Schéma de la soufflerie Nieuport.

A pleine puissance, la soufflerie génère un niveau sonore de 105 dB à environ 50 Hz dans la veine d'essai.

Lors d'études précédentes, la soufflerie a été équipée d'un système de déplacement externe

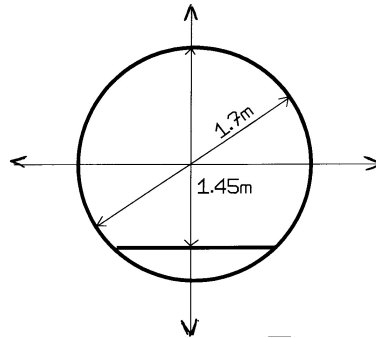


FIG. 3.2 – Schéma de la veine d'essai avec son plancher.

à la soufflerie afin de positionner une sonde (Ferret [25]). Ce système permet de gérer des déplacements verticaux et longitudinaux de façon automatique à l'aide du logiciel de pilotage Test Point via une liaison RS232.

Enfin, la soufflerie a également été équipée d'un plancher horizontal dans le cadre d'une étude antérieure [48] (cf. figure 3.2). Ce plancher a entraîné une réduction de section, et par conséquent une vitesse maximale de la soufflerie plus importante (à peu près 30 m/s).

3.1.2 La soufflerie subsonique anéchoïque Eole

La soufflerie subsonique anéchoïque Eole, de type Eiffel comme la Nieuport, est constituée de six parties (cf. figure 3.3) :

- la chambre de tranquillisation équipée de filtres dépoussiérants de porosité inférieure à 5 μm et d'un filtre nid d'abeille à mailles hexagonales de $\varnothing$ 5 mm.
- le convergent C_{S45} d'une longueur de 65 cm, de section d'entrée $128*128\text{ cm}^2$, et de section de sortie $45*45\text{ cm}^2$.
- la chambre anéchoïque de dimensions $4,3*3,3*3,6\text{ m}^3$. Toutes ses parois sont recouvertes d'une mousse en polypropylène de 20 cm d'épaisseur ; Un caillebotis métallique posé au sol au dessus de la mousse permet l'accès à la maquette.
- le collecteur adapté à l'expérimentation (à 4 ou 2 côtés), suivi d'un divergent. Le collecteur permet d'éviter les perturbations de l'écoulement au niveau de la jonction chambre d'essai-divergent, ainsi que la génération de bruit en découlant.
- les ailettes de stabilisation situées près du ventilateur. Elles permettent de stabiliser l'écoulement et de limiter la propagation du bruit généré par les pales et le moteur vers la veine d'essai.
- Le ventilateur centrifuge entraîné par un moteur asynchrone SUPER DINAIR 9 de 25 CV, dont la vitesse varie continûment de 0 à 1460 tours/min. Celui-ci, équipé de dix pales et éloigné de la chambre anéchoïque, autorise un écoulement dans la veine dont la vitesse varie entre 1 m/s et 40 m/s, et dont le taux de turbulence est, d'après Largeau

[41], de l'ordre de 1,5%.

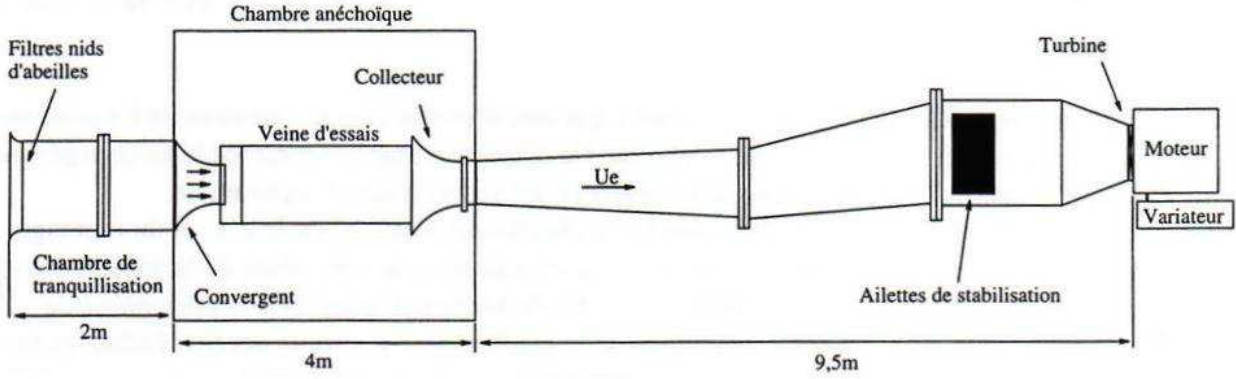


FIG. 3.3 – Schéma de la soufflerie Eole.

Un second convergent, le C_{S32} , permet une vitesse maximale plus importante de l'ordre de 60 m/s. Celui-ci, de section de sortie ($32 \times 32 \text{ cm}^2$) plus petite que le C_{S45} , ne sera pas utilisé ici, sa faible dimension entraînant un caractère tridimensionnel et non bidimensionnel de l'écoulement sur le profil.

La soufflerie est également équipée d'un système de déplacement 3 axes (Charly Robot), piloté sous Test Point via une liaison RS232. Ce système, composé de trois chariots motorisés, est asservi par un boîtier de commande CN300. Il sera utilisé pour le positionnement des sondes fils chauds dans la veine d'essai.

3.2 Les profils expérimentés

Les deux profils respectivement adaptés aux deux souffleries précédemment décrites sont des NACA0012 à bord de fuite effilé.

Un NACA0012 est, par définition, une aile rectangulaire symétrique d'épaisseur maximale égale à 12% de la corde. En considérant le système de coordonnées (x_1, x_2, x_3) de la figure 2.1 et l'origine du repère au bord d'attaque, le profil est représenté mathématiquement dans sa version de base par :

$$\frac{|x_2|}{c_e} = \frac{ab}{20} \left[a \sqrt{\frac{x_1}{c_e}} - b \frac{x_1}{c_e} - c \left(\frac{x_1}{c_e} \right)^2 + d \left(\frac{x_1}{c_e} \right)^3 - e \left(\frac{x_1}{c_e} \right)^4 \right] \quad \text{pour } x_1 \in [0, c_e] \quad (3.1)$$

avec $a=0,2969$, $b=0,1260$, $c=0,3516$, $d=0,2843$, $e=0,1015$, et $ab=12$ (rapport épaisseur sur corde). Son bord de fuite est cependant arrondi et tronqué d'épaisseur égale à $0,00126 \times c_e$.

Nos profils ne respectent pas l'expression précédente (équation 3.1) au voisinage du bord de fuite, puisque ceux-ci sont effilés. Toutefois le reste du profil est bien représenté par celle-ci

(équation 3.1).

3.2.1 Le NACA0012 de grande corde

3.2.1.1 Description du profil

Le profil d'aile NACA0012 adapté à la soufflerie Nieuport a été conçu et utilisé durant la thèse de B. Ferret [25] en 1988. La métrologie qui y est associée a été récemment modifiée par J. Laumonier et C. Goudeau lors de l'étude préliminaire à cette thèse [28].

Le profil étudié n'est pas un NACA0012 classique (équation 3.1) mais un NACA0012 dit de type pointu homothétique, représenté par l'équation du profil NACA0012 de base (équation 3.1), mais avec des constantes différentes :

$a=0,29558309428$, $b=0,1260$, $c=0,35473993264$, $d=0,28940050547$, $e=0,10424366711$, et $ab=12$. Les dimensions de ce NACA0012 sont : envergure $L=1055$ mm ; corde $c_e=400$ mm.

L'aile est constituée de quatre tronçons (cf. figure 3.4) : un élément instrumenté en dural, et les trois autres en polychlorure de vinyle afin de limiter la masse de l'ensemble.

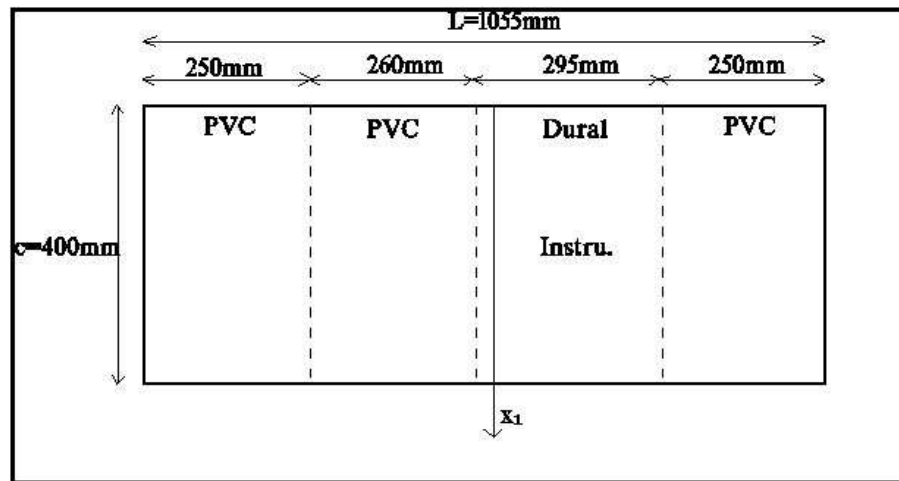


FIG. 3.4 – Schéma du profil d'aile.

La figure 3.5 présente la cavité du tronçon instrumenté de l'aile. On peut y apercevoir les extrémités des prises de pression. En effet, 47 prises de pression réalisées en tubes de cuivre de 15 mm de long et de 1mm de diamètre intérieur sont noyées dans le profil de la manière suivante : 1 prise sur le bord d'attaque, 11 sur l'intrados et 32 sur l'extrados, dont onze disposées transversalement à une distance de 15 mm du bord de fuite, abscisse limitée par l'épaisseur du dièdre de bord de fuite et par le diamètre extérieur des prises de pression (1,5

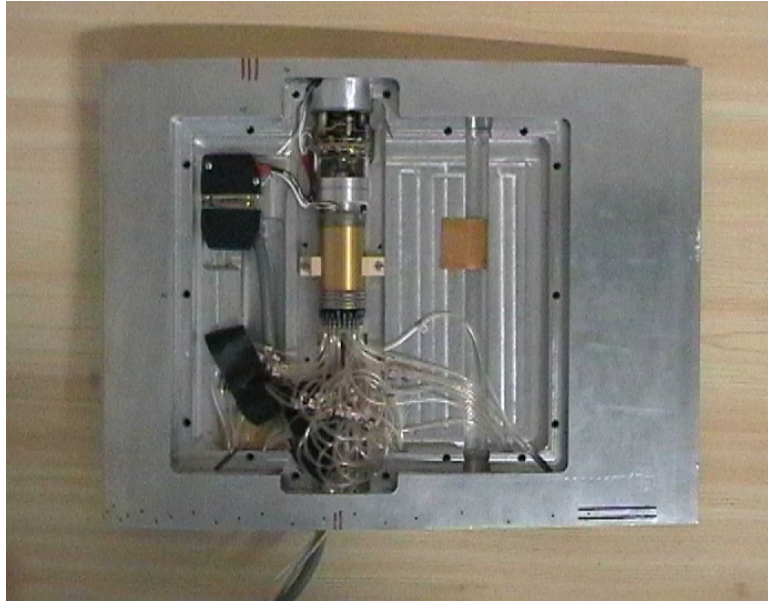


FIG. 3.5 – Vue du tronçon instrumenté.

mm). Les autres prises de pression de l'extrados sont disposées longitudinalement.

La position exacte des prises de pression est donnée dans les tableaux suivants (tableaux 3.1 et 3.2) :

- Tout d'abord, les prises de pression longitudinales, situées sur la section centrale du profil ($x_3 = -10$ mm) :

x_1 (mm)	15	40	80	130	190	270	315	345	365	385
x_1/c_e	0,0375	0,1	0,2	0,325	0,475	0,675	0,7875	0,8625	0,9125	0,9625

TAB. 3.1 – Prises de pression sur l'intrados ($x_3 = -10$ mm)

x_1 (mm)	0	15	50	80	130	150	170	190	210	240	270
x_1/c_e	0	0,0375	0,125	0,2	0,325	0,375	0,425	0,475	0,525	0,6	0,675
x_1 (mm)	315	345	370	385							
x_1/c_e	0,7875	0,8625	0,925	0,9625							

TAB. 3.2 – Prises de pression sur l'extrados ($x_3 = -10$ mm)

- Puis les prises de pression transversales situées en amont du bord de fuite ($x_1 = 385$ mm) :

x_3 (mm)	15	40	80	130	190	270	315	345	365	385
x_3/c_e	0,0375	0,1	0,2	0,325	0,475	0,675	0,7875	0,8625	0,9125	0,9625

TAB. 3.3 – Prises transversales

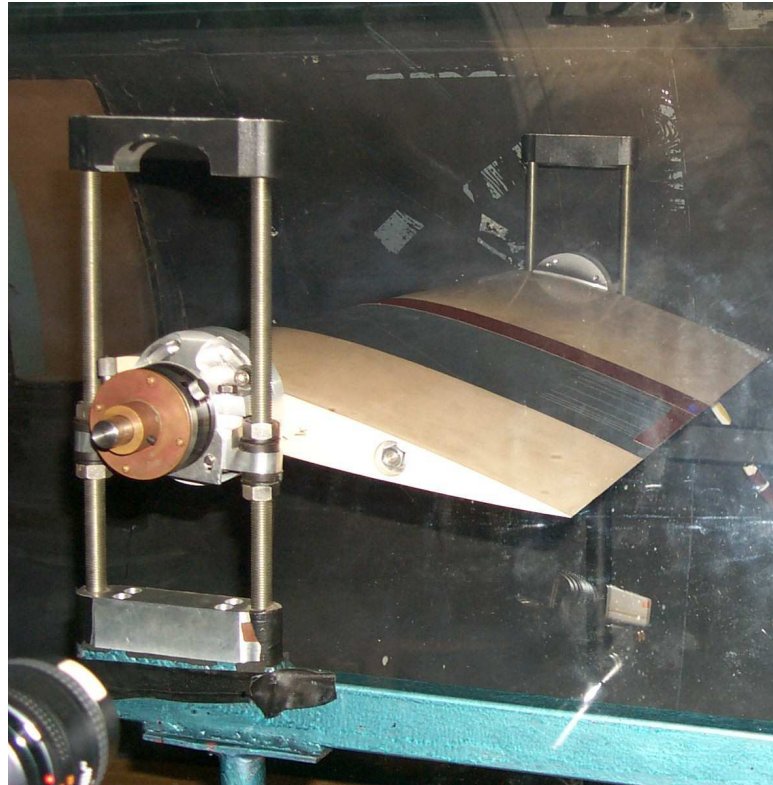


FIG. 3.6 – Vue du profil dans la soufflerie Nieuport.

3.2.1.2 Mise en place du profil dans la soufflerie Nieuport

Le profil est monté horizontalement dans la veine d'essai sur un berceau tubulaire, non solidaire de la soufflerie, en vue d'éviter la transmission des vibrations liées au fonctionnement du système expérimental (cf. figure 3.6). Il repose sur deux supports lui autorisant un déplacement vertical manuel maximal égal à 0,6 fois sa corde, et une variation d'incidence, manuelle, de 0 à 16° autour du premier quart de corde.

3.2.2 Le NACA0012 adapté à la soufflerie anéchoïque

3.2.2.1 La maquette

La nouvelle maquette de NACA0012 destinée à la soufflerie anéchoïque a été usinée sur une fraiseuse numérique au Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques de Poitiers (CEAT). L'objectif étant l'étude du bruit large bande de bord de fuite effilé, la maquette usinée n'est pas un NACA0012 de base (à bord tronqué), mais un NACA0012 dit de type pointu homothétique,

comme précédemment. Celui-ci respecte la même équation que le profil NACA0012 de grande corde, c'est à dire l'équation du NACA0012 de base (équation 3.1) mais avec des constantes différentes :

$a=0,29558309428$, $b=0,1260$, $c=0,35473993264$, $d=0,28940050547$, $e=0,10424366711$, et $ab=12$. Cette nouvelle maquette a été réalisée entièrement en DURAL et ses dimensions sont : envergure $L=460$ mm ; corde $c_e=200$ mm. Un axe évidé traverse transversalement le profil en $x_1/c_e = 0,33$ afin de permettre son support (cf. figure 3.8).

Vingt-trois prises de pression de 1 mm de diamètre réalisées en tube de cuivre de 1,5 mm de diamètre extérieur instrumentent une face de la maquette de la manière suivante :

- Neuf prises de pression sont tout d'abord disposées transversalement à 10 mm du bord de fuite, distance minimale possible limitée par l'épaisseur du dièdre de bord de fuite.
- Puis, douze prises sont réparties légèrement en amont de cette ligne de prises transversales de pression. Ces douze dernières ne sont pas alignées sur une même corde afin d'éviter d'éventuels problèmes de sillage de l'affleurement des tubes des prises de pression pouvant affecter les prises placées en aval.
- Enfin, deux prises de pression sont placées beaucoup plus proches du bord d'attaque.

La figure 3.7 présente la face de l'aile, où apparaissent les tubes de cuivre des 23 prises de pression, noyés dans la masse ; les orifices de mesure sont situés sur la face opposée au droit des extrémités des saignées.

Les positions exactes de toutes ces prises de pression sont données dans le tableau 3.4 :

x_1 (mm)	190	190	190	190	190	190	190	190	190	185	180	175
x_3 (mm)	-20	-15	-10	-5	0	5	10	15	20	-5	0	-10
x_1 (mm)	170	165	160	155	155	150	145	145	135	65	10	
x_3 (mm)	-5	0	-10	-5	25	0	0	25	-5	0	0	

TAB. 3.4 – Prises de pression de la maquette adaptée à la soufflerie Eole

L'instrumentation liée aux Sondes à Microphone Déporté (SMD) ne peut être embarquée dans la maquette comme pour le profil de grande dimension, compte tenu des faibles dimensions de celle-ci. Les tubes de cuivre sont par conséquent extraits de la maquette par les deux extrémités de son axe.

L'ensemble de l'instrumentation liée à ces prises de pression (décrit paragraphe 3.3.1.) est ainsi déporté hors de l'écoulement (cf. figure 3.8).

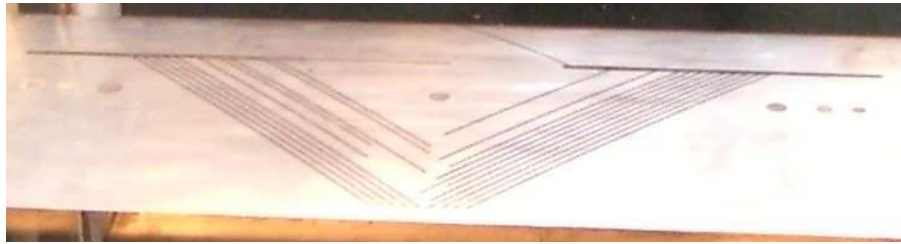


FIG. 3.7 – Face de l’aile.

3.2.2.2 Mise en place de la maquette dans la soufflerie Eole

Afin d’éviter au maximum le bruit lié à l’interaction maquette-couche de cisaillement du jet, il est nécessaire d’accoler deux flasques à la maquette. En effet, les flasques interdisent les couches latérales de cisaillement du jet, et du même coup le bruit d’interaction profil-couche de cisaillement du jet. Une couche limite de paroi est toutefois présente sur celles-ci, d’où une interaction profil-couche limite des flasques. Cette dernière interaction est jugée limitée, et non génératrice de bruit conséquent comparativement au bruit de bord de fuite.

Une armature en Norcan a ainsi été fixée entre le convergent et le collecteur. Celle-ci permet de monter horizontalement la maquette dans la chambre d’essai et de soutenir les flasques. Le système de pesée permettant le support et la rotation du profil de grande corde a également été utilisé dans Eole, et permet la rotation du profil à l’aide d’un compas.

Afin de mesurer un champ acoustique lointain le moins perturbé possible, il est nécessaire

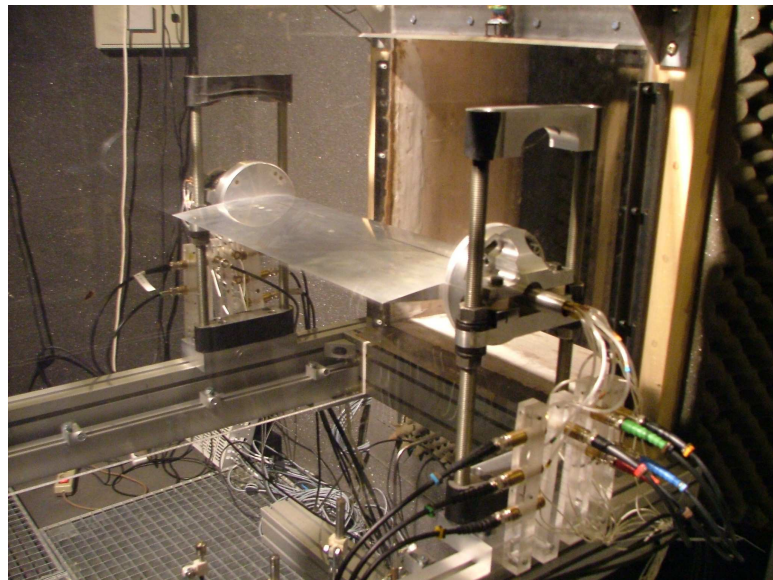


FIG. 3.8 – La maquette et son instrumentation (armature en Norcan, flasques, SMD, Microphones 1/2 pouce).

d’éviter toute discontinuité dans la veine. Ainsi, un collecteur spécifique (cf. figure 3.9) a été

conçu avec les deux faces latérales planes (qui prolongent les flasques du profil), et les faces supérieure et inférieure en forme elliptique avec un rayon de courbure adapté à des obstacles ne déviant pas trop l'écoulement.



FIG. 3.9 – Vue du collecteur spécifique.

3.3 Instrumentation

3.3.1 Mesure des pressions pariétales

Dans l'objectif de mesurer la distribution des coefficients de pression statique ainsi que les fluctuations de pression pariétale autour des deux profils, une sonde initialement proposée par S. Perennes [52][53] puis plus récemment développée au laboratoire [28][41], la Sonde à Microphone Déporté (SMD), a été largement exploitée.

3.3.1.1 Description des sondes à microphone déporté

La sonde à microphone déporté, schématisée sur la figure 3.10, est constituée d'un tube de cuivre noyé dans la maquette et relié par un tube souple PVC à une pièce mécanique comprenant un microphone électret 1/4 de pouce situé en paroi. Cet ensemble est connecté à un tube d'adaptation d'impédance d'une longueur de 2,5 m afin de limiter les réflexions. Ce tube est soit bouché pour éviter la naissance d'un écoulement, soit relié à une SCANIVALVE pneumatique reliée à un Furness. Cela permet ainsi de mesurer la différence de pression dynamique entre le point amont où est situé le Pitot et chaque point du profil, où une prise de pression existe. En effet, la SCANIVALVE est dotée de 25 entrées dont une pour la pression de référence, alors que les deux profils sont équipés respectivement de 23 et 21 prises de pression.

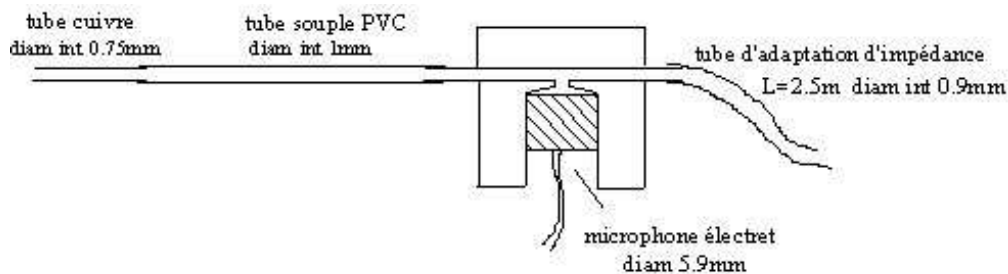


FIG. 3.10 – Sonde à Microphone Déporté. Goudeau [28].

Ces SMD sont implantées de façons différentes sur les deux profils.

Dans le cas du profil de grande corde, les SMD complètes sont placées dans la cavité (cf. figure 3.5) de manière à limiter la longueur de tube séparant la prise de pression et la pièce métallique contenant le microphone électret.

Trois types de SMD sont utilisées selon l'emplacement de la prise de pression considérée :

- Le premier groupe de SMD est situé au bord de fuite : tubes de cuivre de 78 mm et de flexible de 324 mm soit en tout 402 mm de longueur.
- Le deuxième groupe de SMD est situé longitudinalement (sur une même ligne de courant) : tubes de cuivre de 22 mm et de flexible de 330 mm soit 352 mm de longueur.
- Le troisième groupe de SMD est situé transversalement (orthogonalement à l'écoulement) : tubes de cuivre de 119 mm et de flexible de 120 mm soit 239 mm de longueur.

La SCANIVALVE est placée à l'extérieur de la veine d'essai. Celle-ci permet via un capteur de pression différentielle Furness la mesure des coefficients de pression statique autour du profil.

Pour la maquette de petite corde, les tubes de cuivre noyés sont extraits sur les deux

côtés des flasques via les deux extrémités de l'axe évidé du profil ; Ils sont ensuite reliés à l'aide de petits tubes PVC souples aux pièces métalliques, qui sont fixées sur les faces extérieures des flasques (cf. figure 3.8).

Seuls deux types de SMD sont utilisés :

- Le premier groupe est constitué de l'ensemble des SMD, dont le tube de cuivre sort du côté de l'axe supportant le compas. Les tubes de cuivre ont alors une longueur de 485 mm et les flexibles PVC 50 mm soit en tout 535 mm de longueur de conduit précédant le microphone électret.
- Les autres SMD composent le second groupe, dont l'unique différence avec le premier groupe est la longueur du tube de cuivre : 406 mm. La longueur totale de conduit précédant la pièce métallique mesure ainsi 456 mm.

Ainsi, 3 groupes de SMD sont utilisés pour le profil de grande dimension, et seulement deux pour celui de petite dimension. L'importance de ces groupes réside dans la procédure d'étalonnage. En effet, l'influence de la courbure des tubes de cuivre sur la réponse en fréquence des sondes peut être négligé comme l'a montré J. Largeau [41]. Ainsi, seul un tube de cuivre "étalon" par groupe est nécessaire pour la procédure d'étalonnage.

3.3.1.2 Acquisition des données

L'acquisition des pressions pariétales est réalisée avec un système 24 voies simultanées MicroStar. Cependant, 8 voies sont réservées aux autres mesures (vitesse et pression acoustique). En conséquence, l'acquisition des pressions se fait sur 16 voies. Par ailleurs, comme le nombre de prises de pression est supérieur à 16 pour les deux profils, le choix des prises de pression à instrumenter est nécessaire. Ce choix a été effectué de manière à avoir le plus grand panel de vecteurs déplacement $\vec{\xi}$ entre capteurs.

3.3.1.3 Étalonnage des sondes à microphone déporté

Le dispositif d'étalonnage en fréquence, schématisé sur la figure 3.11, est basé sur l'utilisation d'un coupleur B&K UA 0922. Un microphone émetteur B&K type 4129 produit une pression acoustique à l'intérieur du coupleur. Cette pression acoustique est captée par un microphone de référence B&K type 4136 et par la sonde microphonique. Les signaux sont ensuite acquis et traités par un analyseur OROS pour obtenir la réponse en fréquence et en phase des sondes.

La figure 3.12 présente la réponse en fréquence des trois groupes de SMD correspondant au profil adapté à la soufflerie Nieuport, et la figure 3.13 celle des deux groupes correspondant à

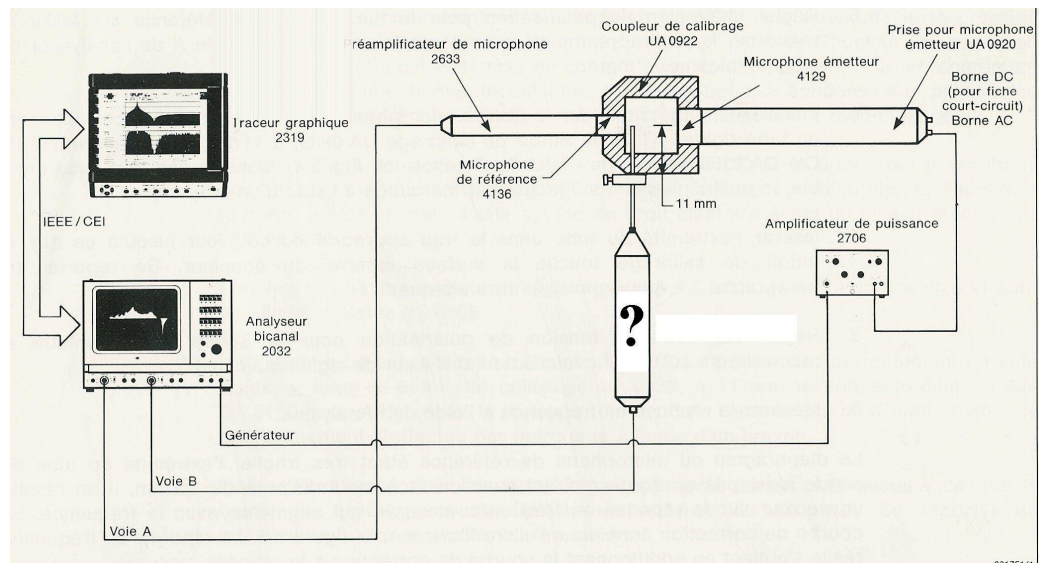


FIG. 3.11 – Dispositif d'étalonnage des SMD.

la maquette adaptée à la soufflerie Eole.

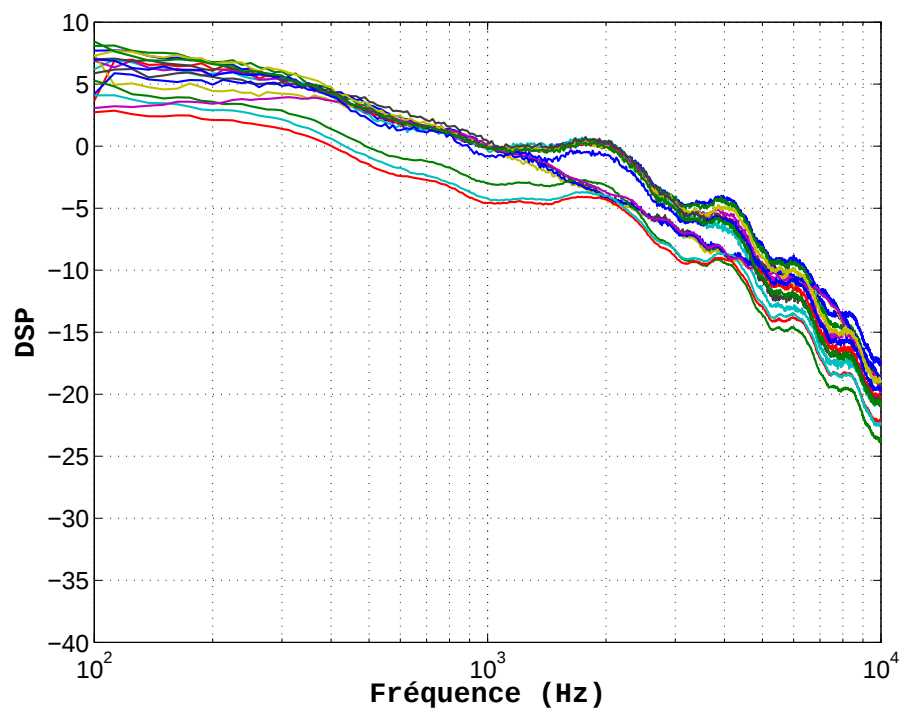


FIG. 3.12 – Réponse en fréquence de l'ensemble des sondes du NACA de grande corde.

Les différences de niveau sont dues au réglage du gain sur les cartes d'acquisition, et ne posent aucun problème par la suite, puisque ces différences sont prises en compte lors de la

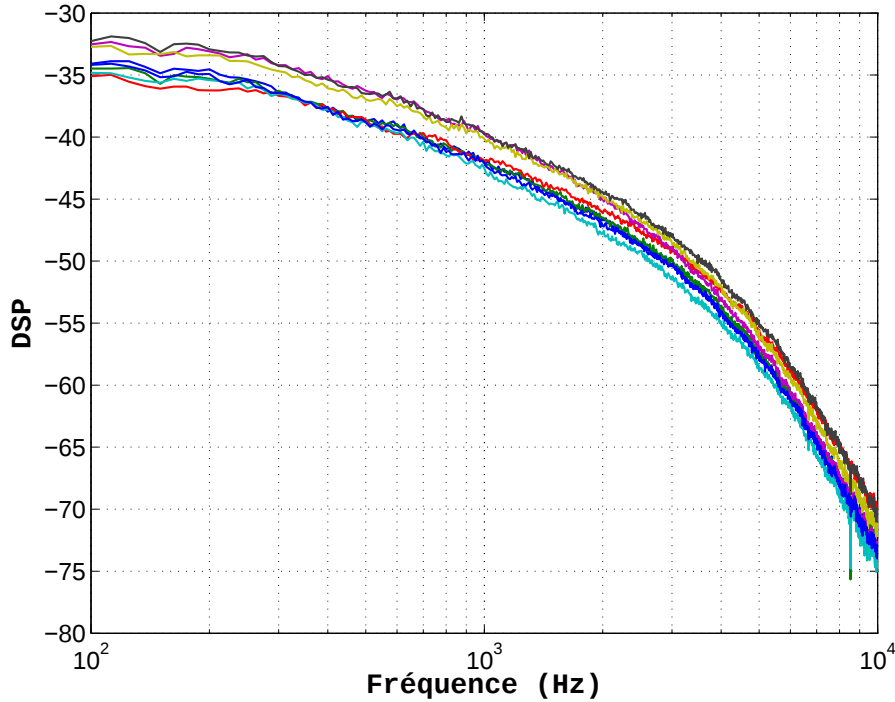


FIG. 3.13 – Réponse en fréquence de l'ensemble des sondes du profil de petite corde.

correction en fréquence des signaux.

On remarque que les courbes de réponse d'un même groupe de SMD diffèrent peu l'une de l'autre. Par conséquent, la réponse en fréquence des SMD dépend essentiellement de la géométrie de la sonde (entre le microphone et l'extrémité) et peu des caractéristiques du microphone.

Les écarts en hautes fréquences entre les groupes sont dûs aux différences de longueurs des sondes (402 mm, 352 mm et 239mm) : Plus la longueur des tubes est importante, plus la chute en hautes fréquences est grande (ceci est dû à l'effet dissipatif dans les tubes capillaires).

Les réponses en fréquence sont plus ou moins lisses selon le type de SMD. On note la présence d'oscillations qui sont dues aux discontinuités (liaison tube cuivre/tube souple) qui engendrent des réflexions, la période de ces oscillations étant due aux longueurs des différents tubes.

Dans le cas du profil de petite corde, les deux groupes sont proches. En effet, la différence de longueur de sonde entre les deux groupes est limitée.

Une étude théorique approfondie des caractéristiques de ces sondes déportées (incluant un modèle visqueux de la fonction de correction en fréquence et en phase) peut être trouvée dans les travaux de S. Perennes [52][53] et dans la thèse de J. Largeau [41].

3.3.1.4 Correction des signaux des SMD à l'aide de leurs réponses en fréquence et en phase

Afin d'obtenir les signaux représentant le champ de pression en paroi, il est nécessaire de procéder à la correction des signaux par la réponse en fréquence et en phase des sondes. Cette correction s'effectue en différé par des programmes écrits sous Matlab.

Deux procédures de correction des signaux ont été développées :

Procédure temporelle

Une première procédure, très simple mais très longue, a été mise en place afin de corriger le signal dans le domaine temporel et par conséquent de conserver l'ensemble des informations portées par le signal. Cette procédure consiste en une simple convolution du signal de sortie des SMD par les réponses impulsionnelles associées.

Ainsi, le signal temporel de chaque sonde peut être calculé et réutilisé afin d'estimer toute grandeur physique importante, comme par exemple des intercorrélations spatio-temporelles.

Le passage dans le domaine fréquentiel peut ensuite se faire à l'aide d'une simple transformée de Fourier de ce signal corrigé ou à l'aide d'une seconde procédure beaucoup plus rapide que celle-ci. En effet, le désavantage majeur de cette procédure temporelle est le temps de calcul dû à la convolution de signaux de grande taille. Par contre, elle présente l'avantage de conserver l'ensemble de l'information contenue dans le signal.

Procédure fréquentielle

Une seconde méthode, très rapide, corrigeant les signaux par bloc dans le domaine fréquentiel, permet le calcul des autospectres et interspectres par bloc et moyennés, éléments essentiels à notre étude.

La procédure détaillée ici pour deux sondes quelconques $M1$ et $M2$, permet l'évaluation des deux autospectres moyennés correspondants S_{m11} et S_{m22} et de l'interspectre moyenné associé $\Gamma(M1, M2, \omega)$.

Chaque signal d'entrée non corrigé, échantillonné à la fréquence d'échantillonnage f_e , est tout d'abord divisé en N blocs de $nfft$ points avec recouvrement des blocs de moitié (le bloc k recouvre la moitié des blocs $k-1$ et $k+1$).

En divisant le signal de la sorte, cela revient à pondérer chaque bloc par la fenêtre de pondération uniforme. Le choix de la fenêtre de pondération est primordial pour l'estimation de la transformée de Fourier discrète d'un signal de durée illimitée. Par conséquent, une fenêtre de Hanning est utilisée pour chaque bloc, comme recommandé dans la littérature pour des

signaux large bande afin d'éviter les problèmes de bord et de conserver la puissance totale du signal lors du passage dans le domaine fréquentiel.

Les transformées de Fourier discrètes de chaque bloc sont estimées sur les $nfft$ points à l'aide du module de transformée de Fourier rapide (fft), et enfin corrigées via une simple division par leurs fonctions de correction en fréquence et en phase associées (déterminée lors de l'étalonnage des sondes). Elles sont ensuite divisées par la racine carrée de la puissance de la fenêtre de pondération (Hanning) pour ne pas biaiser la puissance du signal.

Une dernière division doit être effectuée dans le but de normaliser la transformée de Fourier en sortie du module de calcul Matlab (correction propre à l'algorithme de transformée de Fourier rapide de Matlab, fft). Pour chaque bloc k et chaque sonde M1 et M2, la transformée de Fourier discrète corrigée du signal de pression est ainsi obtenue :

$$X_{m1}(k, i\Delta f) \text{ et } X_{m2}(k, i\Delta f)$$

avec k et i entiers positifs tels que $0 < k < N$ et $0 < i \leq nfft/2,56$, k représentant le numéro du bloc, i la fréquence adimensionnée ($i=f/\Delta f$), et Δf la finesse d'analyse ($\Delta f=f_e/nfft$).

Le spectre d'amplitude de la puissance unilatérale par bloc pour chaque sonde est alors donné par :

$$PWR_{Spectrum}(e1, k, i\Delta f) = 2 * X_{e1}(k, i\Delta f) * conj(X_{e1}(k, i\Delta f)), \quad (3.2)$$

puis l'interspectre unilatéral entre deux sondes est estimé, pour chaque bloc k , en multipliant la transformée de Fourier discrète du signal de pression de la seconde sonde $X_{e2}(k, i\Delta f)$ avec le conjugué $X_{e1}^*(k, i\Delta f)$ de la transformée de Fourier discrète du signal de la première sonde :

$$PXY_{Spectrum}(k, i\Delta f) = 2 * X_{e2}(k, i\Delta f) * X_{e1}^*(k, i\Delta f), \quad (3.3)$$

En effectuant la moyenne de ces spectres et interspectres par bloc, les spectres et interspectres moyens sont calculés.

Dans l'objectif de corriger le signal temporel pour un coût de calcul bien moindre qu'avec la première procédure, l'idée de revenir dans le domaine temporel après ce calcul des transformées de Fourier discrètes de chaque bloc a été étudiée. Cela permettrait de remplacer la convolution par une simple multiplication, et ainsi de gagner énormément en rapidité de calcul.

Malheureusement, le passage du domaine fréquentiel vers le domaine temporel pose de nombreux problèmes, d'où l'utilité du premier procédé de correction des signaux. En effet, les effets de fenêtrage de chaque bloc et d'échantillonnage interdisent toute reconstruction triviale du signal temporel corrigé.

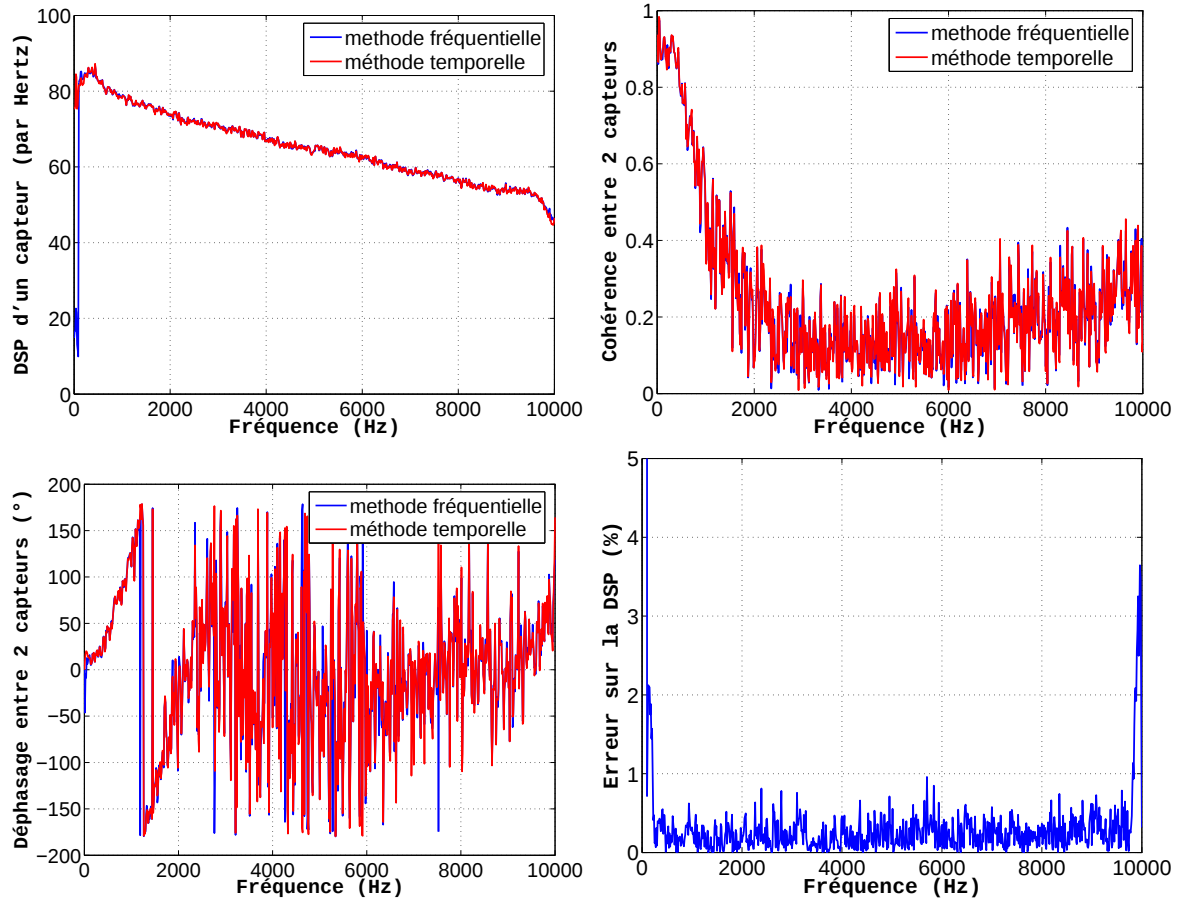


FIG. 3.14 – Comparaison des deux méthodes de correction en fréquence et en phase des capteurs de pression pariétale (les SMD).

La seconde procédure a été validée lors du DEA de C. Goudeau [28], et une vérification de la convergence de ces deux procédures vers une même et unique solution permet de valider la première procédure. En effet, si on applique la procédure statistique fréquentielle sans correction par les réponses en fréquence et en phase à un signal temporel corrigé par la première procédure, on retrouve bien les résultats de la procédure fréquentielle exécutée avec correction par la réponse en fréquence et en phase sur le signal brut (cf figure 3.14) : le spectre, la cohérence et le déphasage entre deux capteurs sont parfaitement identiques à l'exception des très basses fréquences, ce qui est expliqué par le comportement médiocre des SMD à de telles fréquences. En plus de ces dernières fortes corrélations entre les résultats des deux méthodes, l'énergie totale du signal est bien conservée.

La procédure fréquentielle est préférée dans l'essentiel de nos exploitations de mesures, mais dans quelques cas particuliers (intercorrélations spatio-temporelles par exemple), la procédure temporelle est utilisée par obligation.

3.3.2 Mesure de vitesses - Anémométrie à fil chaud

L'anémométrie à fil chaud est une technique de mesure permettant de déterminer la vitesse instantanée d'un fluide s'écoulant autour d'une sonde (le fil chaud) placée au sein d'un écoulement. L'idée de base est de ramener la mesure de la vitesse du fluide à celle d'une mesure de résistance électrique.

Plusieurs types de sonde existent selon les besoins :

- les sondes à un fil chaud (cf. figure 3.16) qui permettent de mesurer la vitesse instationnaire dans un plan perpendiculaire au fil chaud,
- les sondes à deux fils chauds croisés (cf. figure 3.16) qui permettent d'estimer les deux composantes instantanées de la vitesse dans le plan défini par les fils de la sonde, les fluctuations associées, et du même coup les corrélations entre ces deux fluctuations. La dernière composante de la vitesse est négligée car elle n'a que peu d'influence sur le refroidissement des fils.

Des sondes à un fil chaud permettant l'estimation du module de la vitesse ont été utilisées lors des expérimentations sur le profil de grande corde dans le but de bien maîtriser le fonctionnement de l'anémométrie à fil chaud. Puis les mesures de vitesses effectuées sur la maquette de petite dimension sont exécutées à l'aide de sondes à fils chauds croisés permettant la mesure de deux composantes du champ de vitesse.

Dans un premier temps, le principe de l'anémométrie à fil chaud est détaillé. Nous rappelons ainsi la loi de King, qui lie la tension E aux bornes d'un fil à la vitesse, et décrivons la procédure d'étalonnage dans le cas de sondes à un fil chaud puis à fils chauds croisés.

Dans un second temps, une étude de la directivité d'une sonde à un fil chaud est exécutée. Celle ci permet d'appréhender les éventuels erreurs d'estimation lors de l'utilisation de sondes à fils chauds croisés puisque ses deux types de sonde reposent sur le même principe de fonctionnement, c'est-à-dire la directivité de chaque fil.

3.3.2.1 Principe de l'anémométrie

L'anémométrie à fil chaud repose sur les lois d'échange thermique entre un ou plusieurs éléments chauffés (le ou les fils) et le fluide en mouvement. En effet, lorsque l'on place dans un écoulement un fil porté par effet Joule à une température supérieure à la température de cet écoulement, il se produit un échange de chaleur par convection ; cet échange est fonction des propriétés physiques du fluide, de sa vitesse, de l'écart de température entre l'élément chauffé et le fluide, et bien sûr de l'orientation de l'axe du fil par rapport à l'écoulement. Enfin,

le système de fixation du ou des fils (les broches) peut perturber l'écoulement et donc la mesure.

Dans le cas présent (fil de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre d et de $1,5\ \text{mm}$ de longueur l), l'échange thermique se fait par convection libre, mixte ou forcée en fonction du nombre de Reynolds associé au diamètre du fil Re_f . Dans le cas de la convection forcée ($Re_f > 0,1$), l'échange thermique est directement lié à la vitesse de l'écoulement. Une loi simple reliant la vitesse de l'écoulement à la tension en sortie de l'anémomètre peut alors être établie. Dans les autres cas de convection correspondant à des vitesses inférieures à 3m/s ($\approx 0,1\nu/d$), l'estimation de la vitesse est impossible.

Deux types de montages sont plus précisément utilisés pour la mesure de la vitesse par anémométrie à fil chaud : le montage à intensité constante et le montage à température constante.

Le principe du montage à intensité constante est de maintenir l'intensité traversant le fil constante. Une variation de la vitesse de l'écoulement entraîne alors une variation de la température du fil, et du même coup de sa résistance (la résistance du fil dépend de la température). Comme l'intensité I traversant le fil est maintenue constante, une variation de la résistance R du fil provoque alors inévitablement une variation de la tension E à ses bornes ($E = R.I$). Par conséquent, cette variation de tension, mesurable aisément à l'aide d'un Voltmètre, est directement liée à la variation de vitesse du fluide. Les inconvénients majeurs de ce dispositif sont la non-linéarité de la réponse du fil et l'inertie thermique.

Dans le cas du montage à température constante, la température, et donc la résistance du fil, sont maintenues constantes : le capteur est l'une des branches d'un pont de Wheatstone, la résistance du fil est maintenue constante en asservissant le courant qui la traverse, et le courant résultant est ainsi une fonction de la vitesse du fluide pour les raisons identiques au cas du montage à courant constant. Ce montage a l'avantage d'être moins sensible à l'inertie thermique du fil.

Pour cette raison, la mesure des vitesses a été effectuée à l'aide d'un anémomètre AN2000 utilisé en montage type température constante.

Après avoir développé les lois d'échange thermique et les relations électroniques liées au pont de Wheatstone dans le cas d'un fil de rapport l/d supérieur à 250 (dans notre cas, $l/d = 300$), nous pouvons relier de manière très simple la tension E aux bornes du fil et la vitesse (loi de King) :

$$E^2 = A + B.U_{eff}^n \quad (3.4)$$

où U_{eff} est la vitesse efficace de refroidissement du fil, et A , B et n des constantes. n est égal à 0,45 pour un fil de $5\mu\text{m}$ de diamètre et un nombre de Reynolds associé au fil compris entre 0,1 et 44 ; et A et B sont des constantes qui peuvent être également calculées.

Cependant, ces valeurs étant imprécises et fortement dépendantes du fil considéré, elles sont

déterminées par étalonnage via une technique des moindres carrés.

La valeur efficace U_{eff} de refroidissement du fil dans le cas d'une sonde à un fil est telle que :

$$U_{eff} = \tilde{V} \cdot f(\phi_1) \quad (3.5)$$

où $\tilde{V}$ est le module de la vitesse de l'écoulement et ϕ_1 l'angle formé par le vecteur vitesse $\vec{U}$ et l'axe du fil de la sonde (cf. figures 3.15 et 3.16). L'angle ϕ_2 formé par le plan support-sonde et le vecteur vitesse $\vec{U}$ ne modifie pas la réponse du fil si on néglige l'effet intrusif des broches.

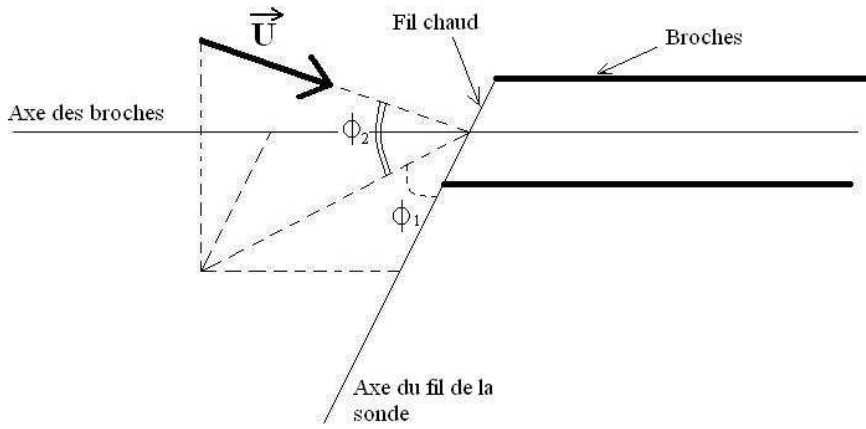


FIG. 3.15 – Sonde 1 fil chaud.

La fonction $f(\phi_1)$ caractérise la sensibilité directionnelle de la sonde à un fil. Pour des fils de rapport l/d tendant vers l'infini, U_{eff} est assimilable à la composante normale au fil de la vitesse, et la fonction $f(\phi_1)$ devient :

$$f(\phi_1) = \sin \phi_1 \quad (3.6)$$

Dans notre étude, l'axe du fil est horizontal et orthogonal à l'axe de la corde du profil; l'angle ϕ_1 vaut alors $\pi/2$ pour tout point et n'importe quelle inclinaison (l'écoulement étant considéré bidimensionnel). Ainsi, la loi de King devient :

$$E^2 = A + B \cdot \tilde{V}^n \quad (3.7)$$

où $\tilde{V}$ représente le module de la vitesse. Certains problèmes persistent tout de même :

- Si les broches (supportant le fil) ne sont pas dans l'axe du mouvement du fluide ($\phi_2 \neq 0$), celles-ci provoquent des perturbations sur le fil, et du même coup sur la mesure,
- Si l'orthogonalité entre le fil et l'axe de la corde n'est pas parfaite, l'angle ϕ_1 dépend de la déflexion de l'écoulement.

La mise en position de la sonde étant manuelle, ces problèmes sont toujours présents dans nos expérimentations.

3.3.2.2 L'étalonnage

Avant de pouvoir débiter les mesures, il est nécessaire de déterminer les coefficients A, B et n, et ainsi d'exécuter un étalonnage du fil chaud.

L'étalonnage a été réalisé à l'aide d'une soufflerie Thermo-Systems TSI 1128 pour dix-huit vitesses comprises entre 5 et 45 m/s. Celle-ci permet de générer un écoulement de vitesse comprise entre 0 et 140 m/s à la sortie d'une buse de diamètre 10mm. Cette vitesse est évaluée par la mesure de la différence de pression entre le local et la chambre de la soufflerie en prenant en compte les propriétés de l'air et des conditions atmosphériques.

La sonde, placée dès la sortie de la buse (dans le cône potentiel), peut être positionnée suivant différentes inclinaisons par rapport à l'axe du jet avec un pas de 6°.

Le fil est positionné orthogonalement à l'écoulement issu de la soufflerie d'étalonnage TSI 1128 (cf. figure 3.15 avec $\phi_1 = \pi/2$). Les broches supportant le fil (cf. figure 3.16) sont mises dans l'axe de l'écoulement afin de limiter les effets de broche sur la mesure (cf. figure 3.15 avec $\phi_2 = 0$).

Les fils chauds simple ou double sont reliés à un anémomètre AN2000, sur lequel sont réglées les résistances des fils et des câbles de la sonde. Cet anémomètre est ensuite connecté au système d'acquisition. Lors de l'étalonnage, l'acquisition de la tension des fils et des température et pression de la chambre est pilotée par le logiciel Labview (à 5kHz et 200 échantillons par point d'étalonnage).

En plus de cet étalonnage initial, des mesures sont réalisées dans les deux veines d'essais (souffleries Nieuport et Eole), avant chaque série d'acquisitions, permettant d'ajuster, si besoin est, les propriétés du fil de la sonde dans les conditions d'essais. Ainsi, les modifications des conditions atmosphériques (température et pression atmosphériques) et le vieillissement du fil (oxydation, déformation...) sont prises en considération.

Sonde à un fil chaud

Dans le cas d'une sonde à un fil chaud (cf. figure 3.16), les coefficients A, B, et n de la loi de King associée au système (fil chaud, câbles reliant le fil et l'anémomètre et système d'acquisition) sont calculés par régression linéaire. Dans cet objectif, dix-huit points de mesure (pression dans la chambre, tension aux bornes du fil, température) sont enregistrés dans un fichier pour la détermination des constantes de la loi de King, après détermination des vitesses de l'écoulement pour chaque point de mesure.

Lors de l'étalonnage de la sonde, celle-ci est placée orthogonalement à l'écoulement, c'est à dire pour $\phi_1 = \pi/2$ et $\phi_2 = 0$ (cf. figure 3.15). Dans le cas d'un fil chaud simple, l'incidence de l'écoulement par rapport à la sonde ($\phi_2 \neq 0$ et $\phi_1 = \pi/2$) n'a que très peu d'influence tant que les effets de broche sont négligeables. Cette imperfection est étudiée par la suite (3.3.2.3 paragraphe *Influence de ϕ_2*).

