

THÈSE

présentée devant
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Julien GRILLIAT

Contribution à l'étude aéroacoustique des
écoulements de jeu

Soutenue le 18 décembre 2009 devant la Commission d'Examen

JURY

Président :	Pr. Gérard BOIS (rapporteur)
Examineurs :	Pr. Roberto CAMUSSI
	Dr. Damiano CASALINO
	Dr. Joël DELVILLE
	Pr. Lars ENGHARDT
	Dr. Marc C. JACOB (directeur)
	Pr. Stéphane MOREAU (rapporteur)
	Pr. Michel ROGER (directeur)

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

Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

École Centrale de Lyon

NOM Prénom	Corps grade	Laboratoire	Établissement
AURIOL Philippe	<i>Professeur</i>	AMPERE	ECL
BEROUAL Abderrahmane	<i>Professeur</i>	AMPERE	ECL
BURET François	<i>Maître de conférences</i>	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	<i>Directeur de recherche</i>	AMPERE	CNRS/ECL
KRAHENBUHL Laurent	<i>Directeur de recherche</i>	AMPERE	CNRS/ECL
MARTELET Claude	<i>Professeur</i>	AMPERE	ECL
NICOLAS Alain	<i>Professeur</i>	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	<i>Directeur de recherche</i>	AMPERE	CNRS/ECL
SIMONET Pascal	<i>Chargé de recherche</i>	AMPERE	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	<i>Professeur</i>	AMPERE	ECL
VOLLAIRE Christian	<i>Maître de conférences</i>	AMPERE	ECL
HELLOUIN Yves	<i>Maître de conférences</i>	DER EEA	ECL
LE HELLEY Michel	<i>Professeur</i>	DER EEA	ECL
GUIRALDENQ Pierre	<i>Professeur émérite</i>	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	<i>Professeur</i>	DER STMS	ECL
LOHEAC Jean-Pierre	<i>Maître de conférences</i>	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	<i>Professeur émérite</i>	ICJ	ECL
MARION Martine	<i>Professeur</i>	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	<i>Professeur</i>	ICJ	ECL
MUSY François	<i>Maître de conférences</i>	ICJ	ECL
ROUY MIRONESCU Elisabeth	<i>Professeur</i>	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	<i>Maître de conférences</i>	ICJ	ECL
DAVID Bertrand	<i>Professeur</i>	ICTT	ECL

CALLARD Anne-Ségolène	<i>Maître de conférences</i>	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	<i>Maître de conférences</i>	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	<i>Professeur</i>	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	<i>Maître de conférences</i>	INL	ECL
GARRIGUES Michel	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
JOSEPH Jacques	<i>Professeur</i>	INL	ECL
KRAWCZYK Stanislas	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	<i>Chargé de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
MARTIN Jean-René	<i>Professeur émérite</i>	INL	ECL
O'CONNOR Ian	<i>Maître de conférences</i>	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	<i>Professeur</i>	INL	ECL
ROBACH Yves	<i>Professeur</i>	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	<i>Chargé de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	<i>Chargé de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	<i>Directeur de recherche</i>	INL	CNRS/ECL
CHEN Liming	<i>Professeur</i>	LIRIS	ECL
BAILLY Christophe	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	<i>Directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	<i>Directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	<i>Chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	<i>Directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	<i>Chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN Jean-Claude	<i>Professeur émérite</i>	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT Geneviève	<i>Professeur émérite</i>	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	<i>Directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	<i>Maître de conférences</i>	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	<i>Chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
HENRY Daniel	<i>Directeur de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
JUVE Daniel	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	<i>Chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
PERKINS Richard	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
ROGER Michel	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
SCOTT Julian	<i>Professeur</i>	LMFA	ECL
SHAO Liang	<i>Chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL

SIMOENS Serge	<i>Chargé de recherche</i>	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	<i>Maître de conférences</i>	LMFA	ECL
BENAYOUN Stéphane	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	<i>Maître de conférences</i>	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	<i>Maître de conférences</i>	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	<i>Chargé de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	<i>Professeur émérite</i>	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	<i>Chargé de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	<i>Past</i>	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
JUVE Denyse	<i>Ingénieur de recherche</i>	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	<i>Directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	<i>Chargé de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
LOUBET Jean-Luc	<i>Directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	<i>Directeur de recherche</i>	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	<i>Maître de conférences</i>	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	<i>Maître de conférences</i>	LTDS	ECL
SIDOROFF François	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
SINOUE Jean-Jacques	<i>Maître de conférences</i>	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	<i>Professeur</i>	LTDS	ECL
VANNES André-Bernard	<i>Professeur émérite</i>	LTDS	ECL

Remerciements

Je remercie en premier lieu les professeurs Gérard Bois et Stéphane Moreau pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Leurs précieuses remarques ont permis d'améliorer sensiblement la qualité de ce manuscrit.

J'adresse mes sincères remerciements au professeur Michel Roger ainsi qu'au docteur Marc C. Jacob, pour m'avoir encadré, motivé et formé durant trois années et demie. Je leur suis extrêmement reconnaissant de ce qu'ils ont pu me transmettre durant mon séjour au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, tant sur le plan scientifique que didactique. D'égaux remerciements vont au professeur Roberto Camussi, de l'Université de Rome 3, pour m'avoir accueilli au sein de son département et ainsi permis d'approfondir mes recherches.

Le travail présenté dans ce manuscrit n'aurait pu être accompli sans l'aide précieuse des personnels du Centre Acoustique, que je remercie vivement. Je remercie en particulier l'ingénieur Emmanuel Jondeau et le technicien Jean-Michel Perrin, pour leur assistance sans faille durant les mesures. Merci également aux docteurs Castelain et Marsden pour leur disponibilité, leurs conseils et les nombreuses difficultés qu'ils ont su lever. Merci enfin au professeur Michel Misiti pour son aide concernant la décomposition par ondelettes.

Durant ce travail, j'ai pu côtoyer de nombreux doctorants et étudiants, dont l'émulation m'a souvent porté. Je remercie donc dans l'ordre Antoine, Arganthaël, Benjamin, Benjamin, Benoît, Damien, Delphine, Francisco, François, Giovanni, Hélène, Jean-Baptiste, Joanna, Julien, Mélanie, Mickhaïl, Nicolas, Olaf, Sébastien, Thomas, Tiziano, Tomasz et Vincent. Des remerciements particuliers sont adressés aux pensionnaires de la salle Chagall : Cédric "Boum Boum" Batifol, Alexios "Petit Fond" Korakas et Yannick "The Doc" Rozenberg.

Cette thèse constitue par ailleurs la fin de mes études, durant lesquelles le soutien et l'amour constamment renouvelés de mes parents, mes soeur et frère ainsi que de toute ma famille m'ont été extrêmement précieux. Je leur en suis très reconnaissant et les remercie très chaudement.

Enfin, mes remerciements vont à mon épouse Orawan, à qui je dédie cette thèse. Sa patience, son écoute et son enthousiasme, en un mot sa présence, me sont devenus indispensables et sont la source à laquelle j'ai puisé l'énergie nécessaire à ce travail.

Résumé

Lorsqu'une machine tournante est composée d'un rotor et d'une paroi de carter, le jeu désigne l'espace entre l'extrémité des pales et le carter. Ce jeu est le lieu d'écoulements complexes contribuant aux émissions acoustiques des machines tournantes. Si l'aérodynamique de ce type d'écoulements est assez bien comprise, les sources acoustiques liées au bruit propre de jeu ont été peu étudiées jusqu'ici. Ce travail de thèse a pour objectif d'améliorer la compréhension des divers phénomènes résultants d'écoulements de jeu ainsi que de prédire le rayonnement acoustique associé.

La littérature traitant de l'aérodynamique des écoulements de jeu est présentée. Une synthèse bibliographique de l'influence de divers paramètres sur la structure des écoulements de jeu. En particulier, les études sur l'acoustique montrent que la présence d'un jeu peut significativement modifier le niveau de bruit global d'une machine tournante.

Une expérience est réalisée sur une configuration simplifiée constituée d'un profil simple fixe à incidence et jeu variables placé dans un écoulement à bas nombre de Mach. Les mesures sont menées à bien au moyen de diverses techniques, telles que la Vélocimétrie par Imagerie de Particules, l'Anémométrie LASER-Doppler, l'anémométrie par fils chauds ainsi que des mesures de pression statique et instationnaire. Des mesures simultanées de pression pariétale, vitesse et pression acoustique sont également réalisées. Outre une analyse de Fourier statistique des données instationnaires récoltées, des traitements par ondelettes sont décrits. Il est ainsi montré qu'une analyse conditionnelle par ondelettes apporte un éclairage nouveau sur les fluctuations de l'écoulement et le bruit associé.

Une étude paramétrique est menée afin d'observer l'influence de trois paramètres expérimentaux : la vitesse incidente, l'angle d'attaque et le jeu. Les principaux résultats ainsi que les lois d'évolution qui en découlent sont discutés.

Cette étude paramétrique montre que l'angle d'attaque et le jeu exercent une influence très importante sur la structure de l'écoulement de jeu. D'une part, l'angle d'attaque influe sur le gradient de pression entre l'intrados et l'extrados responsable de l'écoulement de jeu. D'autre part, le rapport entre l'épaisseur du profil et le jeu conditionne les phénomènes ayant lieu au sein du jeu : si ce rapport est suffisamment faible, l'écoulement se détache de l'arête intrados et donne naissance à un jet transverse qui se développe alors au sein du jeu et interagit avec l'écoulement incidente en sortie de jeu.

Par ailleurs, deux sources acoustiques sont mises en évidence. La première est liée à des structures tourbillonnaires convectées le long de l'arête extrados et diffractées par le bord de fuite. Cette source contribue au rayonnement acoustique à basse fréquence, la puissance rayonnée étant proportionnels à la puissance 5 de la vitesse. La seconde source est générée par de petites structures turbulentes se formant sur l'arête extrados dans la couche de mélange du jet. Il en résulte un rayonnement à haute fréquence dont la puissance sonore évolue selon la puissance 7 de la vitesse.

Enfin, de récents développements de la théorie d'Amiet sont également mis en application dans le cadre de la présente étude, permettant des prédictions de bruit de bord de fuite réparti. Une comparaison est réalisée entre le bruit de bord de fuite mesuré lors de l'étude expérimentale et celui prédit par le modèle d'Amiet, pour lequel les paramètres d'entrée sont obtenus soit expérimentalement soit par une simulation RANS de l'écoulement. Par ailleurs, un modèle basé sur une approche statistique similaire à celle proposée par Amiet est proposé pour prédire le champ rayonné par la source basses fréquences de l'écoulement de jeu. Les premières comparaisons avec les mesures en champ lointain montrent un comportement satisfaisant du modèle.

Un modèle prédisant les rayonnement de la source à basses fréquences est développé, basé sur une approche statistique similaire à celle proposée par Amiet. Des pistes sont évoquées afin de prédire le rayonnement des autres sources.

Abstract

For fans with a rotor confined by a casing, such as encountered in turbomachinery, the spacing between the blade tips and the casing wall is referred to as gap or tip clearance. Complex flows take place in this region that contributes to the overall sound generation of the fan. Although the aerodynamic features of tip clearance flows have been extensively investigated in the past, associated sound generation mechanisms are not yet well understood. The objective of the present study is on one hand to improve the understandings of tip leakage flow and its associated broadband noise. On the other hand, efforts are put towards tip leakage broadband noise prediction.

The literature review reveals the influence of the gap size onto the flow is highlighted. Studies about tip flow related noise show indeed that the gap does have an effect onto the noise radiated from turbomachines.

A experiment carried out on a simplified configuration, which consists of a single non rotating blade with tunable incidence and gap, is presented. Measurement techniques include Particle Image Velocimetry, LASER-Doppler Anemometry, Hot-Wire Anemometry as well as steady and unsteady pressure measurements. The data are then post-processed using the classical Fourier analysis as well as advanced techniques based on the wavelet theory. The wavelet approach is presented and discussed on the basis of the available data set.

A parametric study was conducted in order to determine the influence of the flow velocity, the angle of attack and the gap. Its main results as well as evolution laws are reported and discussed.

The parametric study shows that both angle of attack and gap have a strong influence onto the tip gap flow structure. On one hand, the angle of attack modifies the pressure gradient generated between the pressure and suction side which drives the flow through the gap. On the other hand, the flow structure within the gap is related to the blade thickness to gap ratio : when this ratio is small enough, the flow detaches from the pressure side edge and develops into a cross stream jet as it leaves the gap and eventually rolls up into the large vortical structure, the tip vortex.

Two acoustic sources are highlighted. One is due to vortical structures that are convected along the suction side edge and are scattered as they pass nearby the trailing edge. This source is found to radiate in a low frequencies domain and its sound power level scales with the fifth power of the velocity. The other source is related to small turbulent structures that are generated by the tip leakage jet shear layer near the suction side edge. The sound is radiated in a high frequency range and its sound power level scales with the seventh power of the velocity.

Finally a recent extension of Amiet's theory is applied both to experimental and RANS data in order to predict the distributed trailing edge noise. These predictions are compared to far field measurements. Moreover, a model for the prediction of the low frequency tip flow source is derived from the trailing edge noise theory. According to comparisons with experimental data, it leads to reasonable estimate of the far field contribution.

Table des matières

Remerciements	v
Résumé	vii
Nomenclature	1
Introduction	3
1 Phénoménologie de l'écoulement de jeu	9
1.1 L'écoulement de jeu	9
1.1.1 Tourbillon de jeu	9
1.1.2 Ecoulement dans le jeu : bulle de recirculation et tourbillons secondaires	11
1.2 Influence de divers paramètres	13
1.2.1 Cas de faible jeu	13
1.2.2 Influence du jeu sur le TJ dans le cas de jeu importants	14
1.2.3 Influence du jeu sur l'écoulement secondaire	15
1.2.4 Influence du carter et d'éventuels étages amonts	15
1.2.5 Paramètres adimensionnels	16
1.3 Etudes aéroacoustiques expérimentales	17
1.4 Conclusion	19
2 Montage expérimental et systèmes d'acquisition	21
2.1 Description du montage expérimental	22
2.2 Vélocimétrie par Imagerie de Particules	24
2.2.1 Description du matériel et calibration	25
2.2.2 Configurations expérimentales	26
2.2.3 Procédures de dépouillement des résultats	26
2.3 Mesures de pressions pariétales statiques et fluctuantes	28
2.3.1 Description du matériel et calibration	29
2.3.2 Configurations expérimentales	30
2.3.3 Procédures de dépouillement des résultats	30
2.4 Anémométrie par fils chauds	31

2.4.1	Description du matériel et calibration	31
2.4.2	Configurations expérimentales	32
2.4.3	Procédures de dépouillement des résultats	33
2.5	Anémométrie par LASER Doppler	33
2.5.1	Description du matériel et calibration	34
2.5.2	Configurations expérimentales	34
2.5.3	Procédures de dépouillement des résultats	34
2.6	Directivité du champ acoustique lointain	35
2.6.1	Description du matériel et calibration	35
2.6.2	Configurations expérimentales	36
2.6.3	Procédures de dépouillement des résultats	36
2.7	Mesures simultanées de vitesses et de pressions instationnaires	36
2.7.1	Mesures PIV/Pressions pariétales/Champ lointain	37
2.7.2	Mesures LDA/Pressions pariétales/Champ lointain	37
3	Résultats expérimentaux en configuration de référence	39
3.1	Écoulement à mi-envergure	39
3.1.1	Pression statique	39
3.1.2	Champs de vitesse	40
3.1.3	Écoulement instationnaire	42
3.2	Écoulement dans la zone de jeu	43
3.2.1	Vitesse moyenne et efficace	43
3.2.2	Pressions pariétales	47
3.3	Acoustique en champ lointain	50
3.4	Recherche de sources acoustiques	54
3.4.1	Cohérence pression-pression	54
3.4.2	Cohérence pression-vitesse	59
3.5	Conclusions	66
4	Etude paramétrique	67
4.1	Influence de la vitesse de l'écoulement incident	67
4.1.1	Champ aérodynamique à mi-envergure	67
4.1.2	Champ aérodynamique dans la zone de jeu	69
4.1.3	Champ acoustique	77
4.2	Influence de l'incidence	80
4.2.1	Champ aérodynamique à mi-envergure	80
4.2.2	Champ aérodynamique dans la zone de jeu	82
4.2.3	Acoustique en champ lointain	88
4.3	Influence de la taille du jeu	89
4.3.1	Distribution de pression statique	89

4.3.2	Champ aérodynamique dans la zone de jeu	90
4.3.3	Cohérence entre fluctuations de pression pariétale	94
4.3.4	Acoustique en champ lointain	94
4.3.5	Cohérence : pression acoustique / pression pariétale	97
4.4	Conclusions	98
5	Analyse conditionnelle des résultats expérimentaux à l'aide de la théorie des ondelettes	101
5.1	Présentation de l'analyse conditionnelle par ondelettes	101
5.1.1	Intermittence et ondelettes	101
5.1.2	Méthode d'auto-conditionnement	103
5.1.3	Méthode de conditionnement croisé	104
5.1.4	Paramètres de calcul	104
5.2	Etude conditionnelle croisée vitesse/pression et pression /pression	109
5.2.1	Etude à mi-envergure	109
5.2.2	Etude en extrémité de profil le long de l'arête extradados	110
5.3	Identification de sources acoustiques	114
5.3.1	Etude conditionnelle entre le champ lointain et l'arête extradados de l'extrémité du profil	114
5.3.2	Etude conditionnelle croisée PIV/pression	116
5.4	Influence de la vitesse incidente	118
5.4.1	Etude à mi-envergure	118
5.4.2	Etude en extrémité de profil le long de l'arête extradados	122
5.4.3	Etude en champ lointain	127
5.5	Conclusions	128
6	Modèle de prédiction du bruit propre	131
6.1	Bruit de bord de fuite : approche par rafales de pression en paroi	131
6.1.1	Détermination des sources	132
6.1.2	Calcul de la pression acoustique en champ lointain	134
6.1.3	Calculs prédictifs à l'aide de données expérimentales	135
6.1.4	Calcul prédictif à l'aide de données numériques	142
6.2	Adaptation du modèle d'Amiet au bruit de jeu	147
6.2.1	Approximation de faible jeu	148
6.2.2	Développement du modèle	148
6.2.3	Calculs et résultats	154
6.3	Conclusions	158
	Conclusions	161

A	Détails des configurations de mesure	165
A.1	Vélocimétrie par Imagerie de Particules	165
A.2	Mesures de pressions pariétales statiques et fluctuantes	165
A.3	Anémométrie par fils chauds	167
A.4	Anémométrie par LASER Doppler	168
A.5	Directivité du champ acoustique lointain	169
B	Détails du montage expérimental : mesures de pression	171
B.1	Détail des sondes de pression	171
B.2	Méthode de calibration	172
C	Comparaison des divers moyens de mesure	177
C.1	Comparaison à mi-envergure	177
C.2	Comparaison dans la zone de jeu	177
D	Modèle potentiel du tourbillon de jeu	179
E	Vers la modélisation de la source à hautes fréquences	183
E.1	Modèle de Dunne et Howe	183
E.1.1	L'analogie de Howe	184
E.1.2	Approximation du modèle en hautes fréquences	184
E.1.3	Implémentation et résultats	186
E.2	Dynamique des tourbillons incidents	188
E.2.1	Modèle de Guo	188
E.2.2	Autres modèles tourbillonnaires	191
E.3	Conclusions	191
	Bibliographie	193

Lettres romaines

c	corde du profil	[m]
C_0	Vitesse du son dans l'air	[m/s]
C_p	coefficient de pression pariétale	
E	tension du Fil Chaud	[V]
e	épaisseur maximale du profil	[m]
f	fréquence	[Hz]
f_c	fréquence centrale	[Hz]
h	jeu	[m]
P_0	pression de référence	[Pa]
p	pression	[Pa]
Re	Nombre de Reynolds basé sur le corde	
r	Echelle de résolution	[s]
T	Seuil de détection	
t_{propa}	Temps de propagation dans un tube capillaire	[s]
t_0	Instant de détection	[s]
U	Vitesse moyenne longitudinale	[m/s]
U_0	Vitesse incidente	[m/s]
u'	Vitesse longitudinale efficace	[m/s]
V	Vitesse moyenne transverse	[m/s]
v'	Vitesse transverse efficace	[m/s]

Lettres grecques

α	angle d'attaque	[°]
δ	épaisseur de couche limite	[m]
Θ	Angle d'écoute	[°]
Φ_0	Fonction erreur complexe	
Ψ	Ondelette mère	
Ω_{rel}	Vorticité instantanée relative	[Hz]

Indices

f fluide

Symboles

$\Re[X]$ partie réelle de X

X_{std} écart-type moyen de X

$\langle X \rangle$ valeur moyenne de X

Abréviations et acronymes

BA Bord d'attaque

BF Bord de fuite

DSP Densité spectrale de puissance

HWA Anémométrie par Fil Chaud

LDA Anémométrie par LASER Doppler

PIV Vélocimétrie par Imagerie de Particules

TJ Tourbillon de jeu

TS Tourbillon de séparation

Introduction

Contexte de l'étude

Les écoulements de jeu

Les écoulements de jeu sont très fréquemment rencontrés dans le domaine des machines tournantes. En effet, de nombreuses machines tournantes sont équipées d'un carénage (ou carter) et l'espacement entre l'extrémité de chaque pale du rotor et le carter définit un jeu qui est le siège d'écoulements souvent très rapides et perturbés. Cette configuration se retrouve ainsi principalement en turbomachines (compresseurs, turbines, et surtout la soufflante) où les jeux restent faibles, mais également dans les applications terrestres (secteur automobile et ferroviaire) et navales (hélices de propulsion), où des jeux plus importants sont tolérés.

La principale difficulté posée par les écoulements de jeu est liée aux pertes aérodynamiques qu'ils engendrent. De surcroît ces perturbations alimentent les sillages du rotor et, le cas échéant, l'interaction avec le stator redresseur de la machine. Parmi tous les phénomènes liés à l'écoulement de jeu, le tourbillon marginal, qualifié dans ce contexte de tourbillon de jeu, est l'effet le plus caractéristique. Une illustration de ce phénomène est donnée sur la figure 1.

Dans le secteur naval, les écoulements de jeu ont été étudiés pour leur rôle dans la cavitation, qui peut se produire au sein du tourbillon de jeu où la pression peut devenir inférieure

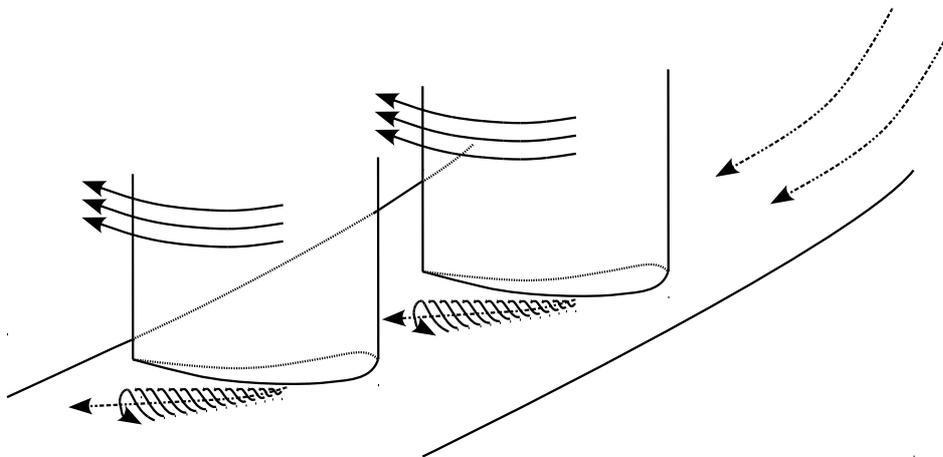


FIG. 1: Exemple d'écoulement de jeu.

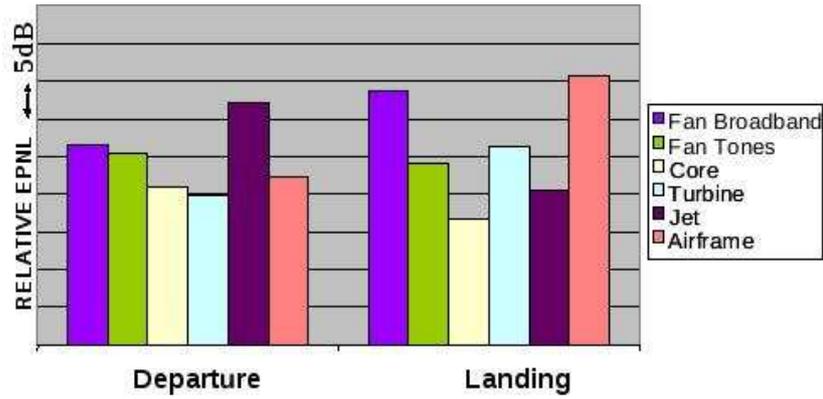


FIG. 2: Répartition des sources acoustiques sur un avion en phase de décollage (gauche) et d'atterrissage (droite).

à la pression de vaporisation de l'air. La cavitation est dommageable non seulement aux pièces mécaniques mais également à la discrétion du bâtiment, ce qui n'est pas toléré dans les applications militaires. L'acoustique est de ce fait associée depuis longtemps à l'étude des écoulements de jeu dans ce domaine.

Ce n'est que plus récemment, depuis que la nuisance sonore des avions est devenue un critère économique important, que le rayonnement acoustique des écoulements de jeu a commencé à être étudié dans le contexte des turbomachines.

Enjeux acoustiques

En effet, les normes environnementales aux abords des aéroports se sont considérablement durcies sur le plan acoustique suite à l'explosion de trafic aérien durant ces dernières décennies. Les récents progrès des constructeurs aéronautiques ont bouleversé la hiérarchie des sources acoustiques. Ainsi, l'éjection de l'air à la sortie de la turbomachine est la source principale au décollage et en configuration de vol, tandis que l'aérodynamique externe (volets et becs, trains d'atterrissage) est la source dominante à l'atterrissage. Le bruit à large bande de l'étage soufflante-redresseur est quant à lui la deuxième source de bruit dans toutes les configurations (bruit de raies non compris). Ce bruit à large bande de l'étage soufflante-redresseur est devenu une source secondaire particulièrement efficace puisqu'elle est de 3 à 6 dB en retrait par rapport à la source dominante (cf. figure 2) notamment au décollage et à l'atterrissage.

On isole trois types de sources liées à l'étage soufflante-redresseur :

- L'écoulement à l'extrados des pales, turbulent, est le lieu d'apparition de petites structures tourbillonnaires dont l'interaction avec le bord de fuite des pales génère du son. Ce phénomène est appelé bruit de bord de fuite.
- L'impact des sillages des pales de la soufflante (ou du rotor) sur le stator situé en aval est généralement considéré comme la source prépondérante. Elle résulte d'un bruit de raies lié au fait qu'un sillage peut être intercepté par plusieurs aubes et d'une composante de

bruit à large bande provenant des petites structures turbulentes des sillages du rotor. Le bruit de raies est subjectivement perçu comme l'un des plus pénibles et contribue à environ 50% du bruit de l'étage. Ce phénomène est appelé bruit d'interaction.

- L'écoulement dans la zone de jeu précédemment cité. Ce phénomène est appelé bruit de jeu.

Si les phénomènes de bruit de bord de fuite et d'interaction commencent à être bien maîtrisés en termes de physique et d'ingénierie prédictive, le bruit de jeu ne fut que sporadiquement l'objet d'études scientifiques. Celui-ci est en effet très complexe, les phénomènes physiques inhérents étant complètement différents selon le caractère subsonique ou supersonique de l'écoulement (apparition de composantes tonales dans ce dernier cas, phénomène appelé "buzz-saw noise") et donc dépendants des phases de vols (décollage/atterrissage).

Défis de l'étude des écoulements de jeu

Sur le plan expérimental, l'étude aéroacoustique des écoulements de jeu se heurte jusqu'ici à une limite imposée par la complexité des configurations concernées. Il est difficile de déterminer le rôle particulier des différents mécanismes impliqués dans le bruit de jeu. Ainsi, l'un des défis consisterait à trouver une configuration minimale dans laquelle il n'y ait ni interaction avec des obstacles à l'aval, ni interaction avec des perturbations amont liées à la rotation (instabilités tournantes).

Par ailleurs, l'étude numérique des écoulements de jeu a considérablement progressé ces dernières années conjointement avec l'essor des outils numériques et de la puissance des calculateurs. Plus précisément, après avoir été appréhendés par des méthodes fondées sur une représentation statistique de la turbulence (RANS), les écoulements de jeu commencent à faire l'objet de simulations instationnaires (LES, DES, etc.).

Actuellement, il reste à poursuivre cet effort, notamment en l'étendant à des écoulements compressibles puis à l'aéroacoustique numérique et en validant ces nouvelles simulations sur des configurations plus simples bien documentées par des résultats expérimentaux. L'un des défis majeurs dans ce domaine reste d'obtenir une bonne estimation du champ de pression pariétale, indispensable à une prédiction réaliste du bruit rayonné. Là encore, il est impératif de commencer par des configurations génériques les plus proches possibles de configurations actuellement accessibles à l'aéroacoustique numérique avant de s'orienter vers des assemblages plus proches de la réalité industrielle. Les principales difficultés rencontrées même lors de l'étude de tels cas tests ont été identifiées au cours du projet Européen PROBAND.

Enfin, puisque les méthodes numériques instationnaires et l'aéroacoustique numérique sont encore loin de pouvoir répondre aux objectifs industriels, les méthodes numériques basées sur une représentation statistique de la turbulence (RANS) sont les seules utilisées dans les bureaux d'études. C'est pour cela que le développement de modèles semi-analytiques de pré-

diction du bruit de jeu reste d'actualité. L'intérêt de tels modèles est de pouvoir prédire le spectre du bruit rayonné à partir des seules données stationnaires issues d'une prédiction RANS de l'écoulement. A l'heure actuelle, il n'existe pas de tel modèle semi-analytique s'appliquant au bruit de jeu mais seulement des modèles tourbillonnaires de principe. Là encore, d'importants défis restent donc à relever. L'un des enjeux consiste notamment à établir un lien entre l'écoulement moyen ou sa structure tourbillonnaire et les statistiques des fluctuations de pression pariétale.

Objectifs et plan de l'étude

L'étude présentée ici a été réalisée dans le cadre du projet de recherche Européen PRO-BAND, qui s'intéressait à la modélisation et la prédiction analytique ou numérique du bruit à large bande généré par l'étage soufflante-redresseur des turbomachines. Plus particulièrement, nos travaux visaient à améliorer la compréhension des mécanismes d'émission sonore des écoulements de jeu grâce à une expérience en soufflerie anéchoïque, ainsi qu'à contribuer au développement de modèles de prédictions acoustiques se basant sur des calculs RANS.

A cet effet, les travaux expérimentaux ont été menés sur une configuration simplifiée du problème posé par l'écoulement de jeu, constituée d'un profil simple à calage et jeu variables placé dans un écoulement à bas nombre de Mach.

La présente étude tente de répondre à un triple objectif :

- Le premier consiste à caractériser les mécanismes de génération de bruit directement liés à l'écoulement dans la zone de jeu. Pour cela, notre étude se propose de mesurer simultanément certaines grandeurs aérodynamiques locales et la pression en champ lointain, ce qui n'a pas encore été effectué dans ce type de configuration ; de plus elle met en œuvre des techniques originales d'analyse conditionnelle par ondelettes,
- Le second objectif est de constituer une base de données expérimentales et de mettre en évidence le rôle des principales grandeurs caractéristiques de cet écoulement. Plus précisément, notre étude s'applique à caractériser l'influence de la charge, du nombre de Reynolds et du jeu sur l'écoulement et le bruit rayonné,
- Le dernier, quant à lui, est de développer des modèles semi-analytiques de prédiction du bruit à large bande. Ces modèles sont soit basés sur une décomposition des perturbations de pression en rafales turbulentes soit sur des perturbations de vitesse constituées de tourbillons dans des écoulements à potentiel.

Notre manuscrit expose les principaux résultats de cette investigation en six chapitres.

Le premier chapitre, qui s'appuie sur une synthèse bibliographique, est consacré à une description des écoulements de jeu et des paramètres qui les gouvernent.

Le second chapitre est dédié à la description du dispositif expérimental et des méthodes de mesures utilisées.

Les résultats obtenus dans une configuration dite de référence sont présentés dans le chapitre 3, tandis que l'influence de plusieurs paramètres (la vitesse de l'écoulement, l'angle d'attaque et le jeu) variés à partir de cette configuration de référence est étudiée dans le chapitre 4.

L'analyse conditionnelle par ondelettes est présentée dans le chapitre 5. La technique y est succinctement décrite et les résultats y sont analysés et interprétés.

Enfin, le sixième et dernier chapitre est dévolu aux prédictions numériques. Des prédictions de bruit de bord de fuite basées sur de récentes extensions du modèle d'Amiet sont présentées, pour lequel les paramètres d'entrée sont obtenus soit par la mesure, soit par des simulations numériques RANS. Par ailleurs, ce chapitre fait état de nos efforts de modélisation du bruit à large bande émis dans la zone de jeu et montre les premiers résultats obtenus grâce à un modèle semi-analytique prédisant le bruit rayonné en champ lointain à partir des statistiques de pression pariétale.

Finalement, les principaux résultats de notre étude sont résumés dans le chapitre de conclusion et quelques pistes y sont proposées pour des recherches futures.

Certains détails, tableaux et développements analytiques sont reportés en annexe.

Chapitre 1

Phénoménologie de l'écoulement de jeu

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, l'aérodynamique des écoulements de jeu entre les pales et le carter des machines tournantes est à l'origine de nombreuses investigations rapportées dans la littérature. Les deux premières sections de ce chapitre dressent un rapide bilan de ces recherches, la première s'attachant à décrire les différentes composantes de ce type d'écoulement, la seconde traitant quant à elle de l'influence de paramètres divers tels que le jeu h ainsi que du mouvement relatif aube/paroi et d'éventuels étages en amont du rotor. La troisième et dernière partie de ce chapitre présente les résultats des quelques études expérimentales acoustiques traitant de ce problème.

1.1 L'écoulement de jeu

1.1.1 Tourbillon de jeu

Si l'étude des écoulements de jeu remonte aux années 20 (cf. Seippel [76]), la première investigation approfondie est sans conteste celle réalisée par Rains [68] sur une pompe disposant d'un stator de 18 pales et d'un rotor de 16 pales. Les mesures de cette étude ont été réalisées dans l'eau pour des nombres de Reynolds compris entre 80 000 et 120 000 et des jeux compris entre $h/c = 2.1\%$ et 5.3% . Celles-ci ont montré un écoulement très important dans le jeu, appelé écoulement secondaire, orienté de l'intrados vers l'extrados, dont l'interaction en sortie de jeu avec l'écoulement incident (écoulement primaire) se traduit par un enroulement de l'écoulement secondaire sur lui-même donnant naissance à un tourbillon (appelé Tourbillon de Jeu - TJ). Ce tourbillon, qui s'apparente au tourbillon marginal rencontré à l'extrémité d'un profil, se développe vers l'aval le long de l'arête extrados, avec une circulation croissante, puis se détache. L'interaction du TJ avec l'extrados de la pale et la paroi de carter se traduit par un soulèvement du centre du TJ et un éloignement de celui-ci par rapport à l'extrados (cf. [15, 94, 41]).

Le Tourbillon de Jeu est sans doute la manifestation la plus caractéristique de l'écoulement de jeu. Son observation est très largement répandue dans la littérature ([7],[78],[65, 87, 89],[51],[92], etc.). Inoue & Kuroumaru [40] ont effectués des mesures à l'aide de fils chauds dans le jeu de deux rotors (pour étudier l'effet de la solidité du rotor sur le jeu) ainsi que des mesures de pression pariétale, pour différents jeux. Ils observent que la position du point de détachement du tourbillon de jeu coïncide avec celle du minimum de C_p en extrémité de pale, et que la projection du centre du tourbillon de jeu sur la paroi de carter est caractérisée par un minimum local de la pression statique.

Ce résultat a été corroboré par de nombreuses études. Parmi celles-ci, on peut citer les travaux de l'équipe de Devenport qui est à l'origine d'une importante banque de données expérimentales récentes sur les écoulements de jeu à des Reynolds de l'ordre de 400 000 et pour des jeux compris entre 0.45 et 7.6% de corde ([63], [88], [86], [64], [54], [58], [84], [81], [41], [85] et [65, 87, 89]). En parallèle, des calculs LES menés sous la direction de Moin ([91],[92] et [93]) ont permis grâce à une analyse fine des phénomènes observés d'étayer les résultats expérimentaux.

En outre, les travaux mentionnés dans le paragraphe précédent ont mis en évidence les interactions entre les écoulements primaire et secondaire. Des zones de cisaillement ont été observées à l'aide de visualisations par film d'huile ([63], [84]) au niveau de la paroi de carter, dans la partie amont du TJ. Elles sont dues à l'enroulement de l'écoulement secondaire sur lui-même, accompagné d'un entraînement de la couche limite pariétale du carter. Le TJ est alors constitué d'une zone de fortes vorticité et vitesse longitudinales. Une zone de vorticité opposée à celle du TJ est observée expérimentalement entre le TJ et l'intrados de la pale adjacente. Cette zone correspond à un tourbillon de plus faible circulation, également lié à l'entraînement de la couche limite pariétale du carter et appelé Tourbillon Contra-rotatif (TCR). You et al. [93] prédisent quant à eux un système de trois tourbillons de circulations alternées et diminuant d'amplitude. Expérience et prédictions confirment le caractère très localisé de ces tourbillons, ceux-ci n'étant plus observés en aval de la grille d'aube.

De plus, des mesures à l'aide de fils chauds 3D ([41]) ont montré une zone de vorticité de signe opposé à celle du TJ située au dessus du TJ, résultat de son interaction avec la partie inférieure de l'écoulement primaire. Dans la moitié aval de l'espace inter-aubes, ces deux zones de vorticité se mélangent, donnant une zone plus étendue dont le cœur est constitué d'une zone de faible vitesse longitudinale.

L'étude de pression pariétale statique (notamment par Tang [84] et Tian [85]) montre les diverses signatures des ces phénomènes : les isopressions à l'extrados forment une tache allongée suivant l'axe du TJ. Dans le centre, la vitesse longitudinale est inférieure à celle observée sur les bords. En aval, la tache prend la forme d'une fourche dont les dents correspondent aux interfaces TJ/extrados et TJ/écoulement primaire (cf. figure 1.1). De fort taux de turbulence

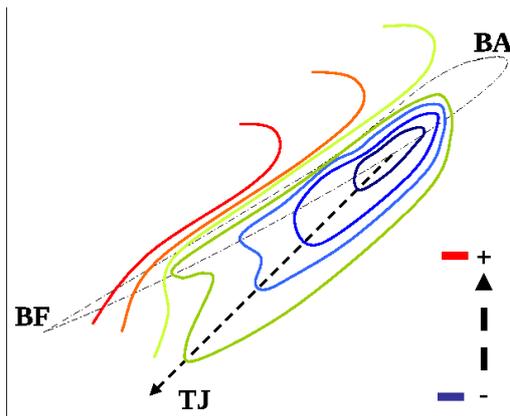


FIG. 1.1: Schéma des isopressions à la paroi d'un carter (d'après [84, 85]). BA : bord d'attaque ; BF : bord de fuite ; TJ : tourbillon de jeu.

y sont observés. A l'intrados, Tang observe un gradient de pression parallèle à la corde, dirigé du bord d'attaque vers le bord de fuite.

En aval de la pale (ou de la grille d'aube, selon le dispositif expérimental), le TJ s'aligne progressivement sur l'écoulement primaire ([15, 94]). Muthanna ([63]) a réalisé des mesures 3D à l'aide de fils chauds triples en aval de la grille d'aubes, montrant que le TJ est une structure qui reste ordonnée sur une distance supérieure à celle des sillages des pales (jusqu'à quatre cordes et demie en aval du bord de fuite).

Par ailleurs, Muthanna observe l'effet potentiel de l'écoulement de jeu une demie-corde en amont du bord d'attaque, celui-ci se traduisant par une dissymétrie de la couche limite du carter : cette dernière est plus épaisse à l'intrados qu'à l'extrados.

1.1.2 Écoulement dans le jeu : bulle de recirculation et tourbillons secondaires

Le jeu est le lieu d'une compétition entre les effets visqueux qui gouvernent la couche limite du carter ainsi que celle de l'extrémité de la pale, et les phénomènes inertiels qui régissent l'évolution de l'écoulement secondaire. Rains [68] a assimilé cette région non visqueuse à un jet bidimensionnel isentropique se développant dans le plan orthogonal à la corde entre les deux parois. Sur ces hypothèses, il a développé un modèle analytique décrivant les aspects essentiels de l'écoulement, notamment la position selon la corde à laquelle le TJ se détache de l'arête extrados.

De nombreuses études expérimentales et numériques ont depuis confirmé le caractère hautement tridimensionnel de l'écoulement dans la zone de jeu. Parmi celles-ci, Tang [84] a montré l'évolution l'écoulement secondaire à mi-jeu : au voisinage du bord d'attaque, l'écoulement secondaire est quasi-aligné avec l'écoulement primaire et se redresse progressivement sous l'effet du gradient de pression imposé par la pale. Dans la moitié aval du jeu, l'écoulement secondaire

est quasi orthogonal à l'écoulement primaire.

En effectuant des mesures sur une grille de 7 pales à $Re = 250\,000$, Bindon [7] a constaté la formation d'une bulle de recirculation sous la pale près de l'arête intrados, contournée par l'écoulement de jeu. L'auteur observe que les pertes aérodynamiques semblent proportionnelles à la taille du jeu, mais constate une différence notable entre le cas d'un faible jeu et celui d'un jeu nul (les pertes sont augmentées d'un facteur 5 entre les cas $h = 0$ et 1% de corde). Par ailleurs, Bindon & Morphis [8] ont montré que la taille de la bulle diminue à mesure que le rayon de courbure de l'arête intrados augmente.

Cette bulle est également observée par Moore & Tilton [59], qui ont utilisé des tubes de Pitot et des visualisations par film d'huile pour étudier l'écoulement de jeu sur une grille de 5 aubes de turbine, à un Reynolds de l'ordre de 450 000. Ils proposent un modèle d'écoulement basé sur la théorie potentielle, reprenant ainsi le modèle de Rains [68] : cet écoulement suit une ligne - appelée vena contracta - contournant la bulle, puis devient turbulent et se développe dans toute la section du jeu en aval de la bulle, occasionnant des pertes de pression totale importantes (cf figure 1.2(a) : le coefficient de contraction σ sur la figure est donnée par la théorie potentielle et vaut $\pi/(\pi + 2) \approx 0.611$).

Sjolander & Cao [80] ont effectué des mesures de pression statique pariétale, de pression totale et de vitesse moyenne pour différents jeux d'une aube de turbine simplifiée, et $Re=800\,000$. Les visualisations par film d'huile montrent que l'écoulement décolle au voisinage de l'arête intrados (point S sur la figure 1.2(c)) et recolle avant la sortie du jeu dans leur configuration (point R sur la figure 1.2(c)).