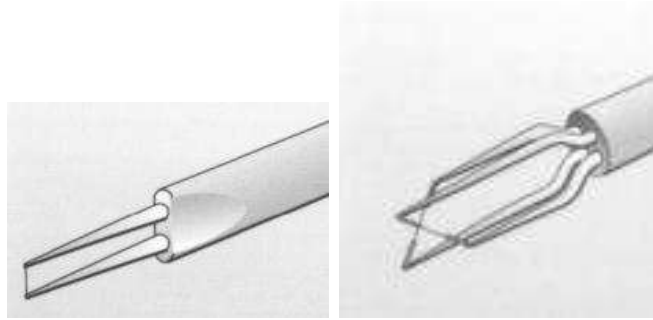


FIG. 3.16 – Fil chaud à 1 fil et fil chaud croisé à 2 fils.

Sonde croisée à deux fils chauds

Les sondes croisées permettent de mesurer deux composantes instantanées de la vitesse dans le plan défini par les fils de la sonde. La composante transversale de la vitesse est négligée par rapport aux deux autres, car elle n'a que peu d'influence sur le refroidissement des fils. Soit $\tilde{V}$ le module du vecteur vitesse et φ l'angle formé par le vecteur vitesse $\vec{U}$ et l'axe du fil considéré. Les composantes U_x et U_y se déduisent alors rapidement :

$$U_x = \tilde{V} \cos \varphi \quad \text{et} \quad U_y = \tilde{V} \sin \varphi$$

L'étalonnage consiste donc à fournir pour chaque couple (E_1, E_2) mesuré le couple (U_x, U_y) correspondant et nécessite donc de faire varier l'angle d'incidence de la sonde par rapport à l'axe de l'écoulement. Cette méthode est applicable uniquement si l'unicité de la relation entre les couples (E_1, E_2) et (U_x, U_y) existe. Cette propriété a été démontrée pour des sondes croisées standards par Bruun [11] pour des incidences de φ comprises entre -45° et $+45^\circ$.

De plus, les résultats de B. Ferret [25] montrent que l'angle φ varie de -30° à $+30^\circ$ dans la même configuration d'expérimentation (même profil, soufflerie, et instrumentation). L'étalonnage a donc été réalisé pour les treize angles φ compris entre -36° et $+36^\circ$ par pas de 6° .

Pour chaque incidence de l'écoulement, on calcule par régression linéaire les coefficients A et B de la loi de King associée à chacun des fils. On obtient ainsi un faisceau de droites qui correspond à la réponse de chaque fil à l'écoulement de référence. La réponse de la sonde est traduite par le système suivant où les coefficients A et B sont fonction de φ :

$$\begin{cases} E_1^2 = B_1(\varphi) \cdot \tilde{V}^n + A_1 \\ E_2^2 = B_2(\varphi) \cdot \tilde{V}^n + A_2 \end{cases} \quad (3.8)$$

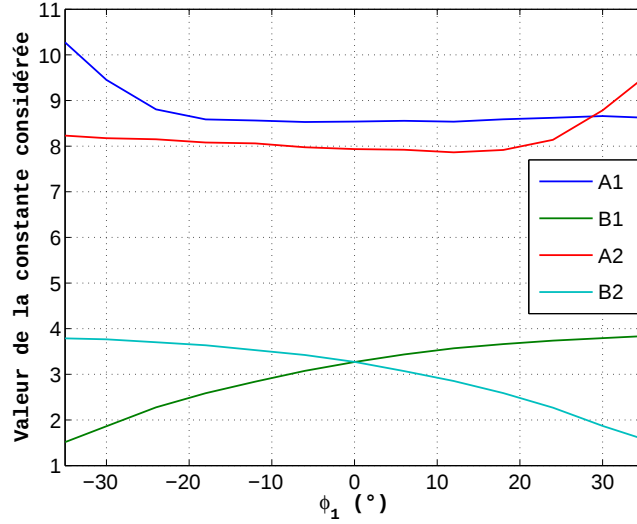


FIG. 3.17 – Evolution des constantes A et B en fonction de l'angle ϕ_1 ($\phi_2 = 0$).

Le tracé des courbes $A=f(\varphi)$ et $B=g(\varphi)$ pour chacun des fils (cf. figure 3.17) montre que A est à peu près constant sur l'intervalle de variation de φ considéré et B comme une fonction du second degré : $B(\varphi) = \alpha\varphi^2 + \beta\varphi + \gamma$. α , β et γ sont calculés par régression polynomiale pour un polynôme du second degré.

Le système d'équations 3.8 devient :

$$\begin{cases} E_1^2 = (\alpha_1\varphi^2 + \beta_1\varphi + \gamma_1) \cdot \tilde{V}^n + A_1 \\ E_2^2 = (\alpha_2\varphi^2 + \beta_2\varphi + \gamma_2) \cdot \tilde{V}^n + A_2 \end{cases} \quad (3.9)$$

La combinaison des deux équations précédentes conduit après élimination de la vitesse $\tilde{V}$ à une équation du second degré en φ :

$$(\psi_2\alpha_1 - \psi_1\alpha_2)\varphi^2 + (\psi_2\beta_1 - \psi_1\beta_2)\varphi + (\psi_2\gamma_1 - \psi_1\gamma_2) = 0 \quad (3.10)$$

avec $\psi_1 = E_1^2 - A_1$, et $\psi_2 = E_2^2 - A_2$

Cette équation admet deux solutions φ et φ' . Une est la solution cherchée, l'autre son symétrique par rapport au fil ($\varphi + \varphi' = 90^\circ$) :

$$\varphi = \frac{-(\psi_2\beta_1 - \psi_1\beta_2) \pm \sqrt{\Delta}}{2(\psi_2\alpha_1 - \psi_1\alpha_2)} \quad (3.11)$$

avec $\Delta = (\psi_2\beta_1 - \psi_1\beta_2)^2 - 4(\psi_2\alpha_1 - \psi_1\alpha_2)(\psi_2\gamma_1 - \psi_1\gamma_2)$

Seule une des deux solutions est comprise dans le domaine d'étalonnage ($\varphi \in [-30^\circ, +30^\circ]$). Ainsi, lors des expérimentations en soufflerie, on obtient aisément φ et on calcule son module $\tilde{V}$ à partir de l'une ou l'autre des équations du système 3.8.

Lors de l'étalonnage, la distance séparant la buse de sortie de la soufflerie TSI de la sonde à fils chauds croisés varie selon l'angle imposé à celle-ci.

Une étude de l'influence de cette variation de distance du fil chaud par rapport à la buse de sortie a été menée sur une sonde à un fil chaud, celle-ci apportant des informations sur la stabilité du cône de la soufflerie TSI.

Une modification de la distance de la sonde par rapport à la buse de sortie de 1 à 5 mm entraîne une erreur sur la vitesse estimée pouvant atteindre 2% (cf. figure 3.18). On remarque également que l'erreur de prédiction via le modèle de King est de 1% dans le cas des points ayant été utilisés pour l'estimation des constantes A, B, et n.

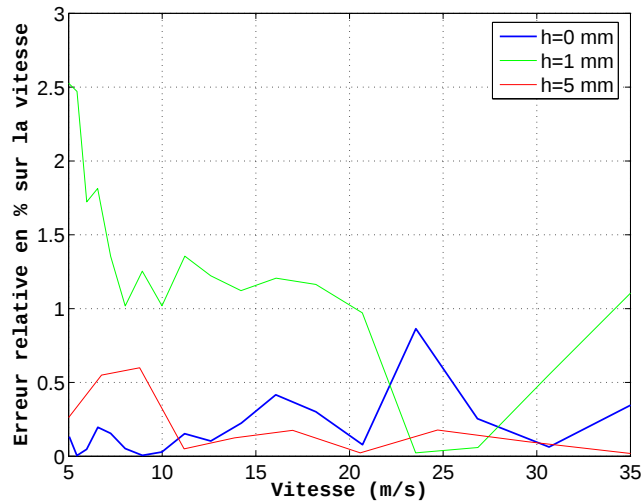


FIG. 3.18 – Erreur sur la vitesse pour $\phi_1 = 90^\circ$ et $\phi_2 = 0^\circ$ en fonction de la distance h buse-fil chaud.

On peut ainsi estimer les erreurs dues à cette longueur buse-fil chaud comme minimales, et considérer le cône de sortie de la soufflerie comme stable.

3.3.2.3 Paramètres influant sur la mesure de la vitesse

Dans les conditions de mesure, l'écoulement n'est jamais parfaitement bidimensionnel. Il n'a pas toujours la même direction. Dans le cas du fil chaud simple, cela entraîne des angles ϕ_1 et ϕ_2 (cf. figure 3.15) non nuls.

Une étude des conséquences de ce phénomène sur la sonde à un fil chaud a été réalisée, dans un premier temps pour une variation de l'angle ϕ_2 , puis pour l'angle ϕ_1 . La théorie sur les fils chauds précédemment développée ne prévoit aucune influence de l'angle ϕ_2 sur le fil, mais une sensibilité du fil proportionnelle à $\cos \phi_1$.

Influence de ϕ_2

Dix mesures du couple (E,V) ont été effectuées dans la soufflerie d'étalonnage pour les huit angles ϕ_2 étudiés. L'estimation de la vitesse se fait à l'aide de la procédure précédemment développée, et un calcul de l'erreur relative sur la vitesse estimée est exécuté.

Les résultats de cette étude montrent que l'influence de l'angle ϕ_2 sur la mesure reste négligeable (cf. figure 3.19). En effet, l'erreur sur la vitesse est inférieure à 3 % pour $\phi_2 < 30^\circ$, ce qui correspond à des écoulements largement plus déviés que lors de nos expérimentations.

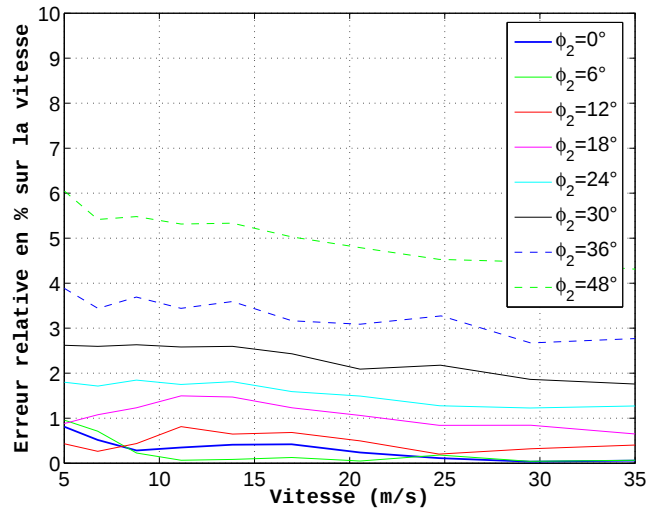


FIG. 3.19 – Erreur sur la vitesse estimée pour différents ϕ_2 ($\phi_1 = 90^\circ$).

L'erreur est vraisemblablement due aux effets de broche, puisqu'elle augmente avec l'angle ϕ_2 de l'écoulement. En effet, plus l'angle ϕ_2 est important, plus les broches perturbent l'écoulement autour du fil chaud, et moins la mesure est bonne.

L'influence de cet angle n'est ainsi pas à prendre compte pour les mesures en écoulement non turbulent, puisque l'angle ϕ_2 est toujours inférieur à 20° . Par contre, en écoulement turbulent, les vecteurs vitesse peuvent prendre toutes les directions, et il est alors évident que de nombreuses mesures par fil chaud peuvent être incorrectes, point ne devant pas être oublié lors de l'analyse des résultats.

Influence de ϕ_1

A l'extérieur de la couche limite pariétale, l'angle ϕ_1 est toujours nul si on néglige les effets d'installation. Par contre, la couche limite turbulente étant constituée de vecteurs vitesse ayant toutes les directions, l'angle ϕ_1 n'y est pas toujours nul. L'influence de celui-ci a déjà été bien souvent étudiée pour différents régimes d'écoulement avec ou sans angle ϕ_2 imposé à la sonde [13][24] :

Le fil chaud possède une directivité en $\sin \phi_1$ (équations 3.5 et 3.6).

Dans le cas de notre sonde à un fil chaud, ce paramètre devient non nul dans le cas d'un positionnement imparfait de la sonde et pour un écoulement dévié de l'axe de la veine ($\phi_2 \neq 0$), d'où une source d'erreur possible.

La dépendance de la vitesse en $\sin \phi_1$ est prise en compte dans l'utilisation des sondes à fils croisés. Il reste cependant toujours exact que le positionnement de la sonde dans l'axe de la soufflerie est très important et source de nombreuses erreurs d'estimation.

3.3.2.4 Correction et vérification de l'étalonnage

Afin de vérifier et de corriger, si besoin, les paramètres de la loi de King, un tube de Pitot a été installé à moins d'un centimètre de la sonde sur la même section de la veine d'essai.

Une exploration préliminaire de la zone choisie (située en amont de la maquette) a permis de vérifier le caractère uniforme du champ de vitesse au voisinage du Pitot.

Une vérification de la bonne estimation de la vitesse est donc effectuée pour plusieurs régimes d'écoulement dans cette zone d'écoulement non perturbée. On peut ainsi vérifier la correspondance tension-vitesse correspondant à la loi de King.

Les sondes à un fil chaud utilisées dans la soufflerie Nieuport

Dans le cas des sondes à un fil chaud utilisées dans la soufflerie Nieuport, la vérification de la correspondance tension-vitesse a montré l'importance de l'évolution des caractéristiques du fil avec le temps.

En effet, en utilisant la loi de King avec les coefficients estimés à une date donnée, l'erreur sur la vitesse estimée varie de 1,2 à 4,5 % un mois plus tard (cf. figure 3.20). Les paramètres A et B ont donc été recalculés in situ. En un mois, la constante A a augmenté de 6 % et B de 8%. D'après de nombreux auteurs [13][24], cette évolution est due à l'évolution des propriétés du fluide (Pression statique, Température) et aux câbles reliant la

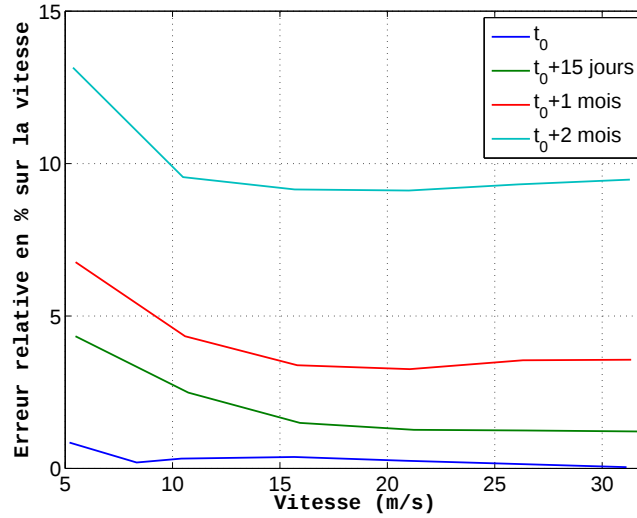


FIG. 3.20 – Evolution de l’erreur sur la vitesse estimée par la sonde à un fil chaud avec le temps, $\phi_1 = 90^\circ$ et $\phi_2 = 0^\circ$.

sonde à l’anémomètre dont la résistance varie avec la température et la pression atmosphérique.

Le paramètre n reste toutefois constant (erreur inférieure à 0,5% entre les deux étalonnages espacés de un mois), et est donc considéré invariant par la suite.

Ces modifications sur les coefficients de la loi de King imposent un étalonnage fréquent.

Dans un souci de rapidité des étalonnages in-situ, nous avons cherché à déterminer combien de couples Tension-Vitesse (E, V) sont nécessaires, afin de valider quotidiennement nos paramètres A et B . Il apparaît que l’erreur sur les paramètres A et B reste inférieure à 1% avec seulement trois vitesses d’écoulement et donc trois couples (E, V).

La vérification des paramètres A et B (n est considéré comme invariant) a donc été effectuée quotidiennement à l’aide de six mesures Tension-vitesse dans la zone d’écoulement non perturbée.

Après avoir effectué cette procédure quotidiennement durant deux semaines, il apparaît clairement que l’ajustement quotidien des paramètres A et B dans le cas d’une sonde simple à un fil chaud n’est pas toujours indispensable.

Malgré tout, les propriétés du fil changent avec le temps et la température. Il est donc préconisé de vérifier ces paramètres de manière fréquente, et plus particulièrement lorsque la température extérieure est différente de celle lors de l’étalonnage.

Les sondes à fils chauds croisés utilisées dans la soufflerie Eole

L'étude précédente du fil chaud simple implique évidemment la nécessité d'un étalonnage quotidien, ou au moins fréquent, dans le cas de l'utilisation des fils chauds croisés. Malheureusement, un tel étalonnage demande une installation spécifique, dont la soufflerie Eole ne dispose pas (positionnement angulaire automatisé de la sonde par rapport à la direction de l'écoulement).

Une vérification de l'estimation de la vitesse a cependant été effectuée pour la sonde à fils chauds doubles utilisée lors de nos expérimentations. Celle-ci est exécutée pour 5 vitesses U_0 dans sa configuration initiale (angle nul entre le support du fil croisé et l'axe de la soufflerie). Une erreur de positionnement de la sonde peut ainsi être détectée via l'angle angulaire de l'écoulement estimé par le système à fils chauds. De même, l'erreur sur l'estimation de la vitesse, causée certainement par la déviation des propriétés des fils chauds avec le temps, peut être mesurée. La figure 3.21 montre une erreur d'estimation de 2 à 4 % sur la vitesse dans le cas d'une sonde à fils chauds doubles après un mois d'utilisation.

Celle-ci ne peut être évitée avec les moyens actuels, mais est d'ampleur limitée et permet

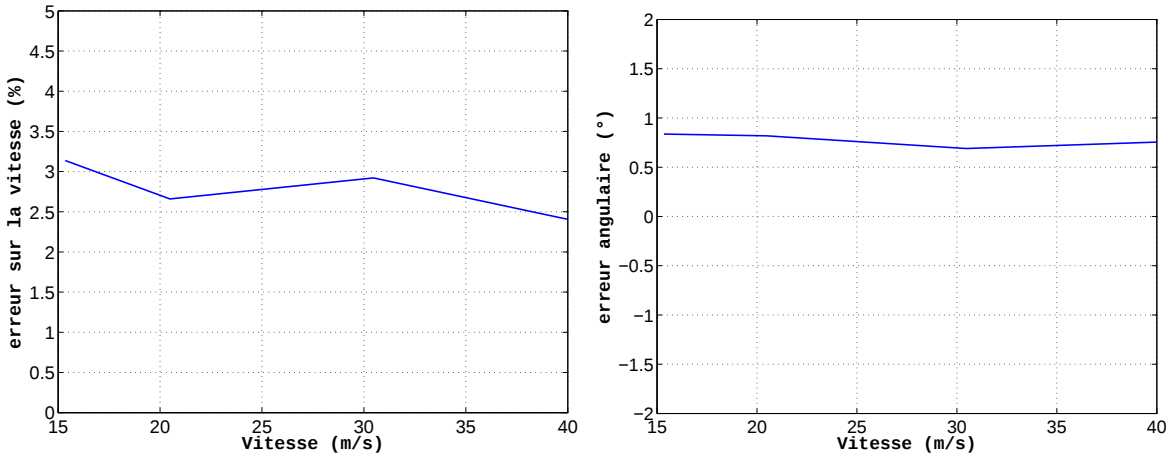


FIG. 3.21 – Évolution des erreurs d'amplitude (à gauche) et d'angle (à droite) après un mois, $\phi_1 = 90^\circ$ et $\phi_2 = 0^\circ$.

d'espérer un bon rendu du champ de vitesse, et plus particulièrement des fluctuations de vitesse.

Enfin, la figure 3.21 montre le positionnement approximatif de la sonde dans l'axe de l'écoulement ($\phi_1=0$ et $\phi_2 = \pi/2$ figure 3.15 en considérant un fil double, et non un simple). Aucune information sur le bon positionnement par rapport à ϕ_1 ne peut être obtenue puisque notre sonde à deux fils chauds est indépendante de ϕ_1 ; elle rend compte du champ de vitesse dans deux dimensions.

Au vu des précédents résultats, nous pouvons espérer une bonne estimation de la vitesse et

considérer notre méthodologie de positionnement de la sonde dans la soufflerie correcte.

3.3.3 Mesure des pressions acoustiques

Dans la soufflerie subsonique Nieuport, aucune mesure acoustique n'est effectuée. Effectivement, le niveau du bruit de fond est beaucoup trop important pour espérer mesurer le bruit du profil d'aile, et d'autre part de telles mesures nécessiteraient des équipements spécifiques (capteurs protégés) dont nous ne disposons pas.

Afin de mesurer le bruit rayonné dans la soufflerie anechoïque Eole, quatre microphones demi pouce B&K ont été placés dans le plan $(0, x_1, x_2)$ orthogonal à la section centrale du profil. Le placement dans ce plan et la numérotation des microphones dans la chambre d'essai sont illustrés figure 3.22.

La réponse en fréquence des microphones acoustiques est considérée plate dans notre gamme de fréquences, comme l'indiquent les documentations techniques B&K. Par conséquent, l'étalonnage se résume à une simple correction en amplitude indépendante de la fréquence. Dans cet objectif, une source étalon est placée directement sur chaque microphone B&K. Cette opération nous permet de déterminer le gain à appliquer aux signaux issus de chaque microphone afin d'obtenir la pression acoustique en Pascals.

Dans le but d'éliminer au mieux le bruit d'installation du bruit étudié (bruit large bande de bord de fuite, ou bruit tonal de couche limite laminaire), la méthode COP développée par Piersol [51] et étendue puis utilisée par Brooks and Hodgson [8] a été adoptée, d'où le placement symétrique des microphones M2 et M4 (voir chapitre suivant).

Afin de posséder les pressions acoustiques de manière semblable aux pressions pariétales, le mode et les procédures d'acquisition et de correction des pressions acoustiques sont en tous points similaires à ceux développés pour les pressions pariétales, en considérant une réponse en fréquence unitaire.

3.4 Conclusions

Un banc d'expérimentations dédié à l'étude du bruit de profil d'aile en écoulement turbulent subsonique a été élaboré pour la soufflerie anechoïque Eole : un nouveau profil NACA0012 pointu, adapté à la soufflerie, a été réalisé et instrumenté en capteurs de pression pariétale. L'intégration de celui-ci dans la soufflerie Eole a ensuite été étudiée et effectuée. Le banc ainsi développé permet la mesure simultanée de la vitesse selon deux directions en un point de l'écoulement, de quatre signaux de pressions acoustiques en champ lointain du profil, et enfin

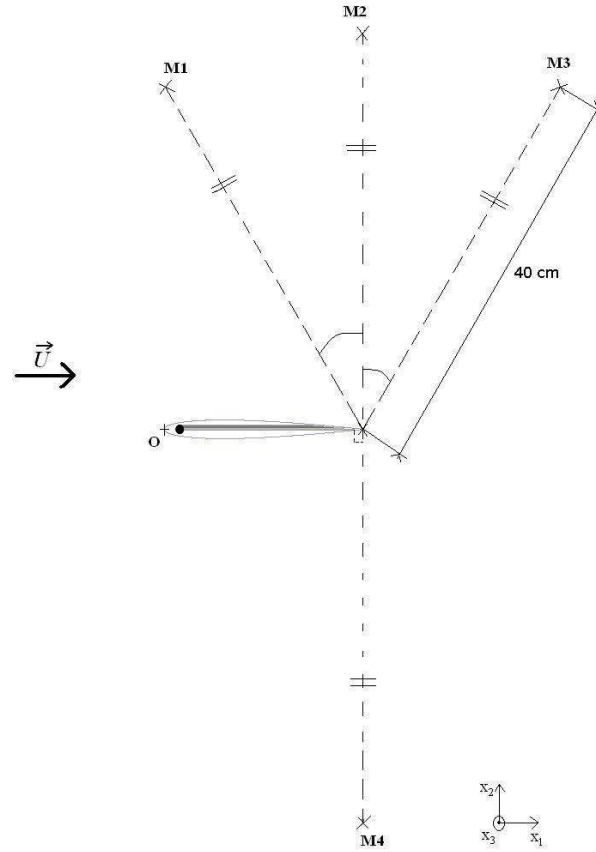


FIG. 3.22 – Positionnement des 4 microphones 1/2 pouce B&K dans la soufflerie Eole pour le cas d'un profil non incliné.

de dix-huit signaux de pression en paroi de ce même profil.

Ce travail s'est appuyé sur le banc d'expérimentations présent et précédemment utilisé dans la soufflerie Nieuport. Les travaux de D. Fayoux [24] et B. Ferret [25] ont servi de support à l'étude de ce banc, et les mesures préliminaires effectuées sur le profil d'aile de grande corde dans la soufflerie Nieuport ont eu pour objectif de prévoir les éventuels problèmes du nouveau banc, et font suite au DEA de C. Goudeau [28].

Parallèlement à la mise en place du nouveau banc d'expérimentations, une nouvelle méthode de correction en fréquence et en phase des données a été développée, et permet désormais l'étude des signaux temporels et de leurs intercorrélations, ce qui était jusque là impossible.

De nombreuses incertitudes restent cependant non résolues quant au bon fonctionnement du nouveau banc d'expérimentations dédié à la soufflerie Eole. Les conditions d'installation sont différentes, et la gamme de nombre de Reynolds R_e (basé sur la corde du profil) exploitable n'est pas la même.

Compte tenu de l'ensemble des grandeurs physiques mesurées (pressions pariétales, vitesses, champ acoustique) et par conséquent de la nécessité de réduire et de traiter ces données pour une meilleure interprétation des phénomènes physiques étudiés, le chapitre suivant est consacré au traitement de l'ensemble de ces données expérimentales.

Chapitre 4

Traitement des données expérimentales

Dans le but d'exploiter les données issues des expérimentations, différentes techniques du traitement du signal ont été utilisées.

Notons qu'une pré-étude de l'écoulement autour du profil d'aile a montré le caractère transitionnel trop tardif et vraisemblablement instable de celui-ci. De façon à assurer la nature turbulente de l'écoulement sur la plus grande longueur du profil, la transition de celui-ci a été forcée. En pratique, ceci a été réalisé par la mise en place d'un ruban adhésif rugueux de faible largeur juste en aval du bord d'attaque du profil.

Cette précédente analyse succincte de l'écoulement autour du profil est essentielle ici, puisque l'étude effectuée ainsi que les diverses modélisations développées portent sur un écoulement turbulent attaché à la paroi. Une fois le type d'écoulement déterminé, l'analyse des différentes grandeurs mesurées peut être menée.

Après contrôle de la validité des signaux à partir d'une analyse temporelle (invariance statistiques, ...), une étude statistique dans le domaine fréquentiel est exécutée sur l'ensemble du champ de pression pariétale mesuré afin de permettre l'identification des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement sur la paroi du profil, et d'apporter les données d'entrée à notre modélisation et à un traitement par POD (décomposition orthogonale aux valeurs propres) de ce champ de pression. Les modélisations du champ de pression pariétale fluctuante ont également pu être vérifiées et ajustées pour nos différentes configurations à l'aide de ces descriptions de la statistique du champ de pression pariétale dans le domaine fréquentiel.

L'analyse des corrélations spatio-temporelles du champ de pression pariétale a, de plus, permis de vérifier et affiner cette étude. Elle a mis en évidence le caractère constant de la convection des structures turbulentes sur le profil. Les structures se déplacent à une vitesse de convection à peu près constante U_c estimable de diverses manières.

Puisque la génération du bruit est directement liée au passage des structures turbulentes au voisinage du bord de fuite (voir chapitre "Modèles"), la détermination de cette vitesse de convection s'avère d'une importance capitale dans les modèles de génération de bruit utilisés. L'influence de divers paramètres sur celle-ci, comme par exemple l'angle d'inclinaison du profil, a donc été analysée (voir dernier chapitre), et le domaine de validité des modèles de vitesse de convection utilisés (voir second chapitre) a pu être borné (voir dernier chapitre).

Les profils de vitesse mesurés autour du profil apportent également de précieux renseignements sur l'écoulement et sur l'acoustique via diverses corrélations, et via la technique de POD étendue [7].

Enfin, les pressions acoustiques mesurées en champ lointain sont les éléments essentiels à l'étude aéroacoustique afin d'examiner la validité des modèles de prédiction du bruit de bord de fuite développés.

L'ensemble de ces mesures acoustiques est, rappelons le, la raison du développement du nouveau profil NACA0012 adapté à la soufflerie anéchoïque Eole.

Ce chapitre est donc composé d'une première partie regroupant la description de ces différentes techniques d'analyse de données dans le cas du champ de pression pariétale. Une seconde partie détaille les techniques de traitement du signal utilisées sur les vitesses et pressions acoustiques mesurées, ainsi que celles employées dans l'analyse simultanée de plusieurs grandeurs.

4.1 Techniques d'analyse de données pour les pressions pariétales

Diverses méthodes de traitement des signaux ont été utilisées sur le champ de pression pariétale.

Dans un premier temps, l'analyse classique des pressions pariétales est détaillée dans le domaine temporel, puis fréquentiel, en intégrant les définitions usuelles de nombreuses grandeurs physiques. Les modes opératoires de deux techniques plus élaborées de traitement des données sont décrits dans un second paragraphe.

4.1.1 Analyse statistique dans le domaine temporel

Dans un premier temps, les techniques d'analyse classique des grandeurs étudiées sont détaillées dans le domaine temporel. Celles-ci restent sommaires, puisque secondaires car a priori inadaptées.

4.1.1.1 La pression pariétale en un point

A l'aide de la scanivalve, l'ensemble du champ de pression statique est aisément mesuré, et permet la visualisation du type d'écoulement présent sur le profil (écoulement attaché, écoulement décollé, bulbe de décollement de bord d'attaque, ...).

Dans ce but, on visualise la distribution des coefficients de pression statique C_p le long de la corde du profil, qui est directement tirée des données issues du Pitot $\bar{P}_\infty$ et des pressions statiques moyennes $\bar{P}$ [20].

En effet, on a :

$$C_p = (\bar{P} - \bar{P}_\infty) / (0,5\rho U_\infty^2) \quad (4.1)$$

Le type d'écoulement est ensuite aisément déterminé via la forme de la distribution des C_p le long du profil [24] (voir figure 4.1). En effet, la présence d'un plateau autour de la valeur -1 est directement liée à l'existence d'un décollement, et la comparaison des tracés pour différentes configurations rend compte de la similitude entre ces diverses configurations.

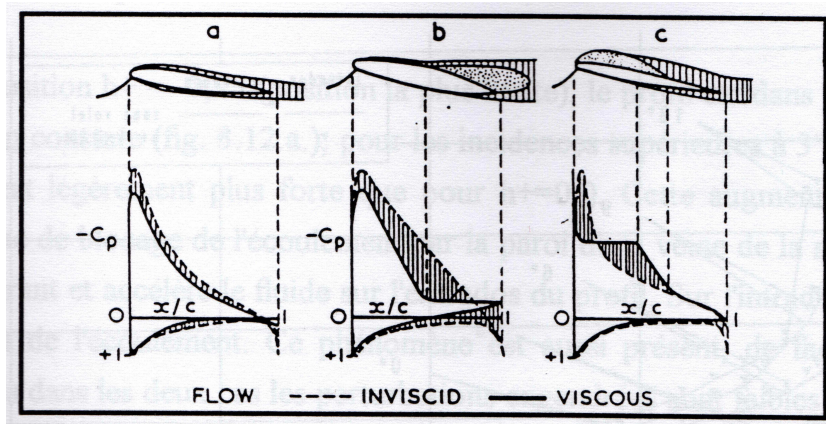


FIG. 4.1 – Schématisation des différents types d'écoulement bidimensionnel autour d'un profil d'aile a) régime attaché ; b) décollement de bord de fuite ; c) décollement de bord d'attaque.

L'analyse des C_p confirme ainsi l'absence de décollement sur la face instrumentée du profil et apporte de précieux renseignements sur les différences entre les diverses expérimentations (Eole, Nieuport, incidence, ...).

Par ailleurs, le signal instantané de la pression pariétale une fois corrigé dans le domaine temporel à l'aide de la procédure décrite au paragraphe 3.3.1 permet de s'assurer du caractère à peu près statistiquement invariant avec le temps du champ de pression pariétale fluctuant (figure 4.2). L'estimation directe des fluctuations de pression pariétale ($p'(t) = P(t) - \bar{P}$) permet les

calculs du niveau de ces fluctuations $\overline{p'^2}$ et du coefficient de fluctuations de pressions pariétales $C_{p'}$, défini tel que :

$$C_{p'} = \frac{\sqrt{\overline{p'^2(t)}}}{0,5\rho\overline{U}_0^2} \quad (4.2)$$

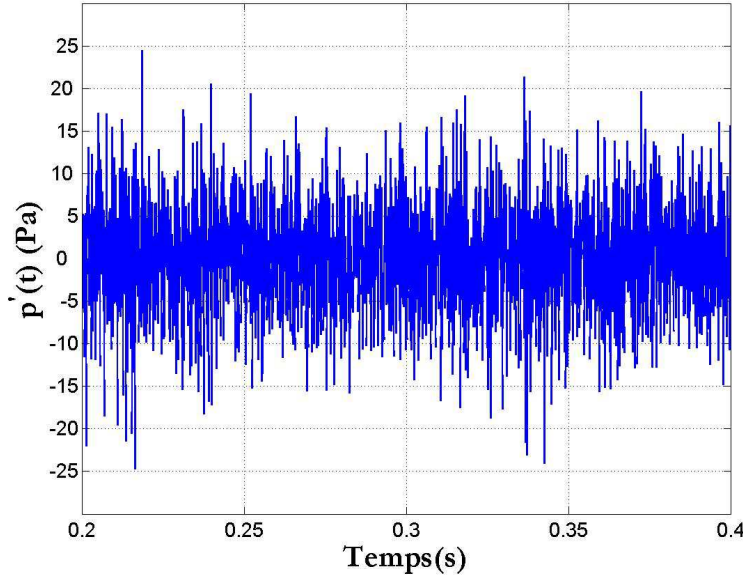


FIG. 4.2 – Pression pariétale fluctuante au voisinage du bord de fuite.

La comparaison avec la littérature [6][41] et l'analyse de ces deux grandeurs physiques sont détaillées dans le chapitre "Résultats".

Enfin, les fluctuations $p'(t)$ du champ de pression pariétale sont nécessaires pour l'estimation des intercorrélations entre capteurs de pression pariétale définies ci-dessous, intercorrélations essentielles pour une bonne visualisation du développement des structures.

4.1.1.2 Les intercorrélations entre capteurs de pression pariétale

L'intercorrrelation entre deux capteurs de pression pariétale A et B est définie telle que :

$$R_{AB}(\tau) = \langle p_A(t)p_B(t + \tau) \rangle, \quad (4.3)$$

$\langle \quad \rangle$ étant la moyenne sur le temps t .

En considérant une couche limite turbulente homogène, cette intercorrrelation ne dépend plus que de l'écartement $\vec{\xi}$ entre les deux capteurs A et B et peut s'écrire $R(\vec{\xi}, \tau)$.

Plusieurs représentations tri-dimensionnelles peuvent être exécutées. Celle qui s'impose comme la plus évidente est la représentation de l'intercorrrelation en fonction de τ et de l'écartement

dans le sens de l'écoulement ξ_1 .

En effet, celle-ci (exemple figure 4.3) permet d'observer et d'estimer la décroissance de cohérence des structures turbulentes lors de leur convection. La vitesse de convection des structures est ainsi estimée par cet intermédiaire. En effet, pour un écartement ξ_1 donné, le niveau d'intercorrélation est maximal lorsque la structure turbulente a parcouru la distance ξ_1 , à l'instant τ_{max} . Ainsi, à ξ_1 fixé, $U_c = \xi_1/\tau_{max}$ où τ_{max} est tel que le niveau d'intercorrélation soit maximum ($R(\xi_1, 0, \tau_{max}) = R_{max}(\xi_1, 0, \tau)$).

Par conséquent l'inclinaison de la trace de la "ligne de crête" dans le plan (ξ_1, τ) (figure 4.3) permet l'estimation de la vitesse de convection en fonction de l'écartement.

De plus, l'enveloppe des maxima renvoie une information sur la durée de vie de la turbulence au fur et à mesure de sa convection. L'intégrale sur le temps de cette enveloppe donne une échelle intégrale de temps qui traduit la "durée de vie" de la turbulence (cf. Θ , équation 4.4). Pour un écartement temporel nul ($\tau = 0$), l'intercorrélation $R(\xi_1, 0, 0)$ apporte une information sur la taille des structures turbulentes dans la direction longitudinale. En effet, l'intégrale sur l'écartement longitudinal de $R(\xi_1, 0, 0)/R(0, 0, 0)$ permet d'obtenir l'échelle spatiale de la turbulence L_x représentative de la taille des structures turbulentes au sein de la couche limite (voir ci-dessous).

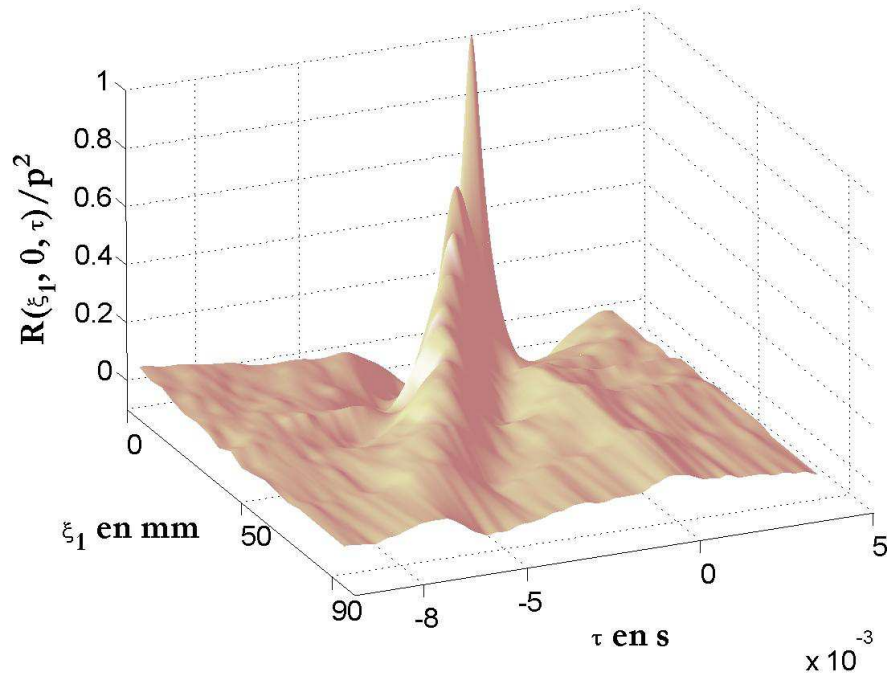


FIG. 4.3 – Exemple d'intercorrélation $R(\xi_1, 0, \tau)/R(0, 0, 0)$. $U_0 = 15 m.s^{-1}$, incidence du profil = 10° , soufflerie Nieuport.

Ainsi quelques intercorrélations ont été analysées de la sorte afin d'observer l'éventuelle évolution de la vitesse de convection, et de vérifier la cohérence des résultats de l'analyse

fréquentielle.

Quelques visualisations des intercorrélations du champ de pression pariétale dans le sens transversal (orthogonal à la direction de convection des structures turbulentes) ont également été exécutées. Le but de celles-ci est de caractériser l'aspect tridimensionnel de la turbulence, et notamment d'observer la décroissance transversale de la corrélation.

Enfin plusieurs types de représentation espace-temps sont proposés afin de détecter et de rendre plus visibles certains phénomènes (convection, niveau de corrélation, ...). Par exemple, la visualisation du phénomène de convection et l'estimation de la vitesse de convection sont directes à partir d'une courbe en isocontour (figure 4.4). La vitesse de convection U_c est directement liée à la pente de la courbe rouge figure 4.4 ($U_c = -1/\text{pente}$). Dans l'exemple figure 4.4, on peut remarquer l'influence de l'écartement. En effet, on obtient une vitesse de convection de l'ordre de 9m.s^{-1} ($\approx 0.6U_0$) pour les petits écartements, et de l'ordre de 12m.s^{-1} ($\approx 0.8U_0$) pour de grands écartements.

En plus de toutes les visualisations présentées, l'intérêt des intercorrélations temporelles est le

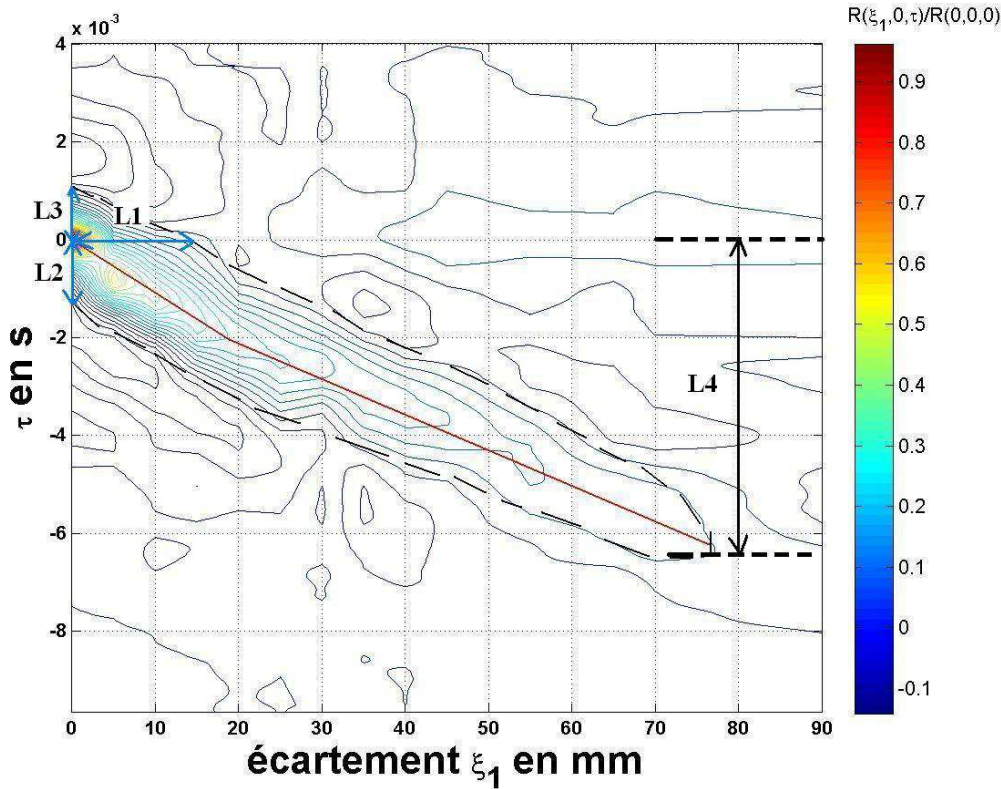


FIG. 4.4 – Exemple d'isocontours de $R(\xi_1, 0, \tau)/R(0, 0, 0)$. $U_0 = 15\text{m.s}^{-1}$, incidence du profil $= 10^\circ$, soufflerie Nieuport.

calcul des échelles intégrales temporelle et spatiale, caractéristiques de la taille et de la durée de vie des structures présentes dans l'écoulement.

Afin de prendre en compte l'aspect convectif du champ turbulent et donc d'obtenir la durée

de vie des structures turbulentes, il est nécessaire d'utiliser la fonction de corrélation estimée dans un repère mobile avec la vitesse de convection U_c . Par contre, si on se place dans le repère fixe, la fonction de corrélation temporelle apporte une information sur le temps de passage de la structure.

Ainsi, l'échelle intégrale temporelle de turbulence Θ , représentative de la durée de vie des structures, est définie dans le repère mobile se déplaçant à la vitesse de convection U_c telle que :

$$\Theta = \int_0^{+\infty} \frac{R(\xi_1, 0, \xi_1/U_c)}{R(0, 0, 0)} d(\xi_1/U_c). \quad (4.4)$$

Dans le repère fixe, l'échelle intégrale temporelle θ prend la forme :

$$\theta = \int_0^{+\infty} \frac{R(0, 0, \tau)}{R(0, 0, 0)} d\tau. \quad (4.5)$$

En utilisant l'hypothèse de Taylor (turbulence gelée), on peut obtenir une estimation de l'échelle intégrale spatiale : $L_x = U_c \theta$.

Ces échelles intégrales peuvent être visualisées figure 4.4. L'échelle intégrale θ est de l'ordre de grandeur de $L2$, et en toute rigueur, si on considère une couche limite homogène en temps, $L2$ et $L3$ sont égaux. De plus, l'échelle spatiale L_x est représenté par $L1$. Ainsi, la connaissance de $L2$ et $L1$ permet une nouvelle fois d'estimer la vitesse de convection ($U_c = L_x/\theta \approx L1/L2$). Enfin, l'échelle intégrale relatant le temps de vie des structures turbulentes correspond à la longueur $L4$ figure 4.4.

Même si a priori l'analyse temporelle est plus complète, on présente les approches fréquentielles classiques car elles sont fortement utilisées par la suite, ne serait ce que pour l'analyse et l'exploitation rapide des données.

4.1.2 Analyse statistique fréquentielle classique

Dans le cadre de l'analyse statistique fréquentielle, les données brutes, issues des capteurs (les SMD), sont tout d'abord corrigées dans le domaine fréquentiel par la procédure détaillée paragraphe 2.3.1 afin de prendre en compte la réponse en fréquence des sondes. L'ensemble des données se réduit donc à un ensemble d'autospectres, déphasages, et interspectres moyennés.

4.1.2.1 Les spectres

Les autospectres moyennés du champ de pression ainsi obtenus permettent de déterminer le caractère turbulent, transitoire ou laminaire de la couche limite pariétale, et sont, par conséquent, les premiers éléments permettant le choix et le calage de la modélisation du champ

de pression pariétale (modèles définis et détaillés au second chapitre).

La visualisation de ceux-ci rend immédiatement compte du fait que la couche limite sur la plaque n'est pas toujours turbulente sur la face instrumentée du profil. On peut penser que sur les bords du profil (en proximité des flasques latéraux), ce même phénomène doit être présent et de plus forte importance; de même pour la face non instrumentée, d'autant plus lorsque le profil a une incidence. En effet, l'incidence du profil permet un développement accru de la turbulence sur l'extrados, mais assure aussi une couche limite laminaire, au mieux transitionnelle, sur l'intrados.

Un ruban de faibles largeur et épaisseur a été ajouté au voisinage du bord d'attaque afin de rendre la couche limite turbulente le plus précocement possible. L'analyse des autospectres a d'ailleurs montré l'efficacité de ce ruban (chapitre "Résultats").

De plus, la comparaison des niveaux de fluctuation de pression, et donc des autospectres, rend possible l'évaluation approximative du point de transition laminaire-turbulent sur l'extrados du profil (voir figure 4.5), point très sensible aux paramètres d'installation et autres détails de l'expérimentation (rugosité de la paroi, taux de turbulence de l'écoulement extérieur, ...) [20]. Ce point est l'origine du développement de la couche limite turbulente.

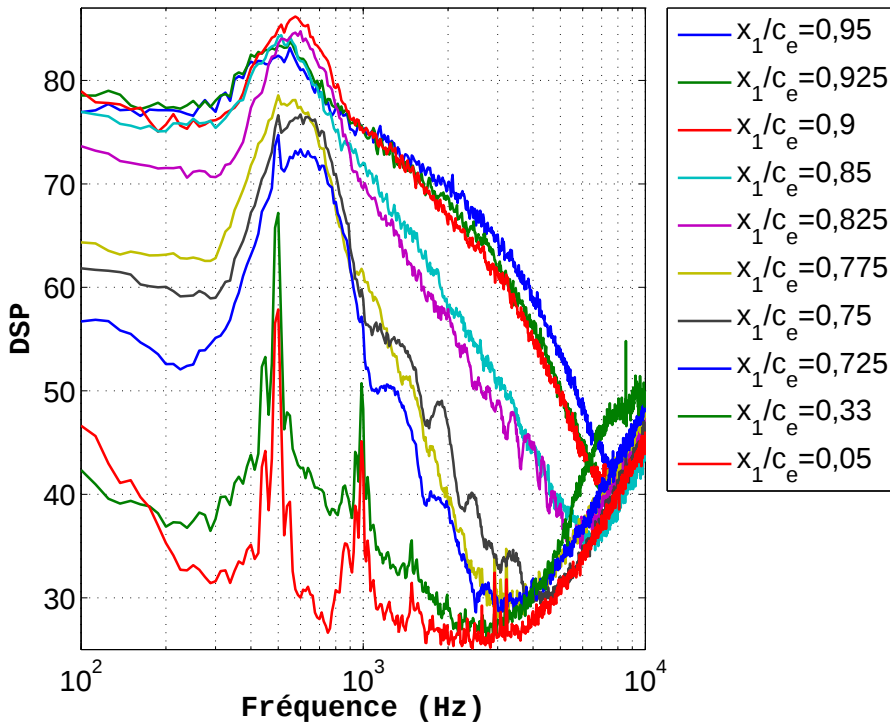


FIG. 4.5 – Ensemble des spectres de la pression pariétale pour 0 degrés d'incidence à 15m.s^{-1} dans le cas d'un profil sans ruban adhésif. Soufflerie Eole.

De nombreuses caractéristiques de la couche limite en aval sont donc dépendantes de sa position. Ainsi, une petite modification de l'installation ou de l'écoulement extérieur peut entraîner de fortes modifications de la position de ce point de transition, et par conséquent des caractéristiques de la couche limite au voisinage du bord de fuite (épaisseurs de couche limite, taux de turbulence de la CL). Ces variations peuvent, a priori, avoir de fortes incidences sur le bruit généré par le passage des structures turbulentes sur le bord d'attaque effilé.

Dans l'objectif de mieux décrire, et donc comprendre, le champ de pression pariétale dans sa globalité et d'en comparer les modèles, il est nécessaire d'observer, en plus des autospectres, les interspectres, déphasages et cohérences entre capteurs.

4.1.2.2 Les déphasages entre capteurs

Les déphasages permettent de vérifier que les pressions mesurées correspondent bien à un phénomène convectif et non acoustique, et du même coup de déterminer la vitesse de convection moyenne U_c de ces structures turbulentes.

En effet, afin de mettre en évidence le déplacement des structures turbulentes le long de la paroi, on étudie le déphasage des interspectres moyennés en fonction de la fréquence.

Considérons deux capteurs alignés longitudinalement et une structure turbulente se déplaçant sur cette ligne à la vitesse de convection U_c . Soit $\tau = t_2 - t_1$ le temps mis par cette structure pour passer d'un capteur A à un capteur B. La vitesse de convection, U_c , est liée à la séparation longitudinale entre les deux capteurs, ξ_1 , et au temps τ par : $U_c = \xi_1 / \tau$.

Le déphasage φ (en radians) est quant à lui relié à la fréquence, f , et au temps τ par : $\varphi = 2\pi\tau f$.

Ainsi, la pente de la phase est donnée par : $p = d\varphi/df = 2\pi\tau = 2\pi\xi_1/U_c$ au signe près.

Un déphasage entre deux capteurs pouvant être représenté par une droite démontre donc le caractère convectif des structures turbulentes à une vitesse constante appelée vitesse de convection U_c (voir figure 4.6). Cette vitesse de convection U_c se détermine alors aisément, puisque $U_c = 2\pi\xi_1/p$, où p est la valeur absolue de la pente de la droite, et ξ_1 l'écartement entre les deux capteurs. Une variation de la pente de la droite représentant le déphasage en fonction de la fréquence montre une modification de la vitesse de convection avec la fréquence. Et le signe de la pente donne le sens de convection des structures turbulentes au sein de la couche limite.

4.1.2.3 Les interspectres et cohérences entre capteurs de pression pariétale

Le champ de pression pariétale est également étudié à l'aide de représentations dans le domaine de Fourier d'interspectres et de cohérences entre capteurs.

L'interspectre entre 2 signaux $p_A(t)$ et $p_B(t)$ est défini par :

$$\Gamma_{AB}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{AB}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (4.6)$$

où $R_{AB}(\tau)$ est l'intercorrélation entre deux signaux $p_A(t)$ et $p_B(t)$ avec $R_{AB}(\tau) = \langle p_A(t)p_B(t+\tau) \rangle$ ($\langle \rangle$ étant la moyenne sur le temps t). Dans le cas de deux signaux de pression, $R_{AB}(\tau)$ est l'intercorrélation entre les fluctuations de pression pariétale des deux points de mesure considérés.

La cohérence associée $\gamma_{AB}(\omega)$ (grandeur souvent préférée à l'interspectre car adimensionnée) est donnée par :

$$\gamma_{AB}^2(\omega) = \frac{|\Gamma_{AB}(\omega)|^2}{|\Gamma_{AA}(\omega)| |\Gamma_{BB}(\omega)|}, \quad (4.7)$$

Elle permet de quantifier le lien linéaire entre les deux signaux en fonction de la fréquence. Dans le cadre de notre étude, l'évolution longitudinale de la cohérence nous permet entre autres d'obtenir des informations quant à la convection de la turbulence, phénomène qu'on ne retrouve évidemment pas dans la direction transversale.

En considérant les fluctuations de pression pariétale de la couche limite turbulente homogènes au voisinage du bord de fuite, hypothèse de base de notre modélisation, l'intercorrélation,

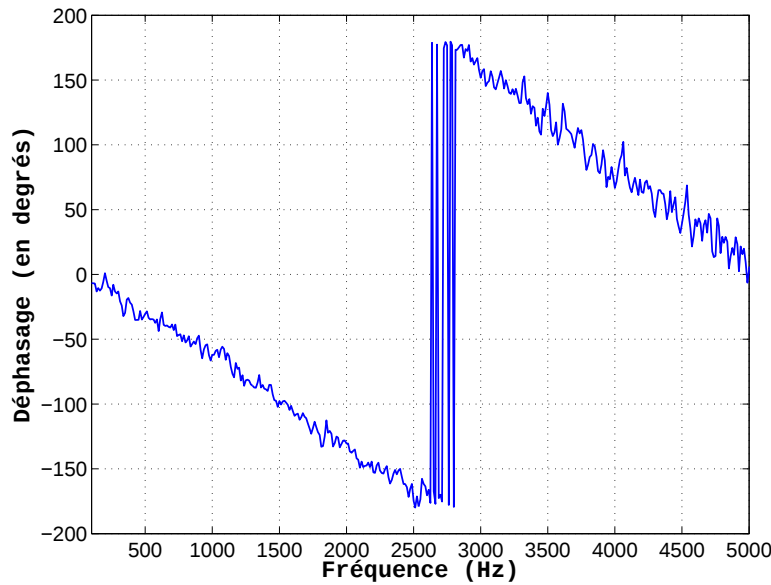


FIG. 4.6 – Déphasage entre 2 capteurs séparés longitudinalement de 5 mm pour 0 degrés à 40 m.s⁻¹ dans le cas d'une paroi avec ruban adhésif. Soufflerie Eole.

et par conséquent l'interspectre et la cohérence, ne dépendent que de l'écartement $\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_3)$ entre les capteurs, et non du point de référence. Par conséquent, on peut écrire en faisant intervenir $\vec{\xi}$, $R_{AB}(\tau) = R(\vec{\xi}, \tau)$ et $\Gamma_{AB}(\omega) = \Gamma(\vec{\xi}, \omega)$.

Cette hypothèse permet la représentation du champ de pression pariétale dans l'espace des nombres d'ondes. En effet, le spectre en nombres d'ondes du champ de pression pariétale, $P(\vec{k}, \omega)$ est la transformée de Fourier spatiale de l'interspectre $R(\vec{\xi}, \tau)$:

$$P(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int_{-\infty}^{\infty} R(\vec{\xi}, \tau) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{\xi} - \omega \tau)} d\vec{\xi} d\tau, \quad (4.8)$$

Ce spectre est la donnée essentielle à notre modélisation (cf. chapitre "modèle") et s'avère souvent utile dans de nombreuses applications. Celui-ci ne peut malheureusement pas être directement déterminé par la mesure en raison du manque de points de mesure : une bonne estimation de l'intégrale de l'équation 4.8 demande un maillage fin et un très grand nombre de points de mesure.

La littérature et les modèles statistiques de champs de pression pariétale montrent une dépendance des interspectres avec une grandeur sans dimension, appelée pulsation adimensionnée $\hat{\omega}$, telle que $\hat{\omega} = \omega \xi_1 / U_c$, où ξ_1 est l'écartement longitudinal entre capteurs ($\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_3)$) et U_c la vitesse de convection moyenne des structures turbulentes.