Les mesures détaillées par LDA à 3 composantes de Tang ([84]) montrent clairement la tridimensionnalité de l'écoulement et font apparaître les zones d'influences des différents mécanismes en compétition. La couche limite du carter est ainsi quasi inexistante dans le jeu, soufflée par le jet transverse tridimensionnel. Le jet, quant à lui, n'est développé que sur les 70 à 80% inférieurs du jeu. Entre le jet et l'extrémité de la pale, l'écoulement est très instable : un tourbillon, dit tourbillon de séparation (TS), se forme au niveau de l'arête intrados, contourné par le jet. Un autre tourbillon se forme sur l'arête extrados à la sortie du jet. Sous l'action conjointe de ce tourbillon et de l'écoulement primaire, le tourbillon de jeu se forme par enroulement et déviation du jet. En aval du détachement du TJ, un tourbillon secondaire se forme le long de l'arête extrados. Ce tourbillon est rejoint par le TS près du bord de fuite où ils se mélangent avec le sillage de la pale. Cette structure d'écoulement en trois tourbillons avait auparavant été proposée par Kang & Hirsch [46, 47], qui ont réalisé des visualisations par film d'huile et des mesures à l'aide d'une sonde cinq trous sur une grille de sept aubes de compresseur pour quatre tailles de jeu (0,1,2 et 3.3% de la corde) à un Reynolds d'environ 290 000.

Tang a également montré que l'énergie cinétique de l'écoulement de jeu est principalement

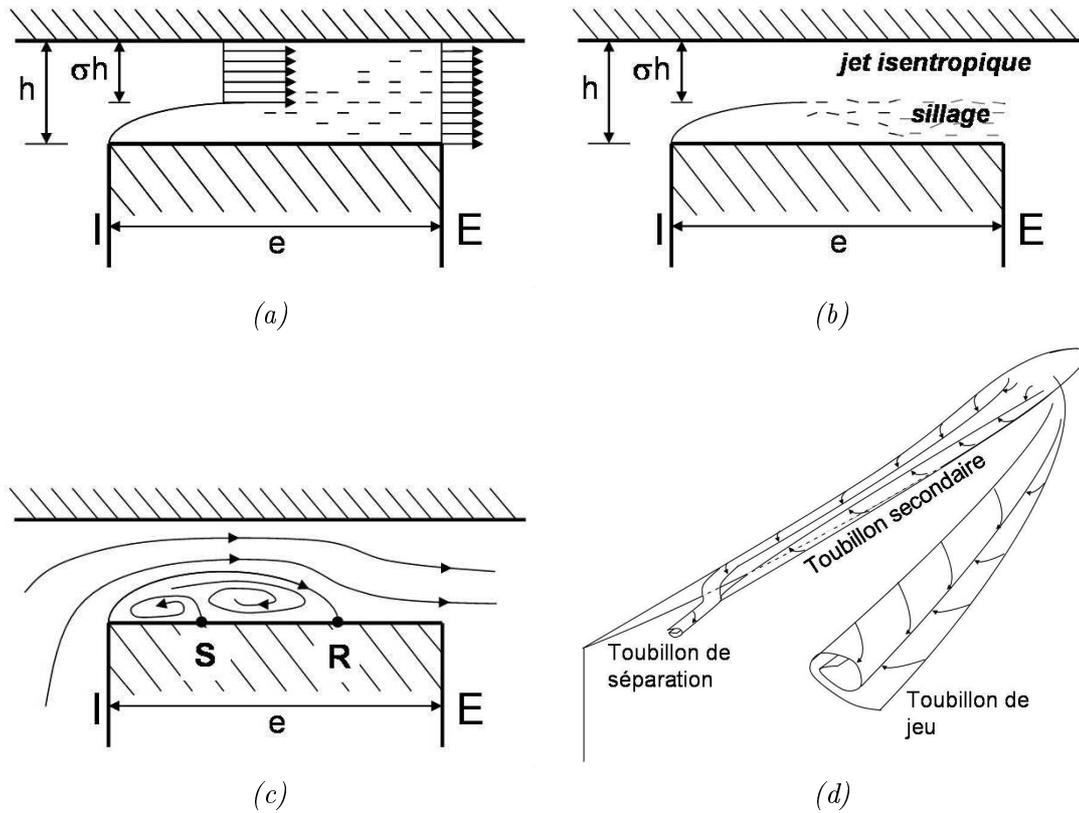


FIG. 1.2: Modèles d'écoulement de jeu dans une grille d'aubes de turbines : (a) Tilton & Moore, (b) Heyes & Hodson, (c) Sjolander & Cao (les points S et R correspondent aux points de décollement et de recollement de l'écoulement observés sur des visualisations par film d'huile) et (d) modèle multitourbillonnaire de Kang & Hirsch .

concentrée au voisinage de l'arête extrados, les niveaux d'énergie cinétique y étant un ordre de grandeur plus élevé que près du carter. Il observe que l'écoulement dans le jeu est anisotrope, la production d'énergie cinétique étant principalement due aux fluctuations transverses de vitesse.

1.2 Influence de divers paramètres

D'une façon générale, il ressort de la littérature que la hauteur du jeu est le facteur qui exerce la plus forte influence sur la structure de l'écoulement. Toutefois, la dépendance de cet écoulement vis-à-vis de ce facteur est extrêmement complexe, comme en témoignent la diversité des phénomènes observés selon que le jeu est faible ou important.

1.2.1 Cas de faible jeu

Kang & Hirsch [46, 47] ont réalisé des visualisations par film d'huile et des mesures par sonde cinq trous sur une grille de sept aubes de compresseur pour quatre tailles de jeu (0, 1, 2

et 3.3% de la corde) à un Reynolds d'environ 290 000. Les visualisations mettent en évidence un point d'arrêt en amont du bord d'attaque pour des jeux de 1 et 2% : un tourbillon en fer à cheval se forme, enserrant le bord d'attaque. La branche intrados de ce tourbillon est aspirée par l'écoulement de jeu à environ 5% de la corde, tandis que la branche extrados rejoint la ligne de séparation générée par le TJ à environ 25% de la corde. Ces phénomènes ne sont pas observés pour le jeu de 3.3%. Un autre phénomène est mis en évidence : à l'instar des résultats de Yaras & Sjolander, un tourbillon de séparation se forme à l'arête intrados et finit par traverser le jeu à environ 70-80% de la corde. Kang et Hirsch présentent un modèle d'écoulement de jeu (représenté sur la figure 1.2(d)), où trois tourbillons supplémentaires sont présents : le TJ (qui se détache peu en aval du bord de fuite, le jeu étant assez faible), le tourbillon de séparation et le tourbillon secondaire (naissant à l'arête extrados, en aval de la position de détachement du TJ). Enfin, la circulation du TJ augmente lorsque le jeu augmente.

Sjolander & Amrud [79] ont étudié l'écoulement de jeu d'une grille d'aubes de turbine. Celui-ci diffère peu de celui d'un compresseur, à ceci-près qu'un autre tourbillon -tourbillon d'espace inter-aubes- peut également se former à l'intrados pour des jeux faibles. Celui-ci provient du tourbillon en fer à cheval naissant alors au niveau du bord d'attaque, dont la branche intrados se décroche du bord d'attaque et se développe dans l'espace inter-aubes, pouvant interagir avec le TJ de la pale adjacente. Les auteurs ont observé ce tourbillon pour un jeu de $h/c = 1\%$, et on noté son absence pour un jeu de $h/c = 2.9\%$. Sjolander [78] rapporte les résultats de Govardhan & al. [31], stipulant que ce tourbillon en fer à cheval n'est pas observé pour des jeux supérieurs à $h/c = 1.5\%$. Des visualisations par film d'huile ont également montré que l'écoulement pariétal à l'intrados est dévié vers l'extrémité de pale, cet effet restant observable à trois jeux de distance de l'arête intrados. Des mesures de pression statique près de l'arête extrados montrent l'existence de plusieurs tourbillons ; toutefois, ceux-ci ne sont plus observés 0.4 corde en aval de la pale, où un seul tourbillon est visible.

Inoue & Kuroumaru [40] observent également - à faible jeu - la formation d'un tourbillon en fer à cheval enserrant le bord d'attaque de l'extrémité de pale.

1.2.2 Influence du jeu sur le TJ dans le cas de jeu importants

De manière générale, l'augmentation du jeu va de pair avec une intensification des grandeurs aérodynamiques liées au tourbillon de jeu.

Les mesures de pression pariétale de Staubs [81] au niveau de l'arête extrados ont montré que le coefficient de traînée C_x varie linéairement avec la taille de jeu, tandis que celui de portance C_z reste constant, ceci pour des jeux suffisamment faibles ($h/c < 5\%$). Il a également montré que le minimum de C_p à l'extrados diminue lorsque que le jeu augmente, tandis que la position de ce minimum se déplace linéairement vers le bord de fuite.

Ces derniers résultats ont été confirmés par Intaratep [41], qui a réalisé des mesures dans l'espace inter-aubes à l'aide de Fils Chauds à triple composante de vitesse. Elle a montré que

la circulation du TJ au niveau du point de détachement, les maxima de vitesse transverse (composante normale à la corde et à l'envergure) et les maxima d'énergie cinétique turbulente suivent la même tendance linéaire. Pour expliquer ce phénomène, Intaratep a proposé un modèle basé sur la théorie des écoulements potentiels, proposé en annexe D. La circulation du TJ augmentant avec le jeu, celui-ci s'éloigne plus rapidement de l'extrados après s'en être détaché. Par conséquent, l'angle entre l'axe du TJ et la corde augmente également.

Sjolander [78] rapporte les résultats de De Cecco & al. [13] concernant une grille d'aubes de turbine en configuration de jeu important (10 et 15% de corde). Les minima de pression statique à la paroi sont certes plus faibles, mais forment des zones plus étendues, étirées vers l'aval. Pour les jeux les plus grands, ce minimum se trouve en aval de la pale elle-même, étant généré par le TJ (qui se forme également en aval de la pale).

1.2.3 Influence du jeu sur l'écoulement secondaire

Heyes & Hodson [36] ont étudié le développement du jet dans le jeu. Ils affirment que le jet n'est parfaitement développé que si la longueur du jeu (i.e. l'épaisseur de pale) est supérieur à 6 fois le jeu et font l'hypothèse d'un jet isentropique pour des jeux suffisamment faibles (cf figure 1.2(b)) : le coefficient σ sur la figure est le même que celui du modèle de Tilton & Moore. L'écoulement n'occasionne alors pas de pertes aérodynamiques.

Yaras & Sjolander [90] ont utilisé une sonde de pression trois trous dans le jeu d'une grille d'aubes et confirment les hypothèses de Heyes & Hodson. La majorité du transfert de quantité de mouvement s'effectue dans la moitié inférieure du jeu (i.e. près de la paroi). Ils confirment que le jet est conservatif, c'est-à-dire sans de pertes de pression totale, à partir de $x/c = 15$ à 20% en aval du bord d'attaque (cette zone correspond à l'interaction entre l'écoulement de jeu et la couche limite pariétale incidente).

Storer & Cumpsty [83] ont effectué des mesures sur une grille de cinq pales à $Re=500\ 000$ et comparé leurs résultats à un calcul CFD. Ils proposent un modèle d'écoulement dérivant de celui de Rains, qui met en évidence l'importance du rapport entre l'épaisseur de pale et la hauteur du jeu. Ils montrent également que l'écoulement de jeu est principalement gouverné par l'évolution de la pression pariétale à l'extrados, celle à l'intrados restant sensiblement constante.

Storer & Barton [82] ont conclu que l'écoulement dans le jeu ne recolle pas à l'extrémité de la pale si le rapport entre l'épaisseur de pale et la hauteur du jeu est inférieur à 1.5.

1.2.4 Influence du carter et d'éventuels étages amonts

Wang [86] a équipé la gille d'aubes du Virginia Tech. d'une paroi mobile afin de modéliser les effets du mouvement relatif entre les pales et le carter d'une machine réelle. Ma [54] a réactualisé une idée de Dean [20] en installant des générateurs de tourbillons sur cette paroi

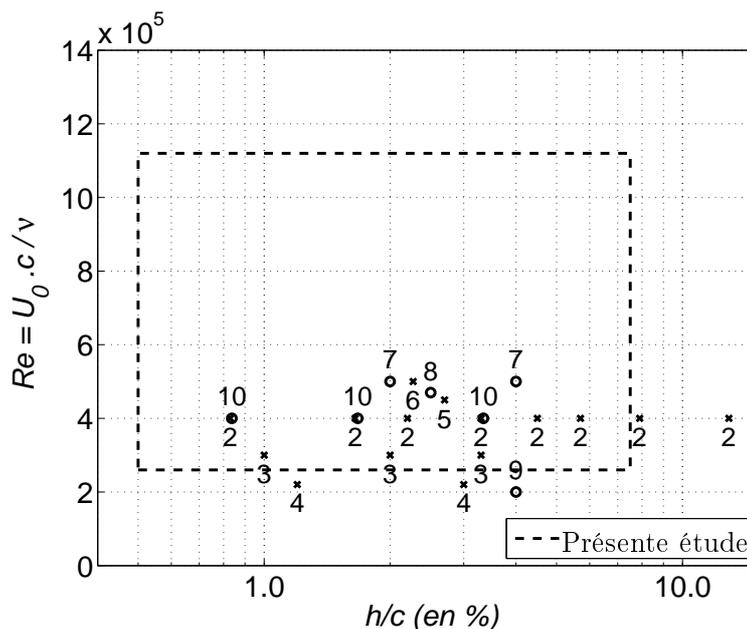


FIG. 1.3: Schéma des différentes études aérodynamiques menées sur l'écoulement de jeu. Les études expérimentales sont symbolisées par des croix et les études numériques par des cercles. (1) : Zierke et al. [94], (2) : Virginia Tech [63, 88, 86, 64, 54, 58, 84, 81, 41, 85, 65, 87, 89], (3) : Kang & Hirsch [46, 47, 48], (4) : Goto [30], (5) : Howard et al. [37], (6) : Lakshinarayana et al. [51], (7) Storer et Cumpsty [82], (8) : Basson et Lakshinarayana [5], (9) : Kunz et al. [50], (10) : Moin et al. [91, 92, 93].

mobile, en amont de la grille d'aubes, ce qui a permis d'étudier les interactions stator-rotor. Ces dispositifs ont été utilisés par Mish [58] pour effectuer des mesures de pression pariétales en extrémité de pale. Ces résultats montrent un phénomène intéressant : les niveaux de pression pariétales fluctuantes en configuration paroi mobile seule sont un ordre de grandeur plus élevés à l'extrados que ceux correspondants à la configuration paroi mobile avec générateurs de tourbillons, tandis que l'inverse se produit à l'intrados. De plus, la section du TJ augmente et celui-ci se trouve légèrement décalé vers l'intrados de la pale adjacente dès lors que la configuration de l'expérience inclut la paroi mobile.

1.2.5 Paramètres adimensionnels

La plupart des études s'accordent pour choisir le nombre de Reynolds et le rapport taille de jeu sur corde h/c comme paramètres adimensionnels représentatifs de l'écoulement. Les schémas 1.3 et 1.4 représente les différentes études menées jusqu'à ce jour, situées dans le plan ($h/c - Re$).

Toutefois, ainsi qu'il a été montré dans cette section, le rapport taille de jeu sur épaisseur de pale h/e s'avère peut-être plus adapté à certaines situations, notamment lorsqu'il s'agit d'expliquer les phénomènes observés dans le jeu, c'est pourquoi les deux groupements

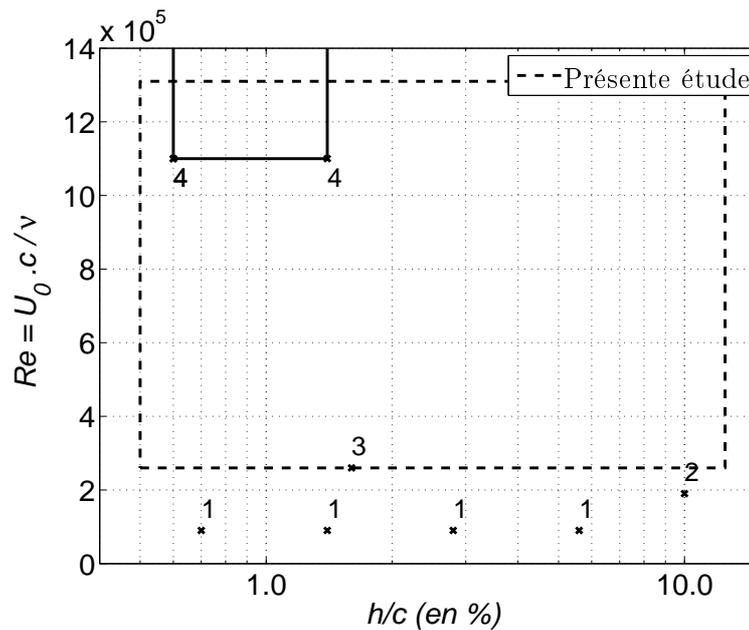


FIG. 1.4: Schéma des différentes études aéroacoustiques menées sur l'écoulement de jeu. (1) : Kamaier & Neise [44, 45], (2) : Fukano et al. [26], (3) : Fukano et al. [25], (4) : Ganz et al. [28]

adimensionnels h/c et h/e seront conservés dans la suite de cette étude.

1.3 Etudes aéroacoustiques expérimentales

L'étude du bruit lié à l'écoulement de jeu débute dans les années cinquante, la première publication sur le sujet étant celle de Marcinowski [56]. Dans les années soixante-dix, Mugridge et Morfey [62] proposent une revue de différents articles expérimentaux sur le thème du bruit des machines tournantes. Ils rapportent que le tourbillon de jeu et la branche intrados du tourbillon en fer à cheval (lié aux faibles jeux) contribuent tous les deux au bruit de jeu. Cependant, ces deux tourbillons sont de circulations opposées et par conséquent leur interférence est destructrice. A mesure que le jeu augmente, le tourbillon en fer à cheval diminue d'intensité tandis que le TJ augmente. Ainsi il est possible de déterminer, pour une solidité donnée, une hauteur de jeu minimisant le bruit émis. Les auteurs situent autour de 5% de la corde dans le cadre de la configuration expérimentale qu'ils rapportent, et observent que l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite du carter a pour effet d'augmenter la hauteur de jeu à laquelle cet optimum est observé.

Ils concluent également que le niveau de bruit suit l'évolution des pertes aérodynamiques, et que par conséquent tout système d'aspiration de couche limite pariétale amont serait inefficace, puisqu'il augmenterait les pertes aérodynamiques.

Effectuant des mesures sur divers rotors en salle réverbérante, Longhouse [53] a également étudié l'influence de la taille du jeu sur les niveaux de bruit généré, et conclue à l'augmentation du bruit généré avec la taille du jeu. Longhouse observe que le bruit de jeu devient la source acoustique principale de son montage expérimental, un rotor de 356 mm de diamètre comprenant huit pales, sitôt que le jeu dépasse les 3 à 4% de corde, contribuant pour 15 dB(A) au niveau acoustique global. Il montre également les différences importantes de niveau de bruit entre différents faibles jeux (0.9 et 1.3% de corde).

De plus, il isole deux mécanismes distincts : l'interaction TJ/extrados de la pale et l'impact du TJ sur le bord d'attaque de la pale adjacente dans certaines configurations. Réalisant un rotor sans jeu (un anneau enserrant le rotor), il obtient jusqu'à 12 dB de réduction du niveau acoustique, démontrant les liens étroits entre la présence du TJ et le bruit émis.

Ganz et al. [28] ont mené une vaste campagne de mesures sur un rotor Boeing de 20 pales associé à différents stator équipés de 30 à 60 aubes, pour des jeux de 0.6, 1.1 et 1.4% de corde. Les auteurs font également varier la vitesse et la charge des pales du rotor, ainsi que l'épaisseur de couche limite incidente. Les résultats ont constitué une base de données expérimentales qui reste une référence pour l'acoustique des turbomachines.

Parmi les principaux résultats de cette investigation, on peut citer l'importante élévation du niveau de bruit résultant de l'augmentation du jeu, en partie imputable à l'interaction du tourbillon de jeu avec le stator. Les auteurs insistent sur la difficulté d'isoler le bruit lié au jeu lui-même dans une telle configuration expérimentale, ce qui est le cas des études de Kameier et Neise [44, 45] ainsi que de celle de Fukano et al [25] (cf. ci-après). On peut donc estimer que leur mesures reflètent davantage ce phénomène que celui lié au bruit de l'écoulement de jeu lui-même.

Kameier et Neise [44, 45] ont conduit des études sur un système rotor-stator à 24 pales et 17 aubes pour un Reynolds avoisinant les 120 000 et des jeux variant de 0.7 à 5.6% de corde. Ils observent également une augmentation du niveau global de bruit avec la hauteur du jeu, cependant l'étude spectrale des mesures de pression en paroi sur une pale et en champ lointain à l'aval du stator met en évidence plusieurs phénomènes détaillés ci-près.

- Les niveaux sonores mesurés n'évoluent pas linéairement avec la charge aérodynamique, mais suivent une hystérésis d'autant plus marquée que le jeu est faible.
- L'augmentation du niveau de bruit est constatée sur tout le spectre, mais est plus importante en basse fréquence (jusqu'à 15 dB de différence à 370 Hz entre des jeux de 2.8 et 5.6%).
- Le bruit de jeu est sensible à la vitesse de rotation dans une bande étroite de fréquences qui évolue selon la vitesse de rotation, ce domaine se déplaçant vers les basses fréquences lorsque cette vitesse de rotation diminue.
- Le bruit de jeu n'est observé que pour un jeu suffisant ($h/c = 2.8\%$). Les auteurs

ajoutent que le gradient de pression entre l'intrados et l'extrados en extrémité de pale doit également être suffisant : le bruit de jeu n'est pas observé à faible charge.

- D'importantes réductions du bruit émis (jusqu'à 30 dB à certaines basses fréquences) sont obtenues en empêchant la formation du TJ. Ceci est obtenu en disposant une bande Velcro sur l'extrémité de la pale.

Kameier et Neise mettent en avant le rôle joué par des instabilités tournantes. Ce terme désigne des structures tourbillonnaires générées au voisinage de l'extrados d'une pale et convec-tées à une fraction de la vitesse de rotation vers l'intrados de la pale adjacente. Ces structures ont été observées expérimentalement et numériquement par März et al [66] et leur contribution acoustique a été démontrée. Cependant, le présent travail a pour objectif l'étude du bruit propre lié à l'écoulement de jeu. Les instabilités tournantes ainsi que les phénomènes de décrochage tournants ne seront donc pas étudiés.

Fukano et al. ont testé plusieurs types de rotors ([26]) et étudié plusieurs jeux ainsi que les effets que peut avoir une excentricité de l'axe du rotor par rapport à celui du carter. Ils confirment la tendance selon laquelle les niveaux de bruits augmentent avec la hauteur de jeu et observent l'apparition de raies dans les spectres de pression de champ lointain, produits de l'interaction des pales avec la paroi.

Plus récemment, Fukano et al. [25] ont effectué des mesures de vitesse fluctuante à l'aide de deux sondes à Fils Chauds pour une configuration rotor-stator avec deux jeux différents (1.6 et 3.5% de corde) et un Reynolds en extrémité de pale de l'ordre de 260 000. Ils mettent en évidence le rôle de l'interaction entre le TJ et la pale adjacente dans la génération de bruit. Par ailleurs, ils observent des raies dans les spectres de vitesses à des fréquences variant linéairement avec la vitesse de rotation du rotor et proposent un modèle décrivant les instabilités du TJ : des bouffées de déficit de vitesse, probablement dues à des structures tourbillonnaires, se déplaceraient suivant une hélice entourant le TJ.

Enfin, il faut mentionner que le problème a déjà été abordé au sein du LMFA, par Muriel Sabah [73]. Celle-ci s'est intéressée au bruit propre d'une grille de sept aubes pour des Reynolds de 103000 à 196000 et des jeux de 0, 2.1 et 4.2% de corde. Ayant effectué des mesures de directivité en champ lointain dans le plan de mi-envergure, elle a observé une augmentation des niveaux acoustiques à hautes fréquences dans la direction perpendiculaire à l'écoulement incident entre les cas avec et sans jeu. Toutefois, elle n'observe que peu de différences entre les deux configurations avec jeu.

1.4 Conclusion

Les diverses études expérimentales et numériques présentées au cours de ce chapitre ont mis en évidence la complexité de l'écoulement de jeu. De plus, il a été montré que cet écoulement

est gouverné par une multitude de paramètres, parmi lesquels la hauteur de jeu est déterminante. Enfin, il a été démontré que le bruit lié à l'écoulement de jeu est lié au tourbillon de jeu.

Cependant, il est difficile d'isoler la contribution du TJ lors de mesures acoustique sur des montages trop complexes tels que les grilles d'aubes ou les systèmes rotor-stator. C'est pourquoi une approche plus simple a été adoptée lors de cette étude : un profil simple a été monté en sortie de la soufflerie anéchoïque de l'Ecole Centrale de Lyon. Cette approche a permis une étude plus approfondie des relations entre le TJ et divers paramètres tels que la vitesse incidente, l'angle d'attaque et la hauteur de jeu. Enfin, l'écoulement étant laissé libre sur les côtés, des mesures acoustiques directes ont pu être effectuées en champ lointain. Certaines de ces mesures ont pu être réalisées simultanément à des mesures de pression et de vitesse dans au voisinage du jeu.

Le montage expérimental ainsi que les divers moyens de mesures utilisés lors de la présente étude sont décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Montage expérimental et systèmes d'acquisition

Ce chapitre est dédié à la présentation du montage expérimental et des divers moyens de mesure utilisés lors de cette étude. Le choix de la configuration expérimentale retenue - un profil simple, fortement cambré et épais - fut dicté par les impératifs suivants.

- L'objectif principal de l'étude étant la mise en évidence des mécanismes de génération de bruit à large bande dans un écoulement de jeu, le choix du profil simple découle tout d'abord d'une volonté de simplicité du montage expérimental. En effet, ces mécanismes étant particulièrement complexes, le profil simple est une configuration qui permet d'éviter des interactions aérodynamiques (ingestions de tourbillons par les pales adjacentes) et acoustiques (effets de résonance dans les espaces inter-aubes). De même, la paroi de carter est fixe (contrairement à certaines des expériences menées à la Virginia Tech. University [65, 87, 89]).
- De plus, cette étude s'inscrit dans le cadre du projet européen PROBAND, au cours duquel sont effectuées des simulations numériques aux grandes échelles (LES) à des fins de prédictions aéroacoustiques. Là encore, le profil simple s'avère la configuration la plus facile à mettre en œuvre, se traduisant dans le cadre numérique par un maillage moins volumineux et des temps de calculs compatibles avec la durée du projet. Notre étude a donc pour objectif de valider les prédictions.
- Le choix du profil simple ayant été arrêté, il reste à s'assurer que l'écoulement étudié correspond à celui escompté. L'écoulement secondaire étant essentiellement dû au gradient de pression entre l'intrados et l'extrados, notre choix s'est porté sur un profil à relativement forte cambrure, un NACA 5510 de 5% de cambrure. Un tel profil, associé à un angle d'attaque suffisamment élevé permet en effet d'obtenir des écoulements de jeu importants. La forte épaisseur e du profil (10% de la corde) permet d'éviter les décollements à des angles d'attaques élevés.

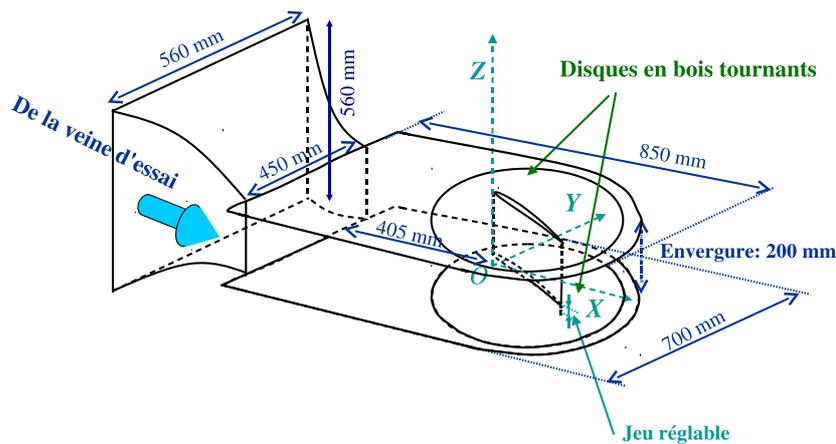


FIG. 2.1: Schéma du montage expérimental et du repère lié à la veine d'essai.

Le choix de la corde $c = 200\text{ mm}$, quant à lui, est un compromis entre plusieurs impératifs contradictoires. D'une part, une corde élevée, associée à l'épaisseur importante, augmente la taille globale du profil, ce qui facilite son instrumentation. D'autre part, plusieurs contraintes limitent la corde, énumérées ci-dessous.

- Le nombre de Reynolds doit rester compatible avec les exigences numériques ($Re \leq 10^6$, typiquement).
- Le rapport entre l'envergure, qui est imposée par le dispositif expérimental, et la corde doit rester au moins égal à 1 afin de permettre des comparaisons entre le bruit de bord de fuite réparti et le bruit de jeu. En outre, elle permet d'atteindre des rapports d'aspect e/h entre l'épaisseur maximale du profil e et le jeu h de l'ordre de 20.
- Le profil doit rester dans le cône à potentiel du jet dans lequel il est placé.

Ce cahier des charges conduit à choisir un profil NACA 5510 de 200 mm de corde et de 200 mm d'envergure dont l'épaisseur maximale est de 20 mm. La configuration de référence (cf. 2.1) permet d'obtenir l'écoulement désiré.

L'organisation pratique des mesures présentées dans cette étude s'est articulée en trois campagnes au cours desquelles ont été déployées une variété de techniques de mesures décrites ci-après.

2.1 Description du montage expérimental

L'expérience a été conduite dans la grande soufflerie anéchoïque du LMFA suivant un montage classique (cf. [10, 60, 69]). L'écoulement subsonique provenant du ventilateur traverse une série de silencieux et de caissons de tranquillisation avant de déboucher dans la chambre anéchoïque (10 m × 8 m × 8 m) par une section carrée de 560 mm × 560 mm. A la sortie de cette installation, le flux d'air se développe en un jet rectangulaire limité aux niveaux

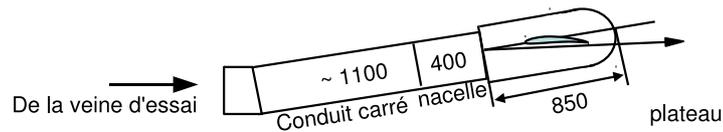


FIG. 2.2: Schéma du système de déviation de l'écoulement amont.

inférieur et supérieur par 2 plaques de bois. Le profil est placé dans le cône à potentiel de ce jet subsonique, son envergure étant alignée suivant la verticale. Deux disques coaxiaux sont insérés chacun dans l'une des plaques. Chaque disque peut tourner dans son support puis être maintenu dans une position souhaitée grâce à des liaisons métalliques vissées dans le disque et son support.

Le profil est monté sur le disque supérieur dans un support en résine. Le réglage de l'angle d'attaque α est donc effectuée en tournant le disque supérieur. Par ailleurs, le profil peut coulisser dans son support selon l'envergure. Ainsi, il est possible de régler le jeu. Le disque inférieur est soit totalement instrumenté (cf. 2.3), soit équipé d'une vitre rectangulaire (cf. 2.2 et 2.5). La distance entre les plaques reste constante, fixée à 200 mm, et correspond à l'envergure en l'absence de jeu. Un schéma du montage expérimental est donné sur la figure 2.1. La section de sortie de la veine d'essai est de $450 \times 200 \text{ mm}^2$, le profil étant situé deux cordes et demie en aval de cette dernière.

La forte déflexion de l'écoulement due au profil (les angles d'attaques atteignant 18°) est compensée par la déviation de l'écoulement amont (cf. figure 2.2), afin de ne pas détériorer les revêtements de la chambre anéchoïque.

Deux repères sont utilisés lors de cette étude : le premier (O, X, Y, Z) , est lié à la veine d'essai. L'origine correspond à la projection du bord d'attaque du profil sur la plaque inférieure. L'axe longitudinal X est aligné avec l'axe de la veine et orienté vers l'aval. L'axe Z est aligné avec l'envergure du profil, et orienté de la plaque inférieure vers la plaque supérieure. Enfin, l'axe Y est défini de manière à ce que le repère soit direct.

Le second repère (o, x, y, z) est lié au profil. L'origine est fixée à l'extrémité inférieure du bord d'attaque du profil. L'axe x est aligné avec la corde, et orienté du bord d'attaque vers le bord de fuite. L'axe z coïncide avec l'axe Z (aligné avec l'envergure, et pointant du jeu vers le pied de pale), tandis que l'axe y complète ce repère direct.

Des mesures d'Anométrie par fils chauds croisés (cf. 2.4) ont permis de caractériser l'écoulement incident. L'écoulement incident transverse a été mesuré à $X/c = -1.5$, tandis que la couche limite a été mesurée à $X/c = -0.5$. Les résultats sont représentés sur les figures 2.3(a) et (b). Les épaisseurs de couche limite, de déplacement et de quantité de mouvement sont respectivement de 18, 1.6 et 1.3 mm. L'écoulement est uniforme (à plus ou moins 5%) et le taux de turbulence incident est de 0.7%.

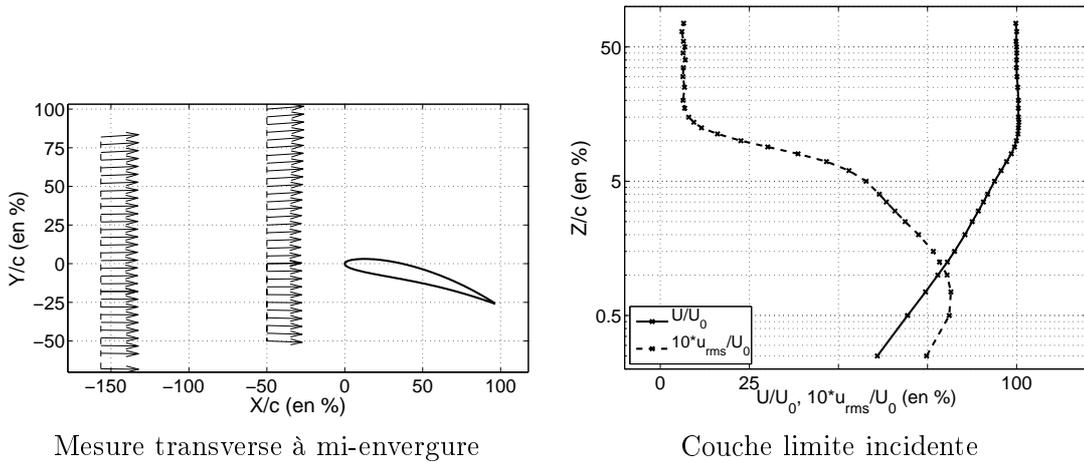


FIG. 2.3: Caractérisation de l'écoulement incident.

Trois paramètres expérimentaux sont modifiés au cours des mesures : la vitesse incidente U_0 , l'angle d'attaque α et le jeu h . Comme détaillé dans les sections suivantes, diverses combinaisons de ces paramètres sont utilisées au cours des mesures, parmi lesquelles deux configurations peuvent être distinguées.

- La configuration dite “**de référence**”. Cette configuration correspond à une vitesse à l’infini amont de 70 m/s, un angle d’attaque de 15° et un jeu h de 10 mm. Cette configuration est celle autour de laquelle s’articule l’étude paramétrique présentée en chapitre 4.
- La configuration dite “**bruit de bord de fuite**”. Cette configuration est identique à la configuration de référence, à ceci près que le jeu est nul ($h = 0$ mm). Cette configuration est utilisée pour étudier le bruit de bord de fuite classique, est ainsi mettre en évidence les phénomènes uniquement dus à l’écoulement de jeu.

2.2 Vélométrie par Imagerie de Particules

La Vélométrie par Imagerie de Particules (dont l’acronyme anglais est PIV) est une technique de mesure très performante, dès lors qu’il s’agit d’obtenir des cartographies de champs de vitesse. Dans le cadre de cette étude, des champs de vitesses dans des plans parallèles à (x,y) ont pu être mesurés. Ce choix facilite l’exploration du jeu, les nappes LASER étant parallèles à la section du profil. Par ailleurs, il se prête également à l’étude du sillage à mi-envergure, utile dans la configuration de bruit de bord de fuite. Comme décrit ci-après, l’accès à la troisième composante de l’écoulement se fait soit par déduction, soit par recalage de l’écoulement sur des calculs numériques.

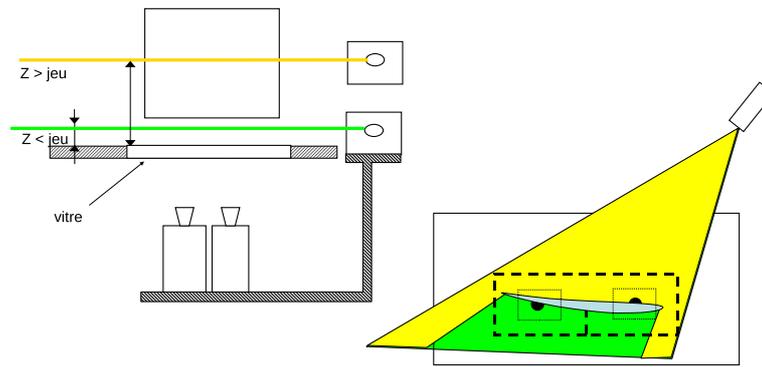


FIG. 2.4: Schéma du système d'acquisition PIV.

2.2.1 Description du matériel et calibration

Les acquisitions sont réalisées à l'aide de deux caméras CCD de focale 35 mm, pilotées par le logiciel *Davis* développé par *LaVision*. Ces caméras sont placées sous le disque inférieur - équipé d'une vitre en verre. Elles sont alignées sur l'envergure du profil et orientées de sorte à couvrir une zone rectangulaire de 250 mm \times 105 mm. Le grand côté de ce rectangle est parallèle aux côtés de la chambre sourde et fait donc un angle de 7.5° avec la direction de l'écoulement, c'est-à-dire un angle de -7.5° par rapport à la corde du profil. Chaque caméra possède une résolution de 1280 \times 1024 pixels. Un schéma du montage PIV est donné en figure 2.4.

Un LASER Yag double cavité utilisé pour éclairer le plan de mesure est placé à environ un mètre du profil. Le profil générant de l'ombre dès lors que l'on ne mesure plus directement dans le jeu, deux campagnes de mesures (l'une durant laquelle le LASER était monté à l'intrados, l'autre à l'extrados) ont été nécessaires afin d'obtenir des champs aérodynamiques complets, après reconstruction (cf 2.2.3). Le délai entre deux clichés consécutifs est fixé entre 5 et 15 μm pour les mesures dans le jeu (où l'écoulement est fortement tridimensionnel), tandis qu'il est augmenté à 40 μm dans les zones plus calmes (mi-envergure), ce afin de maximiser le nombre de particules capturées. La fréquence d'acquisition des paires d'images successives est liée à la technologie du LASER. Dans le cas présent, elle est fixée à 4 Hz. L'ensemencement est réalisé à l'aide de paraffine vaporisée et le profil peint en noir mat pour limiter les réflexions du LASER sur les parois de ce dernier. Chaque point de mesure est constitué de 1000 paires d'images. Chaque paire d'images permet d'obtenir un champ de vitesses à 2 composantes par intercorrélation des 2 clichés (voir 2.2.3). Les statistiques (vitesses moyennes et valeurs efficaces des fluctuations) sont calculées à partir de ces 1000 champs de vitesses.

LASER et caméras sont montés sur un dispositif coulissant unique, ce qui a pour effet de considérablement simplifier la procédure de calibration. Celle-ci est la suivante : une mire, sortie imprimante d'une distribution régulière de points noirs d'un diamètre de 2 mm et

espacés de 5 mm les uns des autres, est placée dans un plan parallèle au disque inférieur. La mise au point des caméras ainsi que la calibration du logiciel *Davis* sont effectués selon une procédure interne à ce logiciel. Le LASER est également positionné de manière à éclairer le plan focal des caméras. L'altitude du plan de mesure n'a plus qu'à être réglée par l'utilisateur en déplaçant le système LASER/caméras.

2.2.2 Configurations expérimentales

Les diverses configurations de mesures sont détaillées en annexe A. Comme mentionnés précédemment, des études sont menées afin d'étudier l'influence de divers paramètres, c'est pourquoi certaines configurations expérimentales sont mentionnées plusieurs fois. De plus, certaines mesures à proximité du jeu ne sont effectuées qu'avec le LASER positionné à l'extrados. Les champs de vitesses intrados correspondants ne sont donc pas disponibles.

La configuration de référence est l'objet de mesures détaillées, notamment à l'extrados (cf tableau A.1(a)). Une seconde étude a porté sur la configuration de bruit de bord de fuite, afin de vérifier la bidimensionnalité de l'écoulement. L'influence de l'angle d'attaque sur l'écoulement à été observée à trois altitudes différentes - $Z = 5, 15$ et 100 mm (les première et dernière configurations de mesure correspondant respectivement aux altitudes de mi-jeu et mi-envergure) - pour le jeu de référence $h = 10$ mm et des calages variant de 0 à 18° . L'étude de l'influence de U_0 a été effectuée aux mêmes altitudes, pour trois vitesses : $40, 70$ et 90 m/s. Enfin, deux séries de mesures ont été réalisées pour observer l'influence du jeu sur l'écoulement : dans l'une on a placé la nappe LASER en milieu de jeu, tandis que dans l'autre on a placé cette nappe légèrement au dessus du jeu, à l'extrados.

2.2.3 Procédures de dépouillement des résultats

Le dépouillement des paires d'images repose sur la décomposition des champs en fenêtres d'interrogation. Une intercorrélacion du nombre de particules détectées dans chaque fenêtre est réalisée entre les fenêtres de la première image et celles de la seconde. Le pic de corrélation permettant d'évaluer le déplacement des particules. La procédure classique consiste à affiner la précision du déplacement en réduisant itérativement la taille des fenêtres d'interrogation et jouant sur le recouvrement partiel entre ces fenêtres. La plupart des champs PIV ont été dépouillés en utilisant des fenêtres d'interrogation finales de 32×32 , ce qui implique une résolution de 3.1×3.2 mm². En utilisant un recouvrement de 50% entre les fenêtres, on ramène cette résolution à 1.5×1.6 mm². Certains champs (notamment dans le jeu) ont été dépouillés en utilisant des fenêtres de 16×16 pixels, avec le même recouvrement, ce qui diminue encore la résolution par 4 mais augmente le rapport signal à bruit. Ce calcul est effectué à l'aide du logiciel *Davis*.

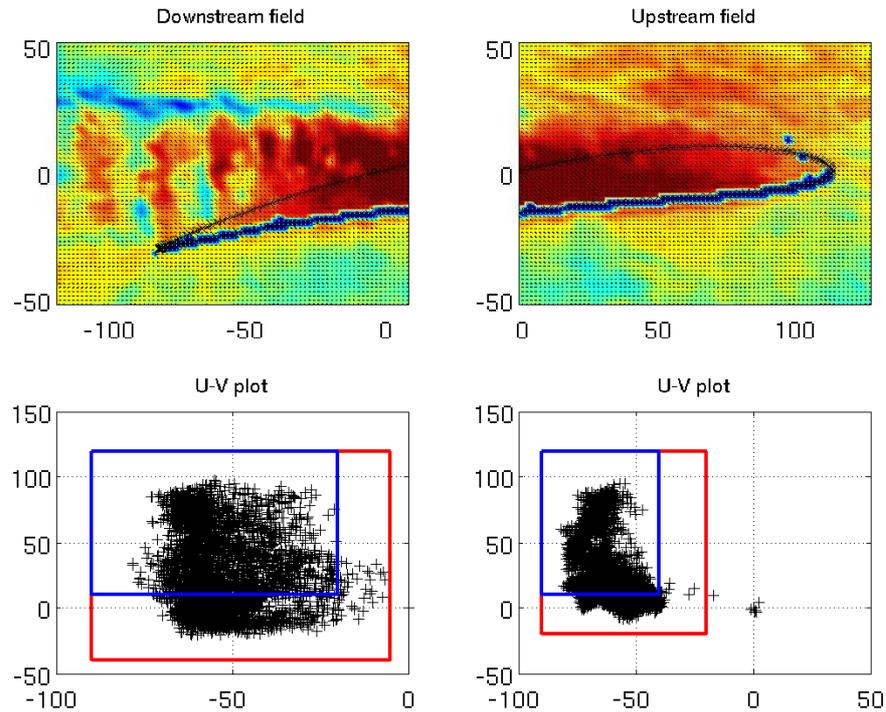


FIG. 2.5: Procédure de post-traitement des champs PIV : élimination de vecteurs aberrants. En haut : champs aval et amont de vitesse instantanées brutes. En bas : champs de vitesses instantanées dans le plan U-V. Les zones bleue et rouge correspondent respectivement aux bornes des première et seconde passes.