Ainsi, afin de comparer plus aisément les cohérences entre capteurs et d'évaluer l'intérêt des divers modèles de champ de pression pariétale fluctuante utilisés (cf. chapitre "modèle"), les

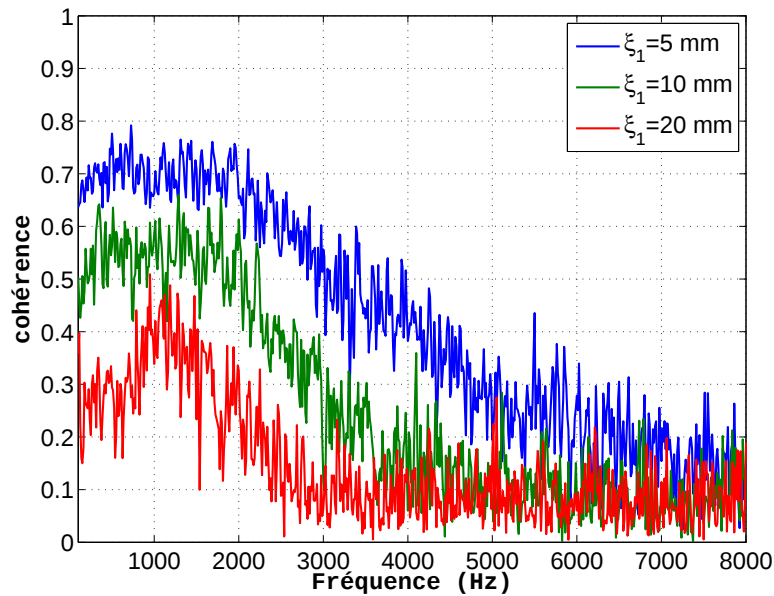


FIG. 4.7 – Ensemble de tracés de cohérence pour le cas d'une paroi sans inclinaison avec ruban adhésif et $U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$. Soufflerie Eole.

cohérences sont représentées en fonction de cette pulsation adimensionnée (voir figures 4.7 et 4.8), puis analysées afin de déterminer les échelles intégrales de longueur de la turbulence $l_1(\omega)$ et $l_3(\omega)$ définies telles que [19] :

$$l_1(\omega) = (\int_0^\infty \Gamma(\xi_1, 0, \omega) \xi_1 d\xi_1) / (\int_0^\infty \Gamma(\xi_1, 0, \omega) d\xi_1), \quad (4.9)$$

$$l_3(\omega) = (\int_0^\infty \Gamma(0, \xi_3, \omega) \xi_3 d\xi_3) / (\int_0^\infty \Gamma(0, \xi_3, \omega) d\xi_3) \quad (4.10)$$

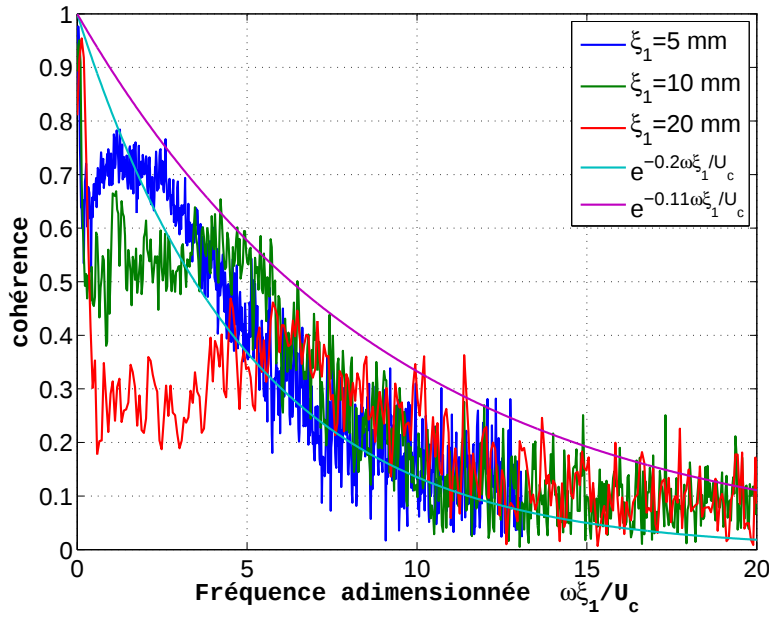


FIG. 4.8 – Ensemble de tracés de cohérence pour 0 degrés à 40 m.s⁻¹ dans le cas d'une paroi avec ruban adhésif en fonction de la pulsation adimensionnée $\hat{\omega}$. Soufflerie Eole.

Ces données permettent aussi d'évaluer l'intérêt des divers modèles de champ de pression pariétale fluctuante utilisés dans le second chapitre consacré au modèle, et rendent également possible un calage précis de ces mêmes modèles :

- Dans le cas de la modélisation de Corcos (voir 2.2.1.1), les deux constantes α_1 et α_3 du modèle se déterminent aisément puisqu'elles correspondent simplement au facteur de décroissance exponentielle des cohérences longitudinales pour α_1 et transversales pour α_3 ($\alpha_1 = 0,11$ et $\alpha_3 = 0,714$ pour le cas d'une turbulence de plaque plane infinie d'après Corcos [19], et $\alpha_1 \approx 0,15 - 0,2$ et $\alpha_3 \approx 0,6$ pour le cas d'une turbulence de profil d'aile NACA0012 d'après Brooks [8]).
- En ce qui concerne l'estimation du champ de pression pariétale de Chase (voir 2.2.1.2), la détermination des constantes du modèle se fait de manière plus ardue. En effet, les

constantes ne sont pas aussi directement estimables. Une analyse du modèle de Chase, ainsi que les études antérieures de celui-ci [12][15][41], ont tout de même permis de déterminer l'influence de chacune des constantes sur la cohérence.

L'analyse de l'influence des constantes sur l'autospectre ne présente pas de difficultés. En effet, les équations 2.15 et 2.16 suffisent à rendre compte aisément de l'influence directe de chaque constante sur l'autospectre de la pression pariétale. Il est ainsi aisé d'ajuster les constantes afin que les modèles permettent une bonne estimation de la réalité.

Par contre, l'influence des constantes du modèle de Chase sur la cohérence n'est pas si triviale. En effet, l'expression analytique 2.17 représentant la cohérence estimée par la modélisation de Chase est nettement plus complexe que celle de l'autospectre. Une analyse de cette équation a tout de même permis de déterminer l'influence des constantes sur la cohérence :

- plus le paramètre b est grand, plus le niveau de cohérence basse fréquence est important (que ce soit b_M ou b_T). De plus, une augmentation de b entraîne un rapprochement des cohérences estimées pour différents écartements,
- le paramètre a_+ est une constante directement liée à l'amplitude du spectre en nombres d'onde, ce qui le rend sans effet sur la cohérence,
- une augmentation de la constante r_T entraîne une légère diminution du niveau basse fréquence de la cohérence.

L'ensemble de ces informations nous permet l'estimation de toutes les constantes du modèle de Chase.

4.1.3 Autres méthodes d'analyse statistique dans le domaine fréquentiel

4.1.3.1 Filtrage spatial par chaîne de capteurs

Un outil intéressant pour l'étude des fluctuations de pression pariétale, et plus particulièrement pour les comparaisons expérimentations-modélisation, est le filtrage spatial par une rangée de capteurs. Dans notre étude, les capteurs concernés sont les sondes à microphone déporté (les SMD, voir chapitre "Mise en place du dispositif expérimental").

La combinaison des signaux dans le domaine temporel de la chaîne de capteurs permet un filtrage dans le domaine des nombres d'ondes ; le domaine convectif ($|\vec{k}| \approx \omega/U_c$) peut par exemple être en partie atténué tout en conservant le domaine sous-convectif.

Ce filtrage a précédemment été utilisé au cours de la thèse de J. Golliard, et son mode opératoire a été conservé ici [27].

Le principe est de sommer astucieusement les signaux issus d'une chaîne de capteurs de manière à filtrer spatialement. Par exemple, en inversant la phase à chaque capteur (+1, -1, +1, ...), on

filtre les faibles nombres d'onde ; parfaitement dans le cas d'un nombre de capteurs pair, et de manière évidemment moins importante dans le cas d'un nombre impair de sondes.

Les modèles et données expérimentales sont comparés à l'aide d'une fonction $\Xi(\omega)$. Cette fonction correspond à la transformée de Fourier de la combinaison considérée (somme, différence) des signaux temporels corrigés issus des capteurs (voir figure 4.9).

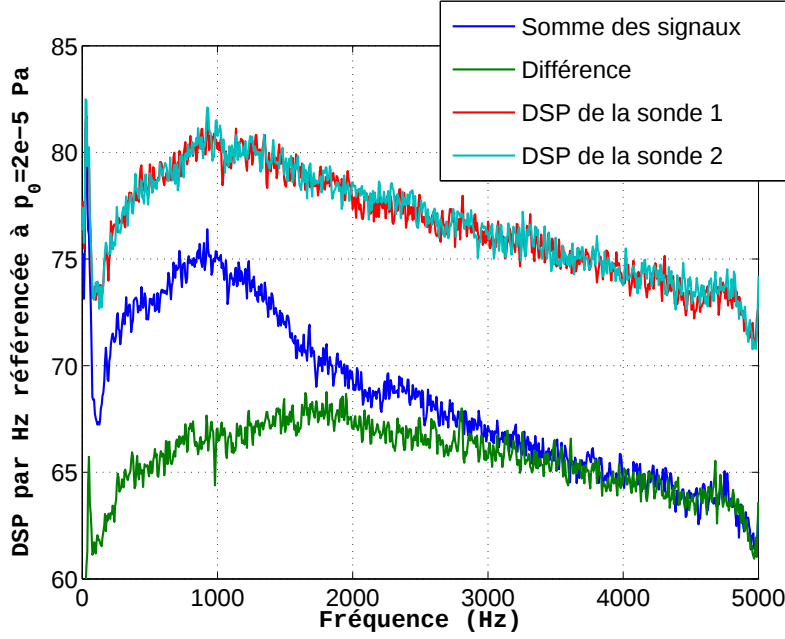


FIG. 4.9 – Fonction $\Xi(\omega)$ dans le cas de 10 capteurs distants de 5 mm et situés 10 mm en amont du bord de fuite.

Le spectre en nombre d'onde est relié à cette fonction $\Xi(\omega)$ via l'expression :

$$\Xi(\omega) = \int \int_{-\infty}^{\infty} |S_T(k_1, k_3)|^2 |A(k_1, k_3)|^2 P(k_1, k_3, \omega) dk_1 dk_3, \quad (4.11)$$

où $S_T(k_1, k_3)$ représente le filtrage spatial propre au capteur (dû à sa surface) et $A(k_1, k_3)$ la réponse de la chaîne de capteurs.

Dans notre cas, les sondes sont d'une dimension très faible, le filtrage spatial propre à chaque capteur $S_T(k_1, k_3)$ peut ainsi être négligé et considéré égal à l'unité pour tout $\vec{k}$. En effet, dans le cas présent, compte tenu des vitesses de convection et dans la gamme de fréquences d'intérêt (inférieure à 3kHz), la taille caractéristique des structures est de plusieurs millimètres et largement plus grande que le diamètre des prises de pression (0,9 mm).

La réponse de la chaîne de capteurs dépend de la disposition des capteurs considérés et de la manière de les combiner.

Pour N capteurs séparés les uns des autres d'une distance d et alignés longitudinalement (dans

le sens de l'écoulement), $A(k_1, k_3)$ ne dépend que de k_1 ($A(k_1, k_3) = A(k_1)$). La fonction $A(k_1)$ prend alors les expressions suivantes :

- Dans le cas où on somme les signaux de tous les capteurs avec la même phase, la chaîne agit comme un filtre passe-bas et passe-bandes dans l'espace des nombres d'ondes (voir figures 4.10 et 4.11), et $A(k_1)$ est telle que (Blake [6]) :

$$|A(k_1)| = \left| \frac{\sin(\frac{1}{2}N(k_1d))}{N \sin(\frac{1}{2}(k_1d))} \right| \quad (4.12)$$

- Si les signaux des capteurs sont ajoutés avec inversion de phase (+1, -1, +1, -1, ...), le filtre engendré par la chaîne de capteurs est un passe bandes (voir figures 4.10 et 4.11). L'expression $A(k_1)$ est alors telle que :

$$|A(k_1)| = \left| \frac{\sin(\frac{1}{2}N(k_1d - \pi))}{N \sin(\frac{1}{2}(k_1d))} \right| \quad (4.13)$$

La largeur de bande des filtres dépend directement du nombre de capteurs de la chaîne.

La même procédure est également utilisée sur un alignement transversal de capteurs au voisinage du bord de fuite, puisque le principe du filtrage spatial reste inchangé quelle que soit la direction.

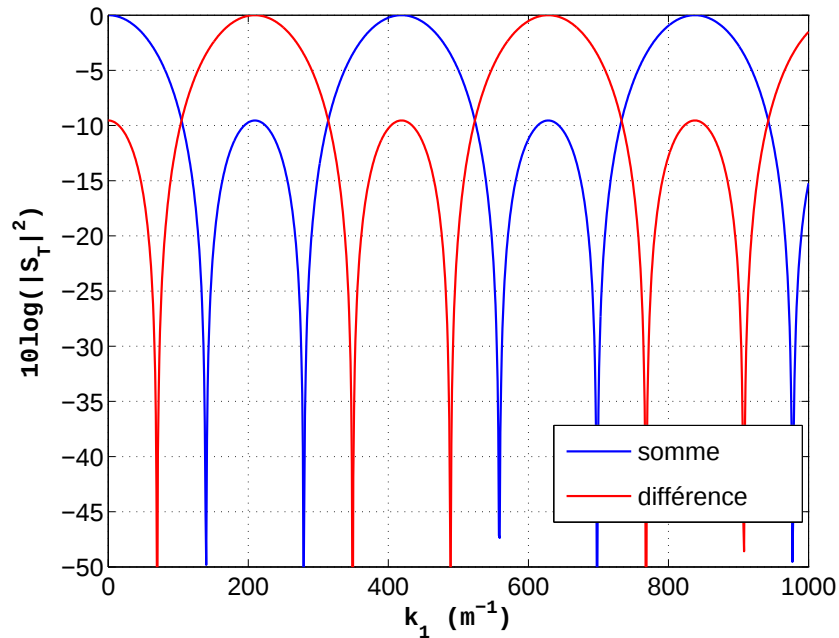


FIG. 4.10 – Filtrage dans l'espace des nombres d'onde de 3 capteurs distants de 15 mm.

Les figures 4.10 et 4.11 représentent la réponse de la chaîne de capteurs dans deux situations différentes : respectivement le cas de 3 capteurs espacés de 15 mm et celui de 10 capteurs

distantes de 5 mm, situations rencontrées précisément dans le cadre de nos expérimentations.

Pour la chaîne de 10 capteurs, chaque filtre ne possède qu'un lobe à faible atténuation dans le domaine des nombres d'onde où l'énergie du signal de pression n'est pas négligeable (typiquement, compte tenu de la gamme de fréquence qui nous intéresse et des vitesses de convection rencontrées, $k < 1700 m^{-1}$) : celui-ci se situe autour de $k_1^d = 1257 m^{-1}$ dans le cas de la sommation et autour de $k_1^d = 628 m^{-1}$ dans le cas de la différenciation. Le nombre de capteurs étant important, la largeur des lobes principaux est fine ($100 m^{-1}$) et l'atténuation des lobes secondaires importante (-13 dB).

Par contre, dans le cas des 3 capteurs, plusieurs bandes de l'espace des nombres d'onde sont à prendre en compte.

Tout d'abord, l'écartement entre les lobes principaux n'est que de $420 m^{-1}$. De plus, la largeur des lobes principaux est importante ($140 m^{-1}$) et l'atténuation des lobes secondaires plus faible que dans le premier cas (-9,5 dB). Le filtrage dans l'espace des nombres d'onde est par conséquent moins fin que pour l'autre configuration.

La formule 2.13 peut être adimensionnée en considérant les quantités sans dimension $\tilde{k}_1$, $\tilde{k}_3$ et S_r définies telles que $\tilde{k}_1 = k_1\delta$, $\tilde{k}_3 = k_3\delta$ et $S_r = \omega\delta/U_0$ [27].

On obtient ainsi le spectre en nombres d'ondes adimensionné :

$P(k_1, k_3, \omega) = \rho_0^2 \nu_*^3 \delta^3 \tilde{P}(\tilde{k}_1, \tilde{k}_3, S_r)$, où $S_r = \omega\delta/U_0$ est le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur

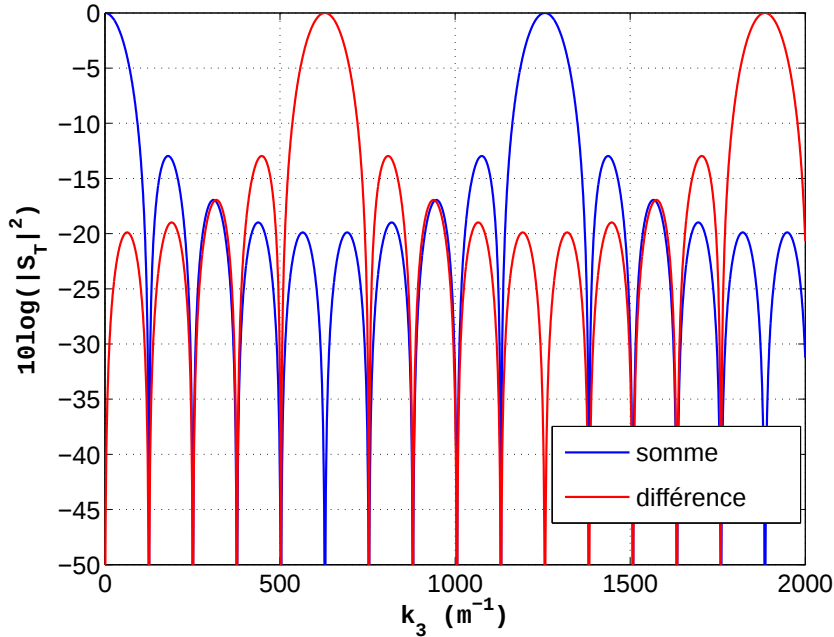


FIG. 4.11 – Filtrage dans l'espace des nombres d'onde d'une chaîne de 10 capteurs espacées de 5 mm.

de couche limite δ .

Puis l'intégration de $\rho_0^2 \nu_*^3 \delta^3 \tilde{P}(\tilde{k}_1, \tilde{k}_3, S_r)$ dans l'équation 4.11 permet d'écrire les spectres sans dimension mesurés à différentes vitesses U_0 :

$$\Xi(\omega) = \rho_0^2 \nu_*^3 \delta \tilde{\Xi}(S_r). \quad (4.14)$$

Pour tous les spectres présentés ici, l'amplitude est donc adimensionnée par $\rho_0^2 \nu_*^3 \delta$ et la fréquence par le Strouhal $\omega \delta / U_0$.

Dans le cas d'un phénomène convectif (pour des capteurs alignés dans le sens de l'écoulement), la vitesse de convection peut être déduite des résultats issus de cette méthode. En effet, les localisations $S_r^{s,d}$ du lobe principal des fonctions $\Xi^{s,d}(\omega)$ déterminées expérimentalement permettent la détermination de la vitesse moyenne de convection des structures turbulentes, U_c . La fréquence correspondant à ce lobe principal doit coïncider avec le pic du spectre en $k - \omega$ des fluctuations de pression pariétale : $k_1^{s,d} = \omega / U_c$.

Ces deux filtres (par la somme, et la différence) sont utilisables que ce soit sur les données expérimentales ou sur les modélisations, ce qui permet de vérifier l'étendue de validité des modèles de statistique de champ de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde, et d'ajuster les constantes des modélisations.

4.1.3.2 Analyse par POD [44]

On se propose maintenant d'utiliser la POD (décomposition en modes propres orthogonaux), qui permet d'appréhender et de représenter le champ de pression pariétale de façon très différente de ce qui a été fait jusque ici.

La POD revient à décomposer le champ étudié sur une nouvelle base de fonctions propres orthogonales. Cette technique de traitement du signal est basée sur la détermination des fonctions propres non corrélées entre elles à partir du tenseur des intercorrélations. Chaque mode POD est ainsi représenté par une fonction propre à laquelle est associée une valeur propre. Cette décomposition permet ainsi de déterminer les différents phénomènes du point de vue énergétique, à chaque mode POD correspondant une densité d'énergie, d'autant plus élevée que la valeur propre associée est grande [44].

L'objectif est d'appliquer ici cette méthode au cas du champ de pression pariétale, comme précédemment fait par divers expérimentateurs [7], puis d'identifier le rôle des grosses structures cohérentes, au sens de la POD, du champ de pression pariétale sur le rayonnement acoustique (cf la POD étendue).

Dans notre étude, le champ de pression est considéré par hypothèse statistiquement homogène en temps et en espace, ce qui implique l'équivalence, de la POD et de l'analyse de

Fourier [7][30]. Toutefois, il est clair que l'homogénéité en espace n'est pas évidente, ce qui implique que la POD garde tout son intérêt. Par ailleurs, comme la stationnarité temporelle est clairement supposée, la POD est exprimée à partir des spectres du champ de signaux de pression.

La procédure décrite au chapitre 3 apporte l'ensemble des données d'entrée utiles à l'analyse en modes POD, c'est à dire un nombre fini de réalisations par blocs de l'écoulement, par l'intermédiaire des autospectres et interspectres du champ de pression pariétal (par blocs).

Cette décomposition en modes propres est exécutée dans le cas de P capteurs de pression pariétale positionnés respectivement en $\vec{x}_i$ ($\vec{x}_i$ étant la position du capteur i avec $i=1, \dots, P$).

Les signaux de pression temporels acquis en phase sont découpés en N blocs, qui sont déterminés et corrigés dans le domaine fréquentiel par la réponse en fréquence et en phase des capteurs (voir chapitre 3). L'ensemble fini des réalisations $p_k(\vec{x}_i, f)$ résultant est donc l'ensemble des spectres de la pression au point $\vec{x}_i$ pour le bloc k ($k=1, \dots, N$), à la fréquence f .

On cherche alors, à la fréquence f , la fonction déterministe $\phi_0(\vec{x}_i, f)$ qui approche, au mieux au sens des moindres carrés, l'ensemble des réalisations $p_k(\vec{x}_i, f)$ ($k=1, \dots, N$). On maximise ainsi la projection de tous les $p_k(\vec{x}_i, f)$:

$$\max_{\psi} \frac{\langle p_k, \psi \rangle^2}{\langle \psi, \psi \rangle} = \frac{\langle p_k, \phi_0 \rangle^2}{\langle \phi_0, \phi_0 \rangle} \quad (4.15)$$

avec une fonction ψ appartenant à l'espace des fonctions affines, les ϕ_0 choisies normées, et $\langle \cdot \rangle$ désignant la moyenne sur k .

L'analyse mathématique montre, d'une part, l'existence d'une telle fonction ϕ_0 , et d'autre part, qu'elle représente le vecteur propre du tenseur de corrélation $\Pi(x_i, x_j, f)$ associé à la plus grande valeur propre $\lambda_0(f)$. ϕ_0 est par conséquent la fonction propre représentant le mode le plus énergétique.

De plus, comme ce tenseur est hermitien ($(\Pi^T)^* = \Pi$), il possède P vecteurs propres $\Phi^{(n)}$ associés à P valeurs propres $\lambda^{(n)}(f)$ classées par ordre décroissant. Ainsi, résoudre le problème POD à une fréquence f donnée revient à trouver les P valeurs propres $\lambda^{(n)}(f)$ ($n=1, \dots, P$) et leurs vecteurs propres normés $\Phi^{(n)}(x_i, f)$ associés.

A f donné, et $\forall n = 1, \dots, P$:

$$\sum_{j=1}^P \Pi(x_i, x_j, f) \cdot \Phi^{(n)}(x_j, f) = \lambda^{(n)}(f) \cdot \Phi^{(n)}(x_i, f) \quad (4.16)$$

avec :

$$\lambda^{(n)}(f) \in \mathbb{R}^+ \text{ tels que } \lambda^{(1)}(f) > \lambda^{(2)}(f) > \dots > \lambda^{(P)}(f),$$

$$(\Phi^{(n)}, \Phi^{(n)}) = \sum_{i=1}^P \Phi^{(n)}(x_i, f) \cdot \Phi^{(n)*}(x_i, f) = 1,$$

$$\Pi(x_i, x_j, f) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N p_k(x_i, f) \cdot p_k^*(x_j, f).$$

La littérature [44] montre que les propriétés mathématiques de $\Pi(x_i, x_j, f)$ imposent :

- le caractère positif des valeurs propres : $\lambda^{(n)}(f) > 0$
- l'orthogonalité des vecteurs propres $\Phi^{(n)}(x_i, f)$:

$$\langle \Phi^{(n)}, \Phi^{(k)} \rangle = \sum_{i=1}^p \Phi^{(n)}(x_i, f) \Phi^{(k)*}(x_i, f) = \delta_{kn}, \quad (4.17)$$

avec $\delta_{kn} = 1$ si $k=n$ et $\delta_{kn} = 0$ sinon.

Ainsi à la fréquence f donnée, la réalisation du spectre de pression pariétale est développée sur la base des vecteurs propres orthonormés déterministes $\Phi^{(n)}$:

$$p_k(x_i, f) = \sum_{n=1}^p a_k^{(n)}(f) \cdot \Phi^{(n)}(x_i, f), \quad (4.18)$$

$p_k(x_i, f)$ étant un signal aléatoire, les coefficients $a_k^{(n)}(f)$ sont aléatoires et peuvent être déterminés comme suit :

$$a_k^{(n)}(f) = \sum_{i=1}^p p_k(x_i, f) \cdot \Phi^{(n)*}(x_i, f), \quad (4.19)$$

L'énergie totale d'un mode n est définie par Λ_n telle que :

$$\Lambda_n = \int_f \lambda^{(n)}(f) \cdot df, \quad (4.20)$$

Bien évidemment, l'énergie de l'ensemble des signaux utilisés pour la POD est retrouvée dans l'énergie de l'ensemble des modes. En effet, on a la relation :

$$\sum_{i=1}^p \Lambda_i = \sum_{i=1}^p \int_f \Pi(x_i, x_j, f) \cdot df. \quad (4.21)$$

Ainsi, de nombreuses techniques d'analyse de données, ci-dessus détaillées, ont été utilisées sur le champ de pression pariétale. Certaines d'entre elles sont également utilisées sur les autres grandeurs physiques essentielles à l'étude (vitesse autour du profil, pression acoustique). En effet, ces grandeurs sont déterminantes dans l'élaboration et la validation des modèles précédemment développés (voir chapitre "Modèles"). Ainsi, la suite s'attache à détailler les techniques d'analyse des vitesses et pressions acoustiques mesurées, puis enfin les analyses des différentes grandeurs physiques entre elles, comme par exemple les cohérence pression pariétale - vitesse au voisinage du profil.

4.2 Techniques d'analyse des vitesses et des pressions acoustiques

4.2.1 Les vitesses

L'importance du traitement des signaux de vitesse réside, en premier lieu, dans l'extraction de certaines données essentielles aux modèles utilisés (δ , δ^* , U_{ext}).

4.2.1.1 Les profils moyens du champ de vitesse

Dans ce but, les profils moyens des signaux de vitesse sont extraits des données du fil chaud. En effet, les profils de vitesse moyenne ont été mesurés en quelques points du profil, sachant que le lieu nous important particulièrement se situe au voisinage du bord de fuite. La figure 4.12 est un exemple de représentation de ces profils.

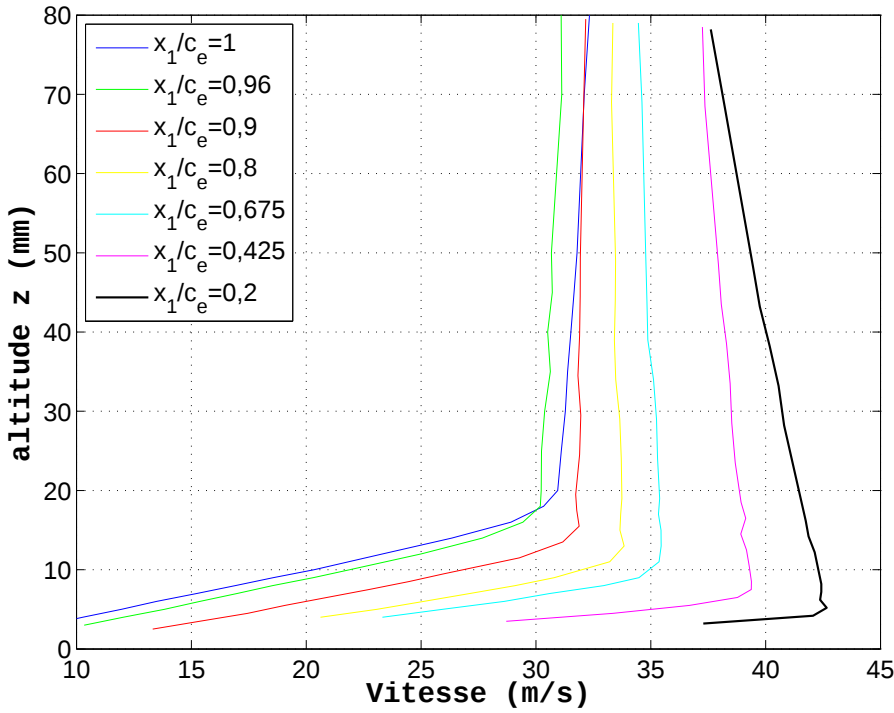


FIG. 4.12 – Profil des Vitesses sur l'extrados du NACA0012; $\alpha = 10^\circ$; $U_p = 30 m.s^{-1}$. Soufflerie Nieuport.

Ces profils de vitesse, en plus de bien visualiser le développement de la couche limite sur le profil, permettent de déterminer certaines caractéristiques de l'écoulement via les équations suivantes :

$$U(x_2)/U_{ext} = (x_2/\delta)^{1/n}, \quad (4.22)$$

$$\delta^*/\delta = 1/(n+1), \quad (4.23)$$

$$H = \delta^*/\theta = (n+2)/n. \quad (4.24)$$

En effet, diverses grandeurs peuvent être issues de ces précédentes équations, équations qui correspondent à une modélisation classique du champ de vitesse (loi en puissance). La précision de cette modélisation est largement suffisante, bien qu'imprécise au voisinage proche de la paroi et ne prenant évidemment pas en compte les effets d'installation, comme par exemple l'effet de blocage du à l'obstacle mis dans une conduite (voir figure 4.12).

4.2.1.2 Les fluctuations de vitesse

En plus d'avoir extrait des signaux de la sonde à fils chauds les profils moyens du champ de vitesse ainsi que certaines grandeurs caractéristiques essentielles à notre étude (δ , δ^* , U_{ext}), les fluctuations du champ de vitesse autour du profil sont étudiées.

Dans un premier temps, les intensités des fluctuations de vitesse au sein de la couche limite et en champ lointain dans l'écoulement sont estimées, puis ces fluctuations sont visualisées dans le domaine spectral, et enfin, certaines caractéristiques de la turbulence de la couche limite et de l'écoulement sont vérifiées.

En effet, les spectres et interspectres moyens des signaux de vitesse sont extraits de la même manière que pour les pressions pariétales. Ceux-ci (spectre des fluctuations des vitesses normales et vitesses longitudinales) apportent de précieux renseignements sur la couche limite pariétale, et permettent ainsi de vérifier les divers mécanismes physiques déjà mis en évidence au travers des pressions pariétales.

Aucun interspectre entre signaux de vitesse n'a pu être mesuré puisque la mesure de la vitesse ne se fait qu'au travers d'une sonde double (excepté $u'\bar{v}'$).

Par contre, les interspectres (et cohérences associées) entre signaux de vitesse ($u'\bar{v}'$) et avec les autres grandeurs mesurées (pression pariétale, pression acoustique en champ lointain) sont mesurés, de façon analogue aux interspectres entre signaux de pression pariétale. Seule la normalisation diffère.

Les DSP des fluctuations de vitesse, ainsi que les interspectres $u'\bar{v}'$ entre fluctuations de vitesse, sont tracés en décibels, référencés à une puissance référence $Pu_{i_{ref}} = 1m^2.s^{-2}$, alors que les interspectres entre signaux de pression sont tracés en fonction d'une puissance référence $Pu_{i_{refP}} = 4.10^{-10}m^2.s^{-2}$, et les interspectres entre signaux de vitesse et signaux de pression en fonction de $Pu_{i_{refP}} = 2.10^{-5}m^2.s^{-2}$.

Les intensités des fluctuations de vitesse tracées plus loin sur les figures 5.27 et 5.28 sont adimensionnées par la vitesse extérieure théorique U_0 .

4.2.2 Les pressions acoustiques

4.2.2.1 Estimation des niveaux acoustiques globaux et des spectres acoustiques associés

Quatre capteurs de pression acoustique sont positionnés à l'extérieur de l'écoulement. La correction des signaux acoustiques est effectuée conformément aux recommandations du constructeur B&K (voir chapitre "Mise en place du dispositif expérimental").

Il est nécessaire avant tout traitement des signaux de s'assurer de l'absence d'écoulement au niveau des microphones acoustiques. Dans les cas d'inclinaison du profil, l'écoulement est dévié de l'axe central de la soufflerie, ce qui peut entraîner d'importantes erreurs sur les pressions acoustiques mesurées. La comparaison des quatre autospectres moyens des perturbations de pression acoustique permet de déterminer si les capteurs acoustiques sont directement perturbés par l'écoulement : Les signaux acoustiques ont dans ce cas de très forts niveaux.

L'intensité acoustique moyenne I_{ac} (W/m^2) et le niveau d'intensité acoustique en décibel L_{ac} (dB) sont définis de la manière suivante :

$$I_{ac} = \bar{p}^2 / \rho_0 c_0 = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{1}{n_{fft}} \sum_{k=0}^{n_{fft}-1} p^2(k/f_e), \quad (4.25)$$

$$L_{ac} = 10 \log(\bar{p}^2 / p_{ref}^2) \quad (4.26)$$

où $p(t)$ est la perturbation de pression acoustique exprimée en Pascals.

Ces niveaux sont également calculables dans le domaine fréquentiel en sommant l'ensemble des composantes fréquentielles. En effet, les autospectres moyennés de la pression acoustique peuvent être représentés par rapport aux intensités $I_{ac}(f)$ et niveaux acoustiques $L_{ac}(f)$ plutôt qu'à la pression. A cette nuance près, les spectres acoustiques sont issus de manière similaire aux spectres de la pression pariétale.

Le calcul de l'intensité et du niveau acoustiques revient à sommer toutes les composantes fréquentielles :

$$I_{ac}(f) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{1}{n_{fft}} \sum_{k=0}^{n_{fft}-1} p^2(k * f_e), \quad (4.27)$$

$$L_{ac}(f) = 10 \log(\bar{p}^2 / p_{ref}^2) \quad (4.28)$$

4.2.2.2 Bruit du profil et identification de la source sonore principale

Afin d'étudier le bruit engendré par l'introduction du profil dans la chambre anechoïque Eole, le bruit de fond (avec et sans flasques) a été mesuré et représenté en fonction de la

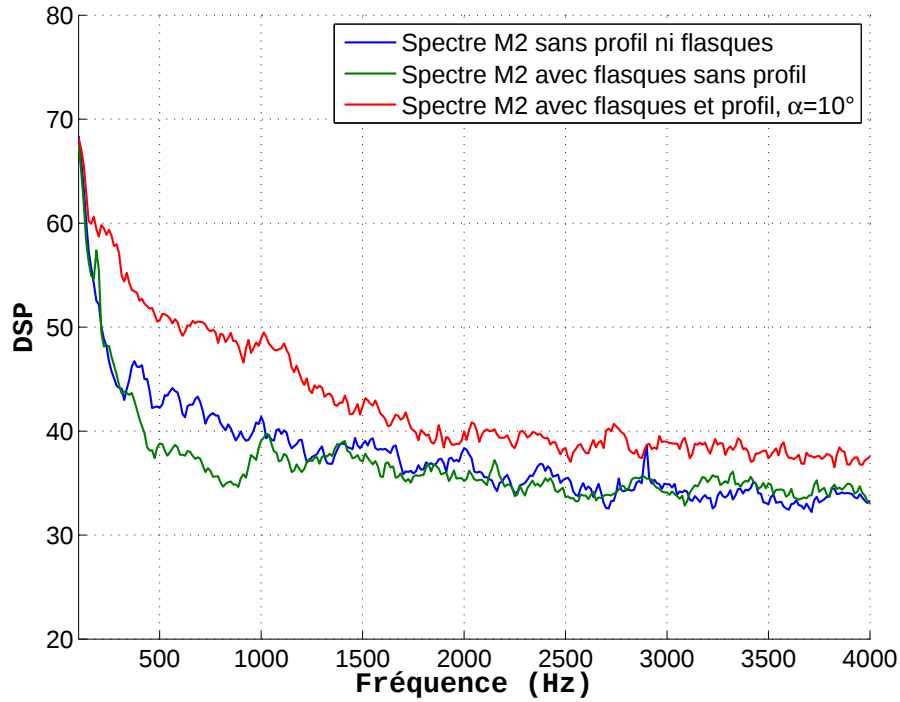


FIG. 4.13 – Autospectre de M2 situé à 40 cm du milieu de la veine dans le cas d'un écoulement tel que $U_0 = 40 m.s^{-1}$. Soufflerie Eole.

fréquence. Ces expérimentations préliminaires ont permis de déterminer la gamme de fréquence pour laquelle le rayonnement acoustique du profil est suffisamment émergent pour notre étude.

En effet, la figure 4.13 fait clairement apparaître que la bande d'émission acoustique du profil, a priori exploitable, se situe grossièrement entre 200 Hz et 2000 Hz. De plus, on note que l'ajout des flasques diminue le bruit propre à la soufflerie dans la zone 300-1000 Hz.

De plus, une méthode basée sur l'utilisation des interspectres et phases entre microphones a été adaptée à notre étude afin de vérifier la position de la source sonore principale (le bord de fuite du profil), puis dans l'objectif de nettoyer le spectre mesuré du bruit de fond. En effet, une fois la position de la source déterminée, la méthode de Piersol [51] relie directement l'interspectre entre deux microphones correctement positionnés et le bruit propre à la source nettoyé du bruit diffus.

Méthode de Piersol Considérant deux microphones proches (séparés d'une distance d) en champ libre, Piersol soumet ceux-ci à une source sonore lointaine et d'un ensemble de sources proches statistiquement indépendantes [51] (cf. figure 4.14).

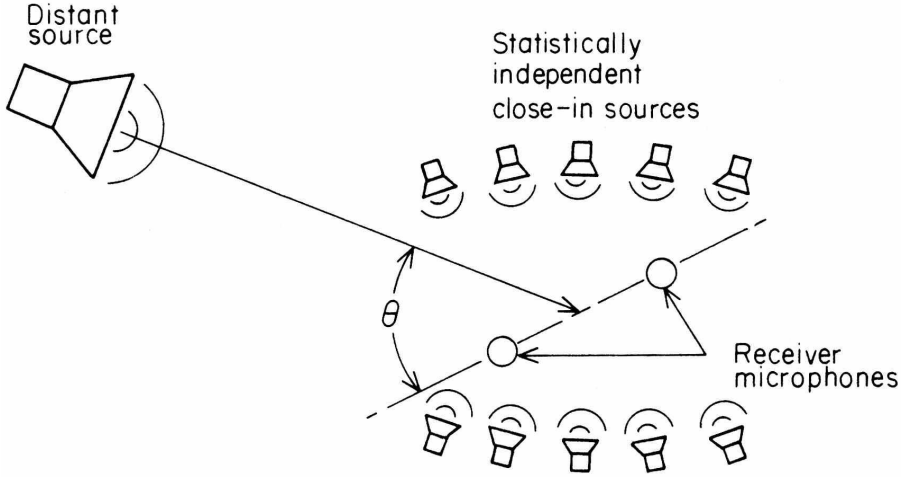


FIG. 4.14 – Schéma de principe de la méthode COP.

Dans le cas des sources indépendantes seules [22], le spectre mesuré est en théorie égal à $G_D(f)$ pour les deux microphones, et leur interspectre $G_{xy}(f)$ est donné par :

$$G_{xy}(f) = G_D(f) \sin(k_0 d) / k_0 d, \quad (4.29)$$

où $k_0 = 2\pi f / c_0$ est le nombre d'onde.

Pour la source éloignée seule, on considère la propagation d'ondes planes. Cela impose une cohérence unitaire et une fonction de phase linéaire. De plus, si la distance d entre les microphones est suffisamment petite ($G_x(f) = G_y(f) = G_P(f)$), et en supposant aucune réverbération, Markowitz [45] exprime l'interspectre :

$$G_{xy}(f) = G_P(f) [\cos(k_t d) - j \sin(k_t d)], \quad (4.30)$$

avec $k_t = k_0 \cos \theta$ le nombre d'onde de trace, où θ est l'angle d'incidence de l'axe des microphones.

Piersol en déduit la phase $\phi_{xy}(f)$ et rappelle le caractère unitaire de la cohérence :

$$\phi_{xy}(f) = k_t d = (2\pi d \cos \theta / c_0) f, \quad \gamma_{xy}^2(f) = 1. \quad (4.31)$$

Piersol apporte de plus les expressions de l'interspectre $G_{xy}(f)$, la cohérence $\gamma_{xy}(f)$ et la phase $\phi_{xy}(f)$ entre les micros en considérant l'ensemble des sources :

$$G_{xy}(f) = G_D(f) \sin(k_0 d) / k_0 d + G_P(f) \cos(k_t d) - j G_P(f) \sin(k_t d), \quad (4.32)$$

$$\gamma_{xy}^2(f) = [1 + R(f)]^{-2} [R(f) \sin(k_0 d) / k_0 d + \cos(k_t d)^2 + \sin^2 k_t d], \quad (4.33)$$

$$\phi_{xy}(f) = \tan^{-1} [\sin k_t d / \{R(f) \sin(k_0 d) / k_0 d + \cos(k_t d)\}], \quad (4.34)$$

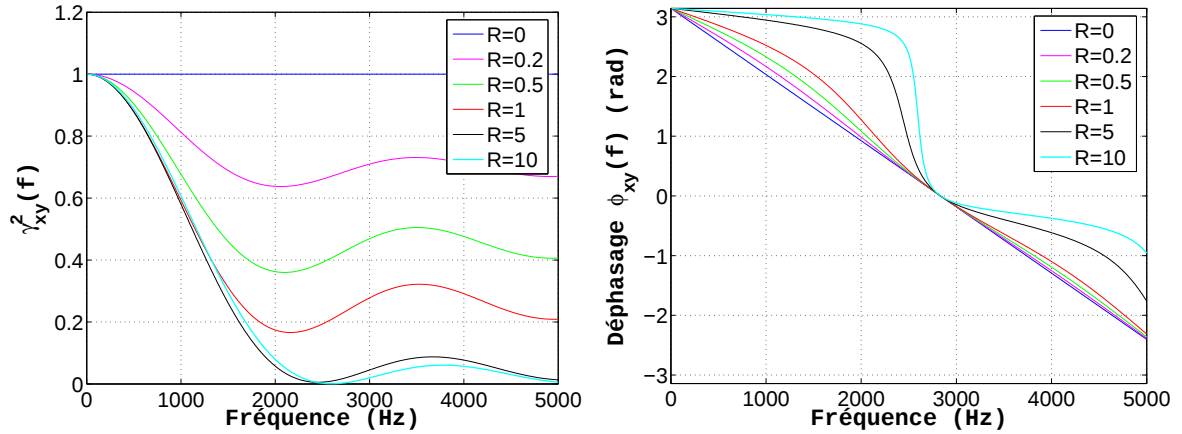


FIG. 4.15 – Cohérence au carré $\gamma_{xy}^2(f)$ et phase $\phi_{xy}(f)$ entre deux microphones séparés de 60 mm.

où $R(f) = G_D(f)/G_P(f)$ est le rapport entre les composantes diffuses et planes de l'onde acoustique à proximité des microphones.

Les deux courbes représentées sur la figure 4.15 montrent l'influence de $R(f)$ sur la cohérence et la phase. Celle-ci est bien plus importante sur la cohérence que sur la phase. En présence de champ diffus, la cohérence chute avec la fréquence de manière plus ou moins significative selon le rapport $R(f)$.

De plus, Piersol étudie l'influence d'une source non ponctuelle (linéique, surfacique, volumique) sur la méthode. Ses travaux concluent que la cohérence pour une telle source n'est pas unitaire. En effet, plus la fréquence est haute, plus la fonction de cohérence se comporte comme si l'observateur voyait de multiples sources statistiquement indépendantes. Par contre, la fonction de phase n'est que peu perturbée, d'où son importance dans la détermination de la position de la source.

Adaptation à notre problème

La méthode de Piersol a été adaptée à une source distante centrale (située entre les microphones M2 et M4 -cf. figure 3.22-). En considérant une source acoustique centrale générant de part et d'autre d'un plan le même champ acoustique, les précédents calculs restent exacts. En effet, dans notre cas, l'onde acoustique générée par la source centrale est anti-symétrique de part et d'autre de la source [8]. Par conséquent, en définissant respectivement d_1 et d_2 les distances Bord de fuite-Microphone 2 et Bord de fuite-Microphone 4 (cf. figure 3.22), on peut utiliser les mêmes résultats que dans la théorie des deux microphones rapprochés entre eux en considérant d tel que $d = |d_1 - d_2|$. En effet, la situation -bien que différente au cas de deux microphones rapprochés- est régie par les mêmes équations.

Les imperfections dues au caractère linéique de la source étudiée (le bord de fuite) sont toujours

présentes, et l'étude de la phase est donc essentielle. Celle-ci permet de vérifier que la source sonore principale est bien le bord de fuite, et d'estimer le rapport champ diffus sur champ acoustique de la source $R(f)$. Les bons résultats obtenus lors de cette étude valident l'adaptation de la méthode (voir chapitre "Résultats").

4.2.3 Analyse simultanée de plusieurs grandeurs

Après avoir analysé indépendamment les différentes grandeurs physiques, les rapports entre celles-ci sont développés.

Dans un premier temps, quelques précisions concernant l'analyse classique de ces différentes grandeurs entre elles sont données. Puis la technique de POD étendue, permettant d'estimer la corrélation entre une grandeur et la zone POD, est détaillée.

4.2.3.1 Rapport entre la pression pariétale, la vitesse, et la pression acoustique

Les procédures de calcul des corrélations entre pression pariétale, vitesse, et pression acoustique sont celles développées précédemment pour l'analyse du champ de pression pariétale. Les seules différences résident dans la correction des signaux acquis. En effet, dans le cadre de l'analyse des pressions pariétales, il convient de corriger les signaux par leurs réponses en fréquence respectives, alors que pour les pressions acoustiques et vitesses aucune correction n'est nécessaire dans le domaine fréquentiel. Les signaux de pression acoustique et de vitesse ne nécessitent qu'une correction en amplitude.

En plus des simples cohérences pression pariétale-vitesse et pression pariétale-pression acoustique, des cartographies des cohérences pression pariétale-vitesse et pression pariétale-pression acoustique au carré ont été tracées (cf. figures 5.33 et 5.35). Celles-ci représentent l'évolution de la cohérence entre la pression pariétale et la vitesse (au carré ou non) en fonction de la fréquence d'une part et de la distance à la paroi d'autre part.

Par ailleurs, il est à rappeler que ces intercorrélations et cohérences entre différentes grandeurs physiques rendent compte uniquement d'un rapport instantané entre elles (cf. 5.4.3.4). Il est cependant possible d'estimer des rapports de moyennes. Une fonction $K(\omega)$ peut ainsi être définie telle que $K(\omega) = P_{ac}(\omega)/P_{paroi}(\omega)$ où P_{ac} et P_{paroi} sont les autospectres moyennés définis précédemment. Ces fonctions $K(\omega)$ sont représentatives d'un rapport moyen entre spectre de pression acoustique moyenné et spectre de pression pariétale moyenné, et n'ont que peu d'interprétation physique. Celles-ci conservent malgré tout un fort intérêt, comme le suggère le modèle aéroacoustique développé, et comme expliqué au sein du prochain et dernier chapitre.

4.2.3.2 La EPOD (POD étendue)

Comme vu précédemment, la POD permet une décomposition du champ de pression sur une nouvelle base de vecteurs propres orthonormés $\Phi^{(n)}$. La EPOD (POD étendue) permet d'estimer pour un signal (pression pariétale, vitesse, ou encore pression acoustique) son taux

de corrélation à la zone POD, et plus précisément à chaque mode POD.

Ainsi, considérant par exemple un spectre du signal de pression $p_k(x_j, f)$ (x_j n'appartenant pas à la zone POD), celui-ci est décomposé en une contribution p_{Ck} corrélée aux signaux de la zone POD et une contribution décorrélée p_{Dk} :

$$p_k(x_j, f) = p_{Ck}(x_j, f) + p_{Dk}(x_j, f) = \sum_{i=1}^p a_k^{(n)}(f) \cdot \Psi^{(n)}(x_j, f) + p_{Dk}(x_j, f), \quad (4.35)$$

Les coefficients aléatoires $a_k^{(n)}(f)$ sont obtenus par l'analyse POD (cf. 4.1.3.2), et la fonction $\Psi^{(n)}(x_j, f)$ est définie comme le mode étendu de rang n :

$$\Psi^{(n)}(x_j, f) = \langle p_k(x_j, f) \cdot a_k^{(n)*}(f) \rangle / \lambda^{(n)}(f). \quad (4.36)$$

Il est à noter que dans la zone POD $\Psi^{(n)}(x_i, f) = \phi^{(n)}(x_i, f)$ (x_i appartenant à la zone utilisée pour le calcul POD).

La partie corrélée est donc en fait une somme de contributions associées aux modes étendus (relation 4.35). $a_k^{(n)}(f) \cdot \Psi^{(n)}(x_j, f)$ est l'unique contribution du signal $p_k(x_j, f)$ corrélée avec le mode n de la décomposition POD.

L'énergie du signal peut être reliée aux valeurs propres issues de la POD. En effet, Borée [7] montre :

$$\langle p_k p_k^* \rangle = \langle p_{Dk} p_{Dk}^* \rangle + \sum_n \lambda^{(n)} \Psi^{(n)} \Psi^{(n)*}. \quad (4.37)$$

Cette dernière relation permet de déterminer l'importance de chaque mode POD sur la partie corrélée du signal analysé, et dans l'idéal d'évaluer l'impact des différents mécanismes en jeu sur la grandeur étudiée.

De plus, il est à noter que l'estimation de la partie corrélée du signal correspond identiquement à une décomposition LSE (estimation stochastique linéaire) [62]. L'intérêt évident de la EPOD est la décomposition en modes de cette partie corrélée du signal. Celle-ci permet l'étude de l'influence de chaque mode sur la grandeur désirée extérieure à la zone POD. Le caractère turbulent de la couche limite rend cependant cette analyse difficile, comme largement développé dans le chapitre qui suit.

4.3 Conclusion

Ce chapitre rend ainsi compte des techniques d'analyse développées, et programmées par le biais du logiciel Matlab avec un souci de minimisation du nombre d'opérations effectuées par le processeur. L'ensemble de ces programmes est donné en annexe. Ceux ci sont très spécifiques à cette étude et peuvent certainement être optimisés.

Le chapitre suivant s'intéresse donc à l'utilisation de l'ensemble de ces moyens développés,

avec comme objectif la visualisation du champ acoustique, son étude, et ses rapports avec le champ de pression pariétale.

De plus, certains de ces outils sont également utilisés sur les estimations issues des modèles (modèles de statistique du champ de pression pariétale, modèle aéroacoustique bruit de bord de fuite), afin de permettre une confrontation données expérimentales - modèle plus fine que par une simple comparaison de spectres. Enfin, le modèle aéroacoustique global est confronté aux données expérimentales.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux et comparaisons aux modélisations

Après avoir détaillé et mis en place l'ensemble des outils utilisés lors de cette étude, les résultats et conclusions associées sont décrits et discutés au sein de ce dernier chapitre.

Rappelons tout d'abord les grandes lignes directrices de cette étude. Ce travail concerne de façon générale le bruit de bord de fuite. Le modèle aéroacoustique de bruit large bande de bord de fuite développé est confronté aux données expérimentales. Ceci impose la mesure et la détermination des données d'entrée du modèle, dont la statistique du champ de pression pariétale et par conséquent le modèle la représentant.

Toutefois, au-delà de la seule confrontation modèle/expérience, il s'agit également d'apporter des informations complémentaires sur la physique des phénomènes. Ainsi, afin de mettre à disposition de nombreuses données expérimentales concernant le bruit large bande de bord de fuite ainsi que les caractéristiques de la couche limite associée, ce chapitre récapitule l'ensemble des résultats acoustiques et aérodynamiques.

La validité, l'intérêt et les limites des modèles de statistique du champ de pression pariétale utilisés sont discutés à l'aide des diverses techniques de traitement du signal précédemment détaillées, puis le modèle aéroacoustique développé est enfin confronté aux résultats expérimentaux. De nombreuses données de la couche limite turbulente sont analysées (vitesse fluctuante normale, vitesse fluctuante longitudinale, liens entre le champ de pression pariétale et la vitesse fluctuante). De plus, dans les situations pour lesquelles un bruit tonal de couche limite laminaire a été mis en évidence, les divers résultats issus de la bibliographie [6][50][61] sont vérifiés, et son inhibition via le déclenchement de la transition turbulente lors de nos mesures du bruit large bande de bord de fuite est confirmée.

Ce chapitre décrit ainsi dans une première partie l'ensemble des résultats propres à l'aérodynamique de l'écoulement et de la couche limite pariétale. La seconde partie est constituée de l'ensemble des résultats acoustiques et de leur modélisation.

Il est à noter qu'en l'absence de précision, l'écoulement est considéré bidimensionnel.

5.1 Caractéristiques statiques des écoulements autour du profil

Les coefficients de pression sont comparés à la littérature et permettent ainsi de vérifier le caractère attaché des écoulements autour des deux profils pour l'ensemble des configurations expérimentées (gradients de pression, Reynolds).

Le caractère turbulent ou laminaire des couches limites est par la suite (cf. 5.2.1) étudié à l'aide des DSP des fluctuations de pression.

5.1.1 Coefficients de pression statique

De la même manière que les études antérieures le préconisent [24], le caractère attaché de la couche limite est confirmé par l'absence de plateau dans les courbes de coefficients de pression statique. En effet, en cas de décrochement de la couche limite, il apparaît dans la répartition des coefficients de pression statique une zone dans laquelle les coefficients de pression ont une valeur voisine de -1 (cf. figure 4.1). L'étude se porte ici principalement sur la zone voisine du bord de fuite, région nous intéressant pour notre modélisation. Ainsi, les éventuels décollements de la couche limite au voisinage du bord d'attaque, comme par exemple ceux dus à la transition couche limite laminaire - couche limite turbulente, ne sont pas détaillés. Les études antérieures [24] concernant ce dernier point montrent que ces décollements ont lieu au voisinage du bord d'attaque à l'endroit de la transition couche limite laminaire - couche limite turbulente, et sont d'une ampleur limitée.

- Dans le cas du grand profil (soufflerie Nieuport), l'extrados présente une couche limite attachée quel que soit le Reynolds, et l'angle d'incidence limite de décrochage de l'aile a été estimé. En effet, les coefficients de pression statique montrent bien, pour un nombre de Reynolds de 8.10^5 ($U_0 = 30m/s$), un début de décrochage de l'aile pour un angle d'inclinaison égal à 14° ; il apparaît alors un plateau dans le tracé des coefficients de pression au niveau du bord d'attaque (cf. figure 5.1). Ce décrochage dépend bien évidemment du nombre de Reynolds, mais l'étude se limite aux cas de couches limites attachées quel que soit le nombre de Reynolds, et donc à un profil incliné de 12° maximum. En outre, les mesures du coefficient de pression pariétale sont bien en adéquation avec les précédentes mesures effectuées dans des conditions d'installation similaires (cf. figure 5.2). Il est à noter une différence de niveau dans le cas sans incidence (cf. figure 5.3) ; celle-ci n'est pas très importante et peut être due à de nombreux facteurs, comme par exemple l'ajustement manuel de la position sans incidence et le choix de la vitesse extérieure à la couche limite (cf 5.1.2).