La difficulté principale, lors du dépouillement de ce type de mesures, réside dans l'élimination des vecteurs dits aberrants (produits des calculs *Davis*, mais non physiques). Ces vecteurs proviennent des réflecteurs et diffuseurs de lumière suivants.

Les parois du profil, qui ne réfléchissent que peu la lumière sur leurs surfaces dont la peinture est intacte, occasionnent de fortes réflexions le long de leurs arêtes vives où la peinture s'écaille facilement. De plus, la paraffine a tendance à se recondenser sur les parois et plus particulièrement sur la vitre où ses gouttelettes diffusent la lumière. Enfin, des particules de poussière viennent se coller sur le profil et la vitre, soit par électrostatisme (quand les objets viennent d'être nettoyés), soit par adhérence au dépôt de paraffine. Ces particules diffusent également la lumière.

Il résulte de ces réflecteurs et diffuseurs des vecteurs vitesses anormalement élevés ou faibles. Ces vecteurs étant pour la plupart isolés, une méthode en deux itérations a été adoptée. Cette méthode repose sur la représentation des champs de phases (diagrammes de vitesses dans le plan (U, V)), et une hypothèse d'homogénéité partielle du champs aérodynamique ([12]). Les vecteurs sont représentés dans le plan (U, V) , formant ainsi un nuage de points (cf. figure 2.5) dont les vecteurs aberrants sont exclus. L'utilisateur définit ensuite des valeurs minimales et maximales que peuvent prendre les composantes de vitesse de manière à ne conserver que les

vecteurs situés dans le nuage de points. Si l'une des composantes d'un vecteur donné est située en dehors des bornes ainsi imposées, ce vecteur est considéré comme aberrant et retiré. Lors de la première itération, une condition supplémentaire est imposée, portant sur la localisation du vecteur dans le champs physique : si le vecteur correspond à un point de mesure situé dans le jeu (zone correspondant à la projection du profil sur le champ de mesure (en noir, sur la figure 2.5(b)), la condition d'exclusion du vecteur est appliquée. Cela permet l'utilisation de bornes plus restreintes autour des valeurs observées dans la zone de jeu (améliorant ainsi l'efficacité de la méthode) tout en évitant l'exclusion des vecteurs "sains" situés ailleurs dans le champs de mesure lorsque le nuage n'est pas assez homogène. Un second passage est effectué avec des bornes plus élevées, permettant la détection et l'exclusion des vecteurs aberrants dans le reste du champ.

Il est à noter que dans les conditions de mesure et de calcul des mesures présentées, le peak-to-peak ratio (rapport entre le pic de corrélation spatiale maximale d'une fenêtre d'interrogation à une autre et le second) est supérieur à 1.3. Cette valeur est largement acceptée au sein de la communauté scientifique comme attestant de la qualité des mesures. L'erreur statistique de mesure seule a pu être évaluée à partir de calculs de convergence des vitesses moyenne et des valeurs efficaces des fluctuations. Une convergence à 98% de ces grandeurs nécessite environ 500 et 800 images respectivement.

2.3 Mesures de pressions pariétales statiques et fluctuantes

Les mesures de pressions pariétales répondent à divers impératifs liés au projet PROBAND. Elles permettent tout d'abord de connaître la charge aérodynamique sur le profil, et ainsi de comparer l'expérience aux études trouvées dans la littérature. Elles permettent ensuite de caler les calculs numériques sur l'expérience. En effet, ces derniers ne prennent pas en compte la section de sortie de la veine, modélisant l'écoulement amont à l'aide d'un écoulement uniforme. Cela a pour effet d'accélérer les décollements de couche limite (lorsque l'on augmente l'angle d'attaque), phénomènes non observés lors des mesures (cf. chap. 4) mais observé lors de simulations bidimensionnelles préparatoires (avec un angle d'attaque identique à l'expérience). Le calage a donc été réalisé en diminuant l'angle d'attaque des configurations numériques de manière à caler les distributions des coefficients de pression prédits sur la distribution observée expérimentalement. Il a été montré que cette méthode peut poser un problème de représentativité des prédictions numériques ([60]), toutefois la prise en compte de la section de sortie de la veine imposait de temps de calcul incompatibles avec la durée de la présente étude.

L'accès aux pressions instationnaires permet une analyse fine des phénomènes observés par PIV. De plus, certains résultats obtenus après post-traitement sont utilisés comme données d'entrée à des modèles acoustiques prédictifs de bruit de bord de fuite ([70]). Enfin, ces données

peuvent servir à valider les calculs instationnaires de type LES ou DES.

2.3.1 Description du matériel et calibration

Les mesures de pressions pariétales ont été réalisées en 48 points du profil. Les zones de mesures sont principalement localisées à mi-envergure ($z = 100$ mm) et en extrémité de profil, 1.5 mm au dessus des arêtes intrados et extrados (cf. figure B.3 en annexe B). Les sondes de pression consistent en des orifices de 0.5 mm de diamètre (appelés prises de pression) qui communiquent par un emboîtement de tubes de diamètre croissant avec des microphones affleurants, montés dans un bloc de résine à l'extérieur de l'écoulement. Des tuyaux flexibles de 3 m de long sont branchés en sortie des tubes afin de minimiser le taux d'onde stationnaire et d'éviter tout écoulement à travers les sondes. Un schéma d'une telle sonde déportée est proposé en annexe sur la figure B.1 tandis que les deux photos de la figure B.2 montrent respectivement les prises de pression sur le côté extrados et le bloc de résine avec les microphones déportés. Ce montage est du même type que celui utilisé par Perennes et Roger ([67]), la principale différence résidant dans le choix des capteurs (*B & K* ICP 4935, dans notre cas). Les microphones sont préamplifiés par le système d'acquisition *PXI* piloté par le PC avec le logiciel *IDEAS*. La calibration des sondes de pression déportées se fait de la manière décrite par Arguillat ([3]) et rappelée en annexe B. Les acquisitions sont réalisées à une fréquence d'échantillonnage de 44100 Hz, et comprennent 819200 pas de temps. Pour chaque configuration, cinq acquisitions temporelles successives sont réalisées, ce qui assure 500 moyennes d'échantillons de 8192 points.

Les mesures de pression statiques sont effectuées en assurant l'étanchéité des cylindres destinés aux microphones et en branchant les tuyaux souples sur un distributeur multiprise scanivalve qui réoriente la pression sur un manomètre *Furness*.

Autres moyens de mesures

Les mesures de pressions pariétales instationnaires ont été réalisées simultanément avec des mesures de pression acoustique en champ lointain. Deux microphones quart de pouce *Bruel & Kjaer 4939* ont été montés de part et d'autre du profil, dans le plan de mi-envergure. Leurs coordonnées respectives sont (0.01, 1, 0.1) et (0.01, -1, 0.1) dans le repère (O, X, Y, Z). De plus, un accéléromètre a été monté sous la plaque inférieure. Enfin, une sonde à fil chaud simple a été placée à divers endroits de l'écoulement selon les configurations expérimentales.

Pratiquement, le nombre de capteurs était limité à 29. Les essais ont donc été effectués en deux séries, avec des configurations de capteurs de pression distinctes illustrées sur la figure B.3 de l'annexe B. La première configuration (désignée par "conf 1") a porté sur la région de mi-envergure, tandis que la seconde (désignée par "conf 2") a surtout ciblé la zone de jeu.

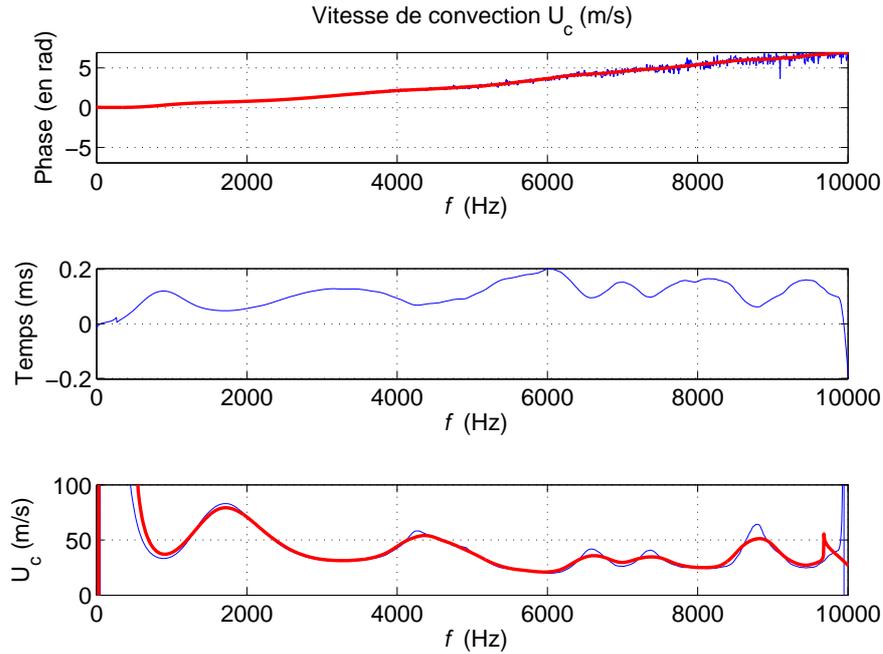


FIG. 2.6: Exemple de calcul de vitesse de convection (ici, entre les prises 25 et 29 en configuration de référence).

2.3.2 Configurations expérimentales

Les valeurs des paramètres expérimentaux retenues pour chaque configuration de capteurs de pression instationnaire sont détaillées dans le tableau A.2 de l'annexe A. Le tableau A.3 de la même annexe, quant à lui, présente les valeurs des paramètres expérimentaux retenues pour les mesures de pression statique.

2.3.3 Procédures de dépouillement des résultats

Si les post-traitements des pressions statiques est relativement immédiat (calcul des coefficients de pressions correspondants), l'étude des pressions instationnaires nécessite un post-traitement plus approfondi. Celui-ci peut se résumer en trois points :

1. **Corrélations temporelles.** Celles-ci sont calculées de manière systématique, donnant accès à des temps de convections liés aux maxima de corrélations observés. La corrélation entre deux signaux x et y est calculée de manière adimensionnelle, selon la relation suivante :

$$R_{x,y}(\tau) = \frac{corr_{x,y}(\tau)}{\sqrt{corr_{x,x}(0)} \cdot \sqrt{corr_{y,y}(0)}}$$

où τ est le retard entre x et y , et $corr$ représente la corrélation temporelle.

2. **Autospectres.** Ces autospectres sont calculés en utilisant la technique de fenêtrage de Hanning sur une fenêtre temporelle de 8192 pas de temps. Les spectres ainsi calculés sont moyennés entre eux (ce qui donne 500 moyennes et assure une représentativité

statistique : selon Bendat et Piersol [6], l'erreur statistique est inférieure à 4.5%.

3. *Interspectres et vitesse de convection.* Calculés selon une méthode analogue aux autospectres, les interspectres permettent le calcul de vitesse de convection basée sur la conversion de la phase d'un interspectre donné en retard temporel, lequel divise la distance entre les deux prises correspondantes. La procédure suivie est similaire à celle servant à déterminer le temps de convection d'un tube capillaire. Un exemple de calcul est donné en figure 2.6.

2.4 Anémométrie par fils chauds

Si les mesures par PIV permettent une résolution spatiale du champ aérodynamique très satisfaisante, la résolution temporelle (de l'ordre de 4 Hz) est trop faible pour donner accès à des informations pertinentes sur le contenu spectral de ce dernier. Ces informations sont nécessaires à la validation des calculs numériques d'une part, et renseignent sur la physique de l'écoulement d'autre part, pouvant éventuellement servir de paramètre d'entrée à des modèles prédictifs. C'est pourquoi des séries de mesures par Anémométrie par fils chauds (dont l'acronyme anglais est HWA) ont été réalisées.

2.4.1 Description du matériel et calibration

Deux types de sondes ont été utilisés lors des mesures, répondant à deux objectifs distincts.

- Une sonde à fil chaud simple *Dantec 55P11* a permis de mesurer le module de vitesse en divers endroits selon les configurations expérimentales, comme explicité dans les chapitres traitants des résultats expérimentaux.
- Une sonde à fils chauds croisés *Dantec 55P51* a été utilisée pour réaliser des mesures dans le plan (X, Y) . Ces mesures ont servi à valider les résultats PIV d'une part, et à obtenir les informations spectrales recherchées de l'autre. Cette sonde a également été utilisée pour caractériser l'écoulement incident (cf. figure 2.3).

Le montage expérimental lié aux mesures par fils chauds croisés est relativement simple. La sonde est montée sur une tige en acier, elle-même fixée à un bras mobile *microcontrôle*. Ce bras est relié à une poutre métallique par un dispositif permettant une rotation selon l'axe des Z . Ce dispositif, quant à lui, peut être translaté le long de la poutre. La méthode de mesure est la suivante : on positionne la sonde et l'axe du bras respectivement à une origine et un angle déterminés, puis les points de mesures sont réalisés en translatant la sonde le long de l'axe *microcontrôle* en pilotant celui-ci (cf. figure 2.7). Les acquisitions sont réalisées à l'aide du logiciel *Labview*, avec une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz pour des mesures de vitesses moyennes (comparaison avec les mesures PIV) et de 45 kHz pour des mesures spectrales. En chaque point de mesure, la température de l'écoulement est mesurée à l'aide d'un thermocouple.

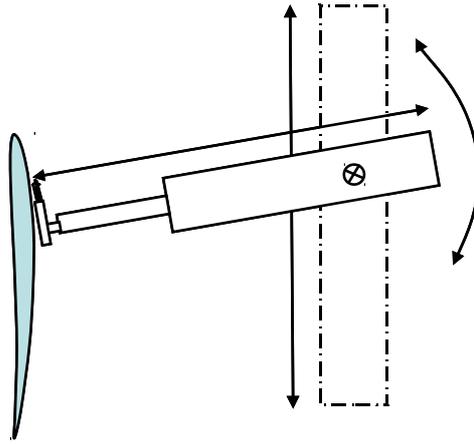


FIG. 2.7: Schéma du montage expérimental lié aux mesures par fils chauds croisés. Vue de dessus.

La méthode conventionnelle de calibration du dispositif expérimental consiste tout d'abord à placer la sonde dans la partie saine de l'écoulement (environ deux cordes en amont du profil, où celui-ci n'a plus d'influence sur l'écoulement), et à procéder à des mesures de tensions pour diverses vitesses de consigne de la soufflerie (cette vitesse étant mesurée à l'aide d'un tube de Pitot). La relation entre la vitesse et la tension de pont (tension entre les extrémités d'un fil donné) est modélisée par un polynôme P d'ordre 4 dont les coefficients sont calculés par la méthode des moindres carrés.

Le calcul des vitesses rms se fait à l'aide de la formule suivante :

$$U_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (U(t_i) - U_{moy})^2}$$

où U_{moy} est la composante vitesse moyenne, N le nombre d'échantillons temporels.

On peut également utiliser la relation :

$$U_{rms} = P'(E) \cdot E_{rms}$$

où P' désigne le polynôme dérivé du polynôme d'interpolation P et E_{rms} la valeur efficace des fluctuations de la tension du fil chaud.

Par ailleurs, une rapide calibration en angle de la sonde à fils chauds croisés a été réalisée, assurant la validité des mesures pour une gamme d'angles d'incidence de $\pm 20^\circ$.

2.4.2 Configurations expérimentales

La sonde à fil chaud simple a principalement été utilisée lors des mesures de pressions pariétales, et donc dans les mêmes configurations expérimentales. Elle a de plus été utilisée en configuration de référence pour la caractérisation de l'écoulement incident.

Les fils chauds croisés ont été employés en configuration de référence et en configuration de bruit de bord de fuite. Les schémas proposés en figure A.1 donnent les positions des points de mesures. Trois altitudes ont été explorées pour la configuration de référence (mi-jeu, 15 mm et mi-envergure), tandis que seul le plan de mi-envergure fut investigué en configuration de bruit de bord de fuite.

2.4.3 Procédures de dépouillement des résultats

Afin de compenser l'effet des variations de température de l'écoulement sur l'estimation de la vitesse, la tension E à partir de laquelle la vitesse est calculée est corrigée de la manière suivante :

$$E_{cor} = E \cdot \sqrt{\frac{T_w - T_{etal}}{T_w - T_{mes}}}$$

où E_{cor} désigne la valeur corrigée de E , T_w une température dépendant des caractéristiques du fil (appelée température de surchauffe), T_{mes} la température de l'écoulement mesurée au moyen d'un thermocouple et T_{etal} la température de l'écoulement mesurée lors de l'étalonnage du fil.

Les spectres de vitesse sont obtenus à partir des signaux temporels.

Par ailleurs, cette méthode de mesure est hautement intrusive, ce qui a été pris en compte lors de l'analyse des mesures de vitesse et de pression instationnaires.

2.5 Anémométrie par LASER Doppler

L'Anémométrie par fils chauds permet d'obtenir une bonne caractérisation des vitesses moyennes et des spectres hors de la zone de jeu. En revanche, elle ne se prête pas aux mesures dans cette zone fortement perturbée pour plusieurs raisons bien connues.

- Cette région est le siège d'écoulements de recirculation plus ou moins intermittents. Ainsi, les fils chauds peuvent se situer par moments dans le sillage de leur support.
- L'angle de la vitesse, sujet à de fortes variations, peut localement excéder les limites admissibles pour la sonde. Dans les conditions les plus défavorables, la sonde elle-même peut faire écran au fil chaud. Une orientation de la sonde point par point n'est, quant à elle, pas envisageable car incompatible avec la durée des campagnes de mesures.
- La sonde et son support occupent un volume suffisant pour perturber significativement l'écoulement dans le jeu. Le support de sonde a en effet un diamètre de 2 mm, ce qui n'est pas négligeable dans le jeu de 10 mm.

C'est pourquoi l'Anémométrie par LASER Doppler (LDA) constitue une alternative intéressante, car non intrusive et applicable dans les zones de recirculation.

2.5.1 Description du matériel et calibration

Ces mesures sont réalisées à l'aide d'une sonde LDA *Dantec*. Deux paires de faisceaux, de longueur d'onde 514.5 nm (vert) et 488 nm (bleu) respectivement, sont générées par un LASER *Spectra Physics* argon-ion de 4 W de puissance. Chaque paire de faisceaux crée ainsi un réseaux d'interférences. Lorsque des particules traversent ce réseau, elles occasionnent une modulation en fréquence de la lumière rétro-diffusée au niveau du volume de mesure qui dépend de la vitesse des particules (effet Doppler). De plus, une cellule de Bragg permet de décaler en fréquence (40 MHz) l'un des faisceau de la paire, occasionnant un décalage spatial du réseau d'interférences, ce qui permet de déterminer le signe de la vitesse des particules.

Pratiquement, les faisceaux LASER sont envoyés par fibre optique jusqu'à la sonde LDA, qui envoie le signal des faisceaux rétro-diffusés sur des photo-multiplicateurs, dont les sorties sont traitées par des analyseurs en temps réel *Dantec*. L'acquisition des données est réalisée à l'aide du logiciel *BSA Flows*. Le volume de mesure est de $75 \mu\text{m}$ et l'espace inter-frange de $3 \mu\text{m}$. L'ensemencement est réalisé à l'aide de paraffine vaporisée.

Le montage expérimental est similaire à celui utilisé lors des mesures PIV. La sonde est montée sur un chariot de déplacement *Microcontrôle*, lui-même fixé à un disque tournant de même marque. Ce dispositif est placé sous la plaque inférieure, équipée du disque vitré. Deux sondes LDA, de longueur focale 250 mm et 400 mm ont été utilisées. L'angle entre les rayons (9° pour la sonde de focale 250mm) était en effet trop important, si bien que l'extrémité du profil faisait écran et interdisait des mesures en proche paroi lors des mesures à mi-envergure.

2.5.2 Configurations expérimentales

Les configurations expérimentales retenues sont similaires à celles utilisées lors des mesures par HWA. Toutefois, des mesures supplémentaires ont été réalisées aux altitudes $Z = 15$ et 100 mm. Aucune mesure n'a été effectuée en configuration de bruit de bord de fuite. Deux schémas illustrant les positions des points de mesures sont donnés en figure A.2.

2.5.3 Procédures de dépouillement des résultats

Le dépouillement des résultats est assuré par le logiciel *BSA Flows*, qui restitue les valeurs moyennes et rms des vitesses mesurées. La difficulté de ce type de mesure est liée à l'échantillonnage des données temporelles, conditionné par le passage aléatoire des particules dans le volume de mesure. L'échantillonnage des signaux temporels est donc irrégulier. Le traitement des données acquises simultanément aux données LDA (cf. 2.7) nécessite une base temporelle commune aux autres moyens de mesure.

La méthode retenue pour le rééchantillonnage des signaux temporels LDA est appelée "slotting", et consiste à considérer les grandeurs mesurées (ici, les vitesses U et V) constantes entre deux passages de particules successives, et à les moyenner si plusieurs passages sont

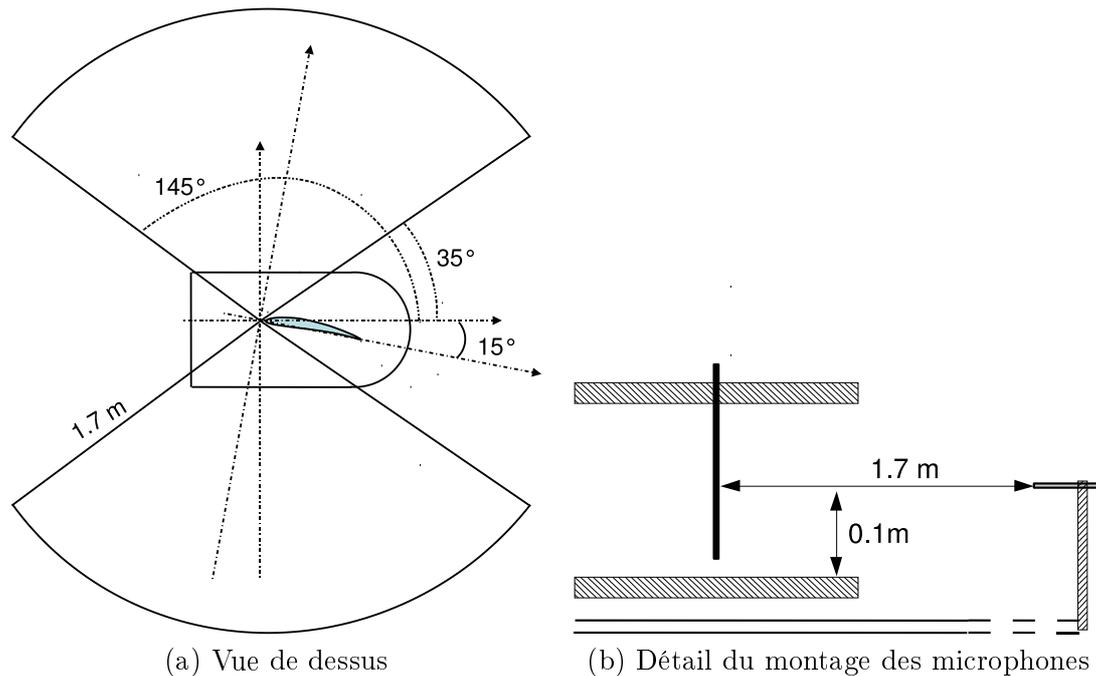


FIG. 2.8: Schéma du montage expérimental lié aux mesures de directivité en champ lointain : vue de dessus (a) et vue de côté (b).

détectées entre deux pas de temps consécutifs. Il s'agit donc d'une interpolation temporelle à l'ordre zéro. Cette méthode a été adoptée après une brève étude sur l'influence de la méthode de rééchantillonnage sur les valeurs efficaces des fluctuations de vitesses, la méthode de slotting donnant les résultats les plus proches de ceux des signaux temporels originaux.

2.6 Directivité du champ acoustique lointain

Les mesures de champ acoustique lointain constituent un point important des travaux présentés ici. Comme cela a été souligné dans le chapitre précédent, ce type de mesure peu documenté dans la littérature est possible dans notre configuration. De plus, la simplicité du montage expérimental permet d'explorer une large gamme de configurations expérimentales et donc de constituer une base de données conséquente.

2.6.1 Description du matériel et calibration

Grâce au dispositif illustré sur la figure 2.8, la directivité est mesurée à mi-envergure au moyen de deux microphones demi-pouce *Bruel & Kjaer 4191* placés à des positions diamétralement opposées sur un cadre. La rotation autour de son axe de symétrie vertical est assurée par un plateau tournant piloté depuis un ordinateur. Le rayon du cercle décrit est de 1.7 m et son centre est le point de coordonnées $(-0.018, 0, 0.1)$. Une mesure est réalisée tous les 5° , de 35° à 145° .

Les acquisitions et la rotation des microphones sont pilotées à l'aide d'un logiciel développé sous *Labview*. Chaque microphone est calibré à l'aide d'un pistonphone.

2.6.2 Configurations expérimentales

Les configurations expérimentales retenues satisfont les mêmes objectifs que celles retenues lors des autres mesures. Toutefois, devant la simplicité et la rapidité de ce type de mesure, les divers paramètres expérimentaux ont été explorés plus finement. Il est à noter que l'étude de l'influence de la vitesse amont a été réalisée pour un jeu de 10 mm ainsi qu'un jeu nul, afin de séparer les effets de bruit de bord de fuite de ceux liés à l'écoulement de jeu. Les mesures de bruit de fond (i.e. mesures en retirant le profil de l'écoulement) ont également été réalisées pour toute la gamme de vitesse amont. L'étude de l'influence du calage a été réalisée pour deux vitesses amont différentes (40 et 70 m/s); trois jeux ont été observés (0, 5 et 10 mm). Enfin, l'étude de l'influence du jeu a été réalisée pour deux vitesses amont différentes (40 et 70 m/s).

Ces configurations sont données dans le tableau A.4.

2.6.3 Procédures de dépouillement des résultats

Le logiciel utilisé sous *Labview* traite automatiquement les signaux temporels numérisés et n'enregistre que les composantes de la densité spectrale de puissance (DSP, en Pa^2/Hz). Des différences de spectres sont ensuite calculées entre les configurations avec/sans jeu ainsi que celles avec/sans profil, afin de séparer les différentes sources de bruit. Lors de ces calculs, un seuil peut être introduit pour valider cette différence. Ainsi, si la différence entre deux composantes spectrales est supérieure au seuil, la différence est considérée comme positive et le résultat est conservé. Dans le cas contraire, cette composante spectrale n'est pas considérée dans l'analyse des résultats (la valeur de cette différence est fixée à 0 dB). Différents seuils ont été utilisés lors du dépouillement des données, variant de 0 à 3 dB. Le premier (0 dB) sert à repérer les domaines de fréquence où l'on observe une influence du jeu par rapport à l'écoulement sans jeu, tandis que le dernier seuil (3 dB) sert à isoler les domaines où les sources liées à l'écoulement de jeu sont prépondérantes.

2.7 Mesures simultanées de vitesses et de pressions instationnaires

Des mesures simultanées de vitesse, de pression pariétale et de pression en champ lointain ont été réalisées afin d'établir des relations de causalité entre l'écoulement et le bruit rayonné. Outre les techniques de corrélation classiques, des mesures conditionnelles fondées sur l'analyse par ondelettes ont été appliquées à nos données dans le cadre d'une coopération avec l'équipe

du Pr. Camussi de l'Université de Roma Tre. L'analyse conditionnelle par ondelettes apporte un nouvel éclairage sur les mécanismes de génération sonore dans la zone de jeu.

2.7.1 Mesures PIV/Pressions pariétales/Champ lointain

Les mesures simultanées de vitesse par PIV, de pression pariétale et de champ lointain ont été effectuées en configuration de référence avec 2 prises de pression sur l'extrémité du profil (prises A et B) et un microphone placé à 1.5 m côté extradados. Comme le cadencement des mesures PIV est limité, il a fallu localiser temporellement les impulsions du LASER par rapport aux signaux de pression. Six cents paires d'images ont ainsi été enregistrées conjointement avec les signaux de pression.

L'analyse de ces données est décrite au chapitre 5.

2.7.2 Mesures LDA/Pressions pariétales/Champ lointain

Ces mesures visent à étudier l'écoulement au niveau de l'arête extradados. Dans ce but, les signaux des prises 19, 21 et B sont enregistrés simultanément à celui de la sonde LDA ainsi que celui d'un microphone demi-pouce *Bruel & Kjaer 4191* placé à l'extrados. Les coordonnées du microphone sont (0.1, 1.5, 0.1) dans le repère (O, X, Y, Z) .

Après rééchantillonnage des données LDA (de la manière décrite en sous-section 2.5.3), les spectres et cohérences entre grandeurs instationnaires sont calculés suivant la procédure décrite en 2.3.3.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux en configuration de référence

Ce chapitre contient une description des résultats expérimentaux obtenus en configuration de référence, ainsi qu'une comparaison avec ceux de la configuration de bruit de bord de fuite. L'accent est mis sur les différences entre les deux afin de mettre en évidence l'influence du jeu sur le champ lointain. Diverses sources acoustiques liées à l'écoulement de jeu sont discutées en dernière partie.

3.1 Ecoulement à mi-envergure

La comparaison des configurations avec et sans jeu permet de mesurer l'influence du jeu sur l'écoulement à mi-envergure. Par ailleurs, elle fournit un élément de comparaison pour faciliter l'interprétation des observations dans la zone de jeu. Enfin, l'examen des données aéroacoustiques de cette zone fournit nombre de données utiles lors de calculs prédictifs (cf. chap. 6).

3.1.1 Pression statique

Les distributions de coefficient de pression C_p sont illustrées sur la figure 3.1 pour les configurations de référence et de bruit de bord de fuite.

Le C_p et son gradient évoluent de manière régulière du côté extrados à partir du minimum près du bord d'attaque jusqu'au bord de fuite. En particulier la décroissance lente et régulière du C_p jusqu'à la valeur nulle au bord de fuite montre qu'il n'y a pas de décollement. Eventuellement un léger décollement pourrait se produire entre 98% et 100% de corde, ce qui a été rapporté par Gamet et al [27] lors d'une étude numérique de cette configuration. L'absence de mesures dans ce tronçon ne permet pas de se prononcer à partir de résultats expérimentaux. L'absence de décollement pour un tel angle d'attaque ($\alpha = 15^\circ$) tient au fait que l'écoulement primaire est dévié par le profil, ce qui réduit l'angle d'incidence effectif de l'écoulement vers

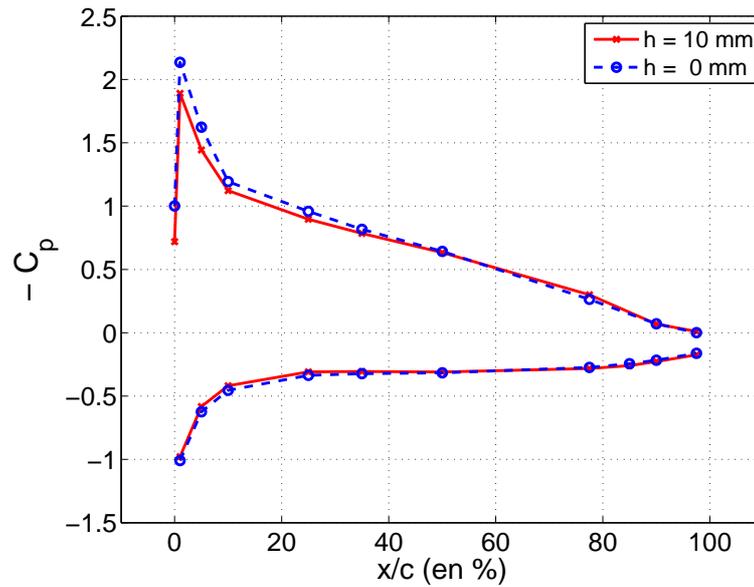


FIG. 3.1: Distribution de pressions statiques à mi-envergure. Les résultats obtenus en configuration de référence sont représentés en rouge et ceux obtenus en configuration self-noise en bleu.

7 à 7.5°.

Par ailleurs, la comparaison des coefficients de pression avec et sans jeu montre que l'influence du jeu reste faible à mi-envergure. Sur la partie aval, la différence est négligeable. Sur la partie amont, on constate une diminution de 10 à 15% du maximum de dépression côté extrados, ce qui est faible mais non sans retombée sur la portance du profil. Cette différence s'explique par la compensation entre les pressions intrados et extrados dans le jeu. On devrait donc pouvoir observer une composante de vitesse W selon l'envergure.

3.1.2 Champs de vitesse

De manière générale, l'écoulement moyen tel qu'obtenu par PIV est typique d'un écoulement bidimensionnel autour d'un profil.

Une zone de faible vitesse longitudinale U est observé au voisinage du bord d'attaque (ie. dans la région du point d'arrêt). Une accélération est constatée dans la moitié amont du plan extrados, suivie d'une décélération et d'une zone de très faibles vitesses (15% de la vitesse incidente) correspondant au sillage du profil. La vitesse longitudinale est quasi constante dans le plan intrados.

Le contournement du bord d'attaque par l'écoulement est le lieu de forte vitesse transverse V . Dans le plan extrados, V décroît régulièrement et change de signe dans la moitié aval suite aux effets de cambrure et d'épaisseur du profil. La vitesse transverse est quasi nulle dans le plan intrados.

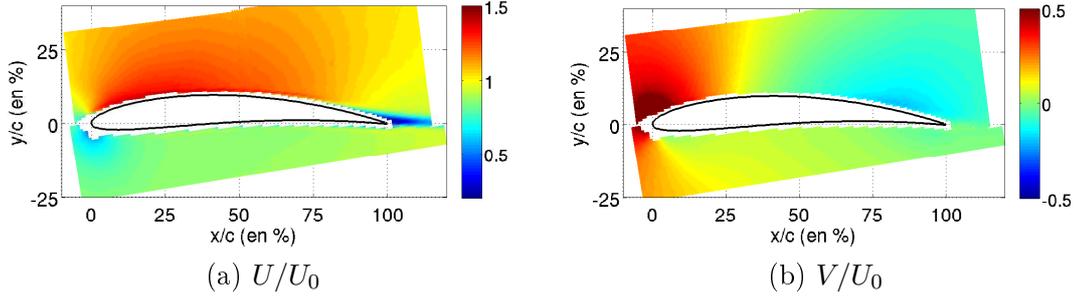


FIG. 3.2: Champ de vitesses moyennes à mi-envergure ($Z = 100$ mm). Composante longitudinale U (gauche) et transverse V (droite).

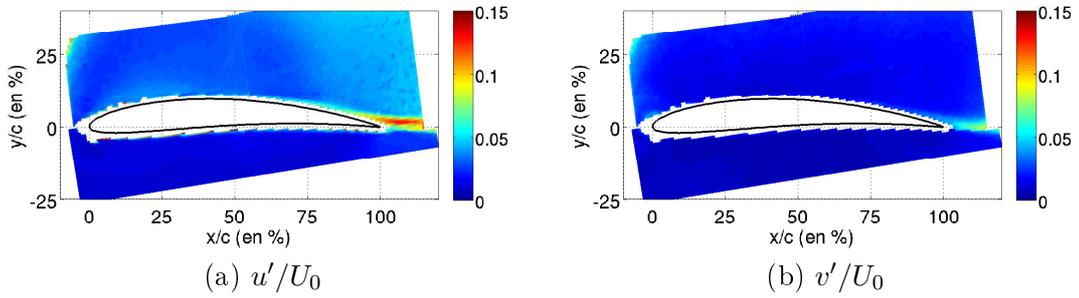


FIG. 3.3: Fluctuations de vitesse normalisées à mi-envergure ($Z = 100$ mm). Fluctuations longitudinales u'/U_0 (gauche) et transverses v'/U_0 (droite).

Ainsi, la PIV confirme l'absence de décollement constatée par une exploration préalable au fil de laine et vérifiée par les mesures de C_p .

Les champs de vitesse moyenne longitudinale U et transverse V tels qu'obtenus par PIV sont représentés en figure 3.2. La zone blanche autour du profil est essentiellement due aux réflexions par la paroi (malgré son revêtement noir mat). L'étendue de la zone est ici accrue par un effet de perspective de l'extrémité de pale située en avant-plan. Ces deux effets masquent les problèmes d'ensemencement rencontrés en proche paroi (ie où la vitesse est très faible).

Une couche limite pariétale se développe et s'épaissit le long de l'extrados du profil. Cette couche limite, turbulente ($Re = 920\,000$), se traduit par une zone de fluctuations de vitesse longitudinale normalisées u'/U_0 élevé (de l'ordre de 7 à 8%). Cette zone est observée dans la moitié aval du profil (cf. figure 3.3(a)).

Par ailleurs, le sillage est le lieu de fortes fluctuations de vitesse longitudinale normalisées. Ces fluctuations sont principalement localisées dans les couches de cisaillement du sillage. On mesure ainsi jusqu'à 13% de fluctuations de vitesse longitudinale normalisées au voisinage du bord de fuite, ces taux diminuant à mesure que les couches de cisaillement s'épaississent.

A contrario les fluctuations de vitesse transverse, maximales le long de l'axe du sillage,

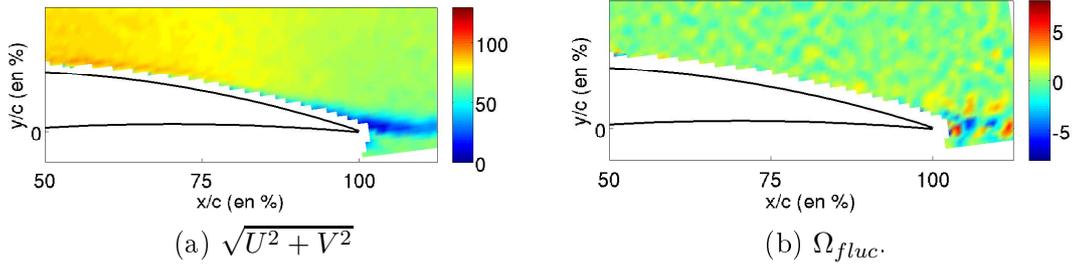


FIG. 3.4: Champs de vitesse instantané (gauche) et de vorticité instantanée relative (droite). Région du bord de fuite.

augmentent lorsque les couches de cisaillement s'épaississent. Le maximum de fluctuations de vitesse transverse normalisées v'/U_0 est donc observé en bordure de champ PIV, où il atteint 8% (cf. figure 3.3(b)).

3.1.3 Écoulement instationnaire

A l'extrados, la couche limite pariétale est le lieu de production de structures tourbillonnaires. Ces structures sont convectées le long de l'extrados jusqu'au bord de fuite. Ces structures tourbillonnaires interagissent alors avec le bord de fuite, ce qui a pour effet la génération de structures tourbillonnaires de circulation opposée. Ces structures sont ensuite convectées dans le sillage.

Ces phénomènes sont illustrés par PIV à l'aide d'un champ de vitesses instantanées et un champ de fluctuation de vorticité instantanée $\vec{\Omega}_{fluc}$ proposés sur la figure 3.4. Cette quantité est obtenue en calculant le rotationnel du champ de fluctuations de vitesses, selon la formule suivante :

$$\vec{\Omega}_{fluc} = \text{rot}(\vec{U} - \vec{U}_{moy}) \quad (3.1)$$

où \vec{U} et \vec{U}_{moy} désignent respectivement les vecteurs vitesse instantané et moyen.

La taille des structures tourbillonnaires se développant au sein de la couche limite pariétale est intimement liée à l'épaisseur de la couche limite δ . Ainsi, les structures les plus grandes sont observées au voisinage du bord de fuite, où δ atteint son maximum. Par ailleurs, le développement de ces structures est lié d'une part aux paramètres expérimentaux, tels que la vitesse incidente et l'angle d'attaque, et d'autre part aux paramètres géométriques du profil, tels que la cambrure et l'épaisseur e . Ces effets sont discutés en 6.1.4.

Ces structures tourbillonnaires sont caractérisées par des fluctuations de pression pariétale à l'extrados et de vitesse dans le sillage. L'étude fréquentielle de ces fluctuations confirme les résultats présentés en figure 3.1 : aucune influence du jeu n'est observée dans la moitié aval de l'écoulement. Les densités spectrales de puissance DSP des fluctuations de pression au voisinage du bord de fuite ($x/c = 97.5\%$) et des fluctuations de vitesse dans le sillage ($x/c =$

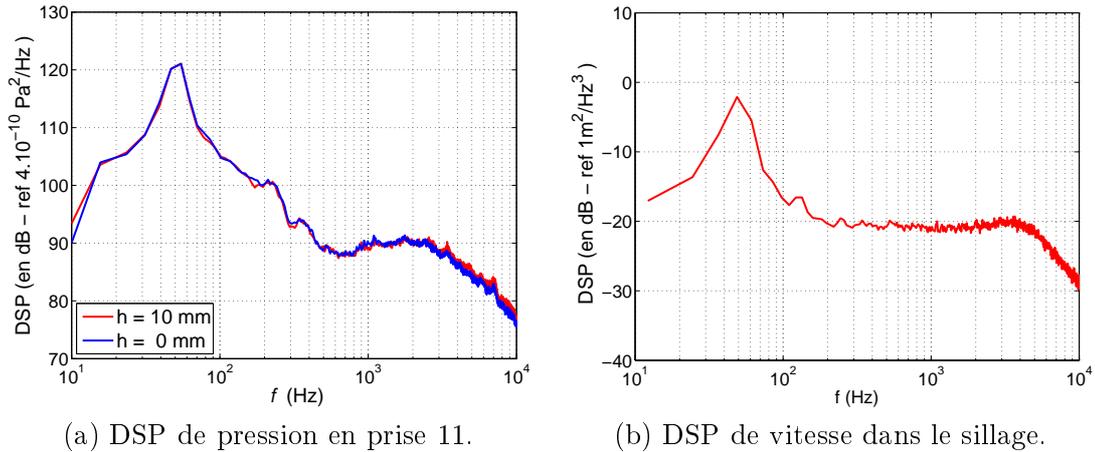


FIG. 3.5: Densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétale au voisinage du bord de fuite (gauche) et de vitesse dans le sillage (droite). Les résultats obtenus en configuration de référence sont représentés en rouge et ceux obtenus en configuration self-noise en bleu.

110%) sont représentées sur la figure 3.5.

En dessous de 200-300 Hz, les mesures sont dominées par des perturbations de l'écoulement incident qui existent indépendamment du profil. Ces perturbations sont donc liées à des effets d'installation. En particulier, des oscillations importantes apparaissent au voisinage de 50 Hz (cf. figure 3.5). L'étude paramétrique montre que cette fréquence évolue proportionnellement à la vitesse. Comme de surcroît sa présence est conditionnée par celles des plaques de maintien du profil et qu'elle est mesurable dans tout l'écoulement, ces perturbations de très basse fréquence sont vraisemblablement liées à une interaction aérodynamique entre le jet et les plaques de maintien et se caractérisent par des oscillations globales du jet incident ressenties dans tous l'écoulement. Par la suite les spectres seront donc coupés pour les fréquences inférieures à 200 Hz.