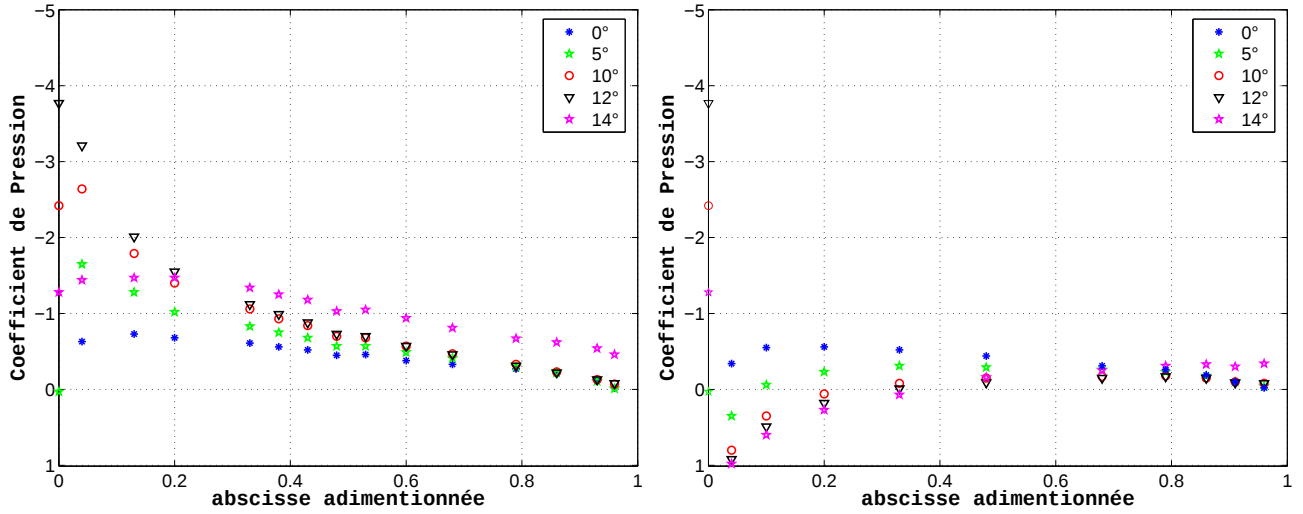


FIG. 5.1 – Distribution des coefficients de pression du grand profil en fonction de l'angle d'inclinaison sur l'extrados (à gauche) et sur l'intrados (à droite); $U_0 = 30\text{m/s}$. Soufflerie Nieuport.

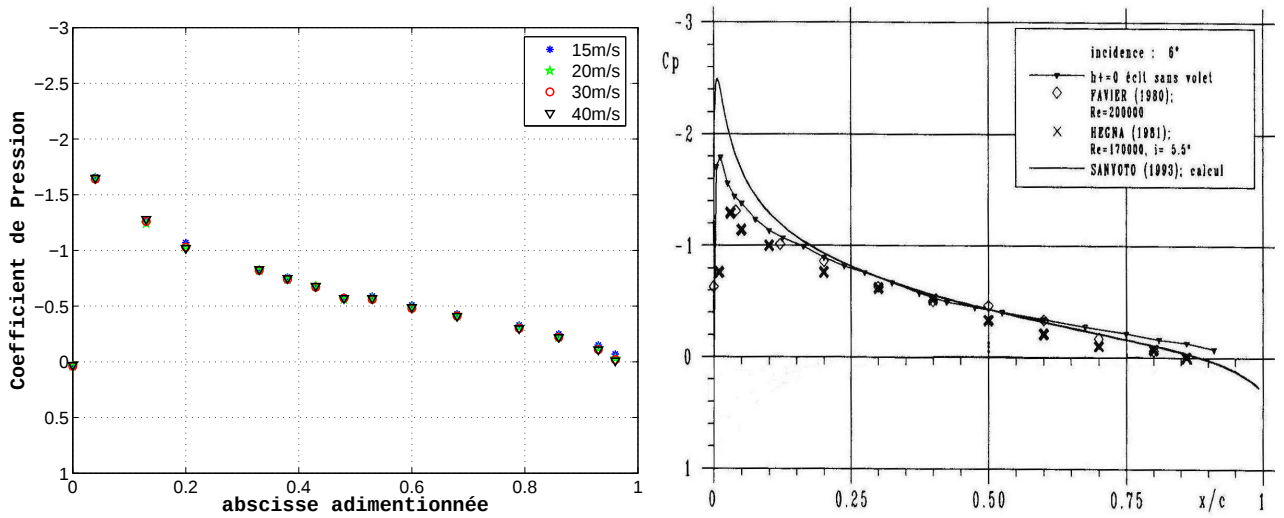


FIG. 5.2 – Distribution des coefficients de pression du grand profil en fonction de la vitesse sur l'extrados pour une inclinaison de 5° (à gauche) et dans le cas des données de Fayoux [24] (à droite). Soufflerie Nieuport.

Enfin, la réduction de ces coefficients de pression statique par la vitesse est bien vérifié, comme le montrent les mesures (cf. figures 5.2 et 5.3).

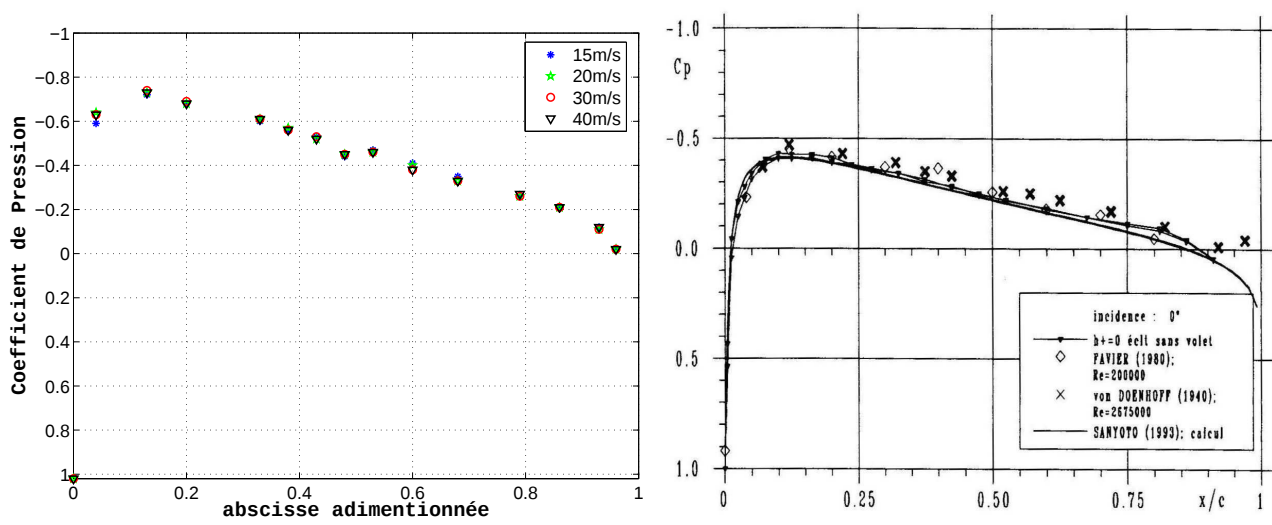


FIG. 5.3 – Distribution des coefficients de pression du grand profil sans inclinaison en fonction de la vitesse (à gauche), et comparaison aux données antérieures [24] (à droite). Soufflerie Nieuport.

- Pour la maquette destinée à la soufflerie anéchoïque Eole, les nombres de Reynolds considérés sont légèrement moins grands que pour le grand profil, mais restent du même ordre. En effet, le nombre de Reynolds Re_c est compris entre $3,9 \cdot 10^5$ et $7,7 \cdot 10^5$ dans la soufflerie Nieuport et entre $1,9 \cdot 10^5$ et $5,2 \cdot 10^5$ dans Eole.

Les configurations étudiées sont choisies en fonction des précédents résultats, et par conséquent seuls les angles d'inclinaison inférieurs ou égaux à douze degrés sont conservés pour des vitesses d'écoulement similaires (15, 20, 30, et 40 m/s).

Dans le cadre de la mesure des coefficients de pression pariétale sur l'extrados de la maquette, les résultats sont bien en accord avec les travaux antérieurs [24] et avec les mesures effectuées sur le grand profil. En effet, les distributions de coefficients de pression pariétale de la figure 5.4 ne présentent pas de plateaux autour de -1 et sont bien en adéquation avec les courbes 5.2 et 5.3. Le caractère attaché de l'écoulement sur le profil est ainsi démontré. Il est à noter la présence de quelques points singuliers dûs très certainement à un problème de mesure. Les phénomènes au voisinage du bord d'attaque ne peuvent être discutés; en effet, une seule prise de pression est située sur cette zone de la maquette. Enfin, la présence ou non du ruban permettant la transition forcée en couche limite turbulente ne modifie en rien les coefficients de pression (cf. figure 5.5), ce qui montre bien le caractère attaché de l'écoulement aux points mesurés que ce soit avec ou sans ruban. Précisons par ailleurs que dans les cas où ce n'est pas précisé, les mesures des coefficients de pression statique sont effectuées sur la maquette avec un ruban sur chaque face de la maquette.

L'écoulement est ainsi bien attaché le long du profil, du moins dans les zones proches

de nos points de mesure. En effet, il est important de garder à l'esprit que notre installation (flasques, veine d'essai, instrumentation) entraîne des effets tridimensionnels non négligeables et cela particulièrement aux abords des flasques, zone dépourvue de points de mesure.

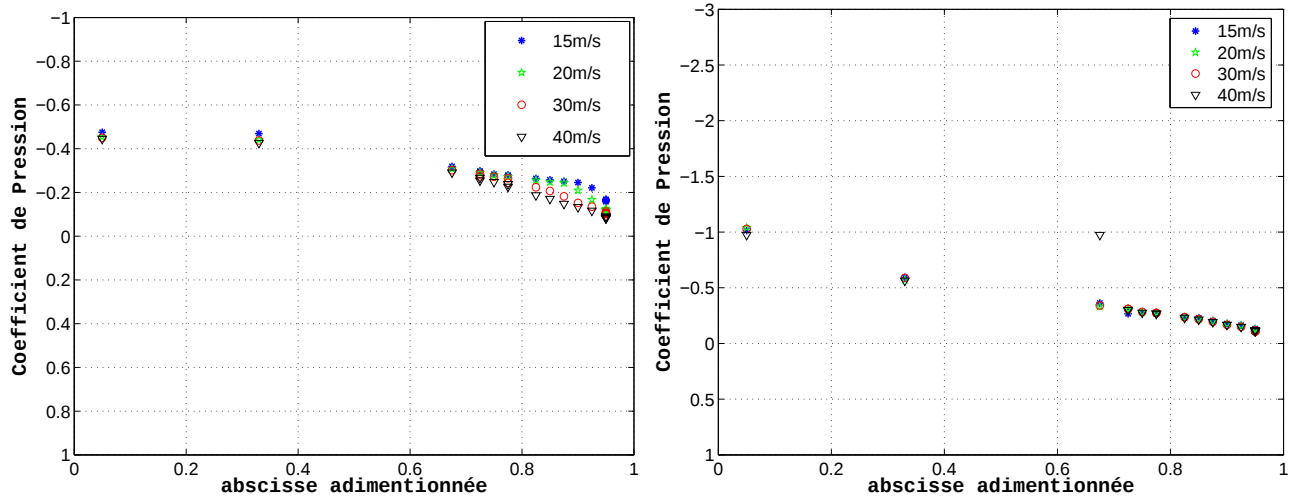


FIG. 5.4 – Distribution des coefficients de pression de la maquette en fonction de la vitesse, sans inclinaison (à gauche), et avec une inclinaison de 5° (à droite). Soufflerie Eole.

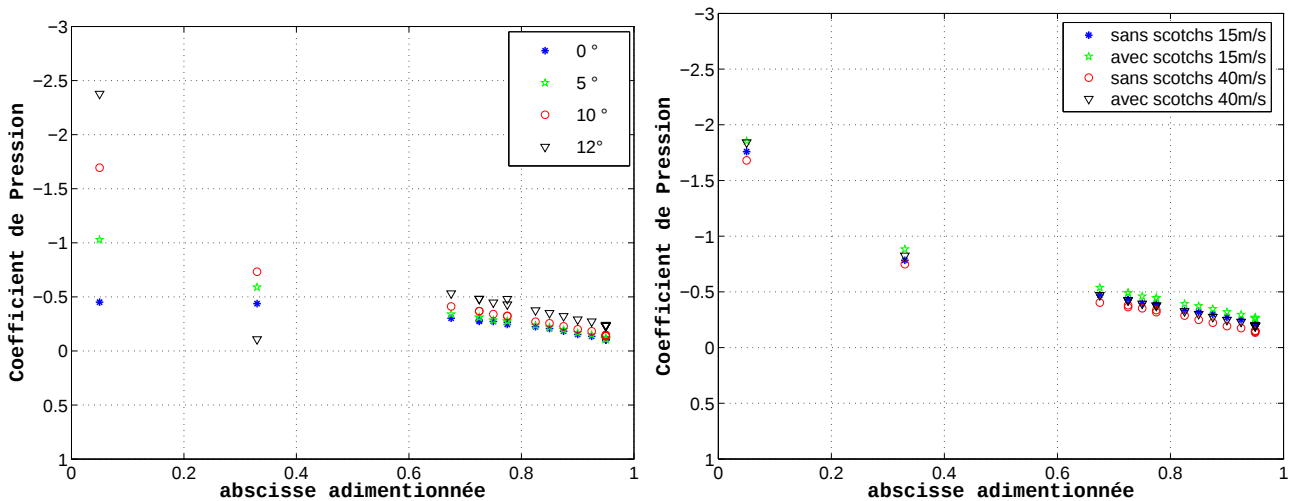


FIG. 5.5 – Distribution des coefficients de pression de la maquette en fonction de l'incidence pour 30 m.s^{-1} (à gauche), et comparaison des données avec ou sans ruban (à droite). Soufflerie Eole.

5.1.2 Les profils de vitesse moyenne

Après avoir vérifié le caractère attaché de la couche limite sur le profil et la maquette, la mesure des profils de vitesse moyenne apporte de nombreux éléments sur la couche limite. Tout d'abord, les profils moyens permettent de vérifier le caractère turbulent de la couche limite au voisinage du bord de fuite (cf. 4.2.1.1 et figure 5.6). Ceux-ci rendent également possible la détermination de grandeurs essentielles à notre étude, et aux modèles développés, comme par exemple la vitesse extérieure U_p et l'épaisseur de couche limite de déplacement au niveau du bord de fuite. Enfin, les évolutions le long de la corde de l'épaisseur de déplacement δ^* et du facteur de forme H de la couche limite (cf. figure 5.7) sont estimées à l'aide de la procédure décrite ci-dessous et des expressions 4.22, 4.23 et 4.24.

Définir la vitesse extérieure nécessaire à notre modèle n'est pas aisé. En effet, la figure 5.6 met en évidence un gradient de vitesse dans l'écoulement extérieur à la zone proche du profil. Ce gradient de vitesse est la conséquence du phénomène de blocage de la veine dû à l'obstacle, et aux effets inhérents à la forme et l'inclinaison du profil.

Ce gradient de vitesse complique considérablement l'estimation des grandeurs δ , δ^* et H . En effet, le choix de la vitesse extérieure U_p est primordial pour l'estimation des épaisseurs de couche limite. Une procédure itérative d'estimation des grandeurs U_p , H , δ et δ^* est par conséquent exécutée sur les données de vitesse moyenne. Dans un premier temps, la puissance n de l'expression 4.22, la vitesse extérieure U_p , et de fait l'épaisseur de déplacement δ , sont grossièrement estimées. Dans un second temps, connaissant n , la vitesse extérieure U_p et l'épaisseur de déplacement δ , l'expression 4.22 rendant compte de l'évolution de la vitesse moyenne au sein de la couche limite est appliquée et comparée aux données expérimentales. Selon l'écart entre la courbe expérimentale et la courbe estimée, la puissance n , la vitesse extérieure U_p et l'épaisseur de déplacement δ sont réévaluées, et ainsi de suite jusqu'à obtenir une bonne estimation du profil moyen de vitesse. Pour finir, l'épaisseur de couche limite de déplacement δ^* et le facteur de forme H sont déterminés à l'aide des expressions 4.23 et 4.24.

A noter que le facteur de forme n'est pas conforme au cas de la couche limite turbulente de plaque plane infinie ($H = 1.3$) considérée dans les modèles statistiques du champ de pression pariétale fluctuante utilisés pour l'estimation du bruit rayonné. En effet, celui-ci évolue fortement le long du profil, et s'éloigne de la valeur d'une couche limite de plaque plane en s'approchant du bord de fuite. Ce phénomène est la signature d'une forte modification de la turbulence au voisinage du bord de fuite. En effet, la discontinuité géométrique engendrée par le bord de fuite entraîne, comme nous l'avons déjà vu au chapitre bibliographique, de nombreuses modifications sur l'écoulement et sur la turbulence de couche limite.

- Dans le cadre des mesures effectuées sur le grand profil, seules les configurations avec inclinaisons de 5° et 10° sont étudiées pour quatre vitesses (15, 20, 25 et 30 m/s). Ces mesures ne peuvent être par la suite associées à un bruit mesuré et donc à nos modèles, puisque la mesure acoustique est impossible dans la soufflerie Nieuport.

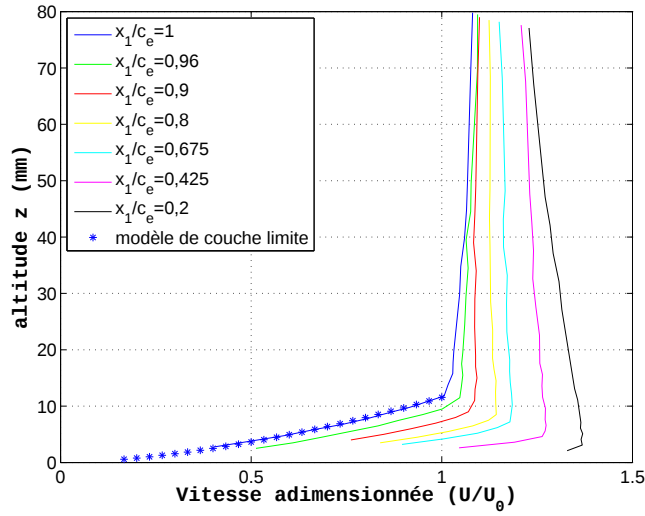


FIG. 5.6 – Profil des vitesses sur l'extrados du profil; $\alpha = 5^\circ$; $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$, $\delta = 11,9 \text{ mm}$. Soufflerie Nieuport.

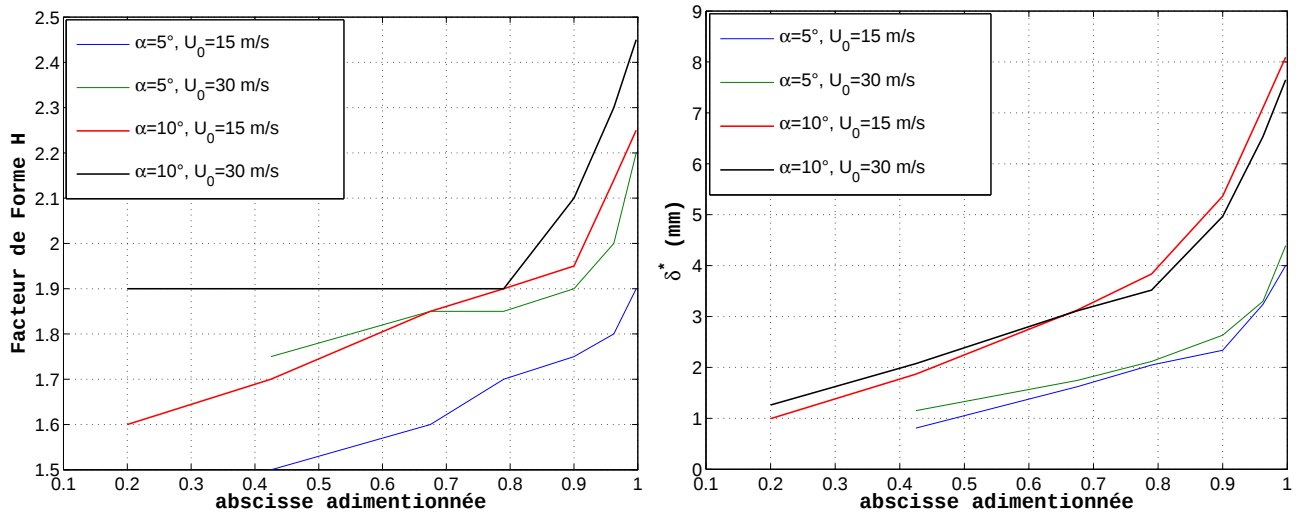


FIG. 5.7 – Évolution du facteur de forme (à gauche), et de l'épaisseur de couche limite de déplacement (à droite). Soufflerie Nieuport.

L'objectif de ces mesures est la vérification de la similitude entre le profil et la maquette, ainsi que le développement des outils permettant la détermination des données d'entrée des modèles aéroacoustiques développés. L'ensemble des résultats du grand profil NACA0012 dans la Nieuport est présenté tableaux 5.6 et 5.7. De plus, le tableau 5.1 regroupe les estimations au voisinage proche du bord de fuite des données nécessaires au modèle développé.

- Après avoir exécuté l'analyse détaillée des profils de vitesse moyenne lors des mesures

U_0 (m/s)	15	20	25	30	15	20	25	30
$Re.10^{-5}$	3,87	5,16	6,45	7,74	3,87	5,16	6,45	7,74
α (°)	5	5	5	5	10	10	10	10
δ (mm)	11,4	11,5	10,5	11,9	20	18,3	18,1	19
U_p (m/s)	15,8	20,2	24,4	30,8	15,5	20,6	25,5	31,1
H	1,9	2	2,05	2	2,15	2,15	2,3	2,45
δ^* (mm)	3,3	3,7	3,3	3,3	7,1	6,5	6,7	7,6

TAB. 5.1 – Récapitulatif des résultats statiques sur le profil d’aile NACA0012 dans la soufflerie Nieuport ($x_1=400$ mm) et ($x_3=0$ mm)

effectuées sur le grand profil dans la soufflerie Nieuport, les grandeurs mesurées sur la maquette dans la soufflerie anéchoïque ont été réduites à l’ensemble des mesures utiles pour la modélisation et l’analyse du phénomène de génération du bruit large bande de bord de fuite en écoulement turbulent. Ainsi, la majeure partie des mesures est effectuée au niveau du bord de fuite. Quelques mesures supplémentaires ont été exécutées afin d’examiner le développement de la turbulence en amont du bord de fuite, ainsi que la variation longitudinale de la vitesse moyenne le long du profil.

Comme pour les coefficients de pression statique, les résultats sur la maquette sont similaires à ceux du grand profil. En effet, l’épaisseur de couche limite et le facteur de forme sont du même ordre (cf. figures 5.1 et 5.2).

U_0 (m/s)	15	20	30	40	15	20	30	40	15	40
$Re.10^{-5}$	1,93	2,58	3,87	5,16	1,93	2,58	3,87	5,16	1,93	5,16
α (°)	0	0	0	0	5	5	5	5	10	10
δ (mm)	6,3	6,7	6,7	6,7	7,5	7,9	7,8	8,3	9,5	10,3
U_p (m/s)	15,3	20,4	30,2	39,8	15,6	20,6	31,5	40,5	16,5	41,9
H	1,6	1,6	1,6	1,6	1,7	1,7	1,7	1,7	1,65	1,75
δ^* (mm)	1,43	1,54	1,54	1,54	1,93	2,03	2,00	2,11	2,29	2,75

TAB. 5.2 – Récapitulatif des résultats statiques sur la maquette dans la soufflerie Eole ($x_1=200$ mm) et ($x_3=0$ mm)

La connaissance des profils de vitesse moyenne le long du profil a ainsi permis de vérifier le caractère turbulent de la couche limite aux abords du bord de fuite. De plus, une partie des données d’entrée du modèle développé (U_p , δ , δ^*) a pu être estimée. Enfin, deux caractéristiques de l’écoulement non considérées dans notre modèle (cf. second chapitre) ont pu être décelées. Tout d’abord, le caractère non uniforme du champ de vitesse moyenne à l’extérieur de la couche limite est à garder à l’esprit lors de l’analyse des résultats. En effet, cette non uniformité de l’écoulement extérieur modifie certainement le développement de la couche limite, ne serait-ce

que la position du point de transition laminaire-turbulent, position particulièrement sensible d'après les études classiques d'aérodynamique [6][58].

De plus et vraisemblablement avec plus de conséquence, l'évolution du facteur de forme aux abords du bord de fuite montre bien l'inexactitude de l'hypothèse de turbulence homogène de couche limite de plaque plane considérée dans les modèles de fluctuations de pression pariétale. En effet, l'évolution du facteur de forme le long du profil implique une organisation de la turbulence différente du cas idéal de plaque plane ($H = 1,3$). L'importance de valider les modèles de fluctuations de pression pariétale avant toute analyse acoustique est ainsi évidente.

5.2 Le Champ de pression pariétale fluctuante

L'étude expérimentale du champ de pression pariétale permet, dans un premier temps, de confirmer l'aspect turbulent de la couche limite, puis de vérifier l'aspect convectif des structures turbulentes. Enfin, nous avons pu vérifier la validité des modèles de Corcos et Chase pour un profil NACA0012 à bord de fuite effilé. Par ailleurs, des techniques de traitement du signal plus évoluées telles que le filtrage spatial et la décomposition orthogonale en mode propre (POD) sont utilisées sur ce champ de pression pariétale dans l'objectif de filtrer celui-ci dans l'espace des nombres d'ondes (filtrage spatial) et d'extraire des événements cohérents dans l'écoulement turbulent de couche limite (POD). Les mesures des pressions pariétales apportent également de nombreuses données d'entrée du modèle développé ($U_c, \alpha_1, \alpha_3, c_M, c_T, b_M, b_T, h_M, h_T$).

Dans l'objectif de visualiser et caractériser la turbulence de couche limite se développant le long de l'extrados du profil d'aile, plusieurs représentations de celles ci ont été exécutées et de nombreuses grandeurs caractéristiques de la turbulence ont été extraites des données expérimentales.

5.2.1 Les DSP

Les DSP en dB et en équivalence d'énergie des signaux de pression pariétale fluctuante sont représentées sur les figures 5.8, 5.9, 5.10 et 5.11.

La visualisation des DSP en dB permet comme expliqué en 4.1.2.1 de vérifier le caractère turbulent de la couche limite et donne de précieux renseignements sur la turbulence. Par exemple, en l'absence d'incidence ($\alpha = 0^\circ$) et à bas Reynolds ($Re = 1,93.10^5$), le point de transition naturelle x_{Tr} couche limite Laminaire - couche limite Turbulente se situe entre les abscisses $0,33c_e$ et $0,72c_e$ (cf. figure 4.5).

Les mesures permettent de montrer que le point de transition sur la corde centrale de la maquette est fortement dépendant de la configuration. De plus, la présence de bruit tonal (cf. 5.5.2) implique une couche limite laminaire au niveau du bord de fuite, ce qui n'est pas vérifié via les DSP des pressions pariétales mesurées au voisinage de la corde centrale, d'où la mise en évidence d'un écoulement non bidimensionnel. Afin d'assurer la bidimensionnalité de

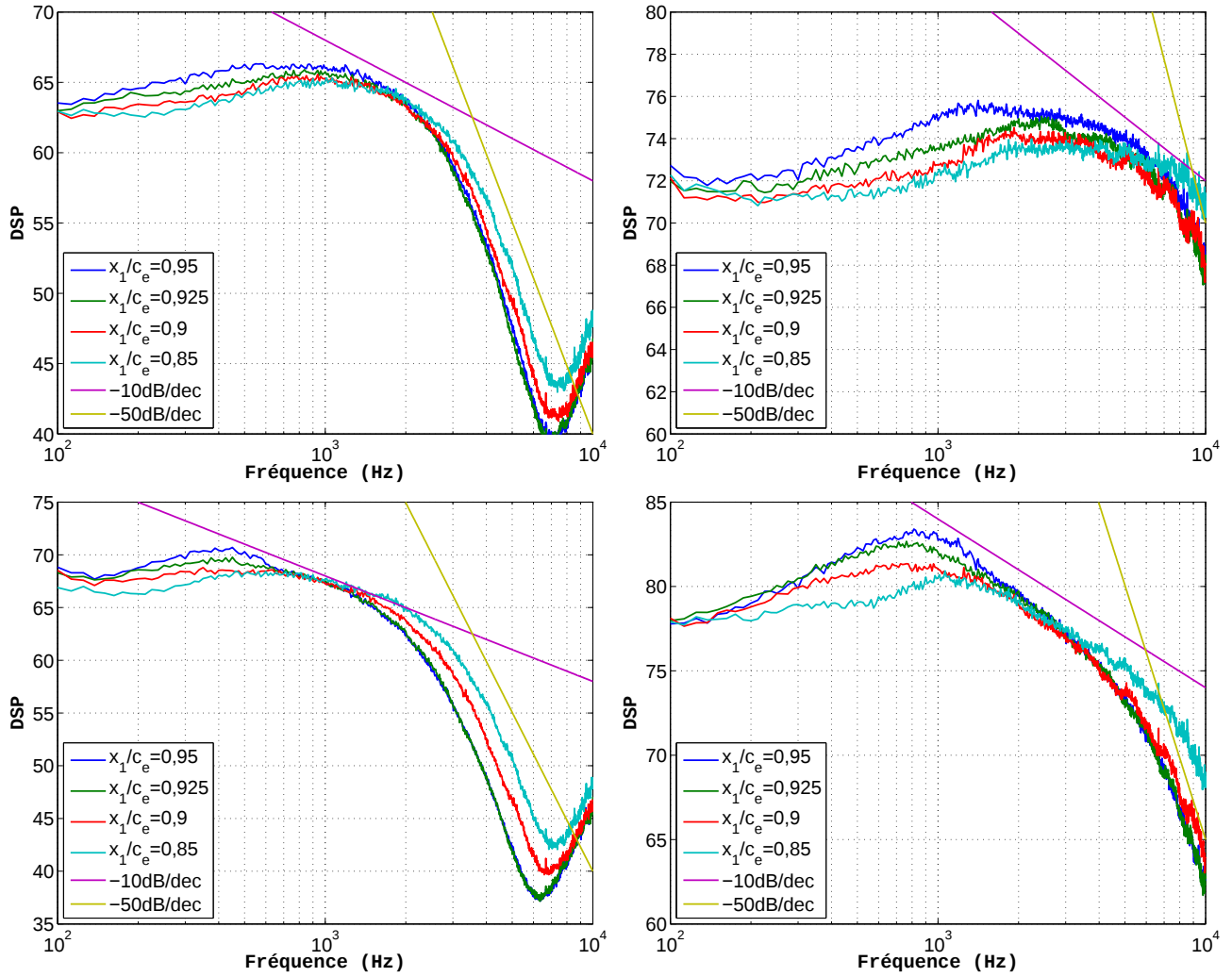


FIG. 5.8 – Évolution longitudinale des DSP (en dB) des fluctuations de pression pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

l'écoulement et d'éviter les problèmes liés à la présence d'une couche limite laminaire (bruit tonal, absence de bruit de bord de fuite large bande), un ruban adhésif a été apposé sur la maquette destinée à la soufflerie Eole. Ainsi, en présence de ce ruban adhésif, la transition est forcée dans la majorité des cas lorsque la transition naturelle n'a pas déjà eu lieu, et le point de transition est alors situé en lieu et place du ruban adhésif, quelle que soit la position transversale considérée.

Les DSP en dB permettent également d'estimer la décroissance de la turbulence aux hautes fréquences. Dans notre étude, l'estimation de la décroissance des DSP des fluctuations de pression en paroi apporte des informations sur les composantes de la couche limite. En effet, l'approche théorique proposée par Blake [6] prévoit une loi de décroissance des DSP de

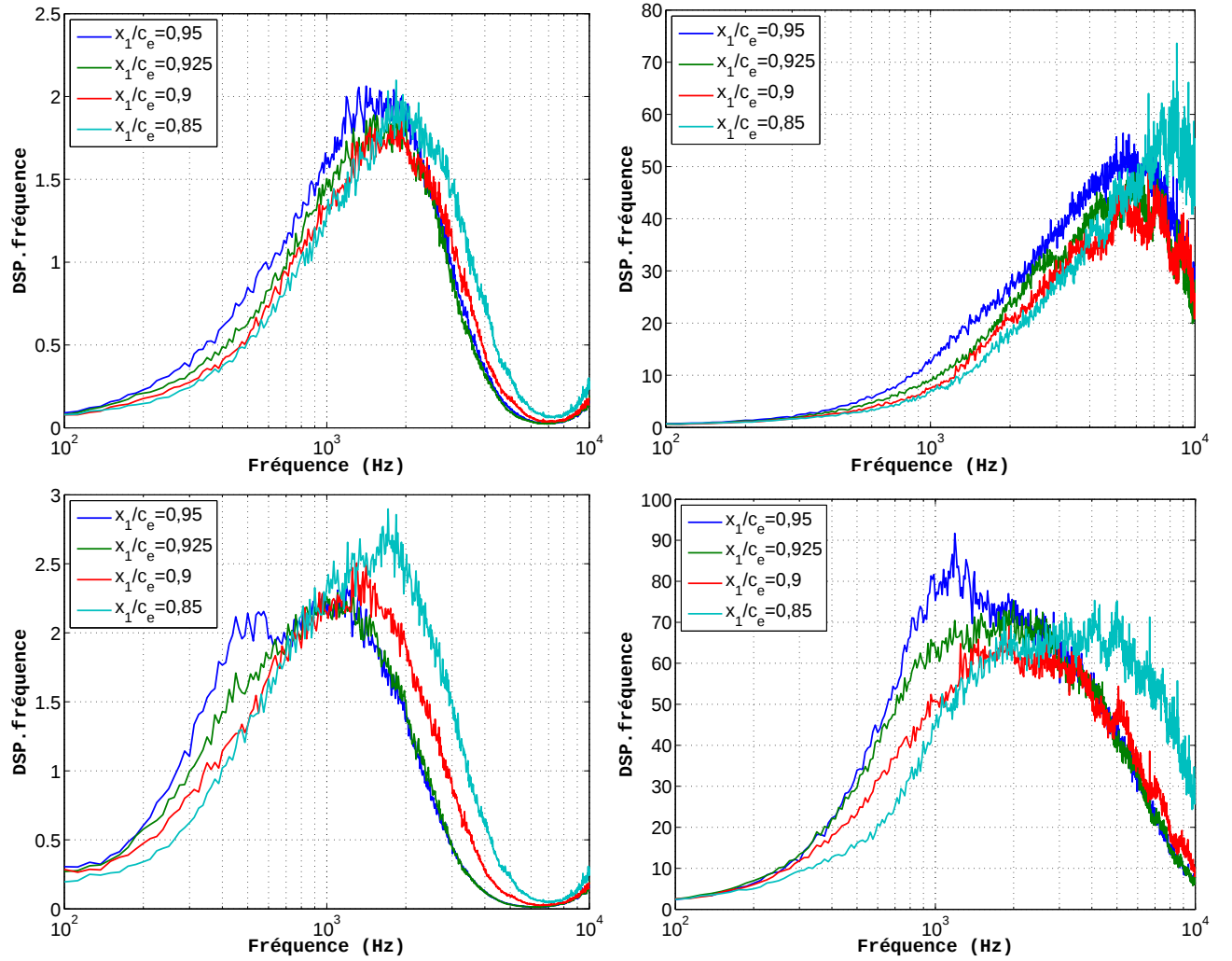


FIG. 5.9 – Évolution longitudinale des DSP (en équivalence d'énergie) des fluctuations de pression pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

pression en ω^{-1} ou ω^{-5} selon la gamme fréquentielle, ce qui équivaut à des décroissances de la DSP de 10 et 50 dB par décade, ce que nous vérifions ici (à noter qu'à 40 m.s^{-1} , le décalage des spectres vers les hautes fréquences ne permet pas de visualiser la partie qui décroît à la puissance -5). Il est également possible de vérifier l'estimation de l'autospectre des fluctuations de pression proposé par Chase (cf. 5.2.1.5).

On observe, en particulier avec inclinaison du profil, une fréquence de coupure des spectres plus forte lorsqu'on remonte en amont du bord de fuite du profil. Cela suggère un adimensionnement possible de l'axe des abscisses par l'épaisseur de couche limite et la vitesse. Le fait que cette fréquence de coupure augmente en amont est lié à la diminution des épaisseurs de couche limite, significative de structures au sein de la couche limite plus petites, d'où un renforcement

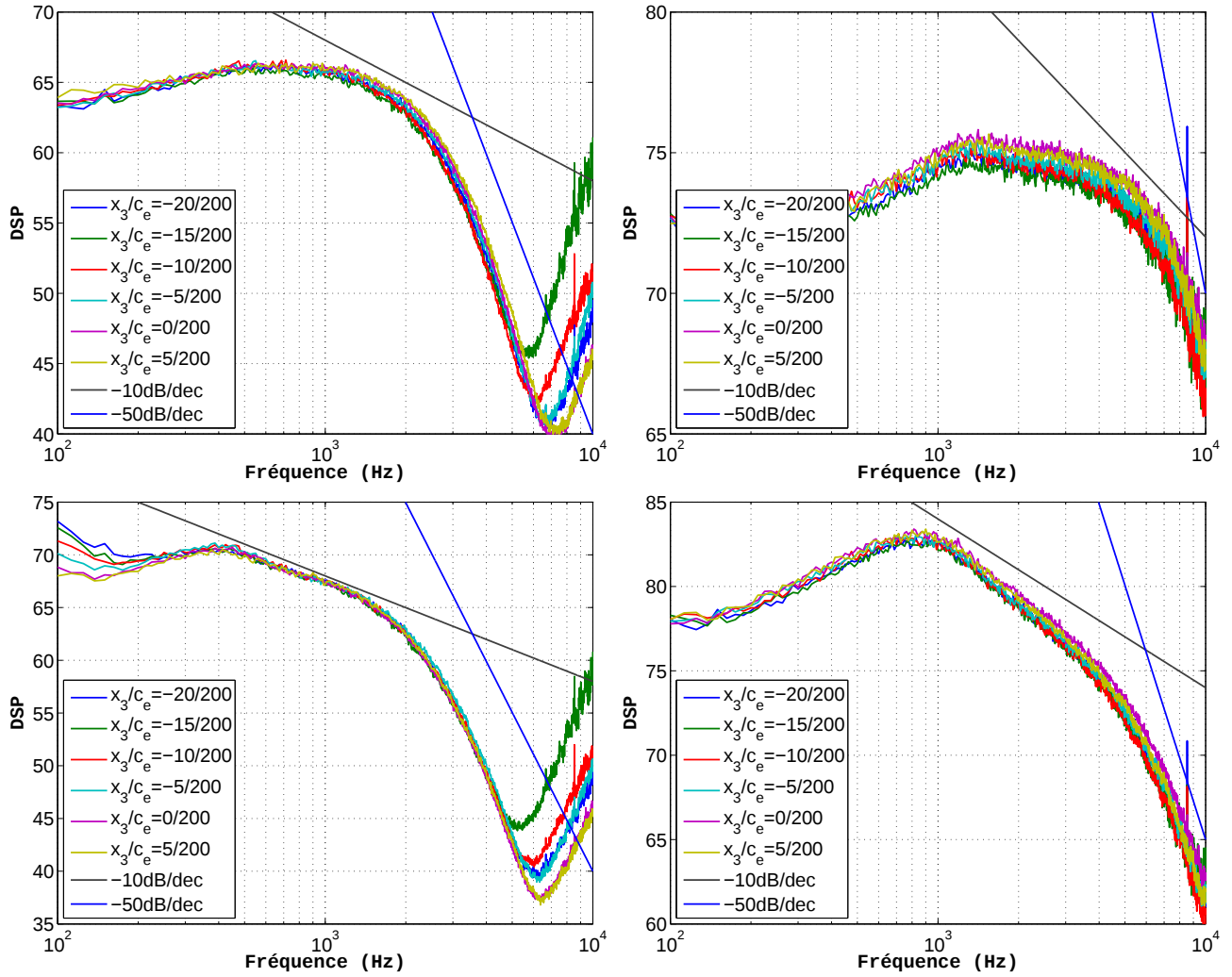


FIG. 5.10 – Évolution avec l'envergure des DSP (en dB) des fluctuations de pression au voisinage du bord de fuite ($x_1/c_e = 0, 95$) pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

de l'énergie en haute fréquence. A noter qu'en turbulence de plaque plane développée ce phénomène ne serait pas aussi flagrant.

De plus, les similitudes et différences des spectres au niveau du bord de fuite ($x_1/c_e = 190/200$ et $x_1/c_e = 185/200$, courbes bleu marine et verte figure 5.8) montrent toutefois le caractère particulier de la couche limite au voisinage du bord de fuite. En effet, les spectres à ces deux abscisses sont confondus aux hautes fréquences alors qu'un développement classique de couche limite turbulente engendrerait une évolution de la fréquence de coupure équivalente à celle que nous observons pour les capteurs plus en amont. Cette spécificité est associée au bord de fuite et à la discontinuité géométrique qu'il présente, impliquant le relèvement des niveaux de turbulence dans les hautes fréquences.

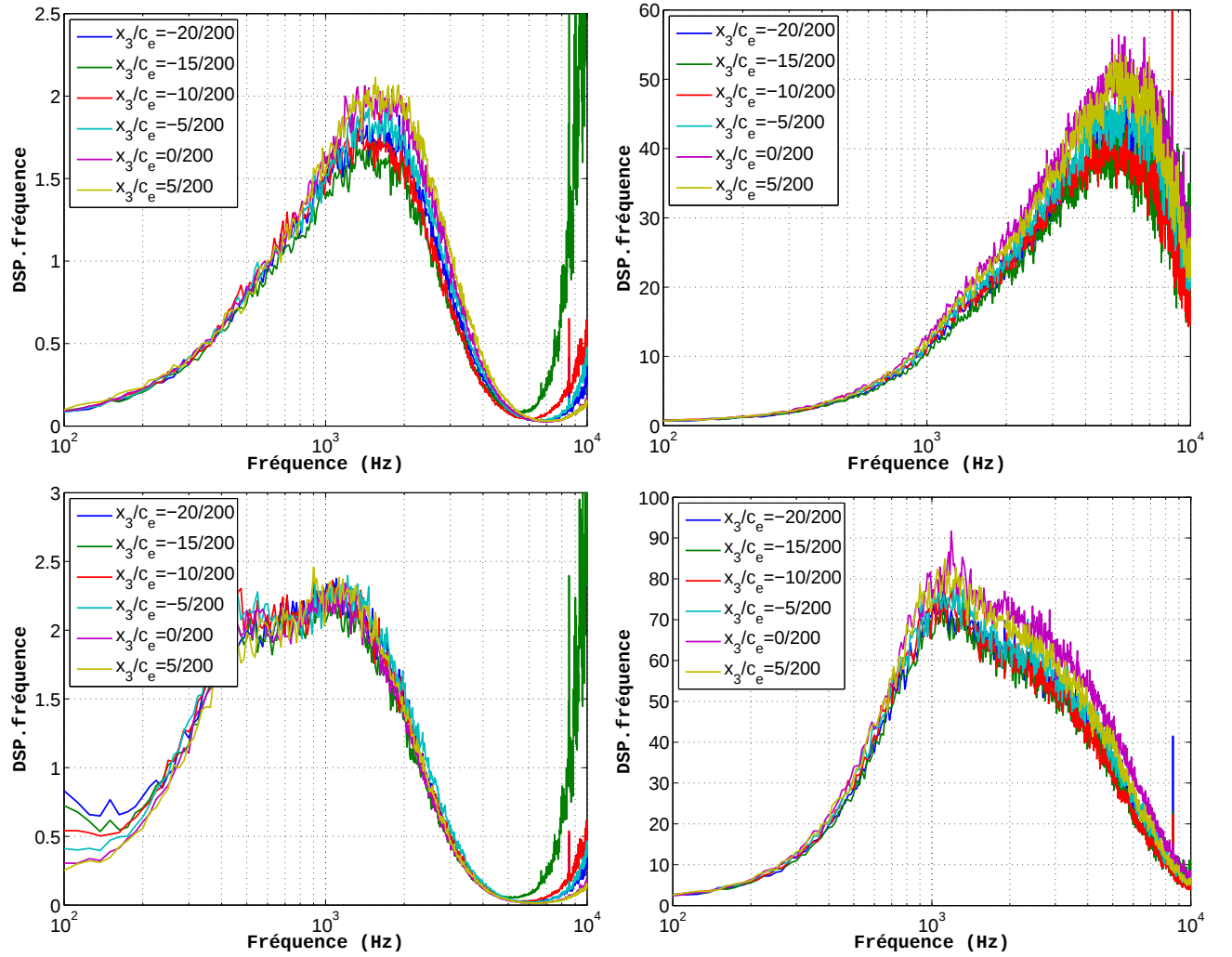


FIG. 5.11 – Évolution avec l'envergure des DSP (en équivalence d'énergie) des fluctuations de pression au voisinage du bord de fuite ($x_1/c_e = 0,95$) pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

Par ailleurs, l'augmentation abrupte du niveau des DSP aux hautes fréquences ($f > 6 - 8 \text{ kHz}$, figures 5.8, 5.10, 5.10 et 5.11) est la conséquence de la correction des signaux acquis par la réponse des capteurs sur le bruit de fond, et ne doit de ce fait pas être considérée significative d'un quelconque phénomène physique.

Les tracés en équivalence d'énergie de la figure 5.9 permettent de mieux visualiser la gamme de fréquence dans laquelle est contenue l'énergie turbulente.

En effet, intégrer $f.S(f)$ sur $\log(f)$ revient à intégrer $S(f)$ sur f :

$$\int (f.S(f)d\log(f)) = \int \left(f.S(f) \frac{d(f)}{f} \right) = \int (S(f)d(f)).$$

Ainsi, visualiser $f.S(f)$ en fonction de $\log(f)$ permet de conserver les avantages de la repré-

sensation logarithmique (visualisation précise de toutes les gammes de fréquences) en ayant de surcroît une bonne évaluation des zones fréquentielles où l'énergie du signal est contenue (de la même manière qu'avec une représentation linéaire classique).

Il est tout d'abord à noter sur ces tracés que l'énergie turbulente est quasi nulle en très basse fréquence ce qui traduit un mécanisme turbulent bien établi statistiquement (pas de phénomènes très basse fréquence type battement ou pompage). Par ailleurs, un pic apparaît autour d'une fréquence dépendant du nombre de Reynolds et de l'inclinaison du profil.

- pour une inclinaison donnée, l'augmentation du Reynolds implique naturellement un accroissement du niveau ainsi qu'un élargissement du contenu spectral de la turbulence vers les hautes fréquences,
- pour un Reynolds donné, l'augmentation de l'incidence du profil provoque l'accroissement de la taille caractéristique des structures, ce qui est corroboré par l'augmentation des épaisseurs de couche limite (δ et δ^*) et la diminution de leur fréquence caractéristique.

Les décalages de ce pic avec la position sur la corde du profil s'expliquent par l'évolution de la vitesse de convection des structures sur le profil et la variation de l'épaisseur de couche limite. Il faut également noter l'indépendance des DSP avec l'envergure (cf. figures 5.10 et 5.11).

Ainsi, l'étude des DSP et leur adimensionnement montrent l'importance de l'épaisseur de couche limite sur la modélisation des DSP et les limites de la modélisation. En effet, au voisinage du bord de fuite, la turbulence ne se développe plus comme dans le cas d'une plaque plane infinie. Outre l'existence d'un gradient de pression et l'évolution rapide de l'épaisseur de la couche limite le long du profil, la modification de la turbulence au voisinage proche du bord de fuite s'explique également par la discontinuité géométrique que représente le bord de fuite lui-même comme l'indiquent les fortes variations du facteur de forme dans cette zone, avec ou sans incidence.

5.2.2 Coefficient de pression fluctuante

Le coefficient de pression fluctuante Cp' est calculé à partir de l'intégrale des DSP sur la bande passante du capteur, ou via les signaux instantanés temporels. L'écoulement étant considéré bidimensionnel et en raison de l'instrumentation du profil, les capteurs utilisés pour le tracé de l'évolution des Cp' ne sont pas tous situés sur la même corde. Celui-ci est tout de même représentatif de l'évolution de la turbulence le long du profil (cf. figure 5.12).

En cas d'inclinaison du profil, le fort coefficient de pression fluctuante au voisinage du bord d'attaque indique un décollement de bord d'attaque. De même les variations du Cp' au voisinage du bord d'attaque du profil sans incidence conduisent également à supposer un léger décollement de bord d'attaque dans ce dernier cas. L'examen de l'évolution des Cp' le long de

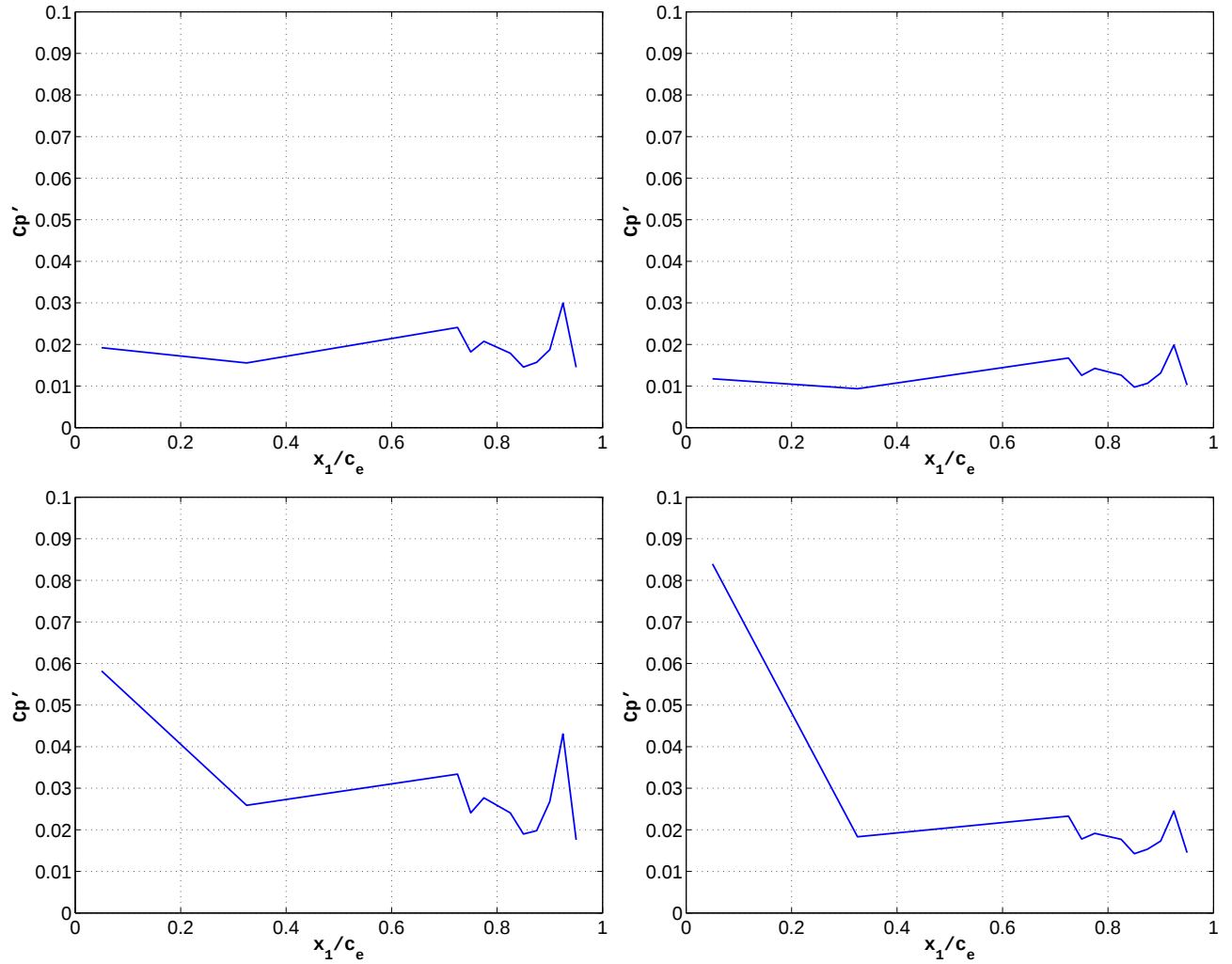


FIG. 5.12 – Evolution longitudinale du coefficient de pression fluctuante pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15m.s⁻¹ (à gauche), 40 m.s⁻¹ (à droite). Soufflerie Eole.

la corde indique que le recollement s'opère en $x_1/c_e \approx 0,3$, ce qui confirme les résultats tirés de l'analyse des coefficients de pression statique Cp .

La figure 5.12 met tout d'abord en évidence l'effet de la mise en inclinaison du profil sur le développement de la turbulence. En effet, plus le profil est incliné, plus les fluctuations de pression sont importantes.

L'analyse des Cp' au voisinage du bord de fuite indique un comportement singulier. En effet, le coefficient Cp' dans cette zone augmente brusquement pour rechuter très rapidement juste en amont du bord de fuite. Ceci est systématique à tous les profils ce qui exclut des problèmes lors des expérimentations.

Cela indique à nouveau une modification profonde de la structure de la couche limite turbulente dans cette zone. On note une très forte similitude entre chacune des configurations indiquant une structure globale de l'écoulement analogue pour toutes les expérimentations.

Cet ensemble d'observations concernant la turbulence et la chute du Cp' dans cette zone peut vraisemblablement être attribué à un décollement localisé au bord de fuite comme souvent mentionné dans la littérature [6][52].

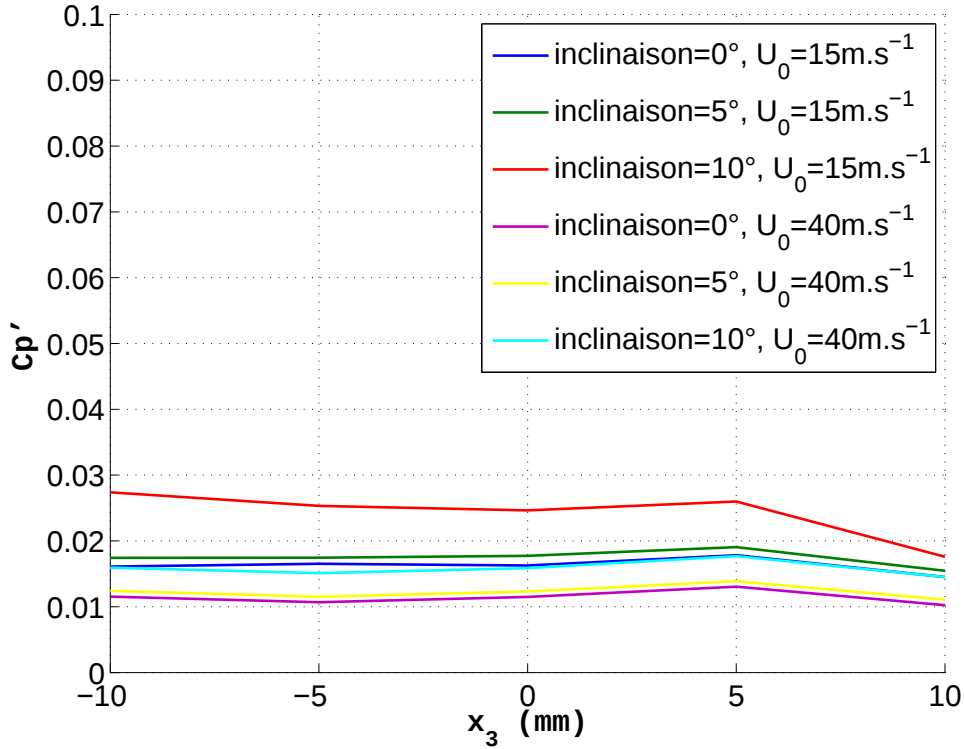


FIG. 5.13 – Évolution transversale du coefficient de pression fluctuante, $x_1=10$ mm. Soufflerie Eole.

L'analyse de l'évolution transversale des coefficients de pression fluctuante (figure 5.13) montre bien l'uniformité dans le sens transversal : Autour de la corde médiane du profil, le coefficient de pression fluctuante est inchangé. Il est à noter que, malgré le caractère sans dimension du coefficient de pression fluctuante, celui-ci n'est pas constant quelle que soit la configuration. La vitesse et le gradient de pression imposé au profil (par son incidence) engendrent une augmentation de ce coefficient, qui reste cependant du même ordre de grandeur. Les configurations étudiées sont par conséquent très proches les unes des autres mais pas identiques.

5.2.3 La convection de la turbulence

Afin de vérifier l'hypothèse de convection longitudinale de la turbulence le long du profil, les intercorrélations, déphasages et cohérences entre capteurs de pression pariétale sont analysées comme indiqué en 3.1.1.2 et 3.1.2.3. La convection purement longitudinale est ainsi vérifiée pour

l'ensemble de nos configurations d'essai. Enfin, l'ensemble de ces données permet l'estimation des vitesses de convection U_c au voisinage du bord de fuite du profil, données nécessaires à l'application de notre modèle.

L'ensemble des résultats est présenté dans les tableaux 5.3 et 5.4.

Dans la soufflerie Nieuport, les pentes des déphasages entre capteurs de pression pariétale séparés longitudinalement sont à peu près constantes dans les bandes fréquentielles où celles-ci sont estimables. Par contre, au sein de la soufflerie Eole, beaucoup moins bruyante et permettant ainsi des mesures nettement plus fines, plusieurs pentes de ces déphasages sont déterminées, et une analyse par bandes de fréquence a donc été exécutée (cf. tableau 5.4 et figure 5.14).

U_0 (m/s)	15	30	15	30
α (°)	0	0	10	10
$Re.10^{-5}$	3,87	7,74	3,87	7,74
U_p (m/s)	15,3	30,2	15,5	31,1
U_c (m/s) moyen	9,7	18,2	6	13,5
U_c/U_p	0,63	0,60	0,39	0,43
U_c/U_0	0,65	0,61	0,4	0,45

TAB. 5.3 – Récapitulatif des vitesses de convection sur le profil d'aile NACA0012 dans la soufflerie Nieuport ($x_1/c_e=0,9625$) et ($x_3/c_e=0$)

U_0 (m/s)	15	40	15	15	40	40
α (°)	0	0	10	10	10	10
Zone fréquentielle ($.10^{-3}\text{Hz}$)	0,1-5	0,1-5	0,1-0,5, 1-5	0,5-1	0,1-1	1-5
$Re.10^{-5}$	1,93	5,16	1,93	1,93	5,16	5,16
U_p (m/s)	15,3	39,8	16,5	16,5	41,9	41,9
U_c (m/s) moyen	9,7	25	9	6	30	18,9
U_c/U_p	0,63	0,63	0,55	0,36	0,72	0,45
U_c/U_0	0,65	0,63	0,6	0,4	0,75	0,47

TAB. 5.4 – Récapitulatif des vitesses de convection sur la maquette d'aile NACA0012 dans la soufflerie Eole ($x_1/c_e=0,95$) et ($x_3/c_e=0$)

Ces vitesses de convection U_c mesurées apportent quelques éclaircissements sur la validité des modèles de vitesse de convection précédemment détaillés (cf. équations 2.22, 2.23, 2.24, et 2.25).

Le modèle communément utilisé (cf. équation 2.22) apparaît valable dans les configurations sans inclinaison du profil. En effet, la vitesse de convection est de l'ordre de $0,6U_p$. Par contre, ce modèle n'est plus correct dans les cas où le profil est incliné, c'est-à-dire les cas où la paroi est soumise à un gradient de pression. La vitesse de convection est de l'ordre de $0.4U_0$ lorsque

le profil est incliné de 10 degrés.

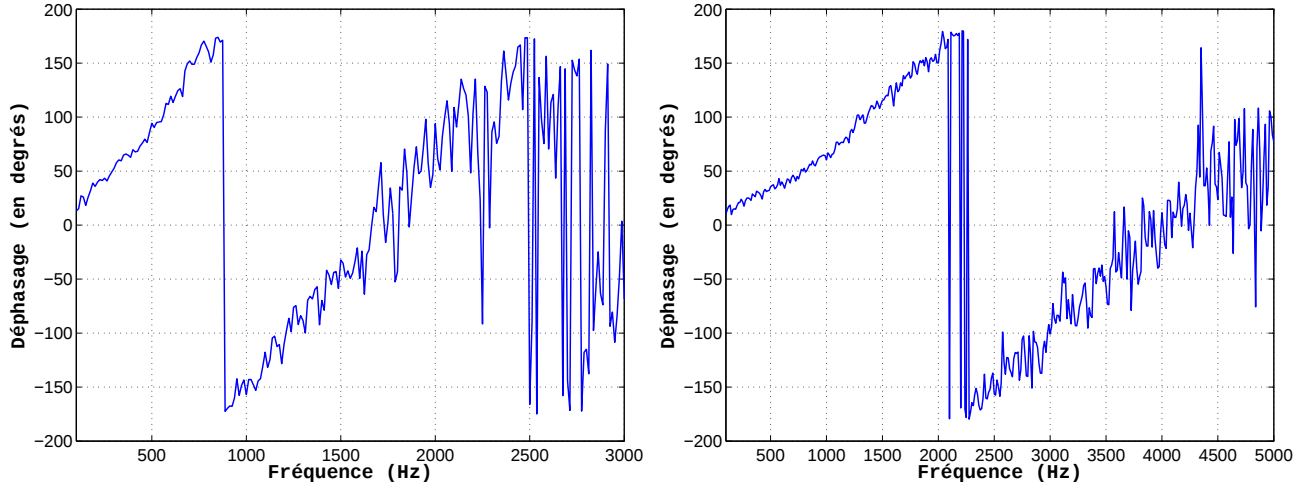


FIG. 5.14 – Déphasage longitudinale entre deux SMD espacées de $\xi_1 = 5.10^{-3}$ m en fonction de la fréquence pour 10 degrés à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

Les modèles de vitesse de convection plus évolués (cf. 2.2.2 équations 2.22, 2.23, 2.24, et 2.25) n'apportent pas plus de résultats : les influences de la fréquence et de l'écartement entre capteurs ont pu être mises en évidence par les mesures qui ont montré la validité de ces modèles dans les cas sans inclinaison du profil. Par contre, dès que le profil est incliné, ces modèles ne sont plus valables en tant que tel, c'est à dire sans modification des variables d'ajustement.

Compte tenu de l'évolution de la phase avec la fréquence, il apparaît que la vitesse de convection dépend de façon non négligeable de la fréquence. Cela est explicité dans le tableau 5.4 où sont mentionnées les vitesses de convection U_c par bande de fréquence. Dans les cas où le profil est fortement incliné (inclinaison de 10° par exemple), la vitesse de convection varie de 50% selon la fréquence. Sachant que l'ensemble des calculs pour la modélisation sont indépendants de la fréquence (en effet, le calcul est effectué fréquence par fréquence), il est tout à fait possible et réaliste d'estimer le champ acoustique en considérant une vitesse de convection des structures turbulentes dépendante de la fréquence, $U_c(\omega)$. Mais dans un souci de simplicité, ce sont les valeurs de la vitesse de convection de la zone la plus énergétique qui sont utilisées pour la modélisation, c'est à dire celles de la bande 500-1000 Hz. A noter que ce choix est conforme aux résultats de l'application des méthodes d'intercorrélation et à filtrage spatial qui renvoient une valeur de la vitesse de convection associée à la bande de fréquence la plus énergétique.

5.2.4 Validité des modèles de statistique du champ de pression pariétale

Après avoir vérifié les précédentes hypothèses concernant la couche limite le long du profil d'aile, il s'agit désormais de valider les modèles de statistique du champ de pression pariétale détaillés précédemment (cf. 1.2.1).

Dans un premier temps, le modèle de Corcos est validé pour les configurations sans incidence du profil à l'aide de la procédure détaillée en 4.1.2.3, puis celui-ci est confronté aux données relatives aux configurations avec incidence. L'intérêt et la nécessité d'un modèle plus évolué (modèle de Corcos modifié, modèle de Chase) sont également discutés pour l'ensemble des configurations expérimentées. Enfin, un calage des constantes relatives à ces modèles (α_1 , α_3 , c_M , c_T , b_M , b_T , h_M , h_T), données d'entrée des modèles aéroacoustiques (cf. équations 2.28 et 2.39) est exécuté et transcrit au sein du tableau 5.5.

L'analyse de la cohérence longitudinale représentée en fonction de l'abscisse adimensionnée permet de déterminer avec précision le coefficient longitudinal α_1 associé au modèle de Corcos. Les figures 5.15 et 5.16 sont tracées en considérant le modèle classique de vitesse de convection (équation 2.22). Celles-ci montrent bien la validité du modèle en exponentielle décroissante et de la réduction des grandeurs (mise sous forme sans dimension). En effet, quelle que soit la configuration considérée, les courbes collapsent bien après avoir adimensionné l'axe des abscisses, même si des différences d'amplitudes et de fréquences sans dimension caractéristiques subsistent selon la configuration choisie.

Ces figures montrent la bonne approximation des cohérences malgré l'utilisation du modèle de convection classique ($U_c = 0,6.U_p$). Le coefficient longitudinal de Corcos proposé dans le cas d'une plaque plane sans incidence ($\alpha_1 = 0,11$) [19] est cependant à ajuster. Dans le cadre de notre étude, c'est-à-dire pour un profil d'aile NACA0012 avec ou sans incidence, le coefficient α_1 est ajusté à 0,2, valeur voisine des résultats de Brooks [8].

Cependant, dans les cas où le profil est placé en incidence, la vitesse de convection est très loin de l'estimation classique (tableaux 5.3 et 5.4). Cela implique en théorie une décroissance exponentielle du modèle de Corcos d'autant plus rapide que l'incidence est forte, ce que montre effectivement la figure 5.15. Toutefois, pour simplifier on utilise une seule et unique valeur pour le coefficient longitudinal de Corcos ($\alpha_1 = 0,2$). Tout ceci suggère un comportement de la turbulence de couche limite sur un profil analogue au cas d'une plaque plane sans gradient de pression, le gradient de pression imposé au profil via son incidence ne modifiant, a priori et tant que l'écoulement reste attaché, qu'uniquement la valeur de la vitesse de convection, et non les phénomènes physiques mis en jeu.

Par ailleurs, Corcos [19] considère un développement de la turbulence dans le sens transversal similaire au sens longitudinal. Cette considération est naturelle puisque - même si étirées dans la direction longitudinale - les dimensions caractéristiques des structures turbulentes sont

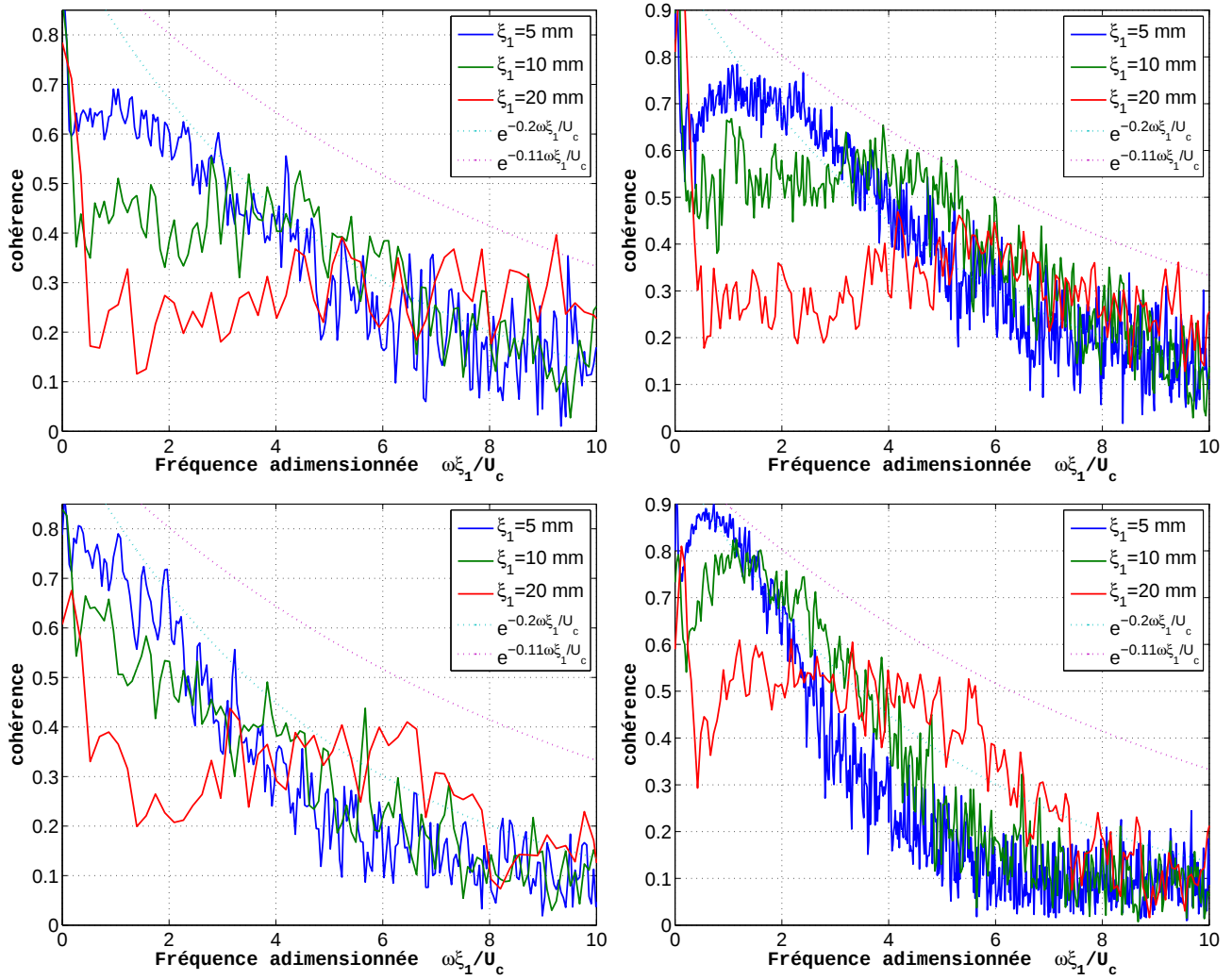


FIG. 5.15 – γ longitudinale en fonction de la fréquence adimensionnée ($\omega\xi_1/U_c$) pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

du même ordre de grandeur dans les directions longitudinales et transversales, et donc de fait données par le produit entre la vitesse de convection et leur échelle de temps caractéristique. La mise sans dimension de l'écartement transversal entre capteurs est ainsi effectuée sur la base de la vitesse de convection longitudinale. Les tracés présentent les mêmes spécificités que ceux représentant la décroissance longitudinale (niveau et fréquence caractéristique dépendant directement de la configuration choisie).

Pour la détermination des constantes du modèle de Corcos dans la direction transversale, on effectue un traitement similaire à ce qui a été fait précédemment dans la direction longitudinale.

L'incidence augmente la cohérence transversale et déplace le pic vers les basses fréquences (cf.

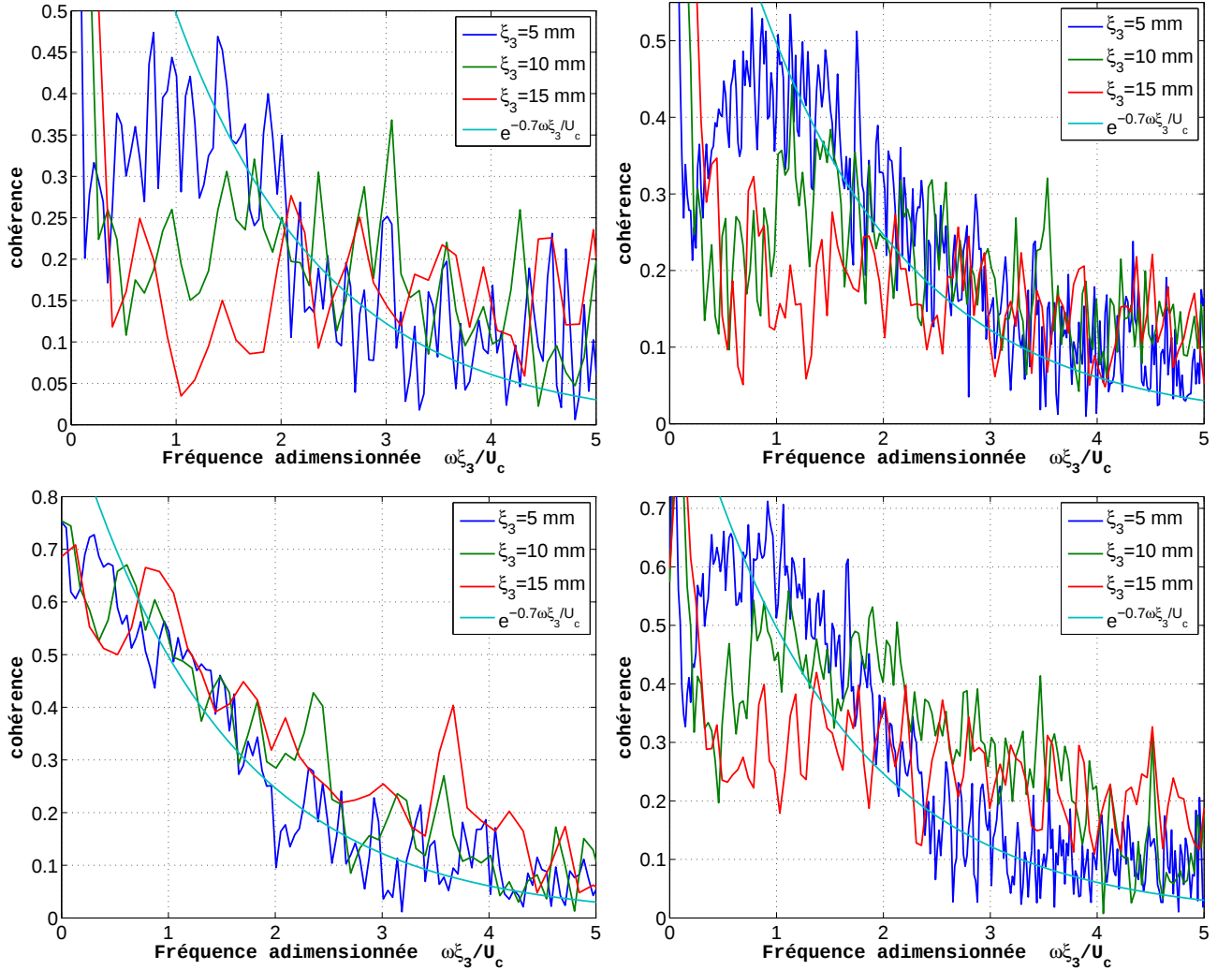


FIG. 5.16 – γ transversale en fonction de la fréquence adimensionnée ($\omega\xi_3/U_c$) pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15 m.s⁻¹ (à gauche), 40 m.s⁻¹ (à droite). Soufflerie Eole.

figure 5.16). Toutefois, l'inclinaison du profil est sans effet sur la décroissance exponentielle des cohérences en fonction de l'abscisse adimensionnée. Les courbes de la figure 5.16 indiquent que la constante α_3 de décroissance de l'exponentielle est de l'ordre de 0,7, valeur conforme à la littérature.

Au delà de ce travail de calage des constantes du modèle de Corcos, il est clair que l'allure générale des courbes expérimentales de cohérence précédentes (figures 5.15 et 5.16) montre l'intérêt évident du modèle de Chase pour la modélisation de la statistique du champ de pression pariétale fluctuante. En effet, la figure 5.17 présente la modélisation par Chase des cohérences en fonction de l'écartement. On note sur ces tracés les mêmes remarques que celles constatées précédemment : dépendance des niveaux avec l'écartement, et mise en évidence

d'une fréquence caractéristique telle que la cohérence soit maximale. Le modèle de Chase représente ainsi de manière beaucoup plus précise les données expérimentales mesurées au sein des deux souffleries et sur les deux profils associés.

Le niveau des cohérences et les fréquences caractéristiques tracées figures 5.15 et 5.16 sont directement liés aux paramètres du modèle de statistique du champ de pression pariétale de Chase, ce qui permet la détermination de ces derniers par confrontations aux résultats expérimentaux (cf. figures 5.15 et 5.16). Un paramètre primordial pour le calage du modèle, et plus particulièrement des fréquences caractéristiques, est le paramètre b ($b_M = b_T = b$) qui permet de rendre compte de l'influence de l'épaisseur de la couche limite comme vu au second chapitre. La prise en compte de l'incidence du profil est ainsi essentiellement réalisée à l'aide de ce paramètre. Il est également nécessaire de modifier la vitesse de convection dans le modèle de Chase afin de caler la décroissance exponentielle des cohérences qu'il fournit avec les données expérimentales. Ceci nous impose d'adopter une vitesse de convection égale à $0,5U_p$, valeur qui sera conservée pour la suite de cette étude.

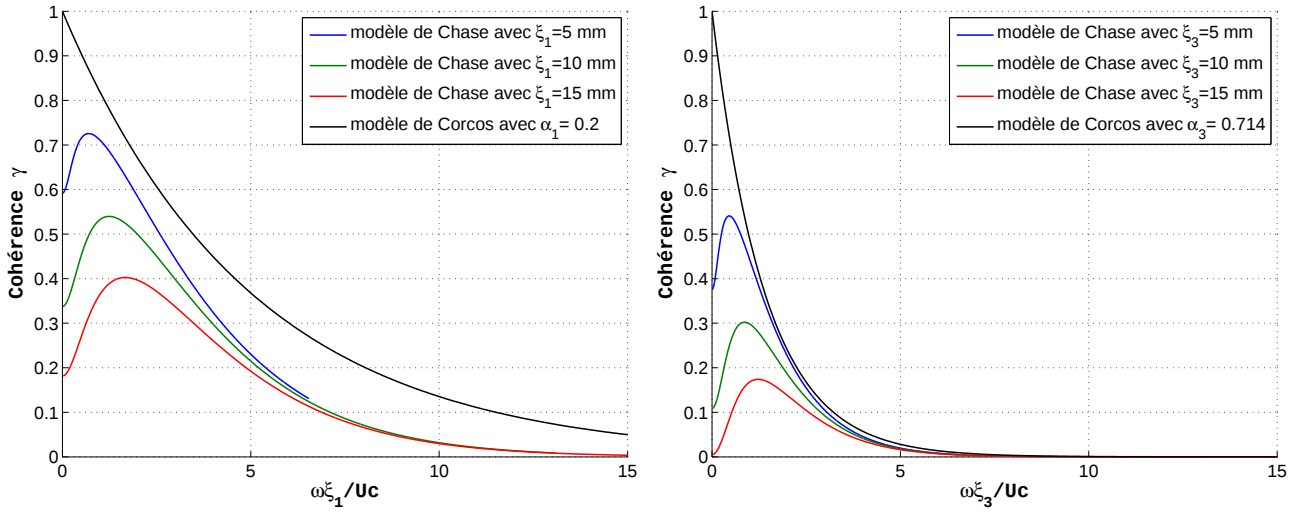


FIG. 5.17 – Modélisation de la cohérence longitudinale (à gauche), transversale (à droite) par les modèles de Chase et Corcos, $U_0 = 40 m.s^{-1}$.

L'ensemble des paramètres d'entrée des modèles de prédiction aéroacoustique (à l'exception des épaisseurs de couche limite δ et δ^* , et de la vitesses U_p) est donc ajusté à chaque configuration (cf tableau 5.5).

U_0 (m/s)	15	40	15	40
$Re.10^{-5}$	1, 93	5, 16	1, 93	5, 16
α (°)	0	0	10	10
α_1	0,2	0,2	0,2	0,2
α_3	0,7	0,7	0,7	0,7
U_c (m/s) moyen	9,7	25	9	30
b	0,4	0,4	0,7	0,7
c_M	0,4	0,4	0,4	0,4
c_T	0,05	0,05	0,05	0,05
h	3	3	3	3
δ (mm)	6,3	6,7	9,5	10,3
$U_c \text{ mod.}/U_p$	0,5	0,5	0,5	0,5

TAB. 5.5 – Paramètres d’entrée des modèles aéroacoustiques utilisés sur la maquette d’aile NACA0012 dans la soufflerie Eole

5.2.5 Validation du modèle de CLT de Chase dans l’espace des nombres d’onde par filtrage spatial

L’analyse des pressions en un point ne représente que partiellement le champ de pression pariétale turbulent de la couche limite puisque l’information est locale et ne contient ainsi pas d’informations sur la dynamique spatiale. Par conséquent, et pour les raisons détaillées au chapitre précédent, un filtrage spatial est exécuté sur l’ensemble des données issues des capteurs de pression pariétale.

L’objectif de cette procédure est tout d’abord de vérifier la valeur des vitesses de convection précédemment estimées comme expliqué au cours du chapitre précédent (voir 4.1.3.1). Il s’agit ensuite de permettre la visualisation des phénomènes inhérents aux domaines sous et sur convectifs de l’espace des nombres d’ondes, et d’y confronter les modèles de statistique du champ de pression pariétale.

En effet, sans cette procédure de filtrage spatial, la visualisation des autospectres de pression pariétale en un point restitue une quantité intégrée dans l’espace des nombres d’ondes, et ainsi principalement la zone la plus énergétique, à savoir celle du domaine convectif (voir figure 5.18). La bande de l’espace des nombres d’onde ainsi analysée est alors située au voisinage du nombre d’onde $k_0 = \omega/U_c$.

Par contre, en cas de filtrage spatial par somme de plusieurs capteurs (respectivement différence), la zone de l’espace des nombres d’onde analysée par la somme (respectivement la différence) est directement liée au nombre de capteurs et à l’opération de sommation (respectivement de différence) (cf. 4.1.3.1).

Dans notre cas, 10 capteurs espacés transversalement tous les 5 mm jouent le rôle de passe-bas, via la somme, et permettent ainsi d’analyser la zone de l’espace des nombres d’onde telle

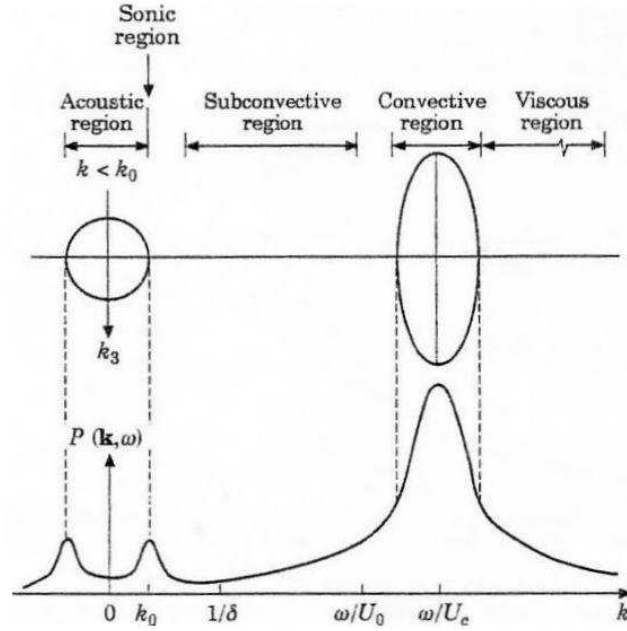


FIG. 5.18 – Allure du spectre en nombre d'ondes du champ de pression pariétale d'une couche limite turbulente. Howe [35].

que $k_3 < 100m^{-1}$. Via la différence, la chaîne de 10 capteurs a un fonctionnement de type passe-bande centré autour de $k_{3d} = 628m^{-1}$ et d'une largeur de bande de $250 m^{-1}$. Les contributions des autres bandes non filtrées (cf. 4.1.3.1 et figure 4.11) sont, pour les raisons détaillées en 4.1.3.1, considérées nulles. Ainsi, le signal résultant ne représente qu'une bande de l'espace des nombres d'ondes, et est beaucoup plus représentatif des zones de l'espace des nombres d'ondes à faible énergie que dans le cas de la visualisation des autospectres en un point.

L'objectif de ce filtrage spatial est, comme cela a déjà été fait dans d'autres circonstances [27], de confronter les résultats de ce filtrage sur les données expérimentales du champ de pression pariétale avec les données modélisées de ce même champ. Ainsi la validité du modèle de Chase dans les régions sous et sur-convectives de l'espace des nombres d'ondes est évaluée, et les deux modèles sont confrontés. De plus, les spectres expérimentaux de la pression pariétale en un point et les spectres modélisés via Chase sont également comparés. Corcos ne propose pas de modèle pour le spectre de la pression pariétale en un point et l'étude de son modèle de statistique du champ de pression par filtrage spatial est inutile puisque celui-ci est valable uniquement dans le domaine convectif.

Les figures 5.19 et 5.20 présentent les comparaisons données expérimentales-données modélisées sur la base du modèle de Chase, de la statistique du champ de pression pariétale avec les constantes estimées précédemment (voir tableau 5.5).

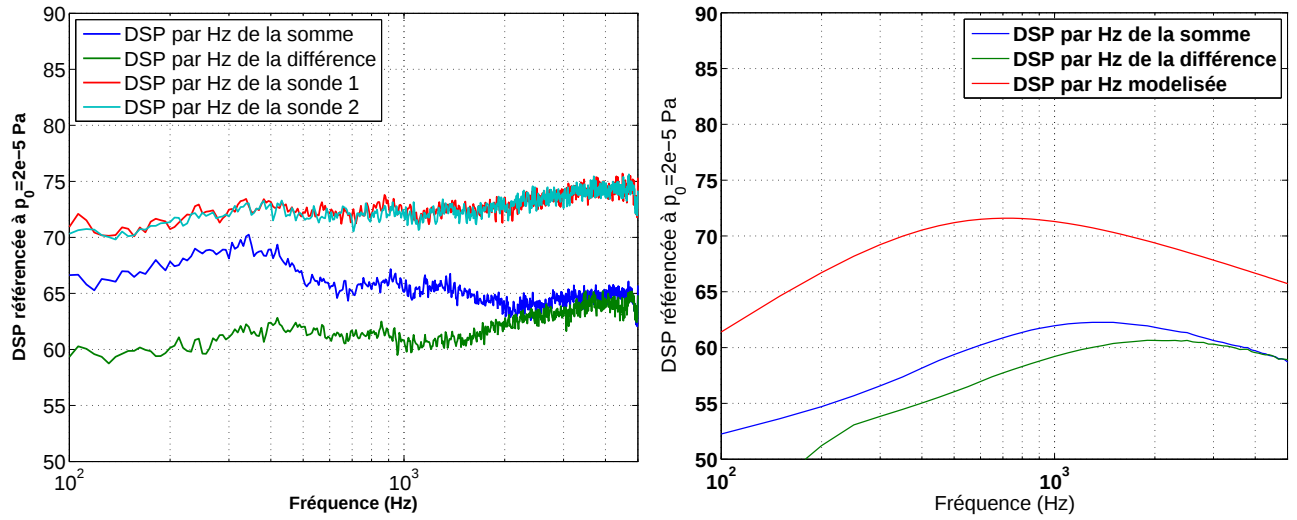


FIG. 5.19 – Somme et différence (filtrage spatial) expérimentale (à gauche), et modélisé par le modèle de Chase (à droite), $\alpha = 0^\circ$, $U_0 = 40 m.s^{-1}$. Soufflerie Eole.

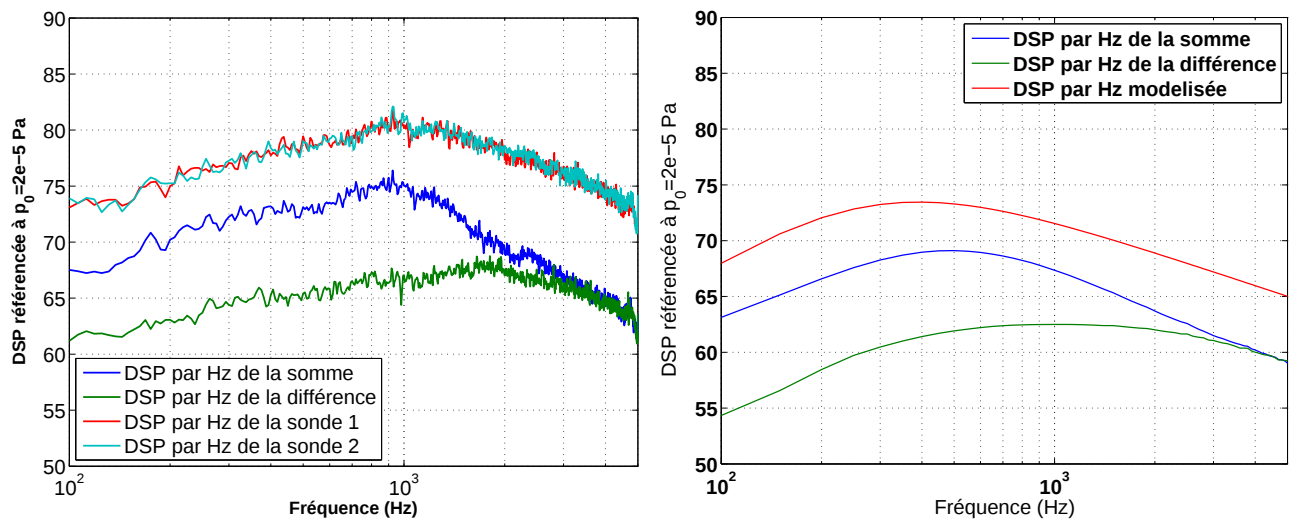


FIG. 5.20 – Somme et différence (filtrage spatial) expérimentale (à gauche), et modélisé par le modèle de Chase (à droite), $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 40 m.s^{-1}$. Soufflerie Eole.

Les résultats que fournit le modèle de Chase (spectres en un point, spectre de la somme, spectre de la différence) sont globalement du même ordre et de même allure que les résultats expérimentaux.

Des différences importantes sont malgré tout à noter en basses fréquences, qui peuvent être attribuées au bruit d'installation. Les fréquences caractéristiques des sommes et différences modélisées sont légèrement différentes de celles déterminées expérimentalement. On retrouve cependant bien le décalage de celles ci vers les basses fréquences dans les configurations avec incidence.

Malgré ces différences, les valeurs des vitesses de convection peuvent être retrouvées (cf. fin du paragraphe 4.1.3.1). Par exemple, la figure 5.20 représente le résultat du filtrage spatial pour la configuration $U_0 = 40m.s^{-1}$, $\alpha = 10^\circ$. Dans le cas de la différence, on a : $k_{3d} = 628m^{-1}$ et $f_{max} = 1800Hz$, ce qui conduit à la valeur de U_c telle que $U_c = 2\pi f_{max}/k_{3d}$, d'où $U_c = 18m.s^{-1}$, ce qui correspond bien aux valeurs déterminées précédemment.

Il est à noter que pour les cas particuliers où plusieurs vitesses de convection sont mesurées (cas avec inclinaison du profil, tableaux 5.3 et 5.4), l'estimation de celles ci par filtrage spatial confirme la prépondérance de la zone convective.

La modélisation de Chase apparaît ainsi valide, et bien représentative du comportement de la couche limite turbulente. Il est cependant clair que le calage du modèle avec les données expérimentales n'est pas aisé. Les constantes utilisées pour la modélisation sont loin de rendre le modèle parfaitement calé aux données expérimentales, et cela particulièrement aux basses fréquences.

5.2.6 Analyse des signatures du champ de pression pariétale par la POD et la EPOD

La décomposition en modes propres orthogonaux est exécutée sur le champ de pression pariétale afin de déterminer les différents phénomènes mis en jeu d'un point de vue énergétique, puis dans le but d'identifier le rôle des grosses structures cohérentes, au sens de la POD, du champ de pression pariétale sur le rayonnement acoustique. Le rôle de ces structures cohérentes sur la pression pariétale et sur la vitesse fluctuante a également été appréhendé dans un second temps. Ce paragraphe se limite à l'étude de la décomposition POD (voir 4.1.3.2), puis à la EPOD appliquée à la pression pariétale fluctuante d'un point extérieur à la zone de calcul POD.

5.2.6.1 La POD

Trois décompositions POD ont été exécutées sur le champ de pression pariétale : une première POD sur six capteurs transversaux, une seconde sur 5 capteurs longitudinaux, et une troisième complète regroupant les deux zones POD précédemment définies, l'objectif étant d'identifier les structures cohérentes, du point de vue de l'énergie, dans le sens transversal, longitudinal, puis pour une surface complète proche du bord de fuite. Les tracés des figures 5.21, 5.22 et 5.23 représentent les valeurs propres des modes calculés pour chaque arrangement des capteurs POD.

Comme attendu, et cela pour les trois arrangements et notamment en basses fréquences, on remarque que :

- Le premier mode domine largement dans tous les arrangements de capteurs POD ; il est

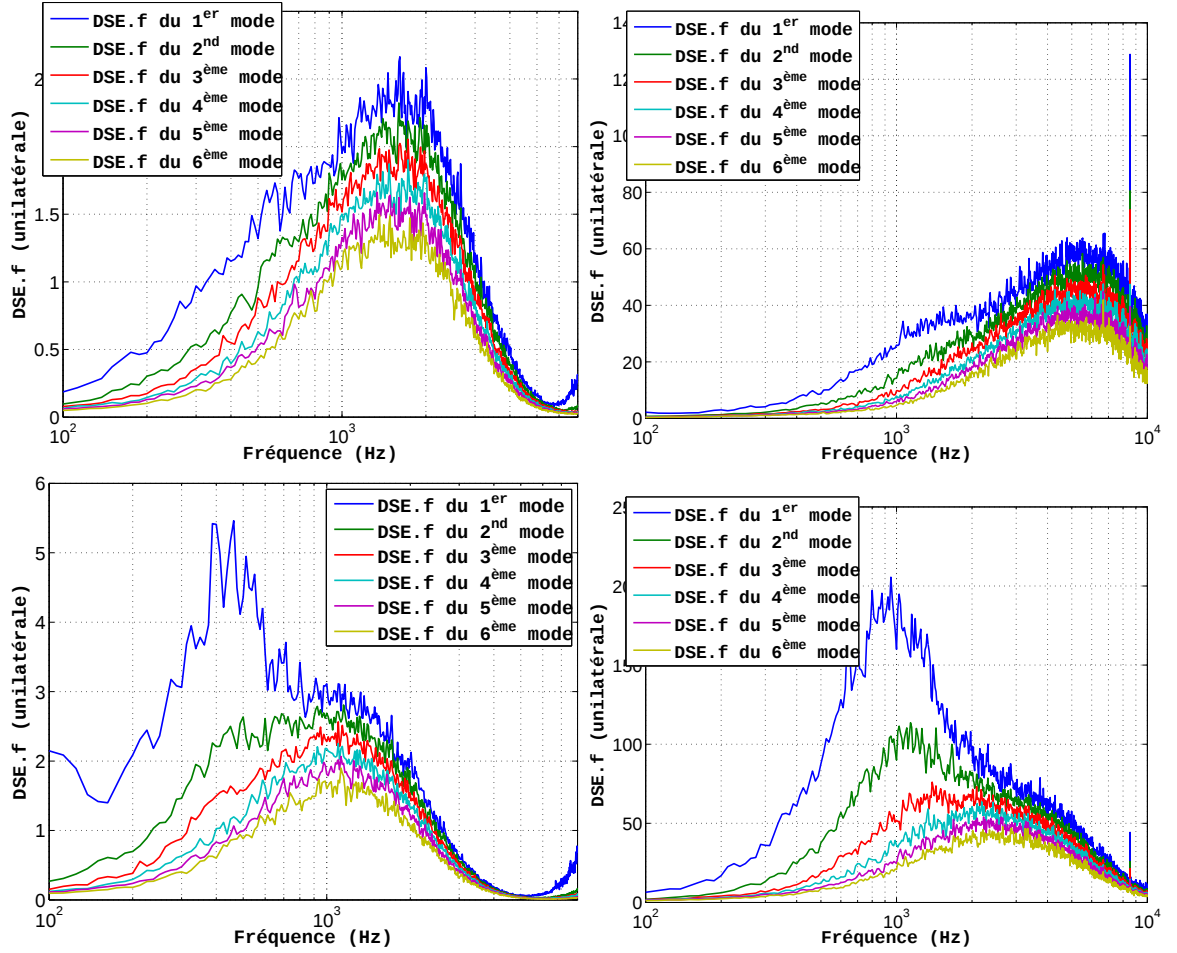


FIG. 5.21 – Décomposition POD, arrangement transversal, pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

fortement représentatif du champ complet dans la zone considérée,

- le niveau de celui-ci, en arrangement transversal, dans la gamme 500-2000 Hz est particulièrement élevé, ce qui implique peu d'énergie turbulente associée aux plus petites structures,
- on retrouve, pour l'arrangement longitudinal, la dominance de la bande 500-2000 Hz, mais de façon moins prononcée. En effet, les modes POD issus de l'arrangement longitudinal sont beaucoup plus riches aux hautes fréquences. L'énergie associée aux plus petites structures est plus importante, ce qui est lié à la convection et vient corroborer le fait que la décroissance des cohérences est plus lente dans le sens longitudinal que dans le sens transversal (cf. modèle de statistique du champ de pression pariétale fluctuante de Corcos),
- pour l'arrangement global, on retrouve plus ou moins une combinaison des deux autres.

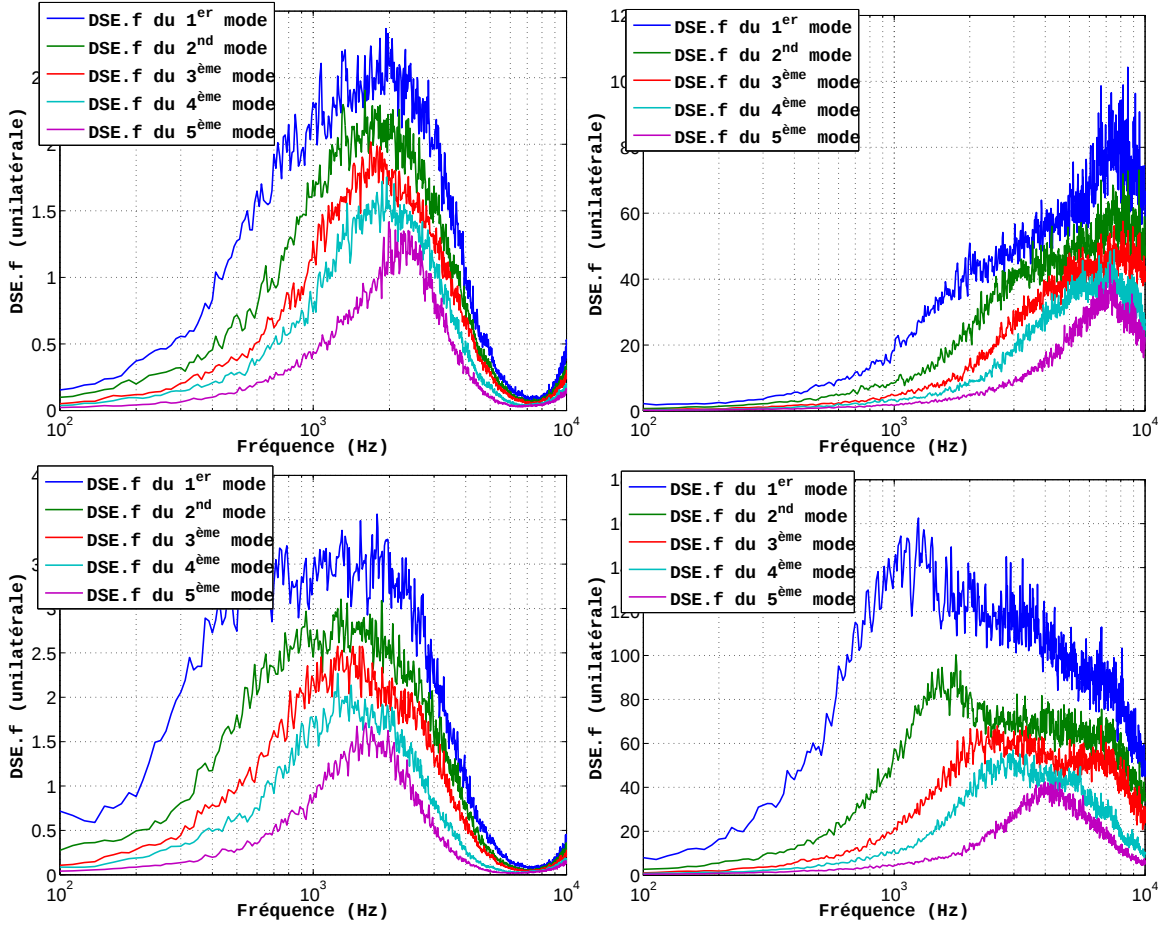


FIG. 5.22 – Décomposition POD, arrangement longitudinal, pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

L'ensemble de ces observations reste vrai avec ou sans incidence, mais est de nature beaucoup moins marquée pour un profil sans incidence, ce qu'il faudra garder à l'esprit dans nos analyses futures.

L'importance de l'arrangement des capteurs choisi pour le calcul des modes POD est ainsi démontrée. En effet, les phénomènes pris en compte par les modes ainsi calculés sont propres à cet arrangement.

La comparaison des décompositions en modes POD dans les directions transversale et longitudinale permet notamment de montrer l'importance relative des petites structures dans la direction de l'écoulement.

De plus, au sens de l'énergie, la décomposition POD permet la meilleure représentation possible des phénomènes étudiés à partir d'un nombre fini de modes. On peut ainsi espérer que la composition spectrale représentée par un faible nombre de modes suffise à représenter la composition spectrale du bruit large bande de bord de fuite, bruit dont la modélisation

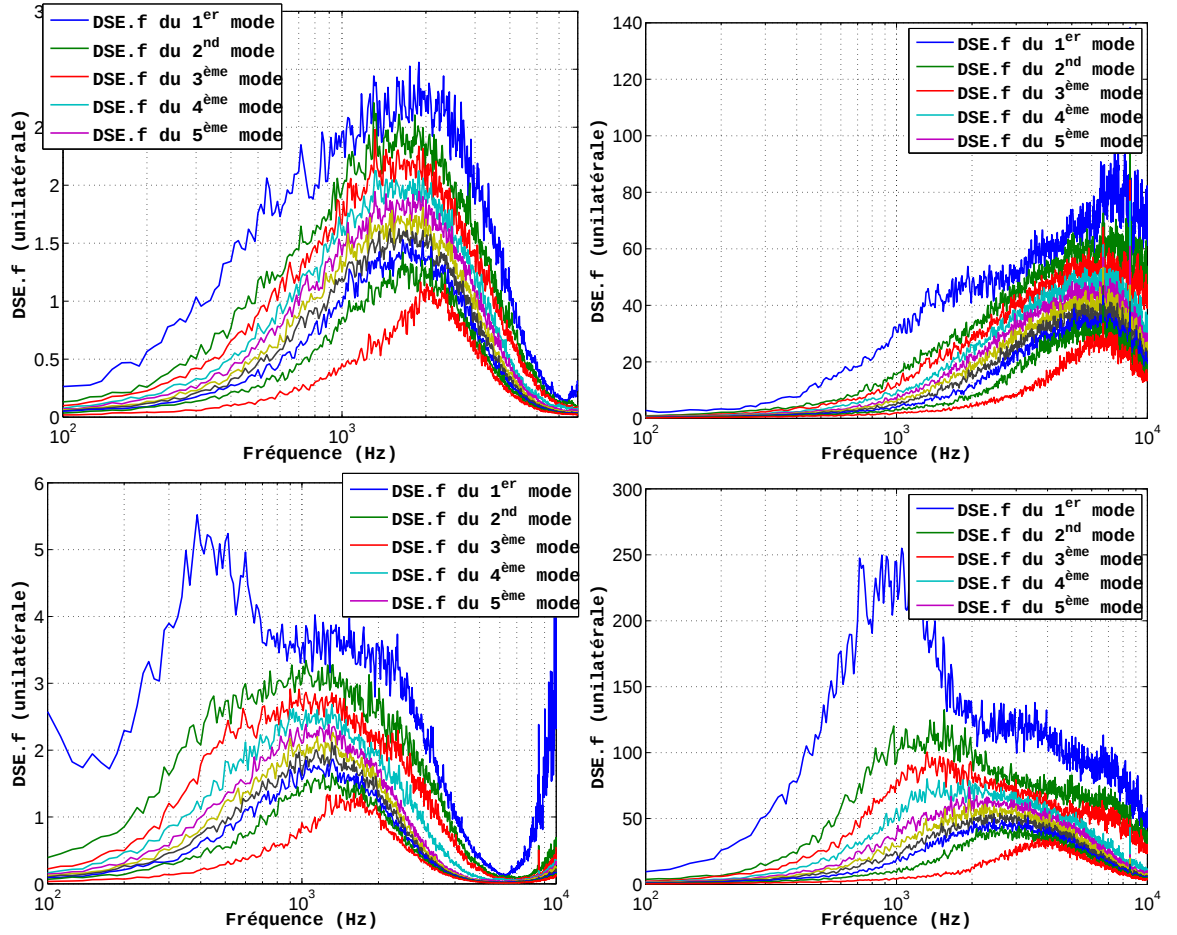


FIG. 5.23 – Décomposition POD, arrangement global, pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

aéroacoustique indique clairement un lien direct entre sa composition spectrale et celle du champ de pression pariétale fluctuante.

5.2.6.2 La EPOD appliquée aux signaux de pression pariétale fluctuante extérieurs à la zone de calcul POD

Après avoir analysé les différents modes POD dans la zone considérée, la représentation d'un signal de pression pariétale extérieure à la zone de calcul POD dans la nouvelle base de vecteurs propres a été exécutée. En toute rigueur, si la couche limite turbulente était homogène en espace, la partie du signal extérieur corrélée aux signaux de la zone POD serait, au moins dans le cas de l'arrangement global, strictement identique au signal. En réalité, seule une partie du signal est corrélée aux signaux de la zone POD (cf figures 5.24, 5.25 et 5.26).

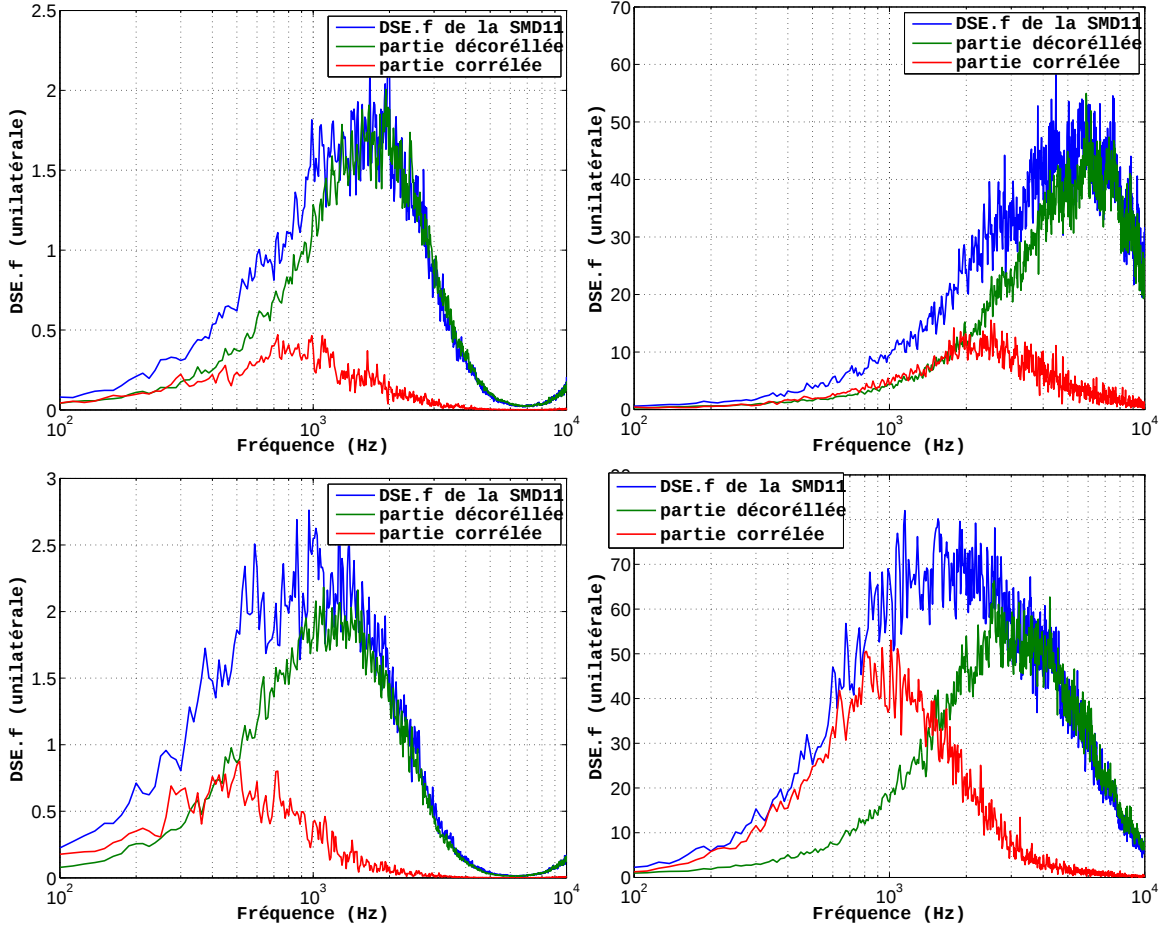


FIG. 5.24 – Résultats de la EPOD avec un signal de pression pariétale, arrangement transversal, pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

On remarque que la zone fréquentielle possédant un fort taux de corrélation correspond identiquement à la zone à fort niveau d'énergie turbulente (200-2000 Hz). Nous verrons par la suite que les résultats acoustiques ont montré l'importance de cette gamme de fréquence pour le bruit de bord de fuite ; en effet, sur les autospectres acoustiques (cf figure 5.42), seule cette zone émerge du bruit de fond.

Les figures 5.24, 5.25 et 5.26 montrent toutes un faible niveau de cohérence du signal de pression pariétale étudié avec l'ensemble des modes de la POD. Une dépendance de ce niveau de cohérence avec la vitesse U_0 et avec l'incidence est notée. Sans incidence, le niveau de corrélation reste faible quelle que soit la zone fréquentielle étudiée, et quelle que soit la vitesse extérieure U_0 . Par contre, la mise en incidence implique un renforcement du contenu fréquentiel basse fréquence du signal corrélé. Ceci peut être expliqué par une augmentation de la taille

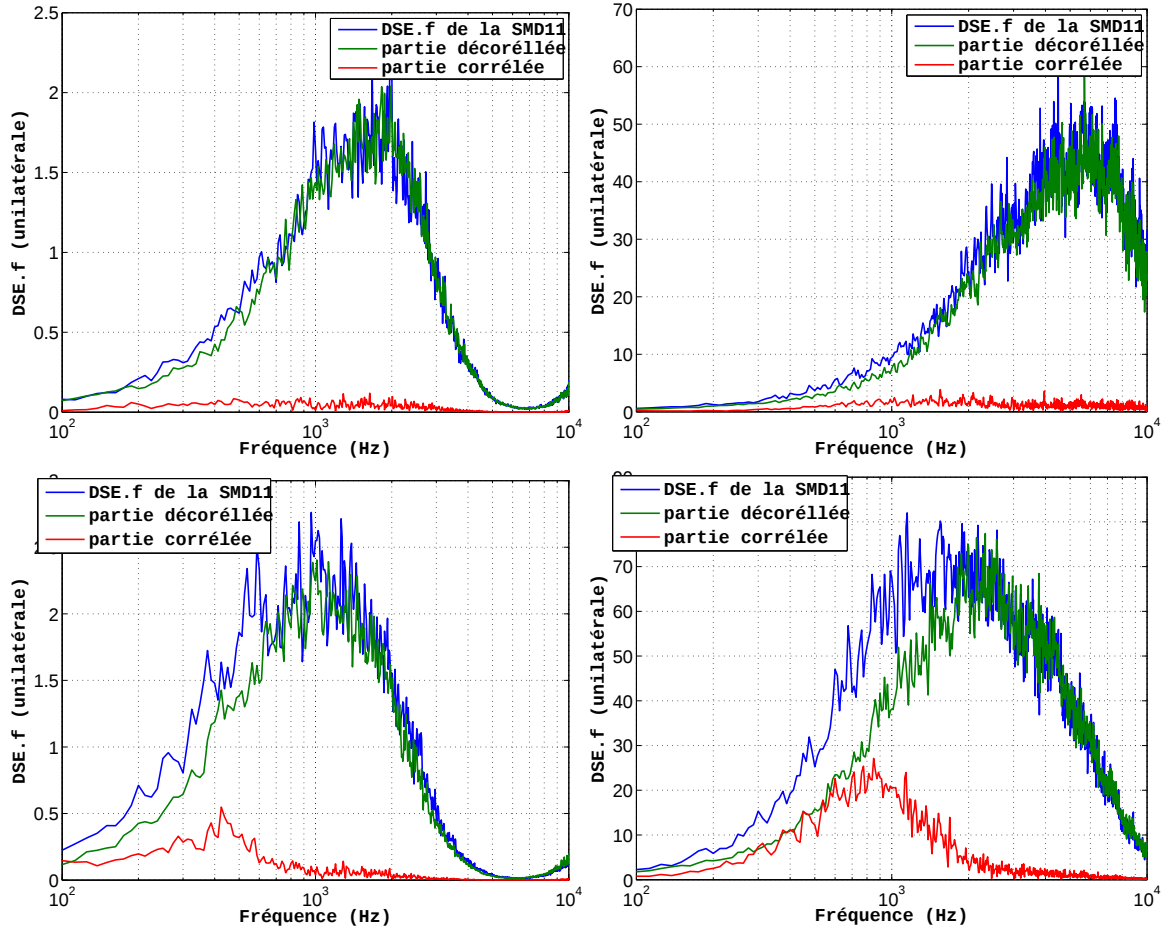


FIG. 5.25 – Résultats de la EPOD avec un signal de pression pariétale, arrangement longitudinal, pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

des structures et l'apparition de structures cohérentes.