3.2 Écoulement dans la zone de jeu

Le champ aérodynamique dans la zone de jeu est particulièrement complexe, et fortement tridimensionnel. A l'examen des diverses données, un premier constat s'impose : l'écoulement secondaire est correctement généré (présence d'un TJ).

3.2.1 Vitesse moyenne et efficace

Les résultats obtenus par PIV sont analogues à ceux obtenus par Intaratep [41], qui a effectué des mesures par HWA à l'aide d'une sonde Kovaznay à 4 fils (obtenant ainsi les trois composantes de vitesse) dans un espace inter-aube de la grille d'aubes de la Virginia Tech. University.

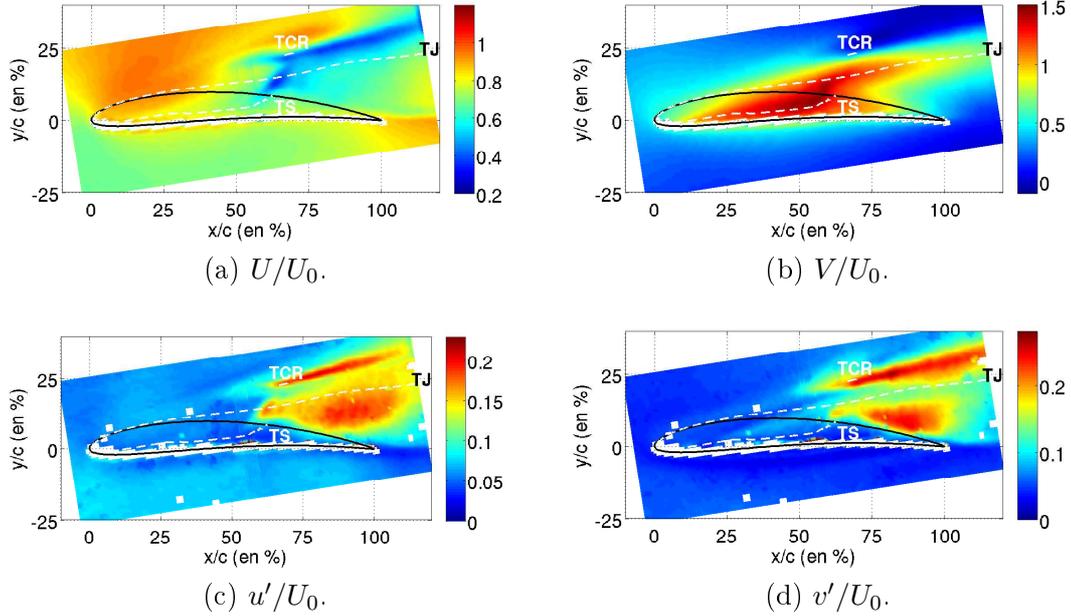


FIG. 3.6: Champ PIV de vitesses moyenne (haut) et efficace (bas) à $z = -5$ mm. Les lignes en pointillés représentent les axes des tourbillons contra-rotatif (TCR), de séparation (TS) et de jeu (TJ).

De plus, ces résultats sont en très bon accord avec les prédictions numériques de Boudet et Caro (cf. 6.1.4). Boudet et Caro [9] ont effectué un calcul RANS sur la configuration de référence, donnant ainsi accès à la composante verticale et aux diverses structures tourbillonnaires en présence.

L'interprétation des résultats obtenus par PIV en donc en partie basée sur les résultats de ces auteurs.

La figure 3.6 montre les résultats obtenus par PIV et LDA dans le plan médian de la zone de jeu en configuration de référence. Ces résultats, qui concernent la moyenne et la valeur efficace des deux composantes de vitesse U et V , sont tout à fait représentatifs de l'écoulement dans cette région.

La vitesse longitudinale est en effet plus faible à l'intrados où elle n'atteint que 70% de la vitesse U_0 alors qu'elle s'élève jusqu'à 95% de U_0 à l'extrados au voisinage de la section d'épaisseur maximale du profil. Si la vitesse longitudinale reste inférieure à U_0 dans tout le plan, y compris dans la zone d'accélération (contrairement à ce qui a été observé à mi-envergure), cela tient à deux raisons.

La première est que le plan de mesure ne coupe pas le profil et que par conséquent l'effet de blocage du profil sur l'écoulement est moindre qu'à mi-envergure. La deuxième raison tient au fait que le plan de coupe est situé dans la couche limite incidente où la vitesse n'est que 93%

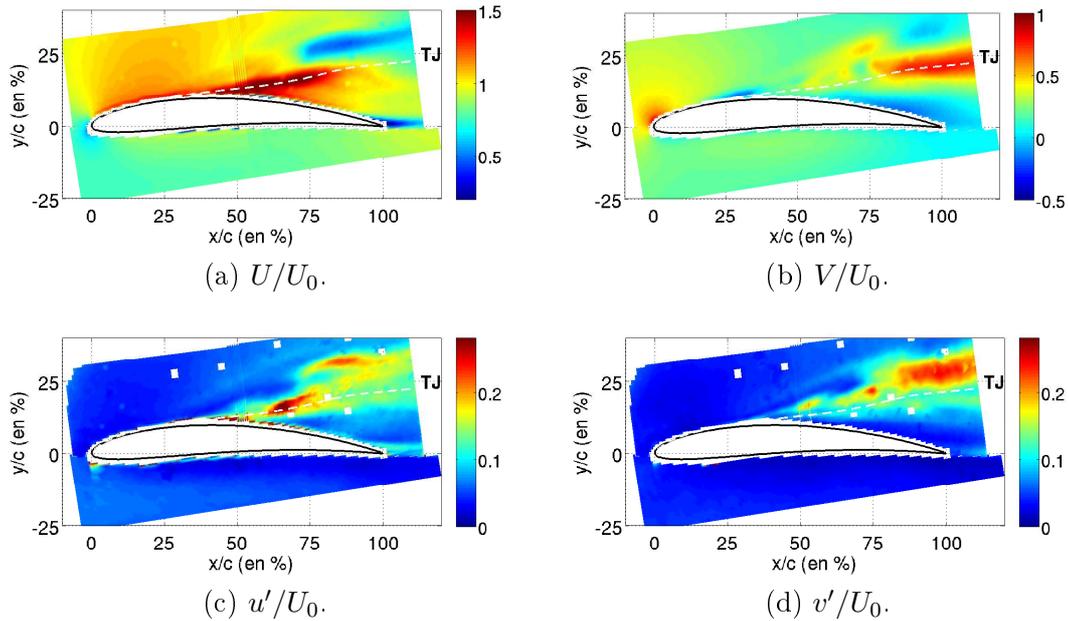


FIG. 3.7: Champ PIV de vitesses moyennes (gauche) et instationnaires (droite) à $z = 5$ mm. Les lignes en pointillés représentent l'axe du tourbillon de jeu (TJ).

de U_0 . Ainsi la vitesse longitudinale correspond en fait à une survitesse de quelques pourcents par rapport à l'écoulement incident "local".

Compte-tenu de ces remarques, l'évolution de la vitesse longitudinale à l'extérieur du jeu peut être scindée en deux régions.

Dans une région amont, qui s'étend jusqu'au tiers de la corde à l'extrados et presque jusqu'au bord de fuite à l'intrados, on retrouve des ressemblances avec l'écoulement à mi-envergure. Cette région est donc caractérisée par la déviation de l'écoulement amont sous l'influence du profil.

Dans une région aval, complémentaire à la précédente, la composante U présente une évolution bien spécifique : on observe en effet sur le côté extrados entre $x/c = 1/3$ et $x/c = 1$, une région de forte décélération où la vitesse est réduite de 20 à 80%. En particulier, la réduction maximale (où U est presque nulle) suit une ligne partant de l'extrados à mi-corde vers l'écoulement externe, inclinée vers l'aval.

Pour interpréter cette dernière observation, la cartographie de la composante transverse V est très instructive. Elle met en évidence une région dans laquelle cette composante atteint jusqu'à une fois et demie (149%) la vitesse U_0 . Cette région commence le long de l'arête intrados dont elle affecte la quasi-totalité et se resserre côté extrados où elle affecte une zone s'étendant d'un quart de corde de part et d'autre de la mi-corde. A l'extérieur du jeu, cette zone se resserre encore autour de la ligne de vitesse longitudinale minimale.

On observe en fait un jet transverse quittant le jeu autour de la mi-corde. Ce jet dévie l'écoulement incident externe provoquant ainsi la diminution de la composante U et est lui-même défléchi par l'écoulement incident externe. Ce jet extrêmement rapide est mû par le gradient de pression entre l'intrados et l'extrados.

L'interaction du jet avec l'écoulement d'une part et avec le profil d'autre part donne lieu à une importante production turbulente dans la partie aval où le jet est dévié. Cette production est localisée dans deux zones visibles sur les figures 3.6(c) et 3.6(d). Il est intéressant de noter que la déviation du jet ne s'effectue pas uniquement vers l'aval, mais aussi vers le haut : en effet, bien que la composante W ne soit pas directement mesurée ici, on constate que la diminution de la composante V entre $x/c = 3/4$ et 1 ne s'accompagne pas d'une augmentation de la composante U mais de l'apparition d'une importante composante verticale W au-dessus du jeu (à $z = 5$ mm) comme le montre la figure 3.7. Cette composante verticale est positive du côté de l'écoulement externe et négative vers la paroi.

Cet aspect peut être expliqué par la formation d'une grande structure tourbillonnaire orientée vers l'aval, le Tourbillon de Jeu (TJ). Le jet mentionné précédemment alimente le TJ en s'enroulant de l'extérieur vers l'intérieur, ce qui explique que la zone de vitesse transverse maximale disparaît progressivement dans le dernier quart de corde du profil. Cet enroulement s'effectue vers le haut, donnant naissance à des zones de forte production turbulente (cf. figure 3.6(c) et (d)). La figure 3.7 montre alors la partie supérieure du tourbillon (zone $V < 0$) ainsi qu'une zone de refoulement ($V > 0$).

On peut remarquer que les fluctuations longitudinales u' maximales sont observées un peu plus loin du profil que les fluctuations maximales transverses v' , car elles sont générées préférentiellement dans la région où l'écoulement externe subit les plus forts gradients.

Les résultats de Boudet et Caro apportent un éclairage nouveau sur ces phénomènes.

De manière analogue au tourbillon observé à l'extrémité d'une aile d'avion, une structure tourbillonnaire (récemment observée sur une aube de turbine par Lee et al. [52]) se forme à l'extrémité du profil au voisinage du bord d'attaque. Cette structure se développe le long des arêtes extrados et intrados. Deux structures tourbillonnaires se forment alors : le tourbillon de séparation (TS) à l'intrados et le tourbillon de jeu (TJ) à l'extrados. Sous l'effet du jet, le TS traverse le jeu à environ 60% de la corde et interagit avec le TJ en dehors du jeu.

Par ailleurs, l'enroulement du jet génère une petite structure tourbillonnaire de circulation opposée au TJ et appelée tourbillon contra-rotatif (TCR), ainsi qu'il a été mentionné dans le chapitre 1. Boudet et Caro observent également cette structure, située en amont des zones de forte turbulence liées à l'interaction entre le TJ et l'écoulement primaire externe. Cette structure, alignée avec les zones de forte turbulence précédemment décrites, n'est pas observée par PIV.

Enfin, un quatrième tourbillon appelé tourbillon secondaire est généré sous l'extrémité du

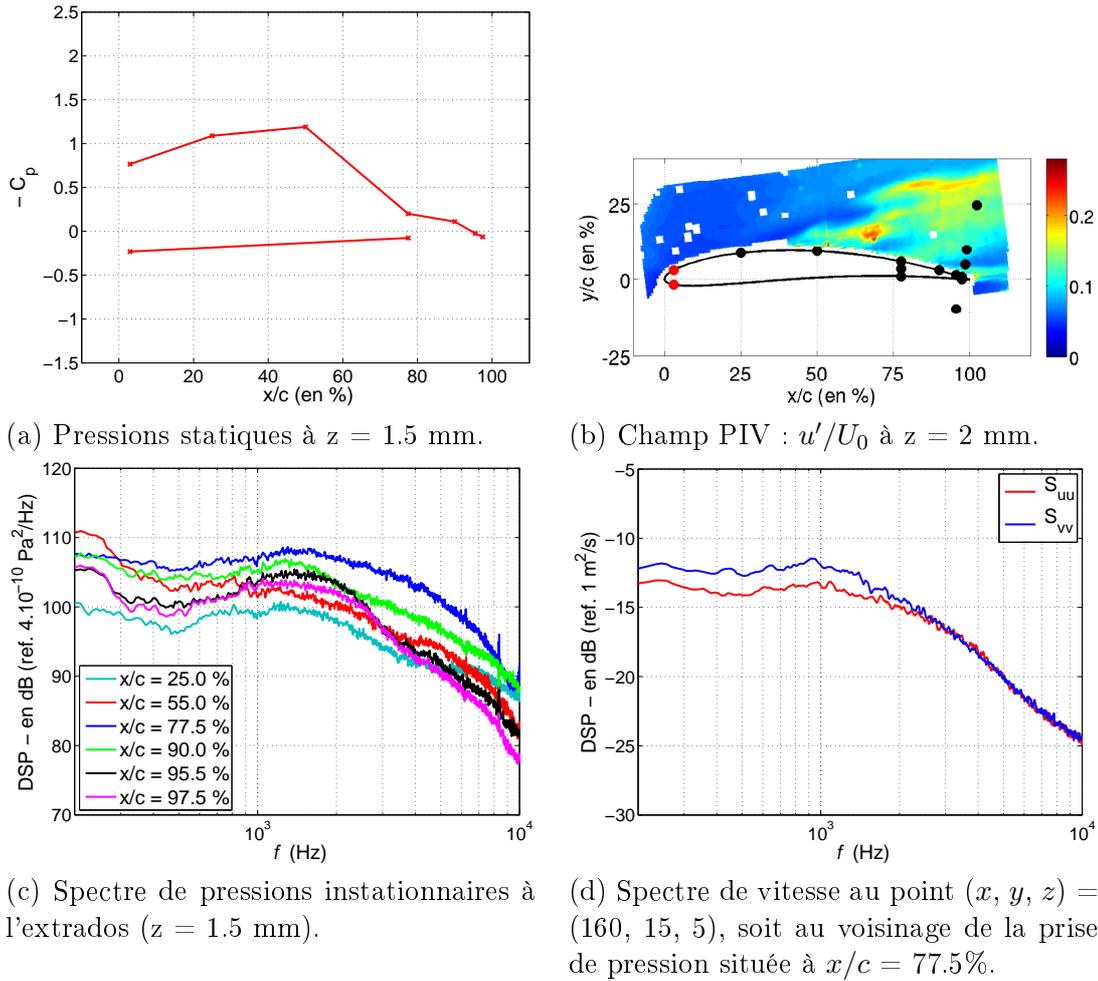


FIG. 3.8: Pressions statiques (a), champ de fluctuations de vitesse longitudinale normalisées u'/U_0 à $z = 2$ mm (b), pressions instationnaires (c) le long de l'arête extrados et spectres de vitesse au voisinage de l'arête. Les points sur la figure (b) représentent les positions des diverses prises de pression. Les points rouges correspondent à des mesures de pressions statiques uniquement.

profil. Ce tourbillon se forme dans la partie aval du profil, après que le tourbillon de séparation a traversé le jeu. Ainsi, la structure de l'écoulement de jeu est dans notre cas conforme aux observations de Kang et Hirsch [46, 47]. Bien que correctement prédit par Boudet et Caro, ce tourbillon secondaire est cependant trop petit et trop proche de l'extrémité du profil pour être observé expérimentalement, et n'a donc pas été représenté.

3.2.2 Pressions pariétales

Les résultats des mesures de pression statique de la figure 3.8(a), sont en accord avec la littérature (cf. [81, 78] et chap. 1). La répartition de pression en extrémité de pale est radicalement différente de celle à mi-envergure : tandis que la surpression à l'intrados est moindre, la dépression l'est également à l'extrados et présente une distribution différente. Du bord d'at-

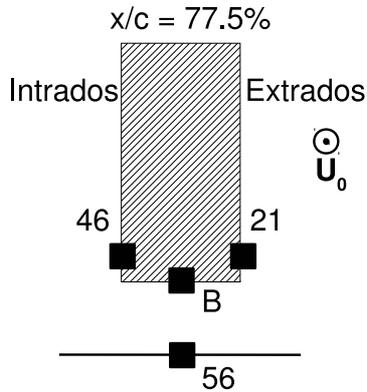
taque au bord de fuite, cette dépression présente une forme caractéristique : la dépression se creuse tend que le TJ reste attaché à l'arête, atteint son maximum au point de détachement, puis chute assez brutalement. Près du bord de fuite (à partir de $x/c = 90\%$), les répartitions de pression tant à mi-envergure qu'en extrémité de pale sont quasiment nulles. Une différence majeure est toutefois constatée : en extrémité de pale, la distribution de pression présente un plateau, ce qui est le signe d'un décollement.

Les figures 3.8(b) et 3.15 montrent le champ de fluctuations de vitesse longitudinale normalisées proche du plan des prises de pression situées le long des arêtes intrados et extrados ; les positions des diverses sondes de pressions sont rappelées, afin de faciliter l'interprétation des spectres de pressions pariétales représentés sur les figures 3.8(c) à (f). Ces spectres sont classés selon diverses zones géographiques de l'écoulement.

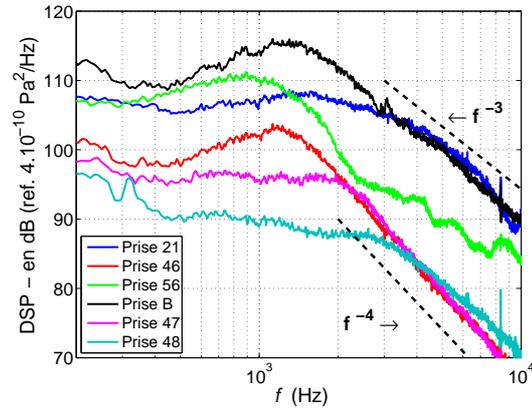
Les pressions pariétales mesurées le long de l'arête extrados présentent toutes une bosse entre 1 et 3 kHz avec un maximum vers 1.2 à 1.3 kHz. Ce maximum augmente de $x/c = 25\%$ à 77.5% , puis diminue. Pour $x/c < 77.5\%$, les fluctuations de pression sont observées sur une très large bande de fréquences (présence de hautes fréquences sur le spectre jusqu'à 10 kHz). Toutefois, les DSP de pression pariétale présentent sensiblement la même pente tout au long de la corde. Il semble que le niveau de ces composantes soit lié à celui de fortes fluctuations de vitesse longitudinale (maximum entre $x/c = 77.5$ et 90%), ce qui laisse penser que celles-ci sont dues à l'interaction entre le jet de l'écoulement secondaire et le TJ. La bosse en moyennes fréquences (0.8 à 3 kHz), serait elle directement liée au TJ lui-même.

Les DSP de fluctuations de vitesses mesurées par LDA confirment ces observations, la bosse de fréquences étant observée pour les deux composantes de vitesse (les fluctuations de vitesse transverse v présentent la bosse la plus nette) . Les spectres obtenus par LDA montrent que l'axe du TJ est le lieu de plus faibles fluctuations comparativement aux niveaux observés dans la région d'interaction entre le TJ et l'extrados, ainsi que dans la région d'interaction entre le TJ en l'écoulement primaire. Un exemple de spectres mesurés dans le plan $z = 5$ mm est donné en figure 3.8(d).

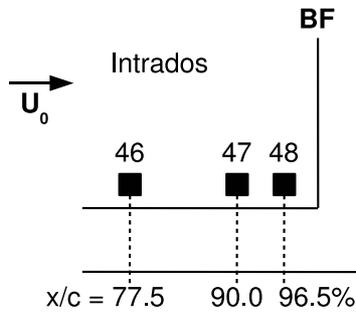
L'étude des spectres de pression dans la section $x/c = 77.5\%$ du jeu (prises 46, 56, B et 21, cf. fig3.9(a)) montre clairement que la bosse entre 1 et 3 kHz est liée aux fluctuations turbulentes générées dans le jeu. En effet, la figure 3.9(b) montre que cette bosse est maximale sur l'extrémité de pale (prise B) et, dans une moindre mesure sur la prise 56 située en vis-à-vis de la prise B. Par ailleurs, cette bosse est également très marquée sur l'arête intrados (prise 46), ce qui laisse penser qu'elle est liée aux fluctuations de pression induites par le décollement à l'arête intrados de l'écoulement de jeu. La différence de niveau peut alors s'expliquer par le caractère tridimensionnel de l'écoulement : les fluctuations mesurées en B sont dues à des structures qui se sont détachées en amont de cette section du jeu (où l'écoulement transverse est plus intense, d'où la différence de niveau) et qui ont été convectées dans une direction



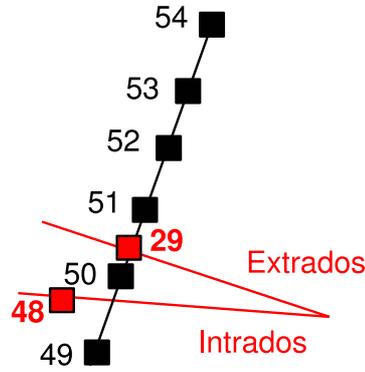
(a) Schéma des prises de pression situées dans le jeu.