La décomposition longitudinale est nettement moins efficace que la décomposition transversale. Ceci est directement lié à la position du point étudié lors de la POD étendue. En effet, la SMD choisie pour la EPOD n'est pas sur la même corde que les SMD utilisées lors de la décomposition POD, par conséquent la décroissance transversale de la turbulence n'est absolument pas prise en compte par les modes de la POD associée, ce qui se retrouve sur les résultats de la EPOD. Une partie du signal reste corrélée, et cela particulièrement dans le cas avec incidence et à grande vitesse ($U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$), ce qui s'explique par la taille transversale des structures proche de l'écartement entre la SMD et la corde des SMD de la POD en arrangement longitudinal ($\xi_3 = 5 \text{ mm}$).

L'extension de la POD appliquée à un signal de pression choisi hors de la zone de calcul de

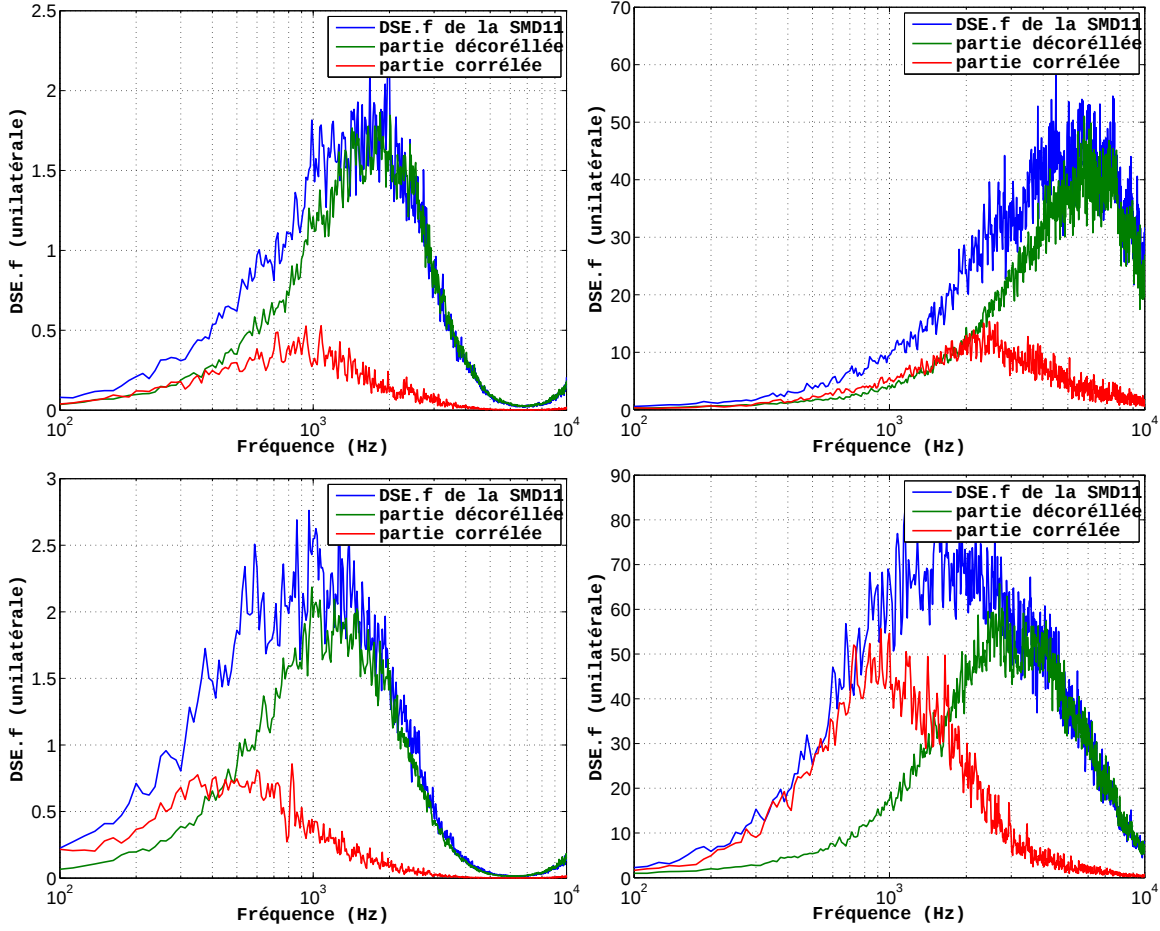


FIG. 5.26 – Résultats de la EPOD avec un signal de pression pariétale, arrangement global, pour 0 degré (en haut), 10 degrés (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

la POD a permis de vérifier un certain nombre d'éléments.

Tout d'abord, la zone de calcul de la POD a une importance capitale. En effet, seuls les phénomènes pris en compte par la zone de calcul POD sont considérés. Ainsi, un calcul POD sur une corde ne représente que les phénomènes convectifs et ne considère pas la décroissance naturelle transversale de la turbulence, prise en compte par l'arrangement transversal, qui ne possède que peu d'informations concernant la convection des structures cohérentes.

De plus, l'impact de l'incidence du profil et de la vitesse extérieure U_0 sur les structures cohérentes, d'un point de vue énergétique, est clairement identifié via les niveaux nettement plus importants entre les modes et le signal de pression extérieure à la zone de calcul POD (figures 5.24 et 5.26).

Enfin, la EPOD permet de mettre en évidence la zone fréquentielle à fort niveau d'énergie turbulente corrélée : la bande 200-2000 Hz correspond effectivement à la gamme de fréquence

où la corrélation avec les modes est la plus énergétique.

5.3 La vitesse fluctuante

Après avoir étudié avec précision le champ de pression pariétale, donnée communément mesurée, le champ de vitesse fluctuante est déterminé au voisinage du bord de fuite du profil ce qui apporte des informations complémentaires sur la couche limite turbulente et permet de vérifier un certain nombre de conclusions concernant celle-ci.

5.3.1 Analyse statistique classique

Les figures 5.27 et 5.28 représentent l'évolution en fonction de l'altitude z de l'intensité des fluctuations de vitesse tangentielle $\sqrt{u_t'^2}/U_p$, normale $\sqrt{u_n'^2}/U_p$, et la quantité $u_t'\bar{u}_n'/U_p^2$ tension de Reynolds croisée.

Les résultats sont conformes aux caractéristiques de la turbulence de couche limite. En effet, les intensités de turbulence ($\sqrt{u_t'^2}/U_p$, $\sqrt{u_n'^2}/U_p$, et $u_t'\bar{u}_n'/U_p^2$) évoluent avec l'altitude et tendent vers zéro lorsque le fil chaud est placé dans l'écoulement lointain ($z/\delta \gg 1$). L'intensité des fluctuations de vitesse longitudinale et normale tend globalement dans l'écoulement extérieur vers une même valeur égale à 0.4%, et cela quelle que soit la vitesse extérieure.

Au sein de la couche limite, l'intensité des fluctuations longitudinales décroît nettement plus rapidement que celle des fluctuations normales à la paroi, ce qui est classique pour une couche limite turbulente de plaque plane (ou proche de cette situation).

En plus d'avoir évalué ces grandeurs caractéristiques de la couche limite propres à la vitesse ($\sqrt{u_t'^2}/U_p$, $\sqrt{u_n'^2}/U_p$, et $u_t'\bar{u}_n'/U_p^2$), les liens avec la pression pariétale fluctuante ($u_t'p'$ et $u_n'p'$), normalisés par la vitesse de l'écoulement externe U_p et sa pression dynamique ($0.5\rho U_p^2$), sont étudiés (figure 5.29).

Le taux de corrélation pression pariétale fluctuante-vitesse fluctuante est très fort au sein de la couche limite turbulente, que ce soit pour la vitesse longitudinale ou la vitesse transversale. À l'extérieur de la couche limite, la vitesse normale influe très peu sur la pression pariétale alors que la vitesse longitudinale influe toujours de façon importante sur la pression pariétale pour une altitude z inférieure à deux fois l'épaisseur de la couche limite.

Il est également à remarquer le changement de signe de ce taux de corrélation vitesse longitudinale-pression pariétale, et ainsi le caractère négatif de la corrélation pression pariétale-vitesse fluctuante à l'extérieur de la couche limite ($\delta < z < 3\delta$), signature de structures tourbillonnaires en opposition de phase avec celles au voisinage de la paroi. Tout ceci est caractéristique de structures tourbillonnaires au sein de la couche limite.

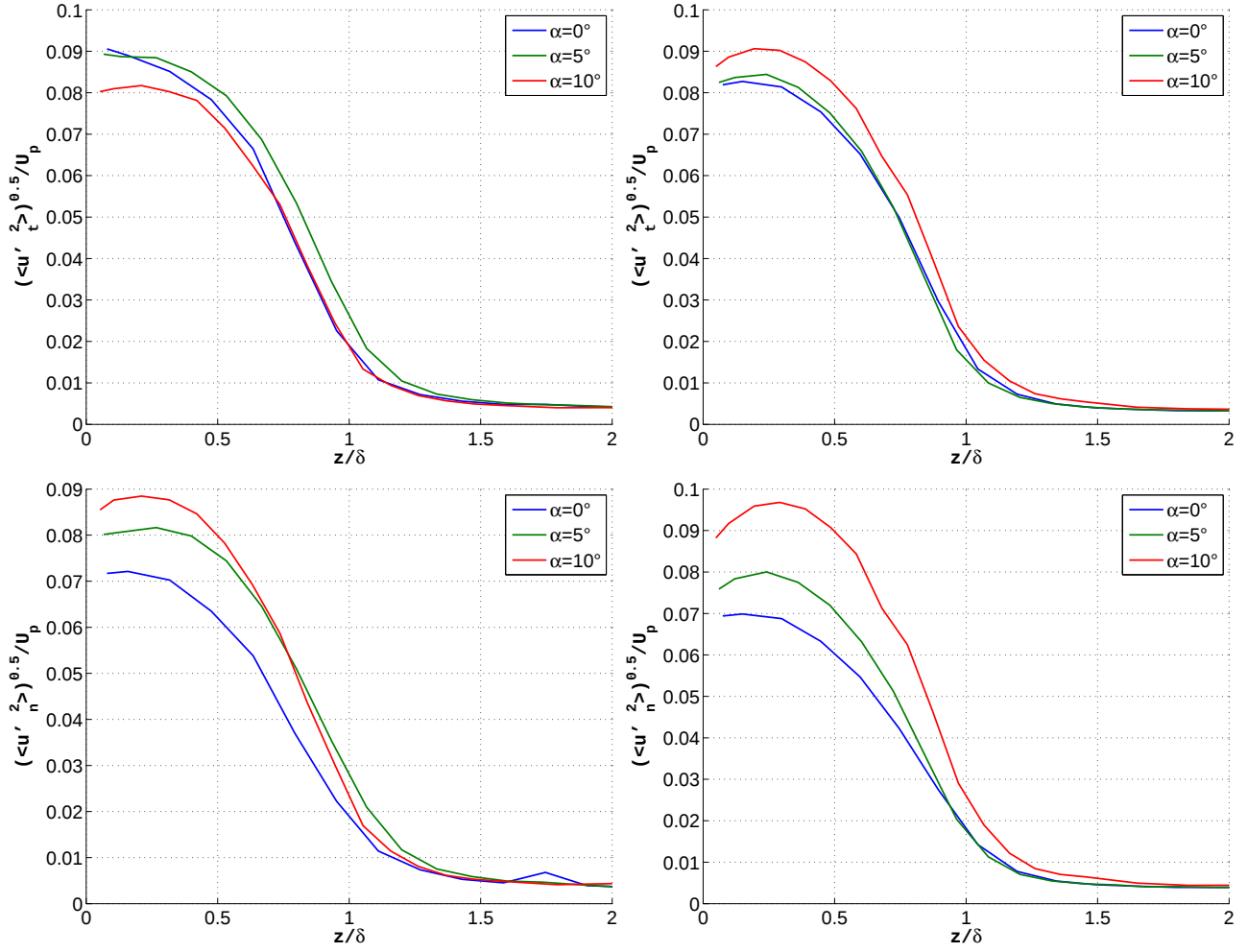


FIG. 5.27 – Evolution des vitesses rms longitudinales (en haut), normales (en bas) à 15m.s⁻¹ (à gauche), 40 m.s⁻¹ (à droite). Soufflerie Eole.

Il est également à noter l'absence d'influence de l'inclinaison du profil, sur l'allure générale des corrélations, si ce n'est l'amplitude évidemment plus grande aux fortes incidences.

5.3.2 Caractéristiques spectrales des fluctuations de vitesse

Après avoir analysé les intensités turbulentes au sein de la couche limite, ainsi que les liens éventuels avec le champ de pression pariétale, il est essentiel de déterminer le contenu spectral des fluctuations de vitesse au sein de la couche limite.

Les figures 5.30 et 5.31 présentent l'évolution avec l'altitude z des autospectres par Hertz des fluctuations de vitesse (longitudinale et normale) référencés par rapport à une puissance de 1Watt.

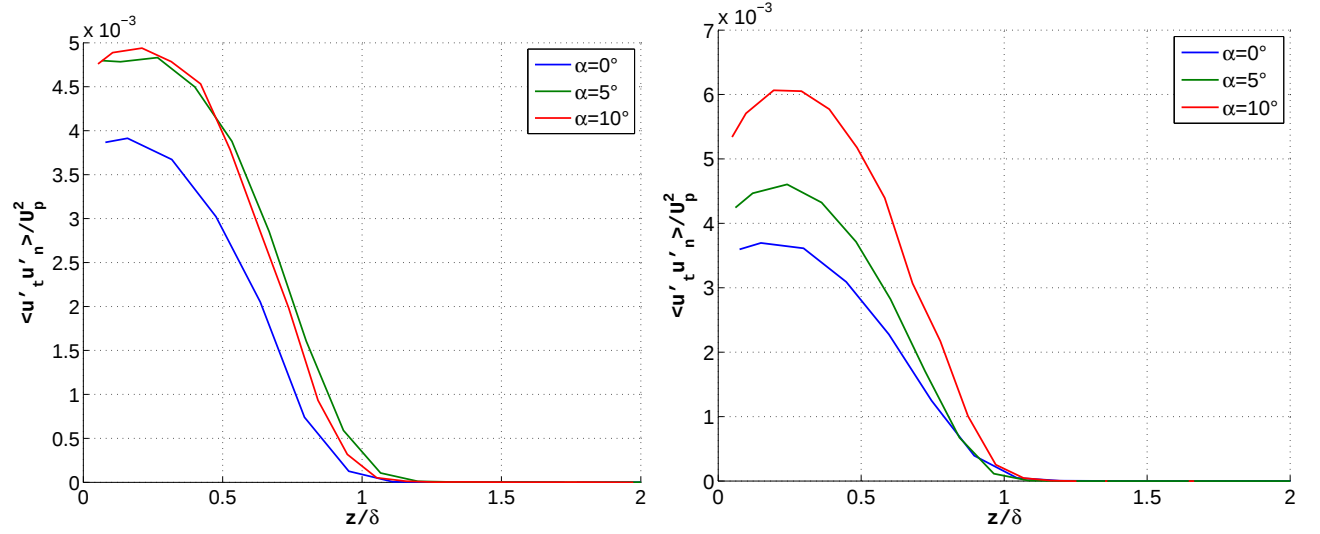


FIG. 5.28 – Tension de Reynolds croisés moyennes à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

Au sein de la couche limite turbulente ($z < \delta$), l'ensemble des spectres est similaire. Cela traduit l'homogénéité au sein de la couche limite turbulente. On note deux types de décroissance des autospectres moyens des fluctuations de vitesse dans la couche limite. En effet, que ce soit pour les vitesses fluctuantes normales ou longitudinales, on remarque une première zone ($f \in [300 - 6000]$) où la décroissance du spectre respecte une loi en ω^{-1} (-10dB/décade), et une zone haute fréquence ($f \in [6000 - 10000]$) où la décroissance est beaucoup plus rapide, de l'ordre de ω^{-5} (-50dB/décade). Ces décroissances sont similaires à celles rencontrées sur les spectres de pression pariétale, ce qui implique un lien linéaire très fort entre les fluctuations de pression et de vitesse. Les fluctuations de pression pariétale apparaissent donc dominées par la partie de la turbulence associée à la convection des fluctuations de vitesse par l'écoulement moyen (interaction de la couche de cisaillement avec la turbulence, encore appelée pression rapide). En effet, la pression est naturellement fortement liée à la valeur quadratique de la vitesse ce qui implique des contributions linéaires et quadratiques des fluctuations de vitesse sur les fluctuations de pression (interaction de la couche de cisaillement avec les structures turbulentes, et interaction des structures turbulentes entre elles, également appelée pression lente).

A l'extérieur de cette couche limite, le niveau des spectres diminue fortement avec l'altitude, pour tendre vers le spectre de la turbulence résiduelle de l'écoulement moyen.

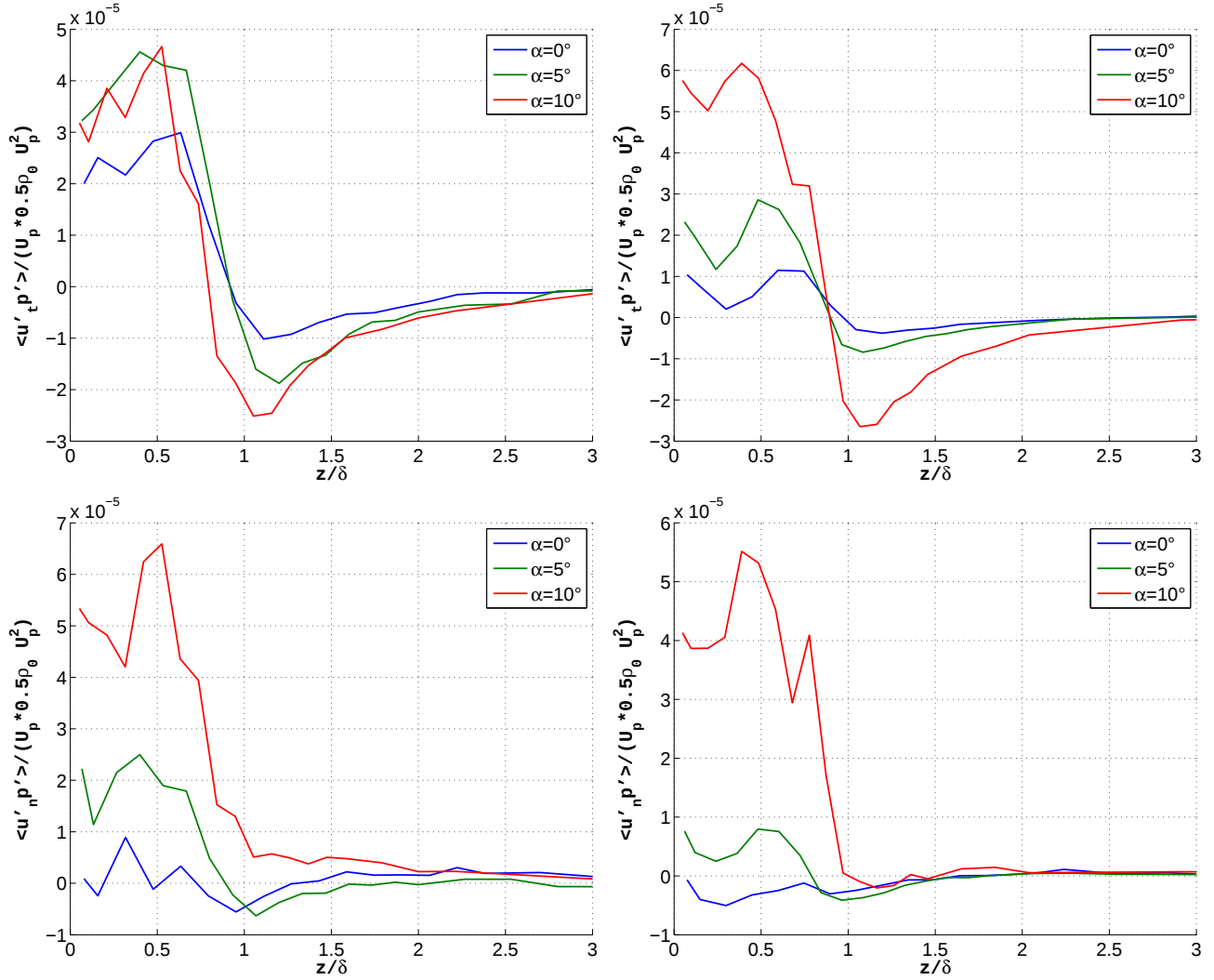


FIG. 5.29 – Évolution avec l'inclinaison du profil de la corrélation entre la pression pariétale fluctuante et la vitesse longitudinale (en haut), normale (en bas) à 15m.s⁻¹ (à gauche), 40 m.s⁻¹ (à droite). Soufflerie Eole.

5.3.3 Cartographie des cohérences Pression-Vitesse

Après avoir fait l'examen dans le domaine spectral des fluctuations de vitesse, il s'agit d'approfondir l'examen des liens entre fluctuations de pression et de vitesse. L'objectif est de confirmer ou non le lien linéaire entre fluctuations de pression et de vitesse et l'importance relative des fluctuations quadratiques de vitesse sur la pression pariétale.

Pour cela, les cartographies représentatives de l'ensemble des résultats expérimentaux sont tracées sur les figures 5.33, 5.34, 5.35, 5.36 et 5.37. Les figures 5.33 et 5.34 représentent la cohérence entre le signal de vitesse fluctuante considéré (composante longitudinale ou normale de la vitesse fluctuante) et la pression pariétale au voisinage du bord de fuite (10 mm en amont),

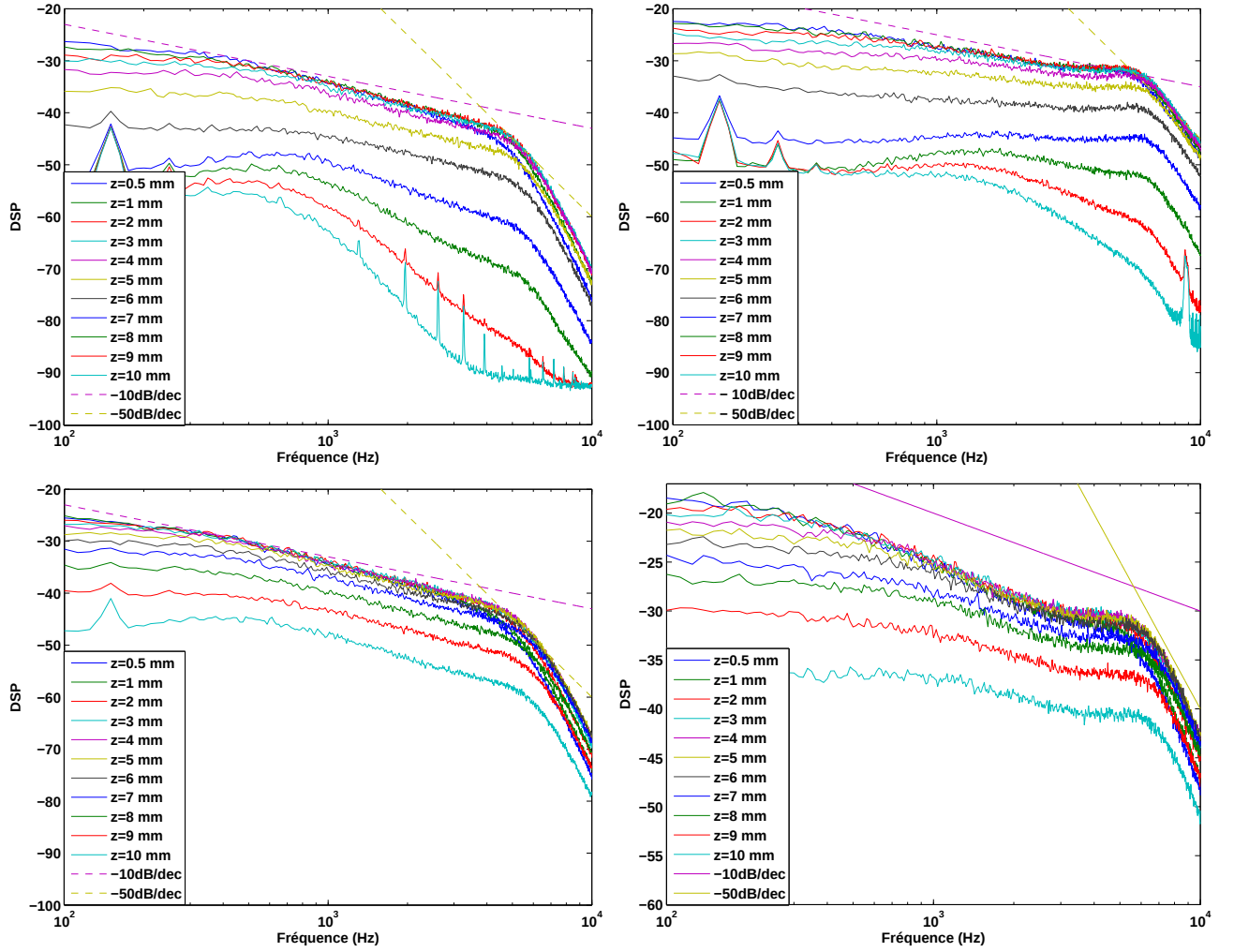


FIG. 5.30 – Evolution avec l'altitude z de l'autospectre de la vitesse fluctuante longitudinale sans inclinaison du profil (en haut), avec inclinaison du profil de 10° (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

et les figures 5.35, 5.36 et 5.37, la cohérence entre la valeur quadratique de la vitesse fluctuante et la même pression pariétale (cf. figure 5.32). Ainsi, les liens entre la pression pariétale et la part de la turbulence associée aux interactions des structures avec l'écoulement moyen sont donnés figures 5.33 et 5.34, et ceux avec la part de la turbulence associée aux interactions entre structures sont donnés figures 5.35, 5.36 et 5.37.

Il est tout d'abord à mentionner que les valeurs des fluctuations de vitesse et de pression mesurées excluent des liens acoustiques entre ces quantités et donc que ceux ci sont a priori d'ordre aérodynamique.

L'ensemble des cartographies pression pariétale-vitesse fluctuante (figures 5.33 et 5.34)

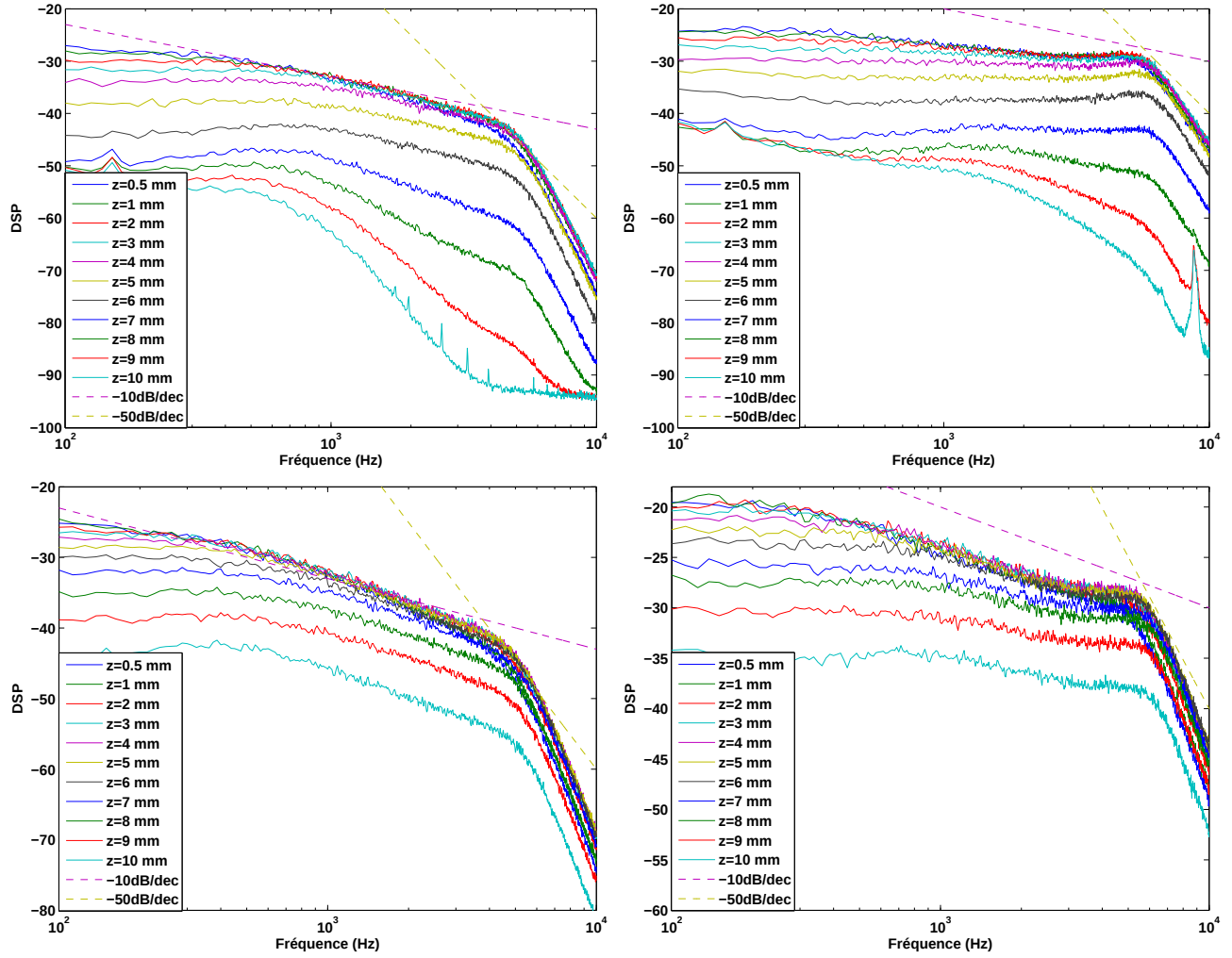


FIG. 5.31 – Evolution avec l'altitude z de l'autospectre de la vitesse fluctuante normale sans inclinaison du profil (en haut), avec inclinaison du profil de 10° (en bas) à 15 m.s⁻¹ (à gauche), 40 m.s⁻¹ (à droite). Soufflerie Eole.

présente une zone de cohérence élevée légèrement au dessus de la couche limite. Les mesures préliminaires effectuées dans la soufflerie Nieuport montrent que cette zone de cohérence se retrouve sur n'importe quelle cartographie dès lors que les vitesses sont mesurées au dessus du capteur de pression pariétale considéré, et cela quelle que soit l'abscisse considérée, excluant de fait un phénomène de bord de fuite.

Les tracés montrent également un niveau de cohérence pression-vitesse au sein de la couche limite plus faible qu'à l'extérieur de celle-ci, excepté au delà d'une distance à la paroi supérieure à $z \approx 4\delta$ où la cohérence redevient évidemment nulle.

Dans le cas de la cohérence pression-vitesse longitudinale, on note l'existence d'une zone de cohérence nulle très franche au sein de la couche limite, au voisinage du bord externe, alors que cette cohérence est non nulle au voisinage immédiat de la paroi (pour autant que les mesures

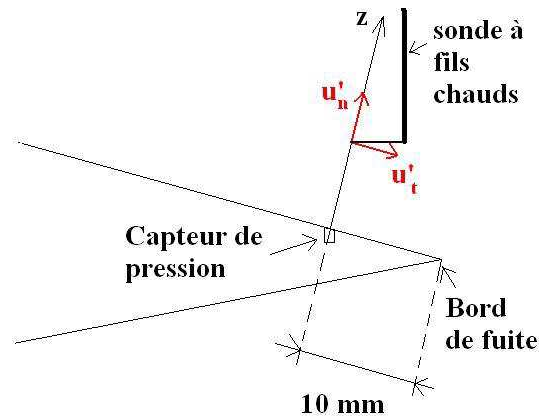


FIG. 5.32 – Position de la sonde à fils chauds et du capteur de pression pariétale dans le cadre des mesures de cartographies pression-vitesse

au fil chaud puissent être considérées comme valables dans cette zone de très proche paroi) et à l'extérieur de la couche limite. Cette zone de cohérence nulle est moins marquée dans le cas de la cohérence transversale.

L'étendue spectrale des cohérences pression pariétale-vitesse fluctuante longitudinale est identique à celle des cohérences pression pariétale-vitesse fluctuante normale. Par ailleurs, ces cohérences présentent la même étendue spectrale que les autospectres de pression pariétale (excepté en très basses fréquences) alors qu'aucune similitude avec les autospectres de vitesse fluctuante (que ce soit longitudinale ou normale) n'est à noter.

Les cartographies pression pariétale-vitesse fluctuante élevée au carré (figures 5.35 et 5.36) présentent, comme précédemment, des zones de cohérence non nulles, bien que de niveaux nettement moins importants. Ces zones de cohérence sont de même étendue spectrale que celles vues précédemment. Il est à noter qu'elles sont localisées au sein de la couche limite, là où a été identifiée une zone de cohérence nulle entre fluctuations de pression et de vitesse.

De façon générale, ces résultats montrent que les liens linéaires entre fluctuations de pression et de vitesse sont forts. Ceci est confirmé par les autospectres des fluctuations de pression. En effet, le fait que l'étendue spectrale des autospectres de pression est fixée par celle des cohérences confirme que les fluctuations de pression n'ont pas d'autres origines que ce lien linéaire entre fluctuations de vitesse et de pression.

A ce titre, ceci corrobore les approximations communément admises en première approximation du modèle de statistique du champ de pression pariétale de Chase ($c_T \ll c_M$).

Toutefois, il existe tout de même un lien entre fluctuations de pression et fluctuations quadratiques de vitesse. En particulier, les fluctuations quadratiques de vitesse (longitudinale

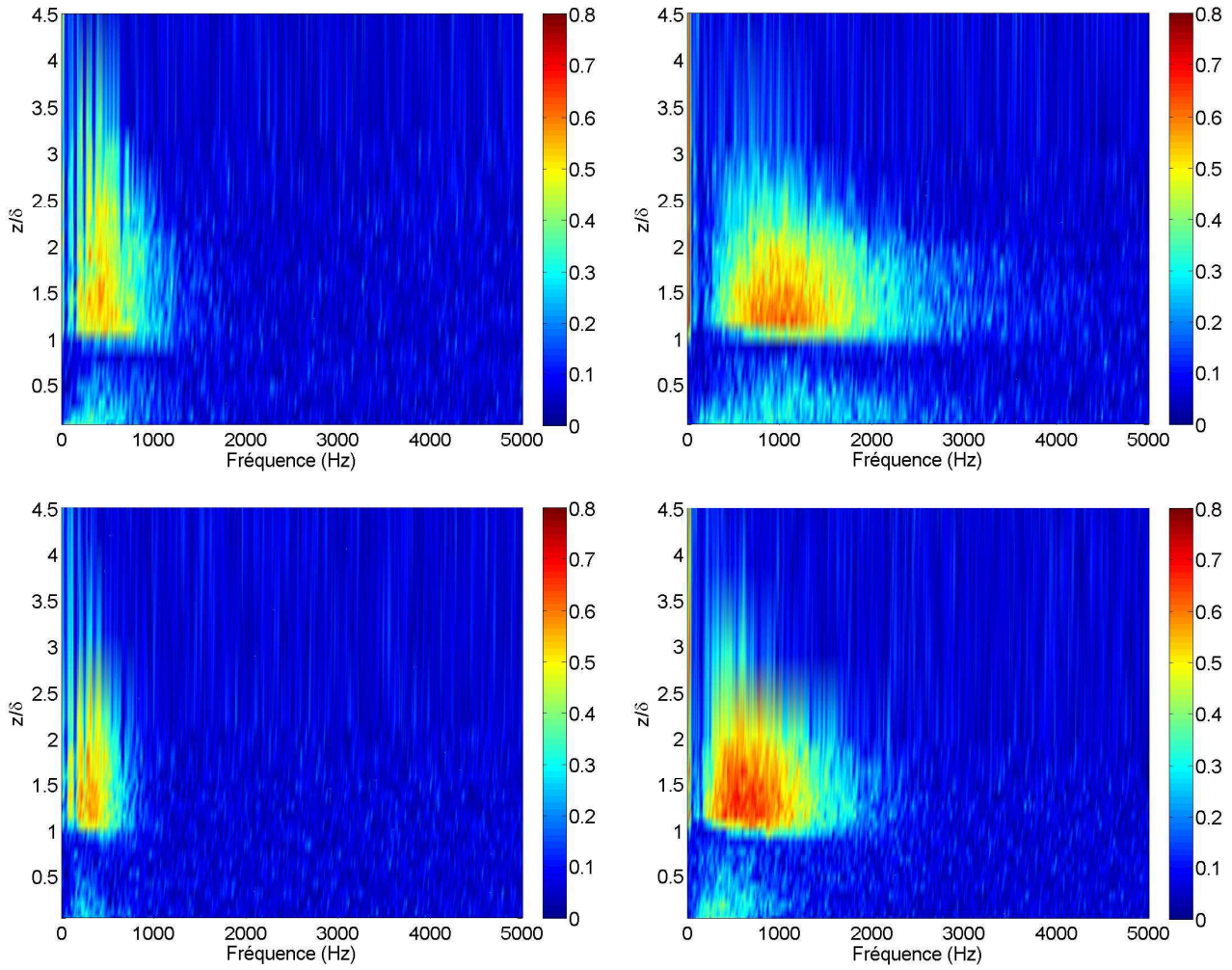


FIG. 5.33 – Cartographies des cohérences γ entre la vitesse fluctuante longitudinale et la pression pariétale au niveau du bord de fuite, sans inclinaison du profil (en haut), avec inclinaison du profil de 10° (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

et normale) dans la couche limite, au voisinage du bord externe de celle-ci, influent de façon conséquente sur les fluctuations de pression, dans des proportions équivalentes aux fluctuations de vitesse normale, et en tout cas de façon bien plus importante que les fluctuations de vitesse longitudinale.

L'ensemble de ces résultats paraît particulièrement intéressant puisqu'il met en évidence l'existence de structures turbulentes très cohérentes à l'extérieur immédiat de la couche limite ayant un impact très fort sur la pression en paroi, même s'il est surprenant de noter une rupture aussi franche entre l'impact des fluctuations de vitesse dans et à l'extérieur de la couche limite sur la pression, en particulier pour les fluctuations de vitesse longitudinale. Cela semble également indiquer qu'une description suffisamment fine du champ de vitesse

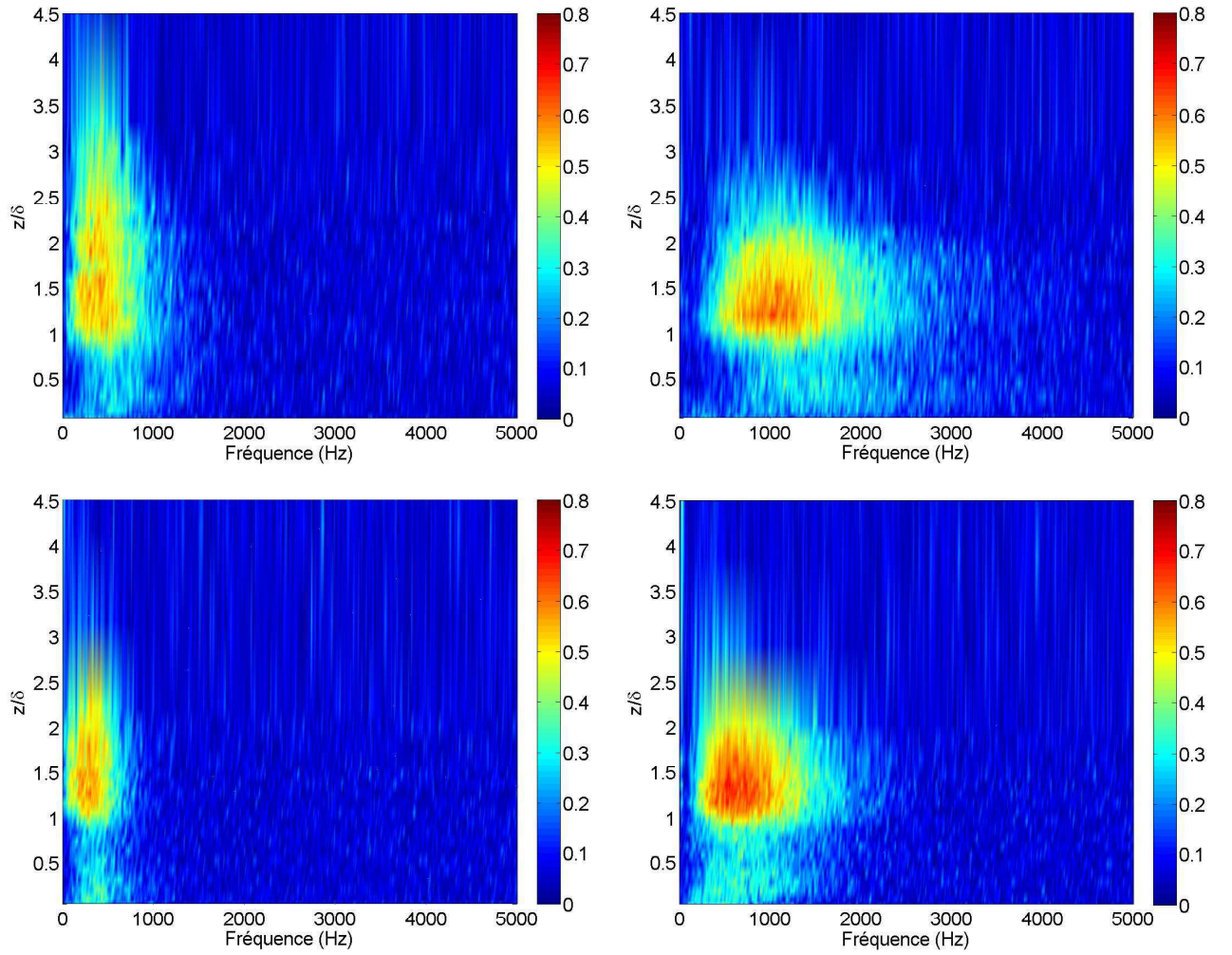


FIG. 5.34 – Cartographies des cohérences γ entre la vitesse fluctuante normale et la pression pariétale au niveau du bord de fuite, sans inclinaison du profil (en haut), avec inclinaison du profil de 10° (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

instantané extérieur à la couche limite est susceptible d'apporter une information relativement précise sur les fluctuations de pression pariétale.

Tout ceci amène à supposer une forte relation entre la vitesse fluctuante (longitudinale et normale) et les modes de pression POD. Dans l'objectif de confirmer ce dernier point, et afin de visualiser l'impact de chaque mode de pression POD sur la vitesse, la EPOD a été exécutée sur des signaux de vitesse.

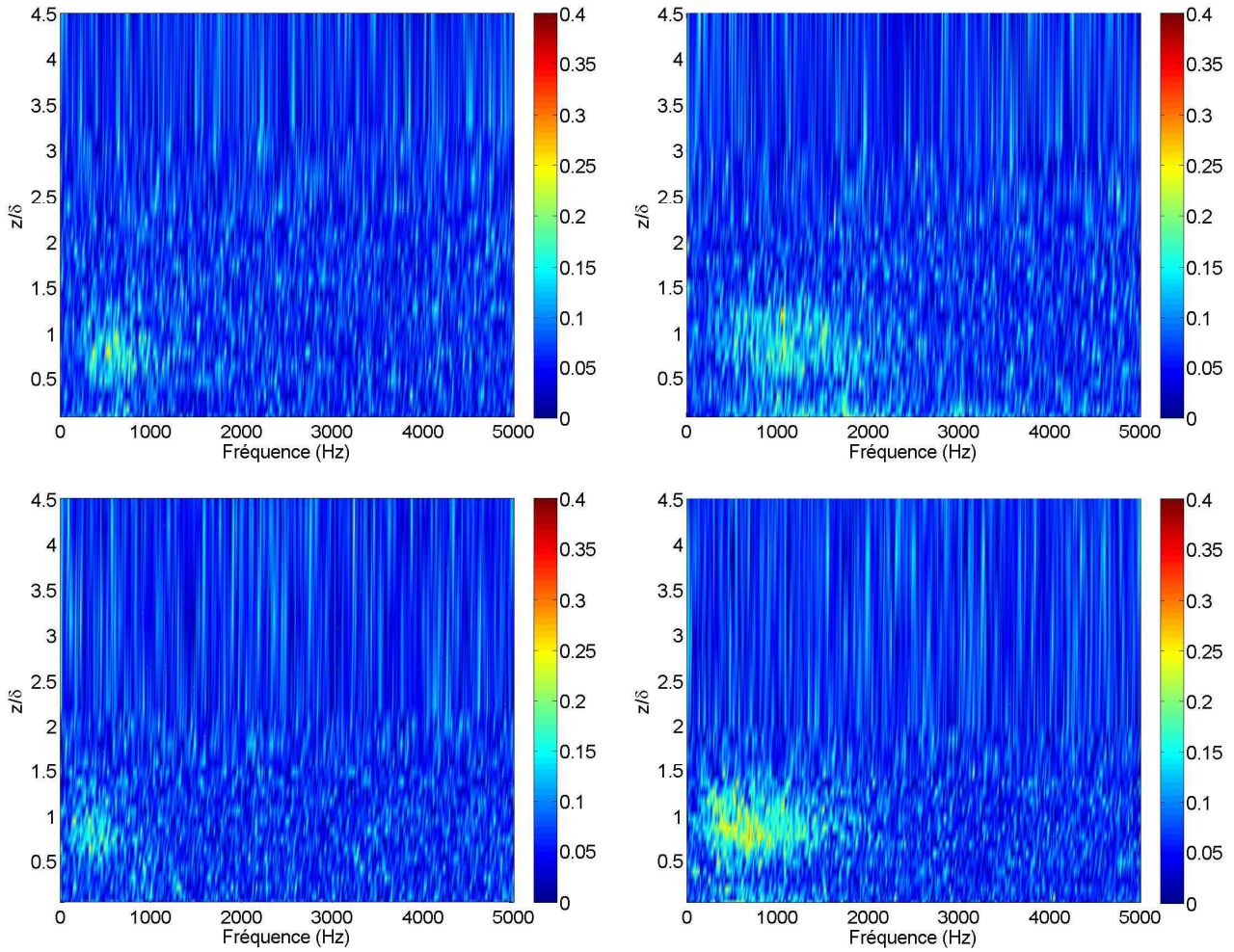


FIG. 5.35 – Cartographies des cohérences γ entre la vitesse fluctuante longitudinale au carré et la pression pariétale au niveau du bord de fuite, sans inclinaison du profil (en haut), avec inclinaison du profil de 10° (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

5.3.4 Signature du champ de pression pariétale sur la vitesse fluctuante par l'intermédiaire de la EPOD

Par conséquent, après avoir étudié les relations reliant vitesse fluctuante (normale, longitudinale, quadratique ou non) et pression pariétale en deux points, notre étude porte sur le lien entre vitesse fluctuante et mode POD du champ de pression pariétale. La relation entre vitesse fluctuante quadratique et modes POD du champ de pression pariétale n'est pas considérée ici puisque l'étude des cohérences entre ces quantités a montré la faible importance relative de celle-ci.

Les figures 5.38, 5.39 et 5.40 présentent les résultats de la POD étendue appliquée à un signal de vitesse fluctuante, et indiquent en particulier la partie corrélée du signal, la partie

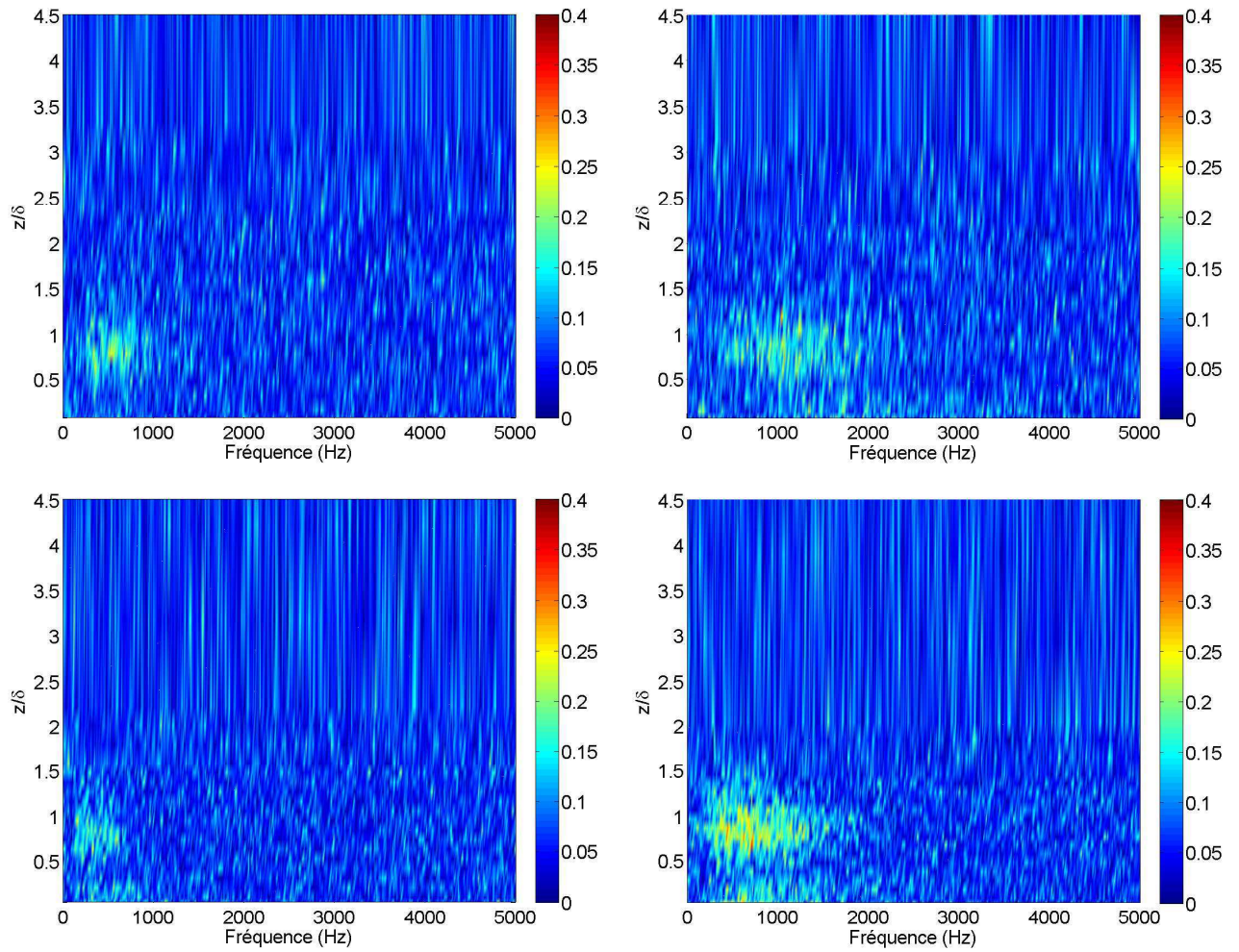


FIG. 5.36 – Cartographies des cohérences γ entre la vitesse fluctuante normale au carré et la pression pariétale au niveau du bord de fuite, sans inclinaison du profil (en haut), avec inclinaison du profil de 10° (en bas) à 15m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

décorrélée, et la décomposition de la partie du signal corrélée sur les deux premiers modes. De manière analogue à l'utilisation de la POD étendue sur un signal de pression pariétale extérieure à la zone de calcul des modes POD, une partie des fluctuations de vitesse (que ce soient normales ou longitudinales) est corrélée aux modes POD de pression.

Au sein de la couche limite, l'énergie turbulente du signal de vitesse fluctuante (normale ou transversale) est importante, mais celle-ci n'apparaît pas corrélée aux modes POD, et cela quel que soit l'arrangement de capteurs utilisé pour la décomposition POD.

Par contre, dans la zone où la cohérence pression-vitesse est forte, l'énergie turbulente est nettement moins élevée que dans la couche limite, mais les fluctuations de vitesse (longitudinale

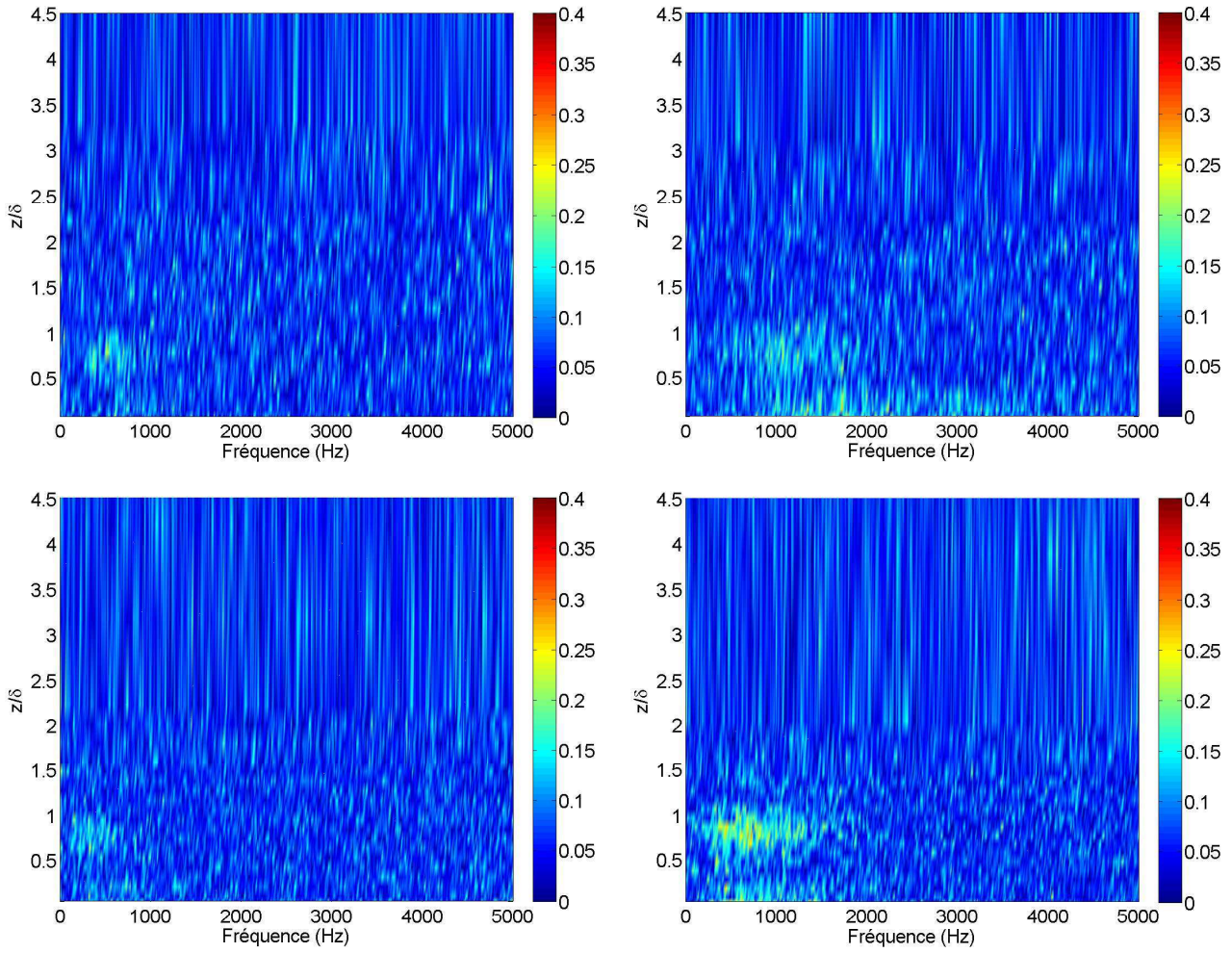


FIG. 5.37 – Cartographies des cohérences γ entre la contrainte de Reynolds $u'_t u'_n$ et la pression pariétale au niveau du bord de fuite, sans inclinaison du profil (en haut), avec inclinaison du profil de 10° (en bas) à 15 m.s^{-1} (à gauche), 40 m.s^{-1} (à droite). Soufflerie Eole.

et normale) sont fortement liées aux modes de pression POD comme l'indique le niveau de la partie corrélée du signal de vitesse fluctuante (voir figure 5.38). De plus, la partie corrélée du signal est essentiellement due au premier mode de la décomposition de pression POD. Le premier mode de pression POD apparaît ainsi parfaitement représentatif du phénomène observé au travers des cartographies pression pariétale/vitesse fluctuante, c'est à dire de la part majoritaire de l'interaction des structures turbulentes de la couche limite avec l'écoulement à la limite extérieure de la couche limite sur la pression pariétale.

Par ailleurs, les résultats de la EPOD exécutée sur la vitesse fluctuante sont similaires quel que soit l'arrangement de capteurs utilisé pour le calcul des modes de pression POD (cf. figures 5.38, 5.39 et 5.40), d'où un phénomène indépendant d'une direction particulière.

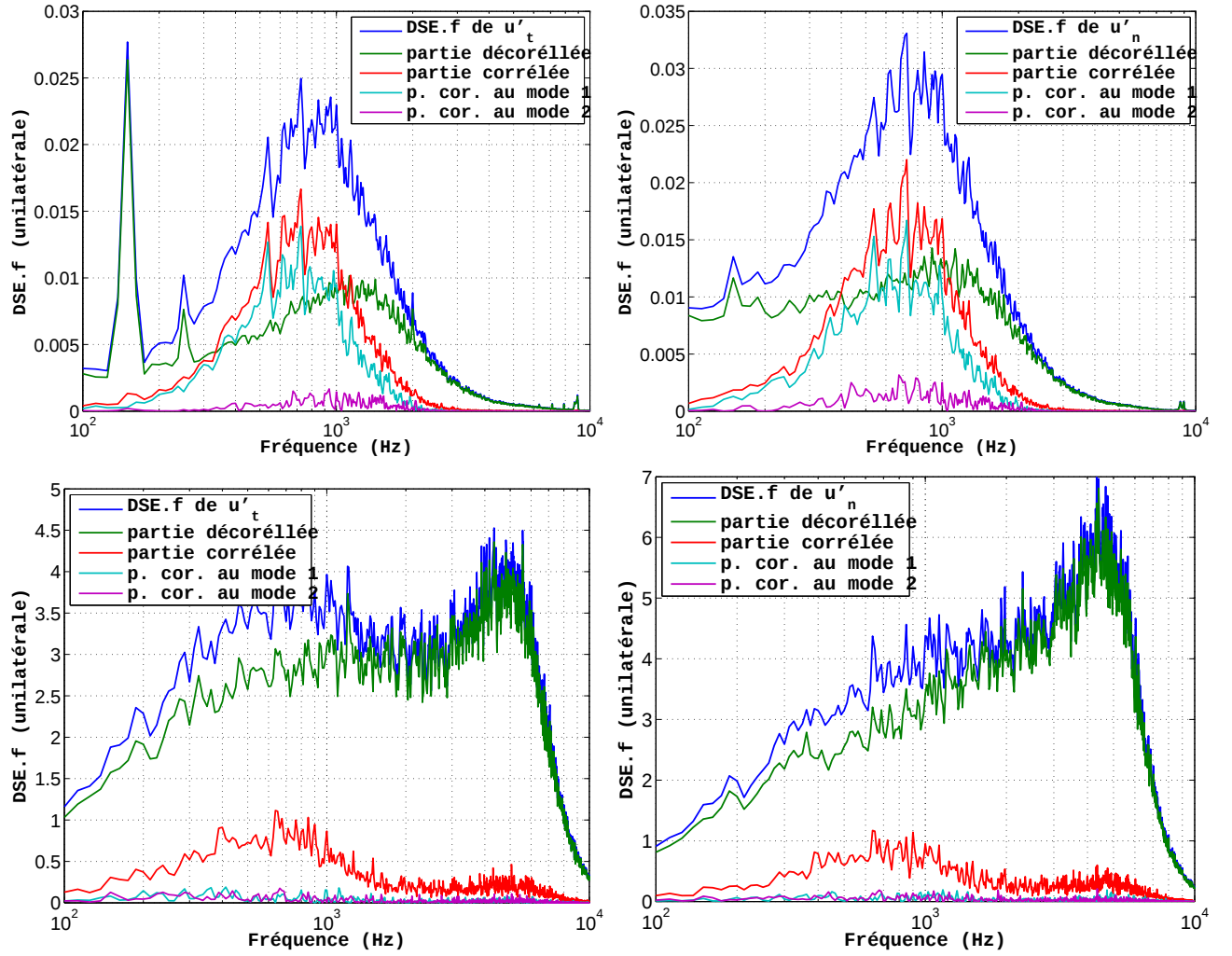


FIG. 5.38 – POD Etendue entre les modes POD (arrangement global des capteurs) et la vitesse fluctuante longitudinale (à gauche), normale (à droite) au niveau du bord de fuite, à une altitude z égale à 15 mm (en haut), 2 mm (en bas), $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$. Soufflerie Eole.

Cette EPOD exécutée sur le signal de vitesse fluctuante tend à confirmer l'idée que le champ de pression pariétale fluctuante est directement contrôlé par le champ de vitesse fluctuante en limite extérieure à la couche limite turbulente ($\delta < z < 3\delta$), et confirme l'existence d'une relation de proportionnalité reliant la pression pariétale fluctuante et la vitesse fluctuante dans cette zone (que ce soit vitesse longitudinale ou normale). De plus, la seule connaissance du premier mode de pression POD suffit a priori à reconstituer une grande partie du signal de vitesse au bord externe de la couche limite (de l'ordre de 80% de son énergie).

Ces derniers résultats concernant la vitesse fluctuante closent l'ensemble des conclusions concernant les aspects purement aérodynamiques du problème considéré. Ceux-ci apportent de

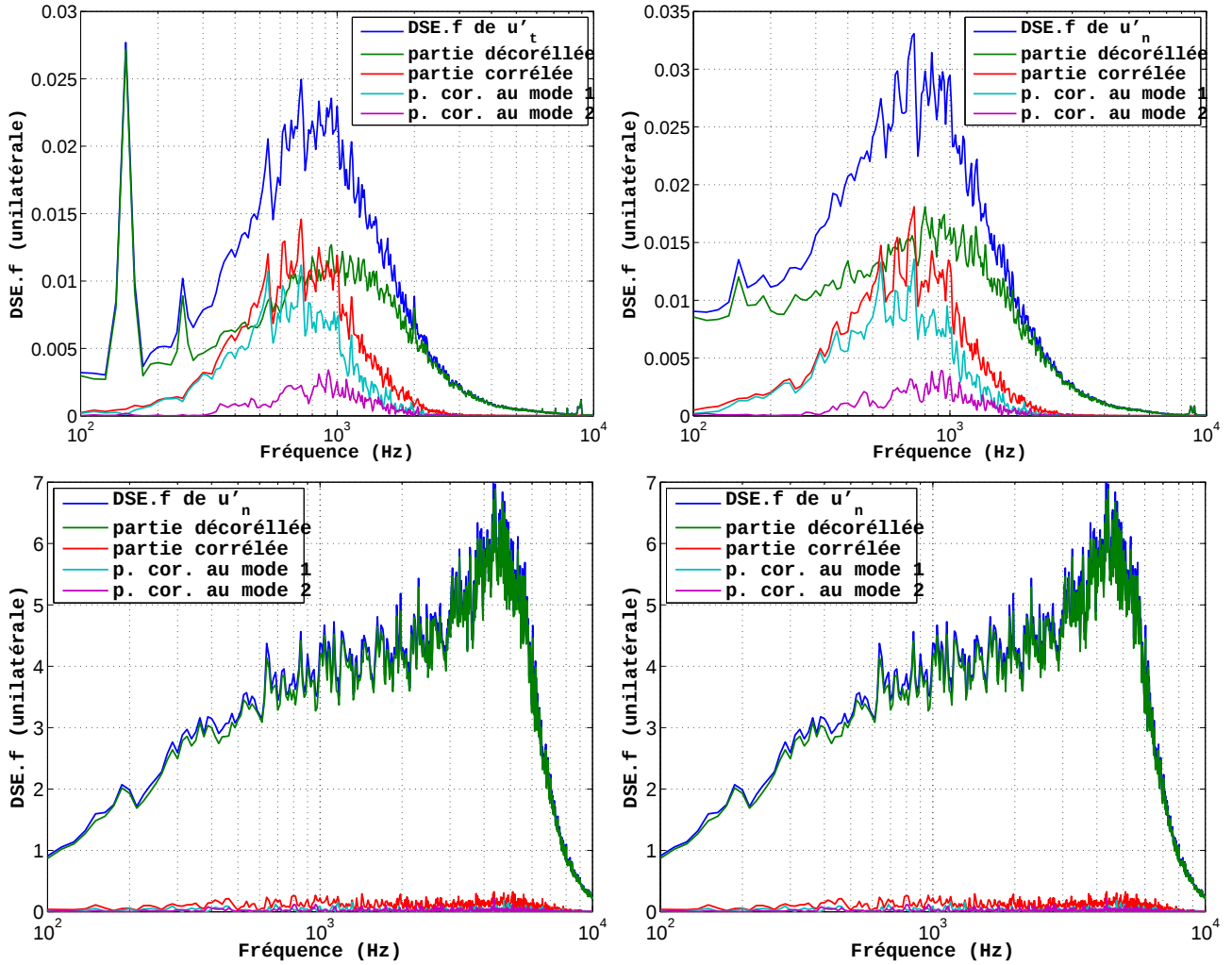


FIG. 5.39 – POD Etendue entre les modes POD (arrangement longitudinal des capteurs) et la vitesse fluctuante longitudinale (à gauche), normale (à droite) au niveau du bord de fuite, à une altitude z égale à 15 mm (en haut), 2 mm (en bas), $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$. Soufflerie Eole.

nombreuses informations sur les écoulements autour d'un profil d'aile, et plus particulièrement sur les couches limites turbulentes (épaisseurs de couche limite, vitesse de convection, statistique du champ de pression pariétale). De plus, les données d'entrée du modèle aéroacoustique ont pu être déterminées avec précision, et le modèle est ainsi prêt à être confronté aux données expérimentales. Cependant, avant cette confrontation modèle/expérience, quelques considérations acoustiques sont précisées.

La suite et la fin de ce chapitre s'attachent donc aux résultats acoustiques et à leur analyse.

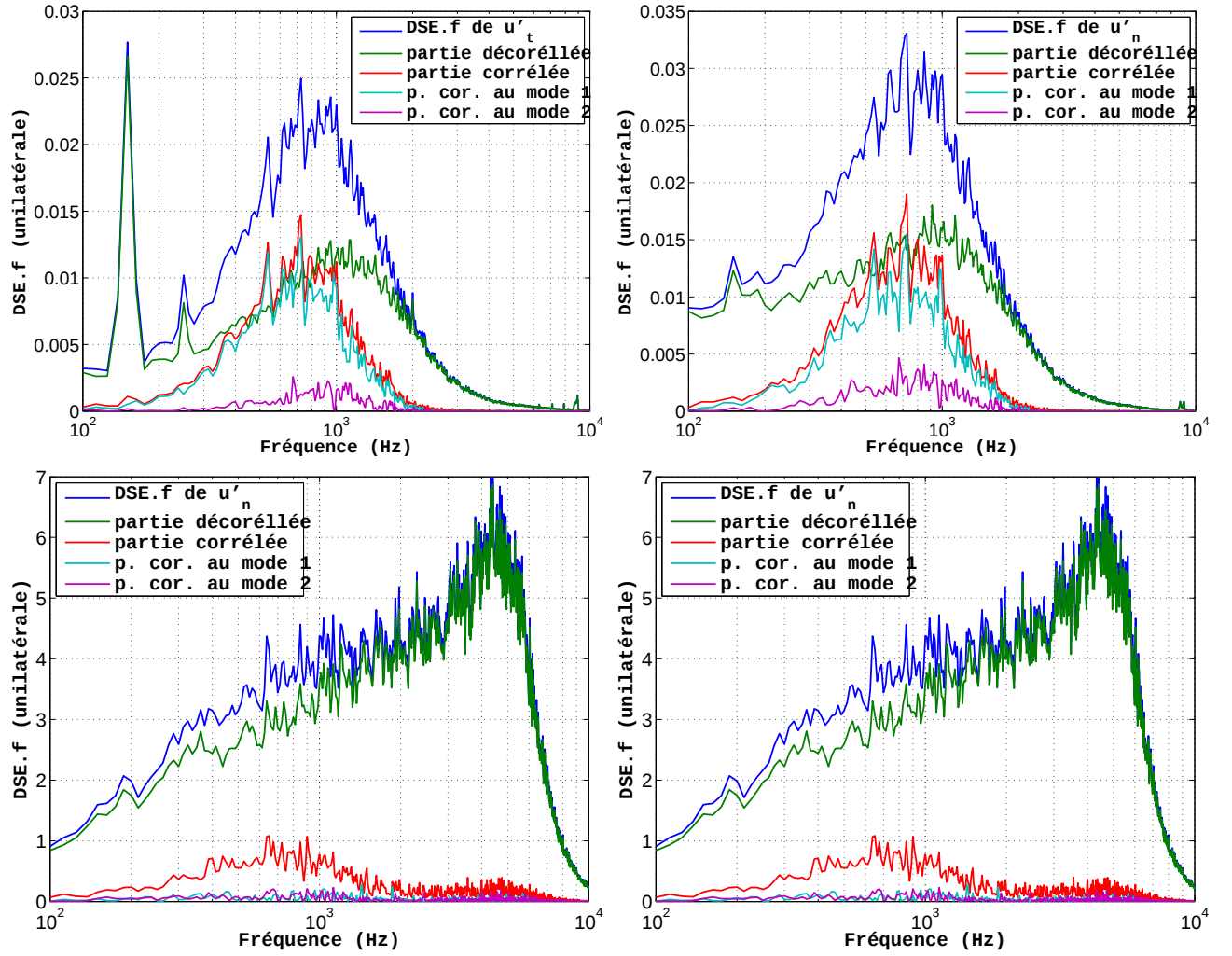


FIG. 5.40 – POD Etendue entre les modes POD (arrangement transversal des capteurs) et la vitesse fluctuante longitudinale (à gauche), normale (à droite) au niveau du bord de fuite, à une altitude z égale à 15 mm (en haut), 2 mm (en bas), $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$. Soufflerie Eole.

5.4 Les résultats acoustiques

5.4.1 Intérêt de la méthode COP

Comme indiqué paragraphe 4.2.2., la méthode COP permet dans un premier temps d'estimer la position de la source acoustique ainsi que le rapport signal sur bruit, puis de déterminer le bruit propre à la source nettoyé du bruit diffus. Cette méthode consiste à mesurer l'interspectre entre deux capteurs acoustiques quasiment symétriques par rapport au bord de fuite (cf 4.2.2.). En étudiant la phase de cet interspectre, la position de la source du bruit mesuré (le bord de fuite) est vérifiée, et le rapport bruit de bord de fuite sur bruit de fond estimé. Par exemple,

la comparaison du déphasage mesuré figure 5.41 avec l'expression analytique 4.34 (courbes en traits continus sur la figure 5.41) montre clairement que la source du bruit mesuré est bien située au niveau du bord de fuite puisque l'expérimentation conduit à un déphasage très voisin de celui estimé pour une source positionnée en ce point. Le rapport signal sur bruit ($1/R(f)$) est proche de 1.

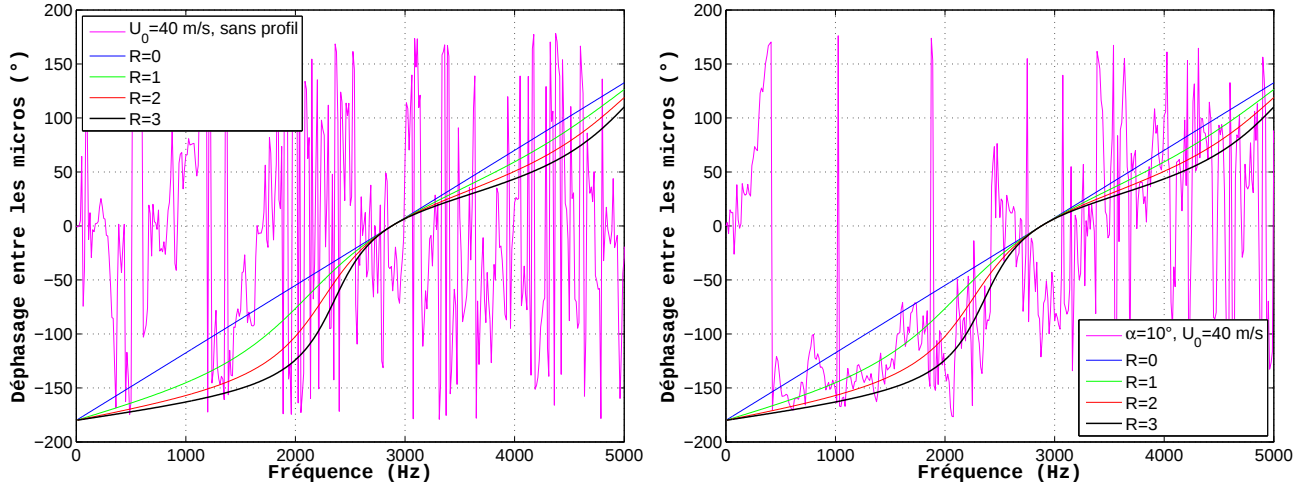


FIG. 5.41 – Déphasage expérimental entre les micros 2 et 4 et tracés de l'expression 4.34 pour $R=0,1,2,3$, $U_0=40\text{m.s}^{-1}$; sans profil (à gauche), avec profil incliné tel que $\alpha=10^\circ$ (à droite). Soufflerie Eole.

Par ailleurs, la méthode COP permet de montrer que le module de cet interspectre correspond au module de l'autospectre de la pression acoustique en champ lointain du bruit de bord de fuite, spectre partiellement "nettoyé" des réflexions sur les flasques et autres perturbations. L'intérêt de cette méthode apparaît alors clairement : par exemple, figure 5.42, le profil engendre une augmentation du niveau acoustique en champ lointain de 10 dB pour la gamme de fréquence 300-2000 Hz sur les spectres alors qu'elle apparaît plutôt de l'ordre de 15 dB dès lors qu'on détermine l'interspectre.

Il est à noter qu'au delà de 2kHz, l'augmentation du niveau acoustique des autospectres est directement liée aux effets d'installation, et plus généralement au champ diffus, ce qui est confirmé par le niveau constant des interspectres avec et sans profil dans cette gamme fréquentielle (cf. fig. 5.42).

5.4.2 Bruit tonal de couche limite laminaire

Comme vu et détaillé en 1.3, un bruit tonal peut apparaître dans certaines configurations en présence d'une couche limite laminaire instable sur une des deux faces du profil d'aile. Ce bruit tonal a été étudié par le passé [3][18][47][50][61] et de nombreuses caractéristiques de

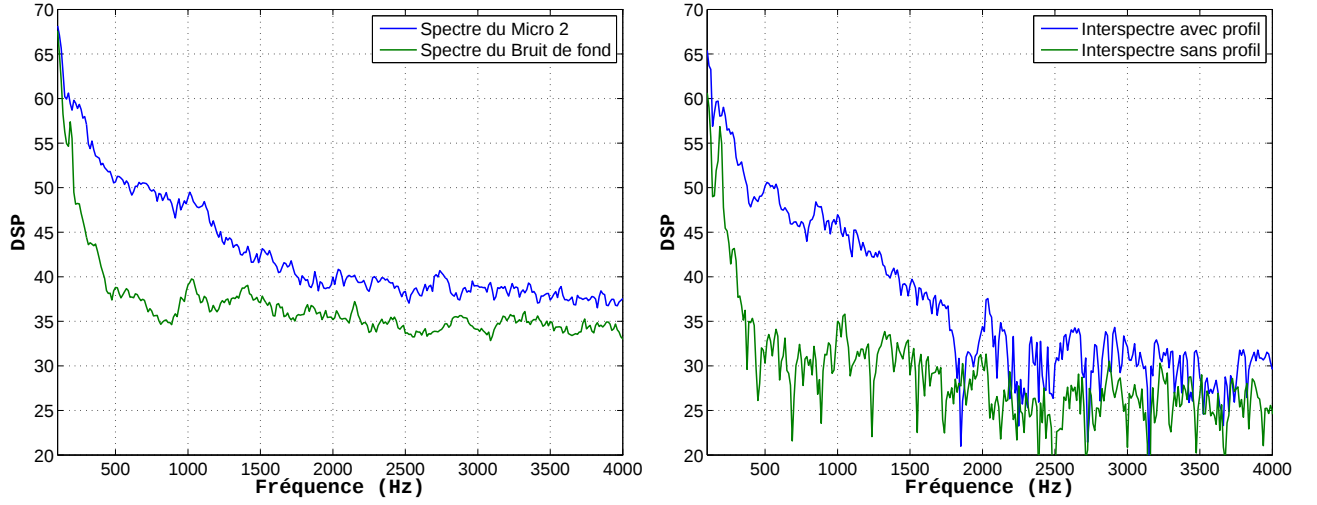


FIG. 5.42 – Spectres (à gauche) et interspectres (à droite) expérimentaux avec et sans profil ; $\alpha=10^\circ$, $U_0=40\text{m.s}^{-1}$. Soufflerie Eole.

celui-ci ont été mises en évidence (bruit de couche laminaire dû à un couplage entre le champ acoustique, la couche limite, et le sillage dans le cas d'un profil d'aile à bord de fuite effilé, multiplicité des fréquences discrètes, saturation du niveau acoustique).

L'analyse de nos résultats expérimentaux permet de confirmer un certain nombre de ces éléments (cf tableau 5.6). A noter que l'ensemble de ces résultats est obtenu sans rubans adhésifs collés sur le profil de façon à ne pas provoquer la transition à la turbulence.

Tout d'abord, le tableau 5.6 confirme bien la nécessité d'une couche limite laminaire sur une des deux faces du profil pour l'apparition de ce mécanisme. En effet, on note l'absence de bruit à bande étroite lorsque les couches limites des deux faces du profil sont turbulentes (par exemple les configurations où la transition est forcée sur les deux faces du profil, ainsi que les configurations avec inclinaison du profil et transition forcée sur l'intrados).

De plus, l'absence de bruit tonal dans certaines configurations (par exemple $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 20\text{m.s}^{-1}$) confirme le lien entre l'existence de ce couplage aéroacoustique et la stabilité de la couche limite laminaire [61] : en deçà d'une certaine valeur du nombre de Reynolds calculé sur la base de l'épaisseur de déplacement de la couche limite ($Re_\delta < 450$, valeur déterminée en considérant une couche limite de plaque plane, type Blasius [43][59]), l'instabilité hydrodynamique ne peut se développer et le couplage aéroacoustique n'a pas lieu.

Bien évidemment, dès lors que le nombre de Reynolds Re_δ dépasse cette valeur critique, des couplages aéroacoustiques sont présents et se caractérisent par une émission acoustique en sons purs. Les observations reportées dans le tableau 5.6 sont conformes aux éléments précédents :

configuration	Présence de ruban adhésif	fréquences des tons (Hz)
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 15m.s^{-1}$	sans ruban	500
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 20m.s^{-1}$	sans ruban	712, 780, 850
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 30m.s^{-1}$	sans ruban	absence de bruit tonal
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 40m.s^{-1}$	sans ruban	absence de bruit tonal
$\alpha = 5^\circ, U_0 = 15m.s^{-1}$	sans ruban	525
$\alpha = 5^\circ, U_0 = 20m.s^{-1}$	sans ruban	662
$\alpha = 5^\circ, U_0 = 30m.s^{-1}$	sans ruban	1212, 1310
$\alpha = 5^\circ, U_0 = 40m.s^{-1}$	sans ruban	1712, 1863, 2000, 2125
$\alpha = 10^\circ, U_0 = 15m.s^{-1}$	sans ruban	absence de bruit tonal
$\alpha = 10^\circ, U_0 = 20m.s^{-1}$	sans ruban	absence de bruit tonal
$\alpha = 10^\circ, U_0 = 30m.s^{-1}$	sans ruban	1300
$\alpha = 10^\circ, U_0 = 40m.s^{-1}$	sans ruban	1490, 1625, 1763, 1870, 1990
$\alpha = 12^\circ, U_0 = 15m.s^{-1}$	sans ruban	absence de bruit tonal
$\alpha = 12^\circ, U_0 = 20m.s^{-1}$	sans ruban	absence de bruit tonal
$\alpha = 12^\circ, U_0 = 30m.s^{-1}$	sans ruban	absence de bruit tonal
$\alpha = 12^\circ, U_0 = 40m.s^{-1}$	sans ruban	1625, 1750, 1860, 1975, 2100
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 15m.s^{-1}$	ruban intrados	562
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 20m.s^{-1}$	ruban intrados	725
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 30m.s^{-1}$	ruban intrados	absence de bruit tonal
$\alpha = 0^\circ, U_0 = 40m.s^{-1}$	ruban intrados	absence de bruit tonal
$\alpha = 5, 10, 12^\circ \forall U_0$	ruban intrados	absence de bruit tonal
$\forall$ configuration	un ruban sur chaque face	absence de bruit tonal

TAB. 5.6 – Fréquences pures (première harmonique) rencontrées sur le profil d’aile NACA0012 dans la soufflerie Eole

- Sans incidence et sans ruban, les deux faces du profil subissent des phénomènes identiques. Ainsi, l’absence de bruit tonal pour $U_0 \geq 30m.s^{-1}$ s’explique par une couche limite turbulente sur les deux faces du profil.
- En incidence faible ($\alpha = 5^\circ$) et sans ruban, l’intrados subit un gradient de pression, aussi la couche limite sur l’intrados ne devient elle pas turbulente aussi rapidement qu’en absence de gradient de pression, d’où la présence du bruit tonal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$ et $U_0 = 40m.s^{-1}$.
- En incidence plus forte, l’intrados subit un fort gradient de pression, d’où une épaisseur de couche limite de déplacement et par conséquent un nombre de Reynolds Re_δ plus petit que sans inclinaison du profil. Ainsi, l’absence de bruit tonal pour les configurations sans ruban adhésif avec inclinaison ($\alpha = 10, 12^\circ$) est due à un nombre de Reynolds Re_δ inférieur au nombre de Reynolds critique $Re_{\delta c}$, d’où une couche limite laminaire stable et par conséquent aucun couplage aéroacoustique.

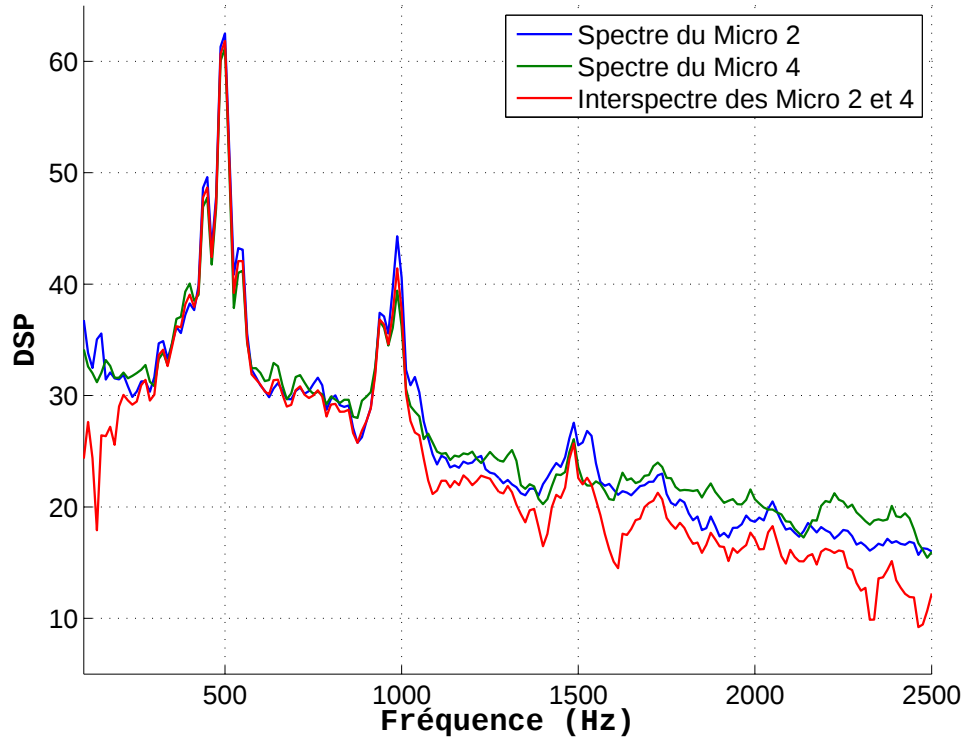


FIG. 5.43 – Spectre du bruit tonal, $\alpha = 0^\circ$, $U_0 = 15 m.s^{-1}$. Soufflerie Eole.

- Dans les cas avec un ruban sur l'intrados, seules les configurations où la couche limite de l'extrados est laminaire sont génératrices de bruit tonal, c'est à dire celles sans inclinaison et à faible vitesse.
- Enfin, en présence d'un ruban adhésif sur chaque face du profil, la couche limite est nécessairement turbulente sur les deux faces, ce qui empêche, comme vu précédemment, tout couplage aéroacoustique.

Nos résultats permettent de mettre en évidence le phénomène de saturation en amplitude du bruit tonal. Ceci est matérialisé par la présence d'un taux important d'harmoniques supérieures des fréquences principales mesurées (cf fig. 5.43).

Par ailleurs, nous mettons également en évidence la présence simultanée de plusieurs fréquences discrètes (cf tableau 5.6 et fig. 5.44), comme mentionné dans la littérature [61]. La courbe 5.45 montre l'évolution de ces fréquences discrètes en fonction de la vitesse de l'écoulement extérieur. Cette figure comporte l'ensemble des données expérimentales, ainsi que les courbes représentant les expressions analytiques proposées par Paterson [50] et Tam [61] (cf. équations 5.1 et 5.2).

L'expression proposée par Paterson [50] est fondée sur l'idée d'un mécanisme de génération

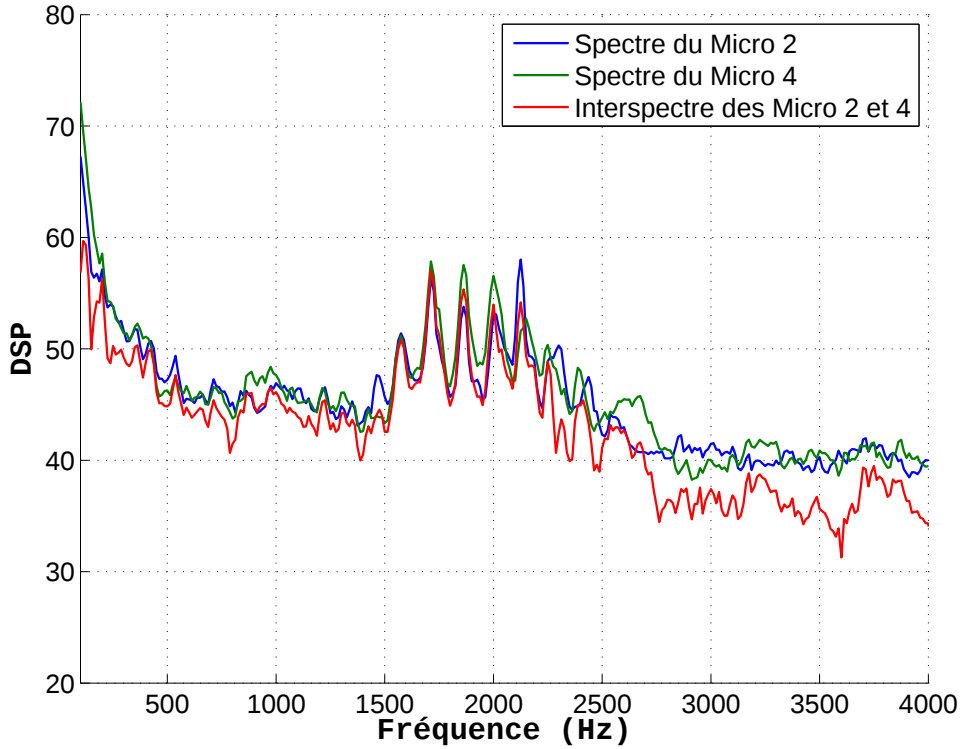


FIG. 5.44 – Spectre du bruit tonal, $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 40 m.s^{-1}$. Soufflerie Eole.

de bruit associé au lâcher tourbillonnaire qui ne restitue implicitement qu'une seule fréquence pour une configuration donnée :

$$f = \frac{K.U^{1.5}}{\sqrt{c\nu}} \quad (5.1)$$

Même si nos mesures mettent en évidence la présence simultanée de plusieurs fréquences discrètes - ce qui de fait invalide le modèle proposé par Paterson - on peut chercher à déterminer la valeur de K dans l'expression 5.1 permettant de retrouver au mieux la fréquence en fonction de la vitesse.

La courbe en pointillés de la figure 5.45, tracée avec la valeur $K = 0,014$ fournit une bonne estimation des fréquences obtenues. A noter que cette valeur est à rapprocher de celle proposée par Paterson ($K = 0,011$) [50], elle-même précédemment corroborée par Tam [61].

Cependant, conformément aux résultats de Tam [61], la présence simultanée de plusieurs fréquences discrètes montre bien l'invalidité de l'hypothèse de Paterson. Ce résultat confirme l'hypothèse d'un couplage aéroacoustique entre les instabilités de la couche limite laminaire, le sillage et le champ acoustique, couplage pouvant exciter plusieurs modes d'instabilité de la couche limite.

Tam [61] propose un modèle afin d'estimer les fréquences discrètes excitées via ce couplage.

Celui-ci conduit à l'expression suivante des fréquences discrètes :

$$f = K'nU_p^{0.8} \quad (5.2)$$

où K' est une constante comprise entre 20 et 30 dépendant de l'incidence imposée au profil, et n un nombre entier compris entre 2 et 7, dépendant du ton considéré ainsi que de l'incidence.

Cette formule analytique est en pratique difficilement vérifiable puisque nos mesures ne présentent qu'un faible nombre de points expérimentaux par incidence. Toutefois, elles sont très proches des courbes issues de l'expression 5.2, et tendent à confirmer le modèle de Tam [61].

Il est à noter que les fréquences discrètes ne sont pas strictement identiques quelle que soit l'incidence du profil. Ces différences sont dues à l'influence de l'incidence sur la distance de bouclage et dans une moindre mesure sur l'épaisseur de la couche limite de déplacement dont dépend les fréquences des instabilités de la couche limite. De plus, il est fort probable que la présence ou non de tons multiples soit très dépendante de la manière de faire évoluer la vitesse, c'est à dire en valeur croissante ou décroissante. Il est en effet probable que des effets d'hystérésis conditionnent l'apparition des instabilités.

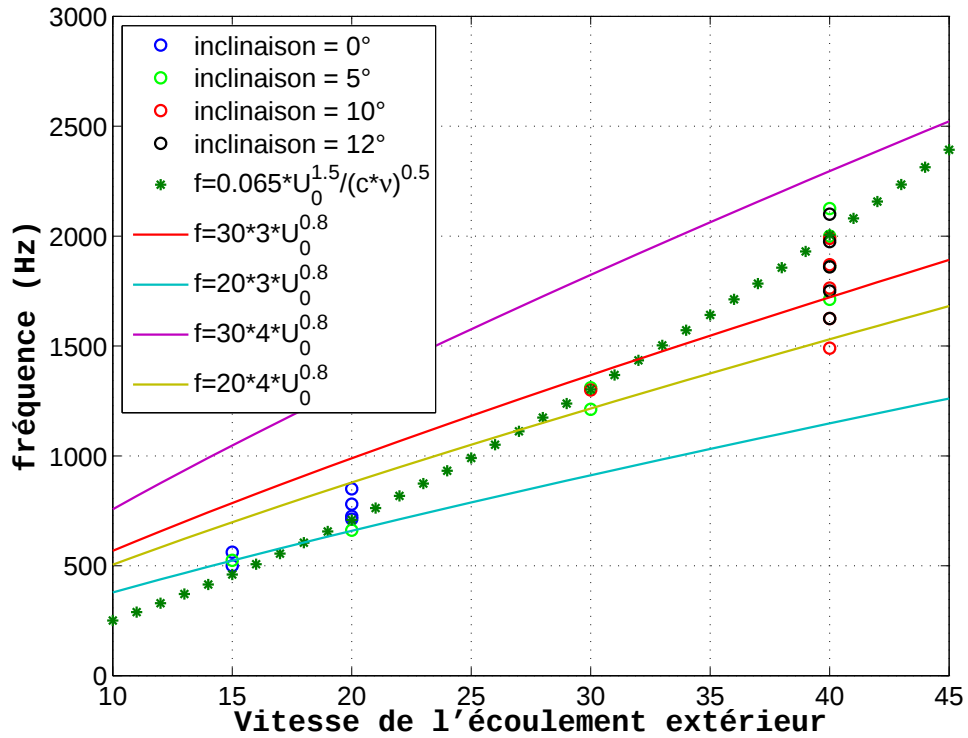


FIG. 5.45 – Évolution de la fréquence discrète du bruit tonal en fonction de la vitesse. Soufflerie Eole.

Notre analyse du bruit tonal de bord de fuite a ainsi permis de confirmer l'approche proposée par Tam [61], comme par exemple la nécessité d'une couche limite laminaire instable sur une des faces du profil et la multiplicité des tons excités par ce couplage aéroacoustique. L'expression analytique proposée par Tam (équation 5.2) n'a toutefois pas été rigoureusement validée ici. A noter que ceci demanderait un ajustement des constantes du modèle pour chaque configuration étudiée, d'où une utilité a priori limitée.

5.4.3 Bruit large bande de bord de fuite

Après avoir confirmé la position de la source acoustique et écarté la contamination du bruit large bande de bord de fuite par le bruit tonal (via les rubans adhésifs), le bruit large bande de bord de fuite est analysé et l'influence de la vitesse et de l'inclinaison du profil sur celui-ci estimée.

Avant d'examiner les caractéristiques du bruit large bande rayonné, il est à noter que nous n'avons pas ici cherché à distinguer la composante de bruit de bord de fuite résultant de la couche limite turbulente sur l'extrados de celle résultant de la couche limite turbulente sur l'intrados.

En effet, les spectres acoustiques présentés renvoient l'émission acoustique globale du profil, c'est à dire résultant des effets combinés des couches limites turbulentes sur les deux faces de celui-ci.

Évidemment, ceci pose problème dès lors qu'on veut confronter nos expérimentations aux modèles, notamment celui de Howe adopté ici puisqu'il ne se réfère à l'émission associée à la couche limite turbulente que sur une seule des deux faces du profil.

A noter que Howe multiplie par deux la puissance rayonnée par une face pour avoir la puissance totale, ce qui signifie qu'il considère (i) que les couches limites turbulentes sont statistiquement identiques et (ii) que les sources acoustiques associées à ces couches limites turbulentes, c'est à dire aux fluctuations turbulentes des couches limites de l'intrados d'une part et de l'extrados d'autre part sont totalement décorrélées.

Il est clair que les conditions précédentes ne sont plus respectées dès que le profil est mis en incidence. En effet, les deux couches limites turbulentes sont forcément différentes et de fait la couche limite de l'extrados est beaucoup plus turbulente.

On admet ainsi par la suite que c'est cette dernière qui domine le rayonnement acoustique. Les constantes du modèle de Howe sont ajustées sur la base de cette hypothèse, consistant à considérer que seul l'extrados rayonne.

A noter que dans les cas les plus défavorables par rapport à cette hypothèse, c'est à dire ceux où la couche limite de l'intrados est identique à celle de l'extrados (inclinaison nulle), ceci revient à faire une erreur de 3dB sur l'amplitude du bruit rayonné, ce qui est faible

au regard des approximations effectuées. De plus, ceci ne modifie en rien le contenu spectral et permet à ce titre de continuer l'examen de la validité du modèle dans la mesure où celui-ci a été développé dans ce sens plutôt que dans l'objectif de fournir une amplitude absolue.

5.4.3.1 Influence du forçage de la transition laminaire-turbulente

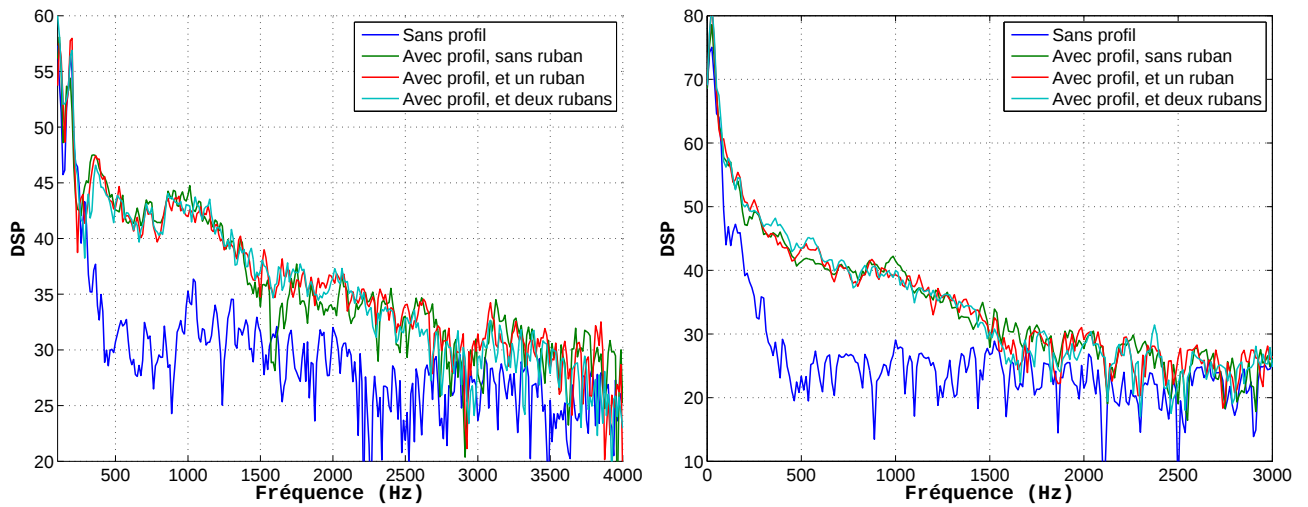


FIG. 5.46 – Effets des rubans sur le bruit large bande, module de l'interspectre entre M2 et M4, $\alpha = 0^\circ$, $U_0 = 40 m.s^{-1}$ (à gauche), $\alpha = 12^\circ$, $U_0 = 30 m.s^{-1}$ (à droite). Soufflerie Eole.

La figure 5.46 montre l'effet des rubans adhésifs sur le bruit large bande.

L'indépendance du bruit large bande avec la position exacte du point de transition est ainsi confirmée.

5.4.3.2 Influence de la vitesse

La figure 5.47 représente l'évolution du bruit de bord de fuite en fonction de la vitesse pour chaque inclinaison expérimentée.

Il est tout d'abord à noter une augmentation importante du niveau acoustique avec la vitesse. En effet, quelle que soit l'incidence, doubler la vitesse entraîne un gain de 10 dB sur les spectres "nettoyés".

5.4.3.3 Impact de l'inclinaison du profil sur le bruit large bande

La figure 5.48 représente les tracés pour différentes inclinaisons des modules des interspectres entre les micros 2 et 4, interspectres correspondant aux spectres du bruit de bord de

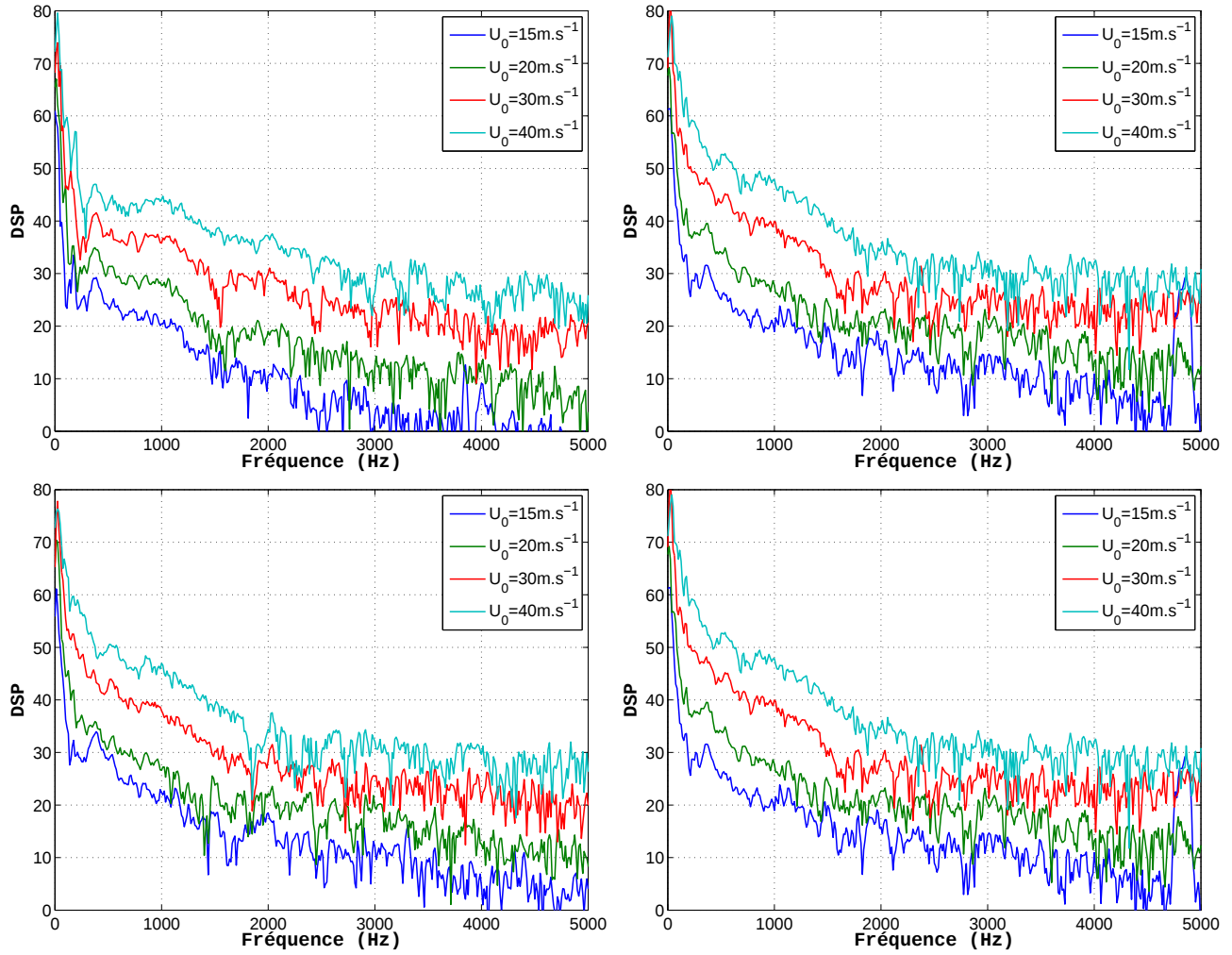


FIG. 5.47 – Effets de la vitesse U_0 sur le bruit large bande de bord de fuite : $\alpha = 0^\circ$ (en haut à gauche), $\alpha = 5^\circ$ (en haut à droite), $\alpha = 10^\circ$ (en bas à gauche), $\alpha = 12^\circ$ (en bas à droite). Soufflerie Eole.

fuite nettoyés du champ diffus.

Les comparaisons avec le tracé du bruit de fond (mesure du bruit sans profil mais avec les flasques) montrent le faible niveau du bruit large bande de bord de fuite, et confirme les réserves avancées concernant certaines configurations. En effet, le champ turbulent au voisinage du bord de fuite est faiblement développé pour les configurations à faible Re_c , et par conséquent la diffraction en ondes acoustiques par le bord de fuite est plus que limitée, ce qui se retrouve sur la figure 5.48.

La mise en incidence du profil engendre une augmentation du niveau de bruit large bande dans la gamme de fréquence 100-1000 Hz, et n'entraîne aucun changement pour le reste du spectre.

L'analyse du bruit large bande de bord de fuite fait donc ressortir sa grande indépendance vis

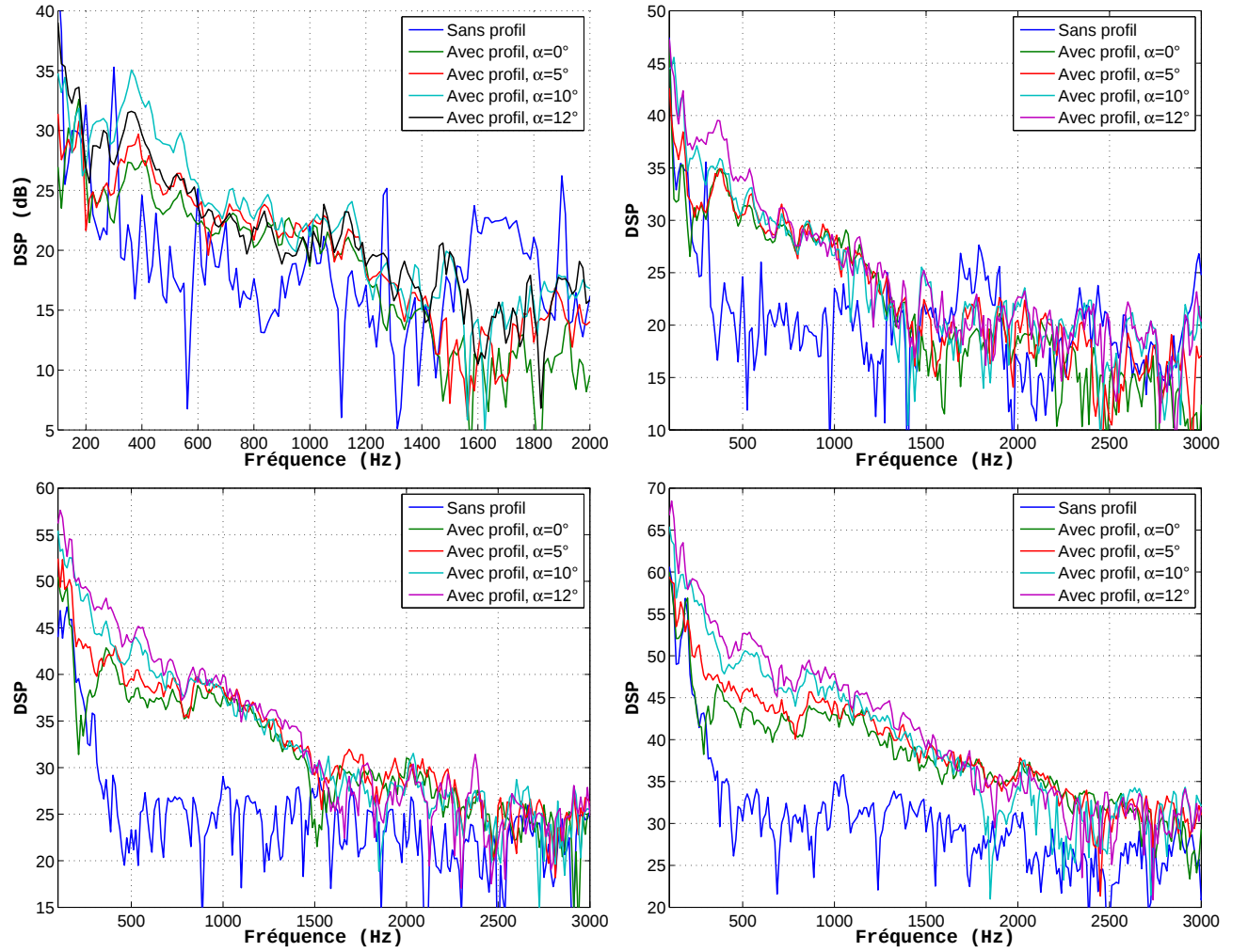


FIG. 5.48 – Effets de l'incidence du profil sur le bruit large bande de bord de fuite : $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ (en haut à gauche), $U_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$ (en haut à droite), $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$ (en bas à gauche) et $U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$ (en bas à droite). Soufflerie Eole.

à vis des conditions dans lesquelles le profil est placé en écoulement (incidence, transition libre ou forcé). En première approximation, ce bruit large bande peut être considéré indépendant de l'inclinaison du profil, même si une augmentation non négligeable à basses fréquences du niveau acoustique émis en champ lointain est à noter et à confronter au modèle aéroacoustique développé.

5.4.3.4 Identification des liens entre turbulence et acoustique

Un des objectifs de ce travail étant de relier le bruit large bande aux caractéristiques de la turbulence de la couche limite au voisinage du bord de fuite, les cohérences et taux de corrélations entre pression acoustique mesurée en champ lointain et données aérodynamiques

disponibles (pression pariétale et vitesse fluctuante au sein et à l'extérieur de la couche limite) sont calculés.

Les cohérences pression pariétale-pression acoustique renvoient un résultat nul, ce qui traduit l'absence d'un lien instantané entre la pression pariétale et la pression acoustique (cf. figure 5.49). De même, aucun lien instantané n'est décelé entre pression acoustique et vitesse fluctuante, que ce soit la composante tangentielle ou normale de la vitesse, au sein ou non de la couche limite (cf. figure 5.49).

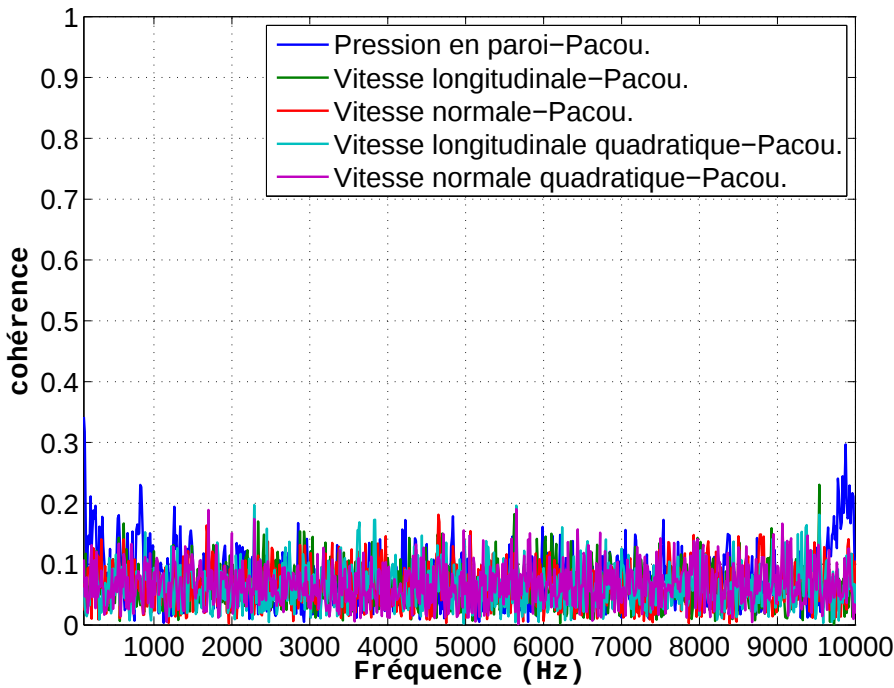


FIG. 5.49 – Tracé des cohérences entre la pression acoustique et la vitesse fluctuante, $U_0=40\text{m.s}^{-1}$, $\alpha = 10^\circ$. Soufflerie Eole.

Afin de compléter l'étude de lien instantané et linéaire entre pression acoustique et champ de pression pariétale, la EPOD est exécutée sur un signal de pression acoustique mesuré en champ lointain. En effet, malgré l'absence de relation instantanée entre pression acoustique et pression pariétale en deux points (cohérence et corrélation nulle), l'idée est ici de déceler un lien éventuel entre la pression acoustique en un point et les modes de pression POD. La décomposition POD fournit une représentation de l'évolution spatiale de la pression pariétale, aussi la EPOD permet-elle d'examiner un lien instantané éventuel entre la répartition spatiale instantanée de celle-ci et la pression acoustique en un point du champ lointain. Les calculs effectués ont clairement montré que le signal de pression acoustique est totalement décorréllé à l'ensemble des modes de pression POD (cf. figure 5.50). Ainsi toute

relation linéaire instantanée entre pression acoustique et grandeurs aérodynamiques est écartée.

Une analyse un peu plus fine permet en fait de confirmer l'absence de lien instantané entre les grandeurs concernées ici. Le modèle aéroacoustique développé au chapitre 1 section 3 suggère en première approximation :

$$S(\omega) = K(\omega).P(\omega) \quad (5.3)$$

où $K(\omega)$ représente la fonction de transfert statistique liant spectre acoustique et spectre aérodynamique.

Cette relation linéaire entre les spectres moyennés n'entraîne toutefois pas la mesure d'un niveau de cohérence entre pression acoustique et pression hydrodynamique.

En effet, le terme en $\langle P1(t).P_{ac}(t - \tau) \rangle$ intervient dans les interspectres de la pression pariétale avec la pression acoustique en champ lointain, et par conséquent dans les cohérences, ce qui impose l'existence d'un lien linéaire entre $P1(t)$ et $P_{ac}(t)$ afin de déterminer un niveau de cohérence. L'expression 5.3 implique une relation linéaire entre $\langle P1(t).P1(t - \tau) \rangle$ et $\langle P_{ac}(t).P_{ac}(t - \tau) \rangle$, mais pas entre les quantités instantanées $P1(t)$ et $P_{ac}(t)$.

Toutefois, en toute rigueur, le champ acoustique généré via le bord de fuite du profil est obligatoirement inclus dans le signal de pression au voisinage de la couche limite. La part acoustique du signal de pression pariétale est cependant certainement noyée dans la partie aérodynamique de ce même signal qui est pour sa part directement lié aux structures turbulentes de la couche limite.

Par conséquent, ce n'est pas parce qu'on a un modèle du type 5.3 que l'on doit déceler une corrélation et cohérence entre la pression hydrodynamique et la pression acoustique en champ lointain non nulle.

Pour les vitesses au sein (ou du moins au voisinage) de la couche limite, le même raisonnement peut être conduit, ce qui implique l'absence de corrélations entre la pression acoustique en champ lointain et la vitesse, d'où l'absence de corrélation et cohérences, d'une part entre la pression acoustique et la vitesse fluctuante (normale et longitudinale), et d'autre part entre la pression acoustique et la valeur quadratique de la vitesse fluctuante.

Il est à noter que la EPOD repose sur ces relations instantanées entre grandeurs. En effet, les données d'entrée de la EPOD sont les matrices des interspectres entre grandeurs pour chaque bloc, et ont par conséquent un lien étroit avec $\langle P(t).P_{ac}(t - \tau) \rangle$. Ainsi, de la même manière qu'un modèle du type 5.3 n'entraîne aucune corrélation et cohérence, ce type de modèle n'implique absolument pas la possibilité d'une reconstruction du signal acoustique par la EPOD. La partie du signal acoustique corrélée à la décomposition POD est nulle quelle que soit la configuration expérimentée.

Ces dernières explications corroborent les mesures effectuées (cf. figure 5.50).

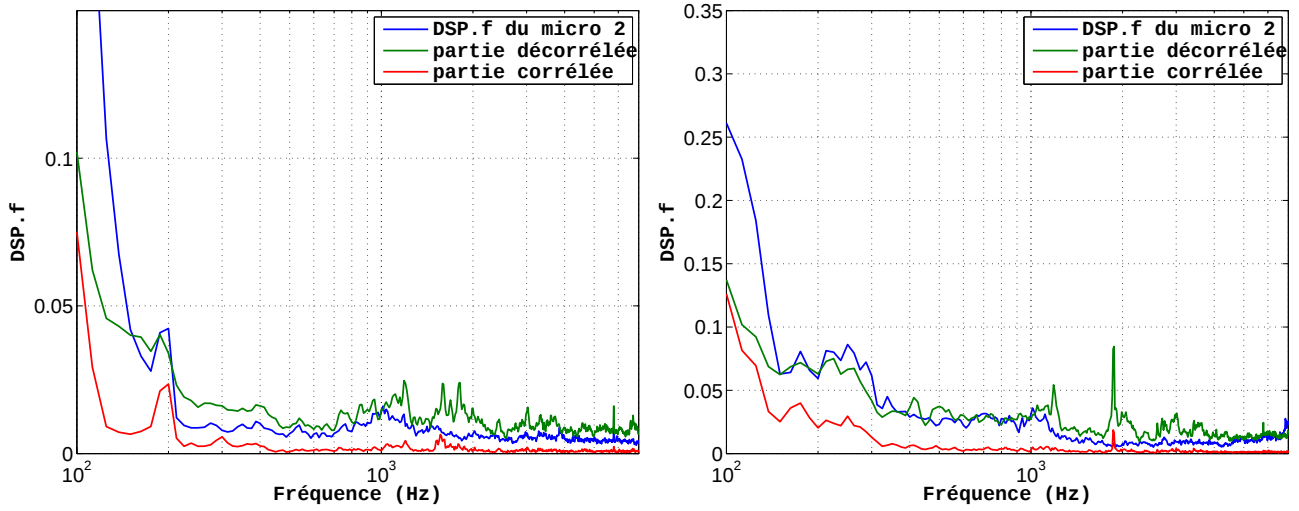


FIG. 5.50 – Résultats de le EPOD avec un signal de pression acoustique, $U_0=40\text{m.s}^{-1}$, $\alpha = 0^\circ$ (à gauche), $\alpha = 10^\circ$ (à droite). Soufflerie Eole.

Par ailleurs, à l'aide des données expérimentales, il est sans doute aisé de déterminer la fonction $K(\omega)$ en exécutant une simple division de nos spectres moyennés (spectre acoustique moyenné sur spectre de pression pariétale moyenné).

La validité du modèle n'est ainsi confirmée que par des mesures statistiques, et la fonction de transfert $K(\omega)$ est un des éléments essentiels nous permettant d'estimer les différences entre l'utilisation de la modélisation de la statistique du champ de pression pariétale de Chase ou Corcos dans le modèle aéroacoustique global.

5.4.3.5 Validité du modèle et confrontation aux expérimentations

Les moyens utilisés permettant de caler et de valider le modèle aéroacoustique global sont l'analyse du nombre sans dimension Nd , la comparaison directe spectre mesuré-spectre estimé, et la confrontation par la fonction $K(\omega)$.

Comparaison directe et analyse du nombre sans dimension Nd

Comme vu au cours du deuxième chapitre, le modèle aéroacoustique développé à partir de la modélisation de Chase fait apparaître un nombre de Strouhal Nd caractéristique de la fréquence centrale du spectre acoustique. Rappelons que la modélisation de Corcos ne permet pas de restituer cette caractéristique. Ce nombre sans dimension dépend directement des constantes liées au modèle de statistique du champ de pression pariétale de Chase.

La figure 5.48 présente l'ensemble des spectres acoustiques expérimentaux. Ceux-ci ne semblent pas faire apparaître de fréquences caractéristiques. Ils présentent tous une décroissance du niveau acoustique avec la fréquence. Ils sont similaires aux tracés estimés par le modèle aéroacoustique utilisant la modélisation de Corcos du champ de pression pariétale (figure 5.51).

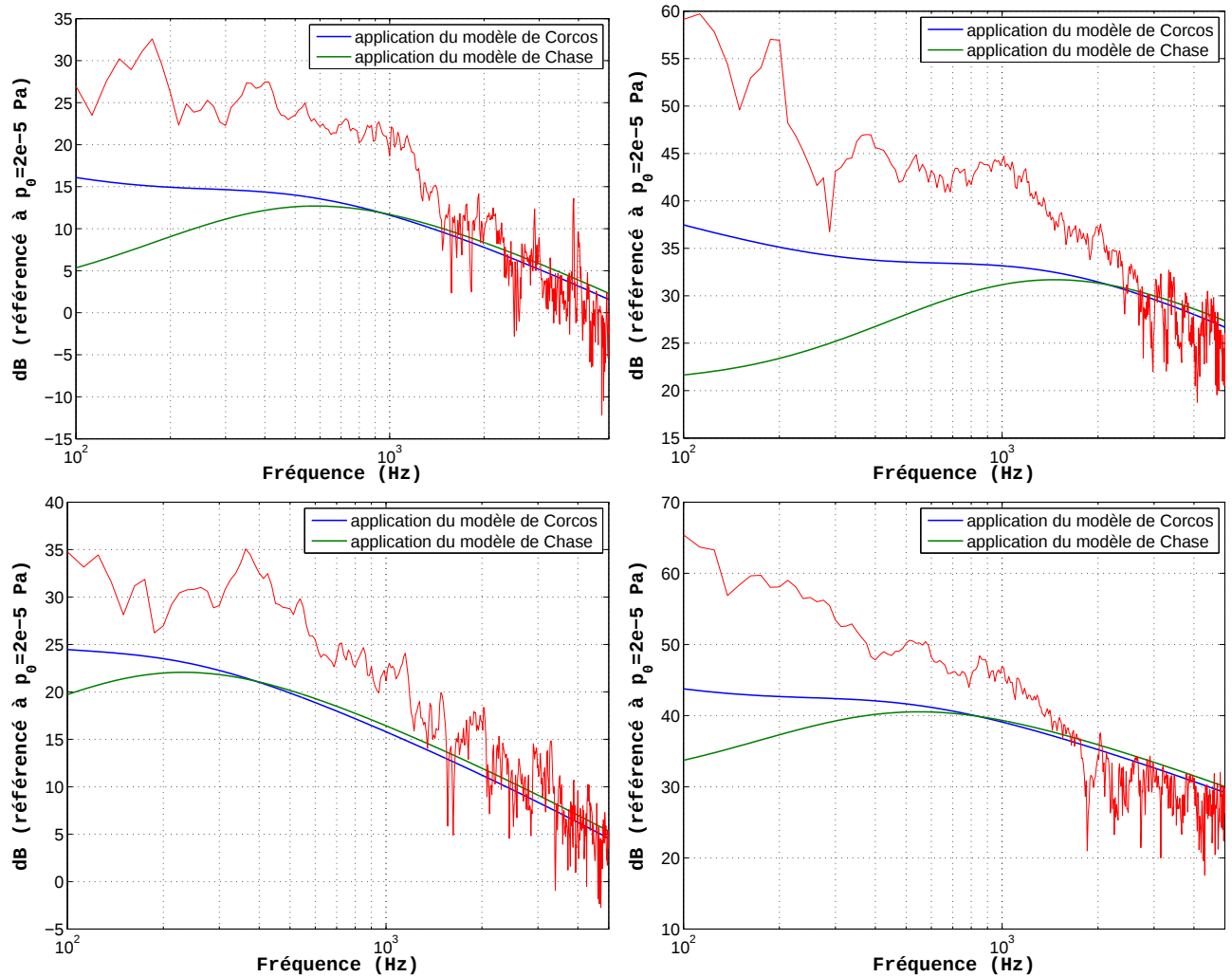


FIG. 5.51 – Comparaison du bruit large bande mesuré (en rouge) avec le bruit estimé, $\alpha = 0^\circ$ (en haut), $\alpha = 10^\circ$ (en bas), $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ (à gauche), $U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$ (à droite). Soufflerie Eole.

Cependant, un spectre acoustique réaliste de bruit large bande présente nécessairement une fréquence caractéristique, comme vu au chapitre 2. Nos spectres expérimentaux apparaissent ainsi beaucoup trop bruités aux basses fréquences. Un tel niveau en basses fréquences peut avoir plusieurs origines, comme par exemple les effets d'installation, ou encore la déviation de l'écoulement due au profil (impliquant l'interaction du sillage du profil avec le collecteur, ou encore avec la couche de cisaillement de la veine d'essai, pouvant conduire à un rayonnement

acoustique basses fréquences important).

Par ailleurs, moyennant une observation de détail des spectres acoustiques (figure 5.48) et considérant les basses fréquences fortement bruitées, il apparaît que les fréquences caractéristiques peuvent être estimées. Sans incidence, la fréquence caractéristique mesurée est proche de 500 Hz pour une vitesse extérieure de 15 m.s^{-1} , et autour de 1000 Hz pour une vitesse U_0 de 40 m.s^{-1} . Avec incidence du profil ($\alpha = 10^\circ$), la fréquence caractéristique mesurée se situe dans la bande 300-400 Hz à 15 m.s^{-1} et - bien que ce soit beaucoup plus difficile à estimer - dans une bande vraisemblable de 400 à 600 Hz à 40 m.s^{-1} .

Sur la figure 5.51 sont également tracés les spectres acoustiques modélisés. Il est clair que les niveaux restitués par les modèles sont très en deçà des mesures, excepté en hautes fréquences. Notons toutefois que nos mesures sont surévaluées en basses fréquences, ce qui ne permet pas de conclure quant à la validité des modèles dans cette gamme de fréquences. Les modèles sous-évaluent les niveaux dans les fréquences moyennes, autour de la fréquence caractéristique. En revanche, et même si la valeur de la fréquence caractéristique qu'ils fournissent est un peu différente des mesures, le comportement général est correctement restitué en termes d'évolution de cette fréquence avec la vitesse et l'incidence : augmentation de la fréquence caractéristique avec la vitesse, diminution avec l'incidence.

Influence des constantes et calage du modèle global

Le modèle aéroacoustique développé dépend de nombreux paramètres. Parmi ceux-ci et comme mentionné par différents auteurs (cf. chapitre 1), il est important de noter que la valeur de la fonction F , qui traduit la façon dont la condition de Kutta est prise en compte, influe fortement sur le niveau global et sur la fréquence centrale du spectre rayonné. Rappelons que l'application de cette condition selon la fréquence reste un des points clé du modèle. Son application partielle (c'est-à-dire sa prise en compte en basses fréquences et sa non prise en compte aux fréquences élevées) implique en effet une diminution importante du niveau acoustique rayonné estimé dans la gamme des basses fréquences, et par conséquent un décalage vers les hautes fréquences de la fréquence centrale. Ceci s'accompagne d'une décroissance du spectre estimé dans les hautes fréquences moins rapide que ce qui est obtenu si on applique totalement ou pas du tout la condition de Kutta (cf figure 5.52).

La condition de Kutta doit donc être adaptée afin d'affiner la modélisation du champ acoustique rayonné.

Avant d'examiner l'influence des autres paramètres du modèle, on examine l'impact de cette condition en modifiant la fonction F . Un coefficient ψ est introduit, la fonction F s'écrivant ainsi :

$$F(\omega\delta^*/W) = \frac{\frac{\psi\omega\delta^*}{W} \frac{W}{U_c}}{1 + \frac{\psi\omega\delta^*}{W}} \quad (5.4)$$

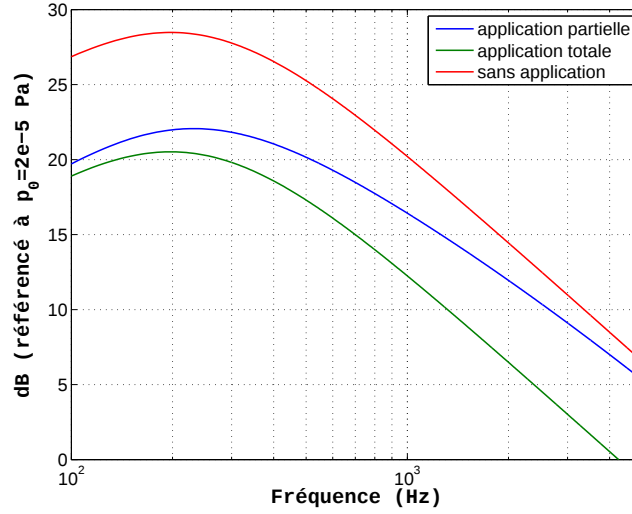


FIG. 5.52 – Comparaison du bruit large bande estimé selon la manière d’appliquer la condition de Kutta, pour la configuration $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 15 m.s^{-1}$. Soufflerie Eole.

le coefficient ψ permettant ainsi de fixer la bande d’influence de la fonction F , et donc la largeur de bande d’application de la condition de Kutta.

La constante multiplicative ψ est dans un premier temps prise égale à 10, puis à 100. La figure 5.53 présente l’effet de cette modification sur les spectres acoustiques estimés. Comme attendu, le niveau estimé aux basses fréquences varie fortement selon que la condition de Kutta y est appliquée ou non, et la fréquence caractéristique se décale légèrement vers les fréquences élevées. Il apparaît par ailleurs que prendre un coefficient ψ égal à 100 conduit à un résultat analogue à la non application de la condition de Kutta. Par contre, la valeur de $\psi = 10$ permet une estimation nettement plus proche des données expérimentales.

L’influence des autres paramètres du modèle aéroacoustique a également été étudiée. Le coefficient c_M , qui traduit le niveau de turbulence associé à l’interaction entre les structures et l’écoulement moyen, joue évidemment un rôle prépondérant sur le niveau global des spectres des fluctuations de pression pariétale sans toutefois en modifier le contenu spectral, avec des conséquences identiques sur le spectre acoustique estimé. Il en est de même, mais dans des proportions cette fois négligeable, en ce qui concerne le coefficient c_T qui traduit le niveau de turbulence associé à l’interaction des structures entre elles. Le coefficient b , qui rend compte de l’épaisseur de la couche limite, implique quant à lui un décalage de la fréquence caractéristique du spectre des fluctuations de pression pariétale et donc de façon identique, du spectre acoustique estimé.

De façon similaire à la fonction F , qui traduit la prise en compte ou non de la condition de Kutta, la vitesse de convection W des structures turbulentes dans le sillage joue un rôle essentiel

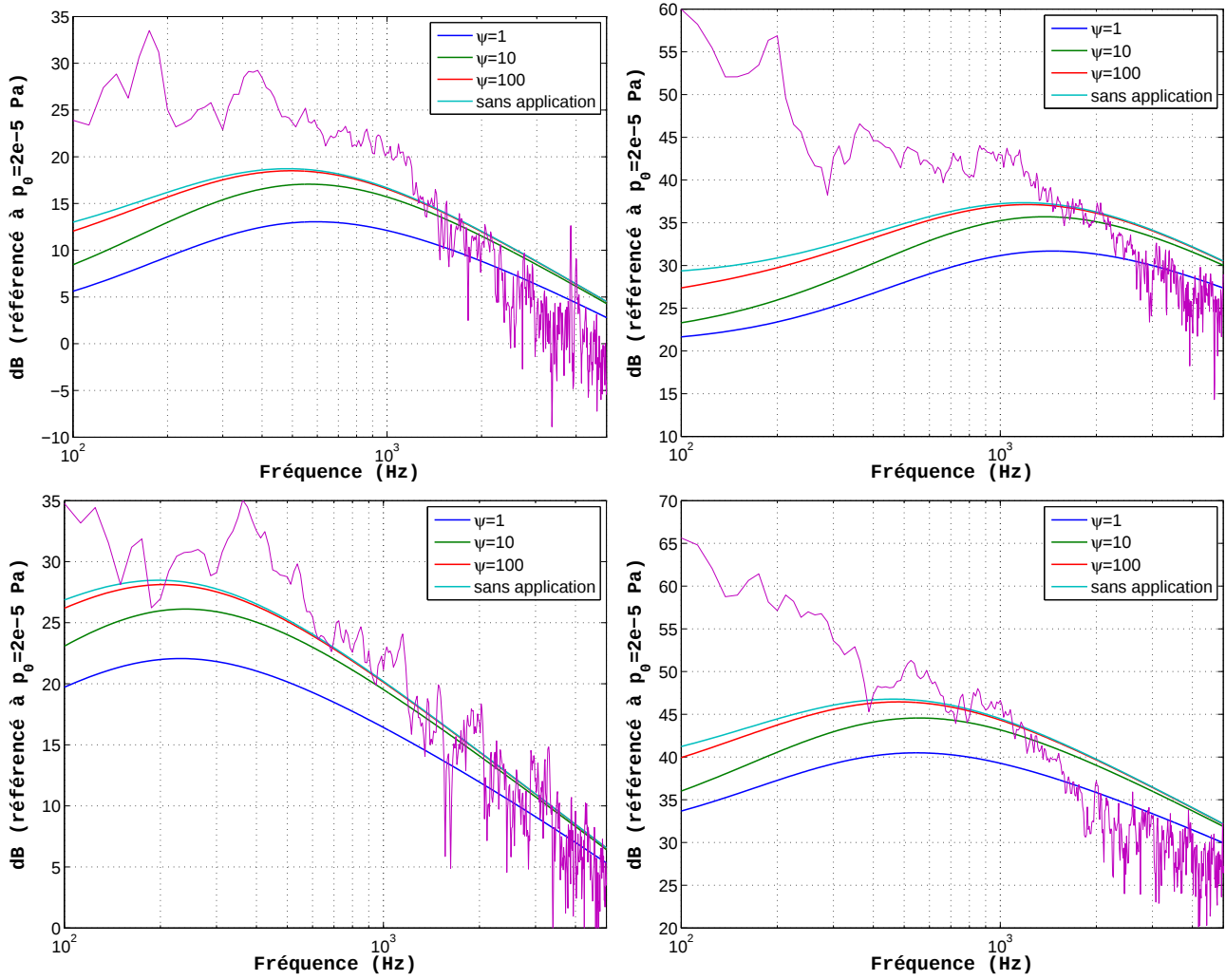


FIG. 5.53 – Comparaison du bruit large bande mesuré (en violet) avec le bruit estimé, $\alpha = 0^\circ$ (en haut), $\alpha = 10^\circ$ (en bas), $U_0 = 15 m.s^{-1}$ (à gauche), $U_0 = 40 m.s^{-1}$ (à droite). Soufflerie Eole.

dans l'estimation du spectre acoustique rayonné. En effet, son impact est fort puisque sa valeur permet d'influer fortement à la fois sur le niveau global et sur la fréquence caractéristique. Cette valeur a ici toujours été considérée constante et égale à $0,3U_0$, constituant par là même une source d'erreur potentielle dans la mesure où il est vraisemblable qu'elle dépend de la configuration considérée, et en particulier de l'incidence du profil. Toutefois, ce choix est en accord avec les hypothèses adoptées précédemment puisque la vitesse de convection U_c des structures sur le profil a elle-même été considérée comme constante et égale à $0,5U_0$, et que toute modification de la valeur de W doit nécessairement impliquer une modification de la valeur de U_c .

Fonction de transfert $K(\omega)$

Après avoir comparé directement les spectres mesurés avec ceux estimés, la fonction de transfert proposée précédemment est déterminée expérimentalement, puis modélisée. Rappelons que cette fonction de transfert $K(\omega)$ renvoie le rapport entre le spectre acoustique moyenné et le spectre des fluctuations de pression pariétale moyenné juste en amont du bord de fuite.

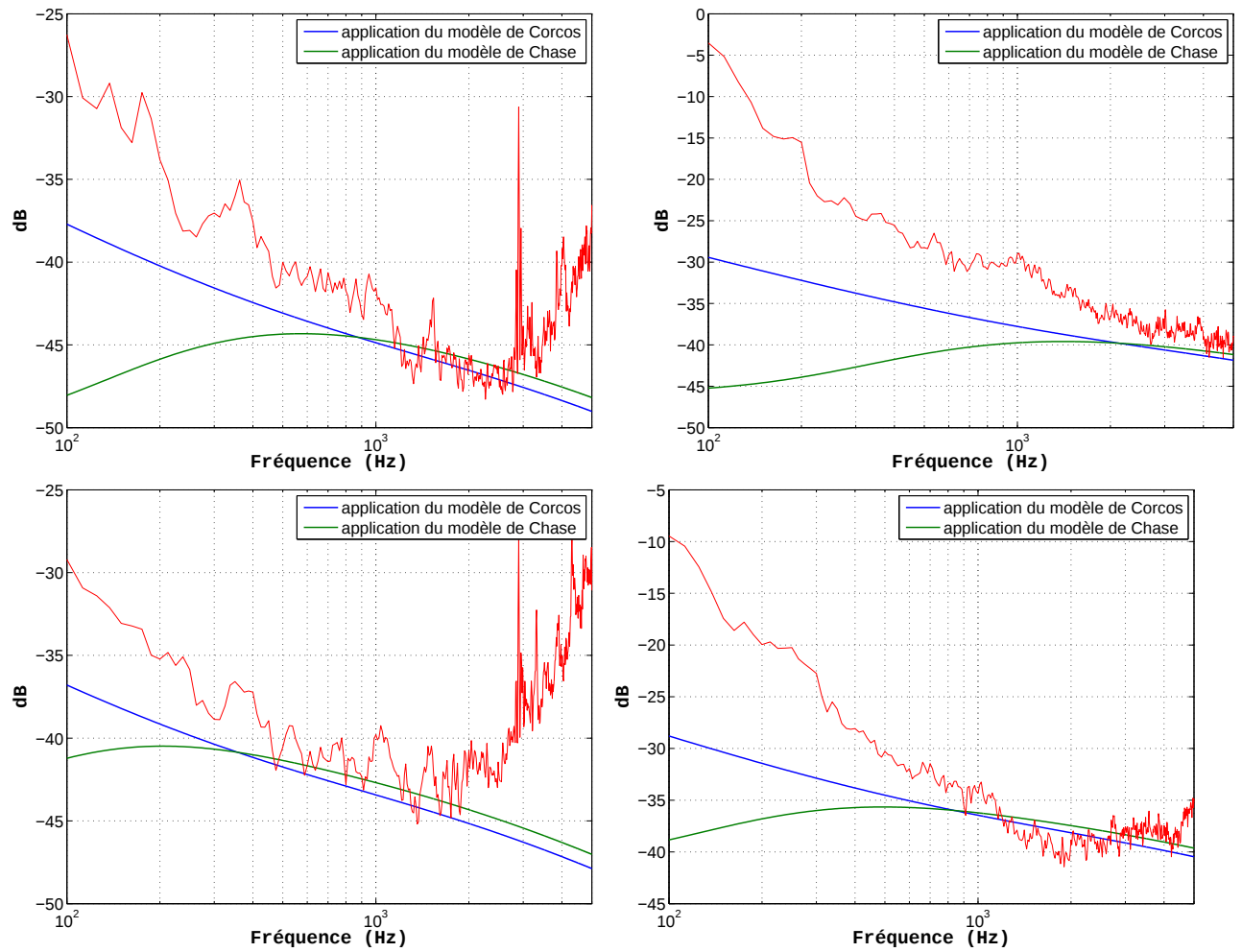


FIG. 5.54 – Comparaison de la fonction de transfert $K(\omega)$ mesurée avec celle estimée, $\alpha = 0^\circ$ (en haut), $\alpha = 10^\circ$ (en bas), $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ (à gauche), $U_0 = 40 \text{ m.s}^{-1}$ (à droite). Soufflerie Eole.

La figure 5.54 montre tout d'abord que l'allure générale de la fonction de transfert $K(\omega)$ est très similaire au spectre acoustique rayonné, excepté bien sûr en niveau. Ce point est tout d'abord lié à ce que le spectre des fluctuations de pression pariétale est quasi constant sur la bande de fréquence considérée, mais surtout représentatif de ce que le spectre rayonné dépend très peu du spectre des fluctuations de pression pariétale déterminé en un seul point.

L'augmentation abrupte du niveau aux hautes fréquences ($f > 6 - 8 kHz$) est due à la correction des signaux acquis par la réponse des capteurs sur le bruit de fond, comme déjà vu en 5.2.1.

Par ailleurs, les résultats expérimentaux et issus de la modélisation présentent la même allure générale aux moyennes fréquences, avec cependant un écart de niveau de l'ordre de 10 à 20 dB aux basses fréquences. Là encore, l'impact de l'application ou non de la condition de Kutta sur la fonction de transfert est examiné et représenté sur la figure 5.55. Les mêmes remarques qu'en ce qui concerne l'estimation du spectre acoustique rayonné peuvent être formulées, excepté celle relative à la fréquence centrale puisque la fonction de transfert $K(\omega)$ ne fait pas apparaître cette caractéristique.

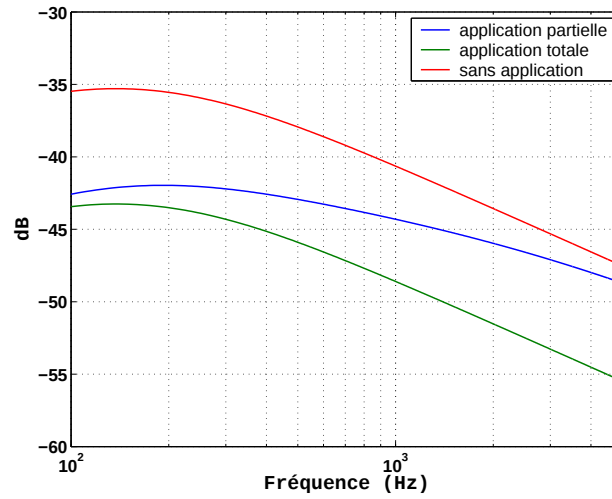


FIG. 5.55 – Comparaison de la fonction de transfert $K(\omega)$ selon la manière d'appliquer la condition de Kutta, pour la configuration $\alpha = 10^\circ$, $U_0 = 15 m.s^{-1}$. Soufflerie Eole.

5.5 Conclusion

Les résultats aérodynamiques et acoustiques présentés au cours de ce chapitre ont permis de préciser le lien étroit entre fluctuations de pression pariétale et spectre acoustique rayonné, et de valider et compléter les différents modèles proposés.

Les données d'entrée hydrodynamiques de ceux-ci, comme l'épaisseur de la couche limite ou la vitesse de convection, ont été déterminées à l'aide de plusieurs méthodes. Par ailleurs, des analyses détaillées du champ de pression pariétale turbulent ont été menées sur la base de méthodes classiques mais également plus élaborées (POD, EPOD). Cet ensemble de données expérimentales a permis de valider puis caler les deux modèles de statistique du champ de pression pariétal retenus. Comme attendu, après calage des diverses constantes, le modèle proposé par Chase s'est avéré le plus apte à la description de la statistique spatio-fréquentielle du champ de pression pariétal. De plus, l'effet de l'incidence du profil sur la structure de la couche limite turbulente a pu être pris en compte dans ce dernier modèle.

Par ailleurs, un lien fort entre fluctuations de pression pariétale et fluctuations de vitesse à l'extérieur immédiat de la couche limite a été clairement mis en évidence, représentatif du contrôle que ces dernières exercent sur la pression turbulente en paroi.

L'étude du rayonnement acoustique associé à l'écoulement autour du profil a permis de retrouver une émission sur des tons purs dès lors que le régime d'écoulement est laminaire sur une des faces. Les conclusions relatives à ce type d'émission, résultant de l'instabilité de la couche limite laminaire, ont permis de confirmer des travaux antérieurs.

Enfin, le modèle aéroacoustique de bord de fuite large bande développé a pu être validé. L'estimation du spectre acoustique rayonné résultant de l'application du modèle de couche limite turbulente proposé par Chase s'est là encore avérée beaucoup plus probante que celle basée sur l'utilisation du modèle de Corcos, notamment de par la présence d'une fréquence centrale dans les spectres estimés. Les effets de la vitesse de l'écoulement et de la mise en incidence du profil ont pu être évalués. Il apparaît globalement, en plus d'une augmentation du niveau, que la vitesse décale le spectre acoustique vers les fréquences élevées, alors qu'une augmentation de l'incidence ramène la fréquence centrale vers les basses fréquences. Ce comportement est correctement reproduit par la modélisation.

Toutefois, les spectres acoustiques estimés sont assez éloignés de ceux obtenus expérimentalement, et le modèle se doit d'être calé en vue d'une estimation correcte de ceux-ci. Ce calage passe principalement par l'application partielle de la condition de Kutta, point important pour ce qui concerne la modélisation du bruit large bande de bord de fuite. La fonction permettant la modélisation de cette condition a pu être améliorée.

Conclusion générale

L'étude effectuée entre dans le cadre de l'analyse et de la modélisation des mécanismes de génération du bruit d'obstacles en écoulement turbulent subsonique. Le champ rayonné par l'interaction fluide-structure au sein d'un écoulement subsonique devient un enjeu essentiel pour nombre d'applications, comme par exemple le bruit des ventilateurs ou encore le bruit des avions en phase d'atterrissage.

Celui-ci est directement lié à l'écoulement sur les parois solides. En effet, que ce soit le bruit dipolaire de paroi ou encore le bruit de conversion d'une partie de l'énergie hydrodynamique en énergie acoustique par un bord, la structure des ondes hydrodynamiques au sein de la couche limite joue un rôle essentiel dans le mécanisme aéroacoustique de génération de bruit. Une connaissance précise de celle-ci est nécessaire pour une bonne modélisation du champ acoustique rayonné. Le bruit dipolaire de paroi est relativement bien appréhendé et peut être estimé à l'aide de l'extension de l'analogie aéroacoustique de Lighthill proposée par Curle. Par ailleurs, de nombreuses études du bruit d'un profil d'aile en écoulement ont montré le coté négligeable du bruit de paroi sur le bruit global. Le champ rayonné est alors essentiellement dû à la conversion d'une partie des ondes hydro-aérodynamiques en ondes acoustiques sur le bord de fuite.

Le travail présenté a ainsi consisté en l'analyse de ce mécanisme de transfert d'énergie hydrodynamique en énergie acoustique par diffraction des ondes hydrodynamiques, et plus particulièrement en l'étude du bruit large bande associé à la mise en écoulement d'un profil d'aile NACA0012. Celui-ci a eu pour principaux objectifs la création d'une base de données expérimentales sur le bruit de bord d'un profil d'aile ainsi que l'analyse et la modélisation de ce mécanisme de génération de bruit.

La base de données résultant de cette étude est ainsi composée de l'ensemble des données mesurées sur deux bancs d'expérimentations. Celle-ci est plus précisément constituée d'un panel de mesures de pressions pariétales instantanées, de vitesses effectuées à l'aide de sondes à fils chauds, et de quelques pressions acoustiques en champ lointain. Différentes techniques ont été et pourront encore être développées pour l'analyse des mécanismes, de même que ces mesures expérimentales pourront être utilisées en vue de la validation de simulations numériques.

Les mesures ont tout d'abord permis une analyse de l'aérodynamique stationnaire et instationnaire autour du profil. De nombreuses grandeurs physiques représentatives de la couche limite sur le profil ont été déterminées (δ , δ^* , U_p , U_c , C_p , H , $C_{p'}$), et rendent compte du caractère attaché et turbulent de la couche limite et de son développement le long du profil. De fortes similitudes entre la couche limite de plaque plane infinie et celle de ce profil d'aile ont été mises en évidence. Il est cependant à noter la profonde modification de la structure de la turbulence de la couche limite au voisinage proche du bord de fuite, dont les caractéristiques dans cette zone s'éloignent de celles d'une couche limite turbulente de plaque plane infinie. Le contenu spectral de la couche limite en amont immédiat du bord de fuite a ainsi été étudié. Cette analyse spectrale a permis de déterminer la bande fréquentielle à fort niveau d'énergie turbulente, la vitesse de convection et la taille des structures tourbillonnaires. Des mesures de pression acoustique ont finalement confirmé la position de la source sonore au voisinage du bord de fuite, la méthode mise en place ayant également permis de nettoyer partiellement le bruit de bord de fuite du profil d'aile du champ diffus résultant des effets d'installation.

Afin d'appliquer la modélisation aéroacoustique développée, le champ de pression pariétale a été modélisé sur la base de deux modèles de couche limite de plaque plane infinie. La validité de ces deux modèles au voisinage du bord de fuite est loin d'être triviale au vu des précédentes conclusions concernant la couche limite turbulente dans cette zone. Ces modélisations ont malgré tout permis de représenter assez finement le champ de pression pariétale en amont immédiat du bord de fuite, excepté aux basses fréquences où seul le modèle de Chase évalue correctement le contenu spectral du champ aérodynamique instationnaire après calage des constantes.

Par ailleurs, la POD, et plus précisément la POD étendue, met en défaut l'hypothèse d'homogénéité de la couche limite, en particulier aux fréquences élevées. Cette hypothèse essentielle à la modélisation du champ de pression pariétale paraît cependant correcte dans la bande de fréquences concernée, et n'est de fait pas limitative pour l'application des modèles.

Un ensemble de cartographies pression pariétale-vitesse fluctuante (quadratique ou non) a montré le lien linéaire fort entre fluctuations de pression et de vitesse - a priori de nature hydrodynamique - à l'extérieur immédiat de la couche limite. Un lien nettement plus modéré entre fluctuations de pression et de vitesse quadratique au sein de cette même couche limite a été mis en évidence. Ceci traduit l'importance relative de l'énergie turbulente associée à l'interaction des structures turbulentes avec la couche de cisaillement comparativement à celle associée à l'interaction des structures turbulentes entre elles, et confirme donc l'hypothèse relative au modèle de Chase ($c_M \gg c_T$).

L'estimation du spectre acoustique rayonné résultant de l'application du modèle de couche limite turbulente proposé par Chase s'est ainsi avérée beaucoup plus probante que celle basée

sur l'utilisation du modèle de Corcos, notamment de par la présence d'une fréquence centrale dans les spectres acoustiques estimés, même si ceux-ci restent assez éloignés de ceux obtenus expérimentalement. La prise en compte de la condition de Kutta a par conséquent été adaptée en vue d'améliorer l'estimation des modèles. Ceci a permis de montrer l'importance des vitesses de convection des structures turbulentes au voisinage amont du bord de fuite et dans le sillage du profil sur la condition de Kutta, et par conséquent sur le modèle aéroacoustique global.

Enfin, l'examen de l'influence de la vitesse extérieure et de l'inclinaison du profil sur la structure de la couche limite turbulente ainsi que sur le champ acoustique rayonné a été mené. La vitesse et l'inclinaison entraînent toutes deux une augmentation du niveau de turbulence au sein de la couche limite, la taille des structures et donc le contenu spectral de celles-ci étant quant à eux directement liés à la vitesse de l'écoulement extérieur.

L'accroissement de la vitesse entraîne naturellement une augmentation du niveau du spectre rayonné ainsi qu'un décalage du spectre acoustique vers les fréquences élevées. L'augmentation de l'incidence du profil ramène la fréquence centrale vers les basses fréquences, provoquant ainsi une hausse sensible du niveau acoustique dans cette gamme de fréquences.

L'effet de l'incidence et de la vitesse apparaît correctement pris en compte par le modèle aéroacoustique global après calage de l'ensemble des paramètres, et le niveau estimé par le modèle est de l'ordre de celui mesuré.

Mentionnons également qu'une analyse du bruit de bord de fuite tonal a été effectuée et a permis de vérifier l'approche et les résultats issus de travaux antérieurs. La nécessité d'une couche laminaire instable sur une des faces du profil, le phénomène hystérésis associé et la multiplicité des tons excités par ce couplage aéroacoustique ont été mis en évidence, confirmant le bien fondé de modèles prédictifs développés dans ce cadre.

Il est clair que l'étude et l'estimation du champ acoustique généré par un profil d'aile en écoulement présentent de nombreuses difficultés inhérentes au mécanisme de génération de bruit lui même, et à la nature du banc d'expérimentation devant être mis en place à cet effet.

Du point de vue de l'analyse des mécanismes, il reste nécessaire d'approfondir la connaissance et la modélisation du mécanisme de conversion d'une partie de l'énergie hydrodynamique en énergie acoustique par un bord effilé. Dans cet objectif, un examen détaillé de la dynamique tourbillonnaire au bord de fuite se doit d'être mené, par exemple par PIV rapide (TR-PIV), permettant notamment de définir le lien entre les structures tourbillonnaires et le champ acoustique rayonné. Ceci doit apporter des précisions sur la condition de Kutta dont la prise en compte constitue un des problèmes clé de la modélisation aéroacoustique. En particulier, la mesure précise de la vitesse de convection des structures cohérentes dans le sillage apparaît

nécessaire, cette grandeur jouant un rôle essentiel sur la condition de Kutta.

Par ailleurs, l'étude de la directivité du champ acoustique rayonné doit permettre de définir de façon précise la nature de la source acoustique associée à la conversion d'une partie des ondes hydrodynamiques sur le bord de fuite du profil d'aile. La modélisation aéroacoustique doit de fait pouvoir en être affinée et confrontée de manière bien plus précise aux expérimentations.

Enfin, le modèle aéroacoustique adopté ici est destiné au cas d'un écoulement sur une seule face du profil, moyennant bien sûr le doublement de la puissance acoustique rayonnée dans le cas présent. Il est clair qu'une modélisation plus rigoureuse exige la prise en compte de la dynamique de l'écoulement autour du profil, et en particulier autour du bord de fuite dans sa globalité, de façon à combiner toutes les contributions instantanées.

Ces perspectives impliquent certaines spécificités et contraintes pour le banc d'expérimentations.

En effet, l'impact des conditions d'installation sur le bruit mesuré est vraisemblablement important, puisque l'écoulement est légèrement dévié dans les configurations avec incidence et que la présence des flasques solides implique la réflexion du bruit rayonné sur celles-ci et la diffraction sur leurs bords. Cette difficulté doit pouvoir être évitée en utilisant des flasques absorbants, perméables aux ondes acoustiques mais imperméables à l'écoulement.

De plus, la couche de cisaillement du jet modifie également la propagation du champ acoustique rayonné. La prise en compte de la réfraction des ondes acoustiques par cette couche de cisaillement doit permettre une amélioration de l'estimation.

Bibliographie

- [1] R. AMIET, Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 41(4)**, pp. 407–420, 1975.
- [2] R. AMIET, Noise due to turbulent flow past a trailing edge, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 47(3)**, pp. 387–393, 1976.
- [3] H. ARBEY & J. BATAILLE, Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **Vol. 134**, pp. 33–47, 1983.
- [4] F. ARCHIBALD, The laminar boundary layer instability excitation of an acoustic resonance, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 38(3)**, pp. 387–402, 1976.
- [5] E. BENARROUS, *Modélisation du champ de pression pariétale*, Métraflu SARL.
- [6] W. K. BLAKE, *Mechanics of flow-induced sound and vibration*, Academic Press, 1986.
- [7] J. BORÉE, Extended proper orthogonal decomposition : a tool to analyse correlated events in turbulent flows, *Experiments in Fluids*, **Vol. 35**, pp. 188–192, 2003.
- [8] T. BROOKS & T. HODGSON, Trailing edge noise prediction from measured surface pressures, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 78(1)**, pp. 69–117, 1981.
- [9] T. BROOKS, M. MARCOLINI & S. DENNIS, Airfoil trailing edge flow measurements and comparisons with theory, incorporating open wind tunnel corrections, *AIAA/NASA 9th aeroacoustics conference*, Williamsburg, 1984.
- [10] T. BROOKS, D. POPE & M. MARCOLINI, *Airfoil Self-Noise and Prediction*, RP 1218, NASA Langley Research Center, 1989.
- [11] H. BRUUN, *Hot-wires Anemometry - Principles and signal analysis*, Oxford University Press Inc., 1995.
- [12] M. BULL, Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers : some reflexions on forty years of research, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 190**, pp. 299–315, 1996.
- [13] F. CHAMPAGNE, C. SLEICHER & O. WEHRMANN, Turbulence measurements with inclined hot-wires, *Journal of Fluid Mechanics*, **Vol. 28**, pp. 153–175, 1973.
- [14] K. CHANDIRAMANI, Diffraction of evanescent waves with applications to aerodynamically scattered sound and radiation from un baffled plates, *Journal of the Acoustical Society of America*, **Vol. 55**, pp. 19–29, 1974.

- [15] D. CHASE, Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 70**, pp. 29–67, 1980.
- [16] D. CHASE, The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 112**, pp. 125–147, 1987.
- [17] L. CHATELLIER, Y. GERVAIS & J. LAUMONIER, Theoretical and experimental investigations of low mach number turbulent cavity flows, *Experiments in Fluids*, **Vol. 36**, pp. 728–740, 2004.
- [18] L. CLARK, The radiation of sound from an airfoil immersed in a laminar flow, *Journal of Engineering for Power*, **Vol. 93**, pp. 366–376, 1971.
- [19] G. CORCOS, The structure of turbulent pressure field in boundary-layer flows, *J. of Fluids Mechanics*, **Vol. 18**, pp. 353–378, 1964.
- [20] J. COUSTEIX, *Turbulence et couche limite*, Cepadues-Editions, 1989.
- [21] D. CRIGHTON, Radiation properties of a semi-infinite vortex sheet, *Proceedings of the Royal Society London*, **Vol. A330**, pp. 185–198, 1972.
- [22] B. CRON & C. SHERMAN, Spatial-correlation functions of various noise models, *Journal of the Acoustical Society of America*, **Vol. 34**, pp. 1732–1736, 1962.
- [23] N. CURLE, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proc. Roy. Soc.*, pp. 505–514, 1955.
- [24] D. FAYOUX, *Etude expérimentale de l'écoulement instationnaire bidimensionnel autour d'un profil d'aile en interaction forte avec un tourbillon*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Décembre 1996.
- [25] B. FERRET, *Etude expérimentale de l'interaction entre un tourbillon isolé et un profil d'aile*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Octobre 1988.
- [26] P. D. FRANCESCANTONIO, A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation, *Journal of Sound and Vibration*, **202**, pp. 491–509, 1997.
- [27] J. GOLLIARD, *Noise of Helmholtz-resonator like cavities excited by a low Mach-number turbulent flow*, Thèse de doctorat, Laboratoire d'Études Aérodynamiques, 2002.
- [28] C. GOUDEAU, Mesures aérodynamiques instationnaires autour d'un profil naca 0012, Diplôme d'Etudes Approfondies, 2001.
- [29] R. HAYDEN, H. FOX & R. CHANAUD, Some factors influencing radiation of sound from flow interaction with edges of finite surfaces, *NASA CR-145073*, 1976.
- [30] C. HOARAU, *Mesures multipoints pression – vitesse pour l'analyse de l'aérodynamique d'écoulements décollés instationnaires - Application aux véhicules terrestres*, Thèse de doctorat, Laboratoire d'Études Aérodynamiques, 2006.

- [31] M. HOWE, Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute, *Journal of Fluid Mechanics*, **Vol. 71**, pp. 625–673, 1975.
- [32] M. HOWE, The influence of vortex shedding on the generation of sound by convected turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, **Vol. 76**, pp. 711–740, 1976.
- [33] M. HOWE, The effect of forward flight on the diffraction radiation of a high speed jet, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 50**, pp. 183–193, 1977.
- [34] M. HOWE, A review of the theory of trailing edge noise, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 61(3)**, pp. 437–465, 1978.
- [35] M. HOWE, Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls, *Journal of the Acoustical Society of America*, **Vol. 90**, pp. 1041–1047, 1991.
- [36] M. HOWE, *Acoustics of Fluid-Structure Interactions*, Cambridge Monographs on Mechanics, 1998.
- [37] M. HOWE, Edge-source acoustic green’s function for an airfoil of arbitrary chord, with application to trailing-edge noise, *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, **Vol. 54 (1)**, pp. 139–155, 2001.
- [38] F. V. HUTCHESON & T. F. BROOKS, Effects of angle of attack and velocity on trailing edge noise, *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, **AIAA-2004-1031**, 2004.
- [39] D. JONES, Aerodynamic sound due to a source near a half-plane, *Journal of the Institute of Mathematics and its Applications*, **Vol. 9**, pp. 114–122, 1972.
- [40] C. KARANGELEN, M. CASARELLA & T. FARABEE, Wavenumber-frequency spectra of turbulent wall pressure fluctuations, *American Society of Mechanical Engineers, Winter Annual Meeting, Flow Noise modeling measurement and control*, **NCA-Vol. 11**, pp. 37–44, 1991.
- [41] J.-F. LARGEAU, *Analyse expérimentale de la dynamique et du rayonnement acoustique d’un écoulement de marche montante*, Thèse de doctorat, Laboratoire d’Études Aérodynamiques, 2004.
- [42] M. J. Lighthill, On sound generated aerodynamically. i. general theory, *Proceedings of the Royal Society London*, **Vol. A211**, pp. 564–587, 1952.
- [43] C. C. LIN, *The Theory of Hydrodynamic Stability*, Cambridge U.P., 1955.
- [44] J. LUMLEY, *The structure of inhomogeneous turbulence*, A.M. Yaglom, V.I. Tatarski, 1967.
- [45] A. MARKOWITZ, *Cross-spectral properties of some common waveforms in the presence of uncorrelated noise*, Technical Report 4947, US Naval Underwater Systems Center, 1975.
- [46] O. MARSDEN, C. BOGEY & C. BAILLY, Direct noise computation around a 3-d naca 0012 airfoil, *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2006.
- [47] E. C. NASH, M. V. LOWSON & A. MCALPINE, Boundary-layer instability noise on aerofoils, *Journal of Fluid Mechanics*, **Vol. 382**, pp. 27–61, 1999.

- [48] C. NOGER, *Contribution à l'étude des phénomènes aéroacoustiques se développant dans la "baignoire" et autour des pantographes du TGV*, Thèse de doctorat, École Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur, 1999.
- [49] A. OBERAI, F. ROKNALDIN & T. HUGHES, Computational procedures for determining structural-acoustic response due to hydrodynamic sources, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg*, **Vol. 190**, pp. 345–361, 2000.
- [50] R. PATERSON, P. VOGT, M. FINK & C. MUNCH, Vortex noise of isolated airfoils, *Journal of Aircraft*, **Vol.10 (5)**, pp. 296–302, 1973.
- [51] A. PIERSOL, Use of coherence and phase data between two receivers in evaluation of noise environments, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 56(2)**, pp. 215–228, 1978.
- [52] S. PÉRENNÈS, *Caractérisation des sources de bruit aérodynamique à basses fréquences de dispositifs hypersustentateurs*, Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Juillet 1999.
- [53] S. PÉRENNÈS & M. ROGER, Aerodynamic noise of a two-dimensional wing with high-lift devices, **AIAA Paper 98-2338**, Juin 1998.
- [54] M. ROGER & S. MOREAU, Broadband self-noise from loaded fan blades, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, **Vol. 42 (3)**, pp. 536–544, 2004.
- [55] M. ROGER & S. MOREAU, Back-scattering correction and further extensions of amiet's trailing-edge noise model. part i : Theory, *soumis au Journal of Sound and Vibration*, 2007.
- [56] R. D. SANDBERG, L. E. JONES, N. D. SANDHAM & P. F. JOSEPH, Direct numerical simulations of noise generated by airfoil trailing edges, *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2007.
- [57] B. SATYANARAYANA & S. DAVIS, Experimental studies of unsteady trailing-edge conditions, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, **Vol. 16**, pp. 125–129, 1978.
- [58] D. H. SCHLICHTING, *Boundary-Layer Theory*, McGraw-Hill, 1979.
- [59] S. F. SHEN, Calculated amplified oscillations in plane poiseuille and blasius flows, *J. Aeronaut. Sci.*, **Vol. 21**, pp. 62–64, 1954.
- [60] C. TAM & N. REDDY, Sound generated in the vicinity of the trailing edge of an upper surface blown flap, *Journal of Sound and Vibration*, **Vol. 52**, pp. 211–232, 1977.
- [61] C. K. TAM, Discrete tones of isolated airfoils, *Journal of the Acoustical Society of America*, **Vol. 55 (6)**, pp. 1173–1177, 1974.
- [62] J. TAYLOR & M. GLAUSER, Towards practical flow sensing and control via pod and lse based low-dimensional tools, *J. Fluids Eng.*, **Vol. 126**, pp. 337–345, 2004.
- [63] J. K. VENNARD & R. L. STREET, *Elementary Fluid Mechanics*, John Wiley & Sons, 1975.

- [64] M. WANG, Computation of trailing-edge noise at low mach number using les and acoustic analogy, *Center for Turbulence Research, Stanford Univ./NASA Ames*, 1998.
- [65] M. WANG, S. LELE & P. MOIN, Computation of quadrupole noise using acoustic analogy, *AIAA Journal*, **Vol. 34**, pp. 2247–2254, 1996.
- [66] J. F. WILLIAMS & L. HALL, Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half-plane, *Journal of Fluid Mechanics*, **Vol. 40**, pp. 657–670, 1970.
- [67] J. F. WILLIAMS & D. HAWKINGS, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **Vol. 264**, pp. 321–335, 1968.
- [68] W. WILLMARTH, Structure of turbulence in boundary layers, *Advances in Applied Mechanics Journal*, **Vol. 15**, pp. 159–254, 1975.

ANNEXE : Le modèle d'épaisseur de couche limite.

L'épaisseur de couche limite apparaît être primordiale dans l'étude. En effet, elle permet d'adimensionner en amplitude les spectres des signaux de pression, et elle rend également possible la prise en compte partielle du gradient de pression sur le modèle de statistique du champ de pression pariétale, par l'intermédiaire de l'estimation de la vitesse de convection U_c .

Brooks [10] a proposé un modèle, propre à ses expérimentations, donnant les épaisseurs au niveau du bord de fuite de la couche limite classique δ et de la couche limite de déplacement δ^* en prenant comme données d'entrée de ces modèles les uniques caractéristiques de la soufflerie, de l'écoulement, du profil NACA0012 (angle d'attaque, corde,...), ainsi que le mode d'établissement de la couche limite turbulente (transition laminaire-turbulent naturelle ou forcée).

Dans un premier temps, Brooks établit des lois pour les configurations sans inclinaison du profil, puis il détermine les modifications à apporter à ces estimations pour obtenir un modèle valable pour tout angle d'inclinaison du profil inférieur à l'angle critique (angle d'inclinaison minimum pour lequel l'écoulement est détaché).

- Ainsi, à 0° d'angle d'attaque, dans le cas d'une couche limite avec transition laminaire-turbulent forcée :

$$\delta_0/c_e = 10^{[1.892 - 0.9045 \log Re + 0.0596(\log Re)^2]} \quad (5.5)$$

et

$$\delta_0^*/c_e = \begin{cases} 0.0601 Re^{-0.114} & (Re \leq 0.3 * 10^6) \\ 10^{[3.411 - 1.5397 \log Re + 0.1059(\log Re)^2]} & (Re > 0.3 * 10^6) \end{cases} \quad (5.6)$$

- Puis, pour une transition naturelle, toujours sans gradient de pression :

$$\delta_0/c_e = 10^{[1.6569 - 0.9045 \log Re + 0.0596(\log Re)^2]} \quad (5.7)$$

et

$$\delta_0^*/c_e = 10^{[3.0187 - 1.5397 \log Re + 0.1059(\log Re)^2]} \quad (5.8)$$

L'évolution de la couche limite avec l'angle d'attaque est bien évidemment différente entre l'extrados et l'intrados. Ainsi, leurs épaisseurs suivent des évolutions différentes.

Pour l'intrados, quel que soit le mode d'établissement de la couche limite (naturel ou forcé), les épaisseurs de couches limites suivent les lois suivantes :

$$\delta_p/\delta_0 = 10^{[-0.04175\alpha_* + 0.00106\alpha_*^2]} \quad (5.9)$$

et :

$$\delta_p^*/\delta_0^* = 10^{[-0.0432\alpha_* + 0.00113\alpha_*^2]} \quad (5.10)$$

Pour la couche limite de l'extrados avec transition forcée, les épaisseurs de couche limite δ_s et δ_{s^*} avec inclinaison du profil sont régies par les règles suivantes :

$$\delta_s/\delta_0 = \begin{cases} 10^{[0.0311\alpha_*]} & (0^\circ \leq \alpha_* \leq 5^\circ) \\ 0.3468(10^{[0.1231\alpha_*]}) & (5^\circ \leq \alpha_* \leq 12.5^\circ) \\ 5.718(10^{[0.0258\alpha_*]}) & (12.5^\circ \leq \alpha_* \leq 25^\circ) \end{cases} \quad (5.11)$$

et :

$$\delta_{s^*}/\delta_0^* = \begin{cases} 10^{[0.0679\alpha_*]} & (0^\circ \leq \alpha_* \leq 5^\circ) \\ 0.381(10^{[0.1516\alpha_*]}) & (5^\circ \leq \alpha_* \leq 12.5^\circ) \\ 14.296(10^{[0.0258\alpha_*]}) & (12.5^\circ \leq \alpha_* \leq 25^\circ) \end{cases} \quad (5.12)$$

Et dans le cas d'une couche limite avec transition libre :

$$\delta_s/\delta_0 = \begin{cases} 10^{[0.03114\alpha_*]} & (0^\circ \leq \alpha_* \leq 7.5^\circ) \\ 0.0303(10^{[0.2336\alpha_*]}) & (7.5^\circ \leq \alpha_* \leq 12.5^\circ) \\ 12(10^{[0.0258\alpha_*]}) & (12.5^\circ \leq \alpha_* \leq 25^\circ) \end{cases} \quad (5.13)$$

et :

$$\delta_{s^*}/\delta_0^* = \begin{cases} 10^{[0.0679\alpha_*]} & (0^\circ \leq \alpha_* \leq 7.5^\circ) \\ 0.0162(10^{[0.3066\alpha_*]}) & (7.5^\circ \leq \alpha_* \leq 12.5^\circ) \\ 52.42(10^{[0.0258\alpha_*]}) & (12.5^\circ \leq \alpha_* \leq 25^\circ) \end{cases} \quad (5.14)$$

Tout ces modèles ont été déterminés dans les conditions expérimentales de Brooks [10], et devront certainement être adaptés à notre problème.