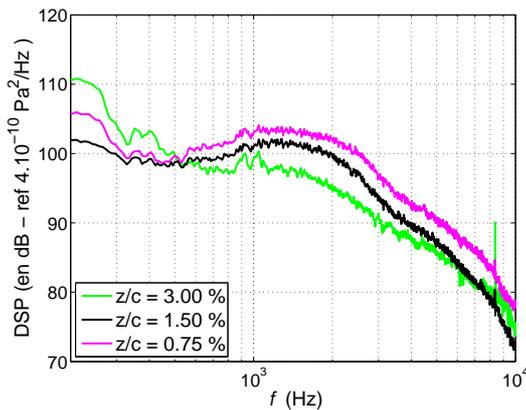
(b) Spectre de pressions instationnaires dans le jeu ($x/c = 77.5\%$) ainsi qu'à l'arête intrados.



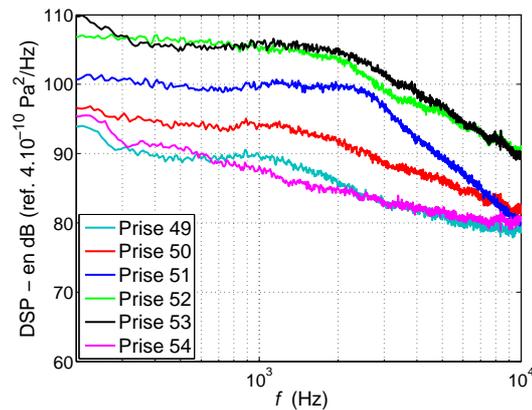
(c) Schéma des prises de pression situées à l'intrados.



(d) Schéma des prises de pression situées sur la plaque inférieure.



(e) Spectre de pressions instationnaires au bord de fuite à l'extrados ($x/c = 97.5\%$).



(f) Spectre de pressions instationnaires sur la plaque inférieure.

FIG. 3.9: Pressions instationnaires dans le jeu (a), dans le coin de bord de fuite (a) et (f) et sur la plaque inférieure (e). La prise 54 est montrée à titre comparatif, cette prise étant située sur la plaque inférieure au voisinage du bord d'attaque.

oblique par rapport à la corde. Cette interprétation permet également d'expliquer le fait que la bosse n'est pas visible sur l'arête extradados (prise 21), trop éloignée de ce décollement.

En revanche, la prise 21 présente un spectre large bande imputable aux fluctuations du tourbillon de jeu qui se développe à la sortie du jeu. Ce constat est corroboré par le fait que les fluctuations de pression sont beaucoup plus faibles à toutes les fréquences du côté intrados que du côté extradados. La différence est d'une dizaine de dB en basses fréquences et atteint une vingtaine de dB en hautes fréquences.

Enfin, la figure 3.9(b) montre aussi l'évolution de la pression le long de l'arête intrados entre $x/c = 77.5\%$ et $x/c = 96.5\%$: on constate que la bosse observée à $x/c = 77.5\%$ n'apparaît plus près du bord de fuite (prises 47 et 48). La raison est que ces prises de pression sont situées en aval de la région affectée par l'écoulement de jeu comme le montrent les figures 3.6 et 3.8. La comparaison de ces trois spectres montre que les fluctuations de pression aux hautes fréquences et aux basses fréquences sont liées à la turbulence de l'écoulement intrados puisque les courbes se superposent quasiment. Elles ne sont donc pas liées aux fluctuations turbulentes observées du côté extradados (prise 21), ce qui est confirmé par les pentes des spectres en hautes fréquences, différentes de part et d'autre du jeu.

Les spectres de pression proche du bord de fuite extradados ($x/c = 97.5\%$) et du jeu (z/c de 0.75% à 3%) montrent deux aspects intéressants (cf. figure 3.9(e)).

Le premier est l'apparition au bord de fuite de la bosse observée sur les spectres de pression dans le jeu à 77.5% de corde (figure 3.9(b)). On peut y voir une traduction du fait que les perturbations générées dans le jeu quittent le jeu en aval de la zone où elles se sont formées (ce qui rejoint les observations faites à partir de la figure 3.8(c)).

Le deuxième aspect est que le niveau de cette bosse s'atténue avec z . L'effet de l'écoulement de jeu sur la pression instationnaire au bord de fuite est donc limité en envergure et localisé près de la zone de jeu. Ce constat est important pour la modélisation du bruit de jeu proposé au chapitre 6.

L'effet de l'écoulement de jeu sur les fluctuations de pression du carter et près de l'extrémité du profil est montré sur la figure 3.9(f). On retrouve la bosse observée dans le jeu plus ou moins masquée par la turbulence large bande du TJ et de la couche limite turbulente. C'est près du bord de fuite que la bosse (prises 50 et surtout 51) est la plus marquée. Les perturbations de l'écoulement de jeu observées à $x/c = 77.5\%$ passent donc près du bord de fuite.

3.3 Acoustique en champ lointain

Les mesures de pression en champ lointain permettent d'établir des cartes de directivité angle d'observation/fréquence comme celle montrée sur la figure 3.10(a). La dissymétrie de l'angle d'observation est due au fait que l'angle d'observation est défini par rapport à l'axe

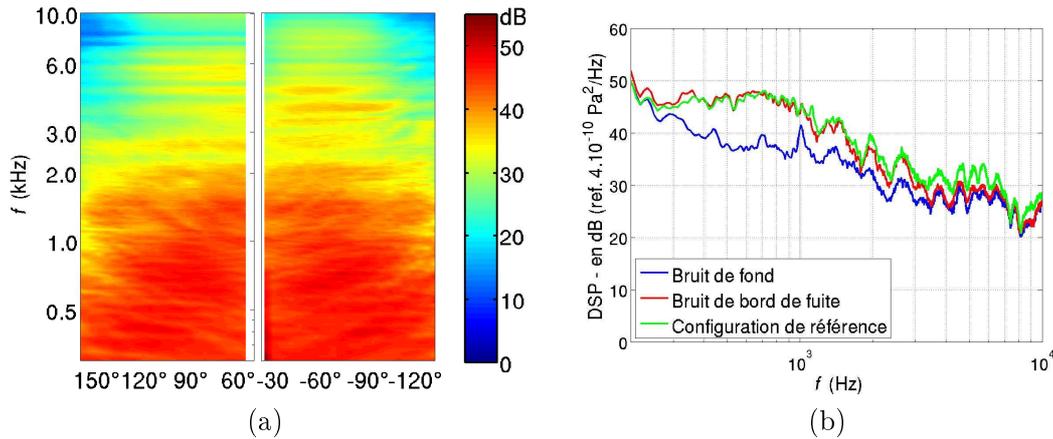


FIG. 3.10: (a) : Directivité mesurée en configuration de référence (DSP en fonction de l'angle d'écoute en abscisse et de la fréquence en ordonnée). Les composantes spectrales sont représentées en dB en fonction de la fréquence et de l'angle d'observation par rapport à la corde (O,x).(b) : spectres mesurés en configuration de référence, de bruit de bord de fuite et de bruit de fond à 90°.

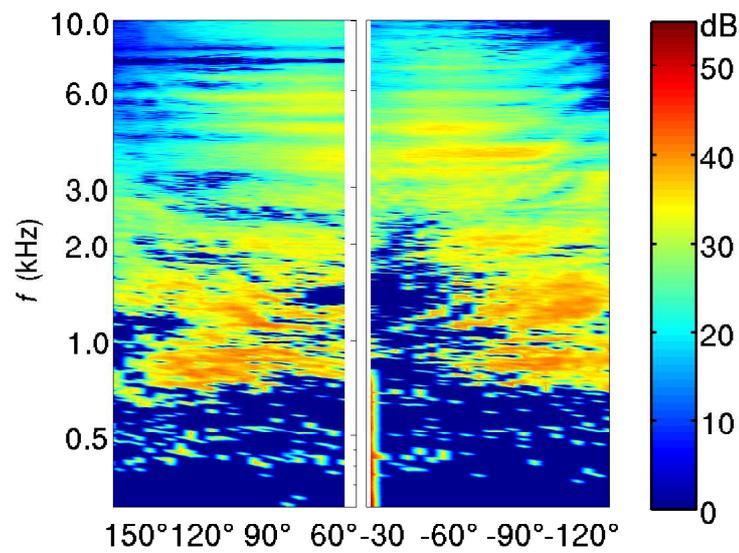
(O, \vec{x}), tandis que les mesures sont réalisées symétriquement par rapport à la sortie de veine (axe (O, \vec{X})).

Les spectres montrés sur la figure 3.10(b) sont pris à 90° par rapport à la corde, dans trois configurations : sans profil (pour mesurer le bruit de fond), avec profil et sans jeu (configuration de bruit de bord de fuite) et en configuration de référence. L'observation du spectre de bruit de fond nous permet d'estimer la validité des mesures : celles-ci sont significatives jusqu'à environ 10kHz.

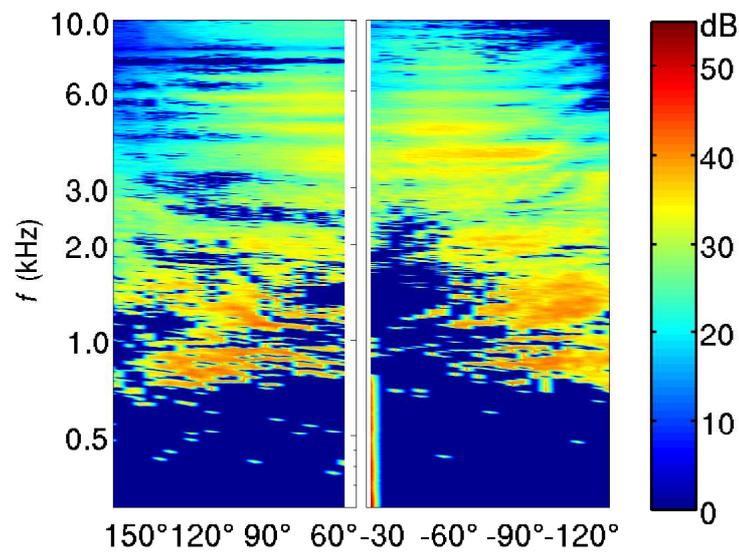
Par ailleurs, on constate que le bruit en présence de jeu est plus important que sans jeu pour une large gamme de fréquences qui correspond aux fréquences pour lesquelles les perturbations dues au jeu ont été observées (bosse de 0.5-0.7 à 3 kHz dues aux perturbations générées dans le jeu et contribution aux fréquences élevées liée à la turbulence du TJ et du jet dont le TJ est issu). Ce premier constat permet de conclure que le bruit de jeu est du même ordre de grandeur que le bruit de bord de fuite réparti, ce qui constitue un résultat remarquable en soi, eu égard au fait que le bruit de jeu est une source à large bande concentrée autour de l'extrémité du profil.

Aux basses fréquences (jusqu'à 0.4-0.6 kHz) le bruit sans jeu peut-être légèrement supérieur au bruit rayonné en présence du jeu. On peut attribuer ceci d'une part aux sources de bruit de la jonction profil/plaque apparaissant en l'absence de jeu et d'autre part à la précision des mesures estimées à 0.5 dB.

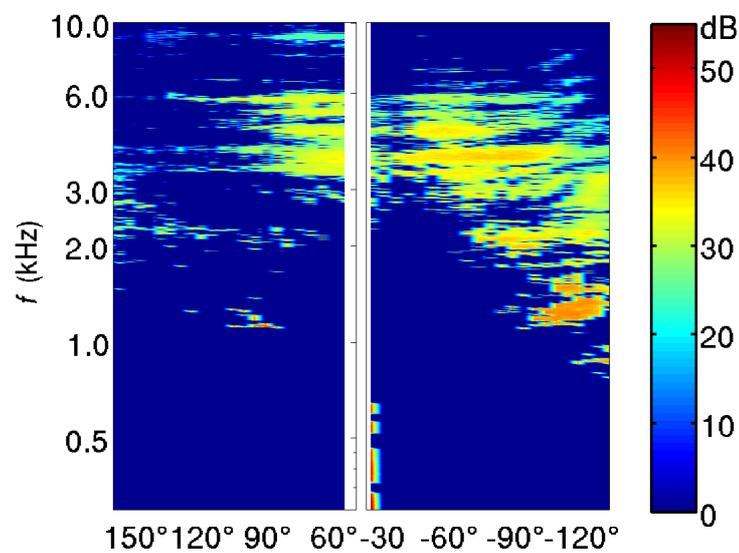
En supposant que toutes les sources acoustiques présentes en configuration sans jeu (ie bruit de bord de fuite, effets d'installation, etc.) ne sont pas modifiées de manière significative en



(a) Différence à 0 dB.



(b) Différence à 0.5 dB.



(c) Différence à 3 dB.

FIG. 3.11: Directivité du bruit de jeu : différence de spectres 0, 0.5 et 3 dB entre les mesures en configuration de référence et de bruit de bord de fuite ((a), (b) et (c) respectivement).

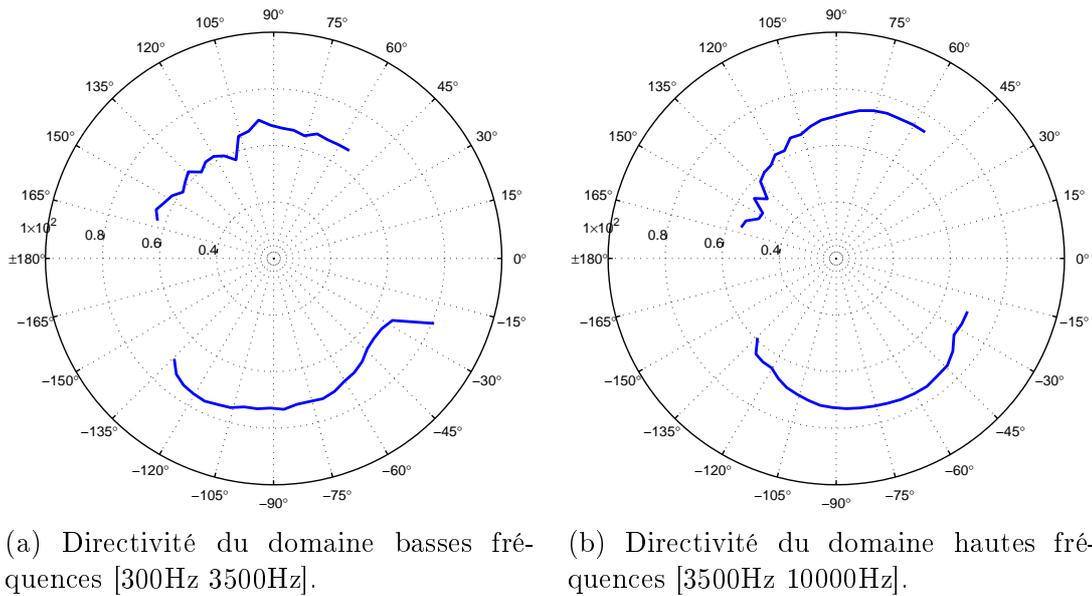


FIG. 3.12: Différence à 0 dB : composantes intégrées sur [300Hz 3500Hz] (c) et [3500Hz 10000Hz](d).

configuration de référence, il est possible de mettre en évidence la contribution du bruit de jeu au bruit total mesuré dans la configuration de référence en estimant la différence entre les spectres mesurés avec et sans jeu. Ainsi, une contribution du jeu est observée lorsque cette différence est positive. Pour la configuration de référence on obtient les résultats portés sur la cartographie 3.11(a) intitulée “Différence à 0 dB”.

Compte-tenu des remarques précédentes, on peut aussi limiter la différence de spectres aux fréquences pour lesquelles la différence entre les deux mesures est supérieure à 0.5 dB : la figure 3.11(b) intitulée “Différence à 0.5 dB” montre les résultats obtenus. Cette figure montre les contributions du bruit de jeu dont la DSP est au moins égale à 12% de la DSP obtenue sans jeu et confirme la faible contribution du bruit de jeu pour des fréquences inférieures à 0.7 kHz : aucune contribution significative n’est observée sur la figure 3.11(b) pour ce domaine de fréquence. Pour le domaine de fréquences restant, on constate peu de différence avec les résultats de la figure 3.11(a).

Enfin, la figure 3.11(c) intitulée “Différence à 3 dB” montre le résultat obtenu si l’on sélectionne les fréquences pour lesquelles la contribution du jeu équivaut au bruit mesuré sans jeu. Ce diagramme est très instructif car il permet de caractériser les fréquences et les directions d’émission dominantes du bruit de jeu. Il est intéressant d’observer que cette différence de spectre élimine toutes les sources de bruit parasites (bruit du jet principal, etc.) communes aux deux configurations.

Il apparaît que le bruit de jeu contribue au rayonnement acoustique dans deux domaines de fréquences. Le premier, s’étendant d’environ 0.8 à 3.5 kHz, voit la contribution de l’écoulement

de jeu rayonner plutôt vers l'amont, tandis que le second, s'étendant de 4 à 7-8 kHz, voit cette dernière rayonner plutôt vers l'aval. Afin de mieux rendre compte de ces effets, les composantes de la différence de spectres sont intégrées suivant la fréquence pour chacun de ces deux domaines, et les résultats représentés sur la figure 3.12(a) et (b). Il est à noter que la contribution du bruit de jeu est beaucoup plus efficace à l'intrados, ce qui est un résultat plutôt surprenant..

D'après notre analyse de la pression pariétale, la première source, à "basses fréquences", correspondrait au bruit rayonné par les perturbations générées dans le jeu. Le rayonnement pourrait être occasionné lorsque des perturbations passent près du bord de fuite. La seconde source, quant à elle, serait essentiellement due aux fluctuations turbulentes de l'écoulement quittant le jeu, à savoir le jet pariétal issu du jeu ainsi que le TJ qui résulte de l'interaction de ce jet avec l'écoulement externe.

Ces hypothèses seront confirmées par les études de causalité de la section suivante et par l'étude paramétrique du chapitre 4.

3.4 Recherche de sources acoustiques

La recherche et la localisation des sources acoustiques liées au bruit de jeu est un des enjeux de cette étude. Or celles-ci sont liées à divers phénomènes physiques laissant une signature sur la pression en paroi. C'est pourquoi une étude de causalité a été menée à partir des diverses mesures effectuées, et ce à l'aide de deux outils : les interspectres normalisés (cohérences) et les transformées en ondelettes (analyse conditionnelle). Les méthodes basées sur la transformée en ondelettes étant le sujet d'un chapitre à part (cf. chap. 5), seules les cohérences sont présentées ici.

3.4.1 Cohérence pression-pression

Les sources acoustiques étant situées dans la zone de jeu, les prises de pression situées à l'arête extradados ainsi que la prise B située en extrémité de profil à $x/c = 77.5\%$ constituent les meilleures candidates à une étude de cohérence. Une première étude est menée avec les six prises situées dans cette région (prises 19, 20, 21, 23, 25 et 29 situées respectivement à $x/c = 25, 50, 77.5, 90, 95.5$ et 97.5%) : la cohérence entre chacune de ces prises et diverses prises de référence est représentée sur les figures 3.13 et 3.14 et les séparations entre couples de prises de pression sont reportées dans le tableau 3.1. La multiplicité des résultats a nécessité la sélection de quelques prises représentatives, et l'organisation de cette étude en deux sous-parties : la première est effectuée uniquement en choisissant des références situées sur la surface du profil et dans le jeu, et la seconde regroupe les autres.

Prises	19	20	21	23	25	29
19	0.0	25.0	52.6	65.2	70.9	72.9
20	25.0	0.0	27.7	40.5	46.2	48.3
21	52.6	27.7	0.0	12.8	18.5	20.6
23	65.2	40.5	12.8	0.0	5.7	7.8
25	70.9	46.2	18.5	5.7	0.0	2.1
29	72.9	48.3	20.6	7.8	2.1	0.0
46	53.1	28.7	4.9	12.7	18.0	20.0
50	73.3	48.8	21.6	9.9	6.3	5.8
51	73.8	49.0	21.8	10.4	7.3	7.1
52	74.2	49.3	22.6	12.6	10.7	10.7
53	79.2	54.8	31.6	25.5	24.7	24.8
56	53.1	28.7	6.2	13.8	19.0	21.0

TAB. 3.1: Séparations normalisées η/c (en %) entre prises de pression.

Cohérences arête extrados/profil et jeu

La figure 3.13 montre la cohérence entre les différentes paires de capteurs le long de l'arête extrados (figure 3.13(a) à (d)) ou entre ces capteurs et deux autres capteurs situés l'un sur le bord intrados du jeu à $x/c = 77.5\%$ (prise 46), l'autre sur la plaque dans le jeu à cette même section $x/c = 77.5\%$ (prise 56).

D'une façon générale, on peut constater que la plupart des fonctions de cohérence présentent, à des degrés divers, une bosse à "basses fréquences" entre 0.6 et 3 kHz typiquement ainsi qu'une autre bosse très prononcée entre 200 et 300 Hz (à très basses fréquences). Il convient donc d'effectuer l'analyse des cohérences en divisant la gamme de fréquence explorée en trois domaines de la manière suivante :

1. Le domaine **(I)** est constitué des fréquences inférieures à 0.25-0.3 kHz et est désigné comme domaine de "**très basses fréquences**".
2. Le domaine **(II)** s'étend entre 0.3 kHz et 3-3.5 kHz et est désigné comme domaine de "**basses fréquences**".
3. Le domaine **(III)** est constitué des fréquences supérieures à 3-3.5 kHz et est désigné comme domaine de "**hautes fréquences**".

Ainsi la première bosse, observée dans le domaine (II), est certainement imputable aux fluctuations turbulentes générées dans le jeu (vraisemblablement par le décollement près de l'arête intrados) déjà repérées sur les spectres de pression pariétales et en champ lointain. Les mesures de cohérence confirment donc le rôle majeur de cette turbulence de jeu dans l'émission aéroacoustique.

La seconde bosse, observée dans le domaine (I), n'est en revanche pas à attribuer à l'écoulement de jeu car elle ne contribue pas au bruit de jeu mais est décelable dans les deux configurations (avec et sans jeu) ainsi qu'en l'absence de profil (bruit de fond). Il s'agit donc

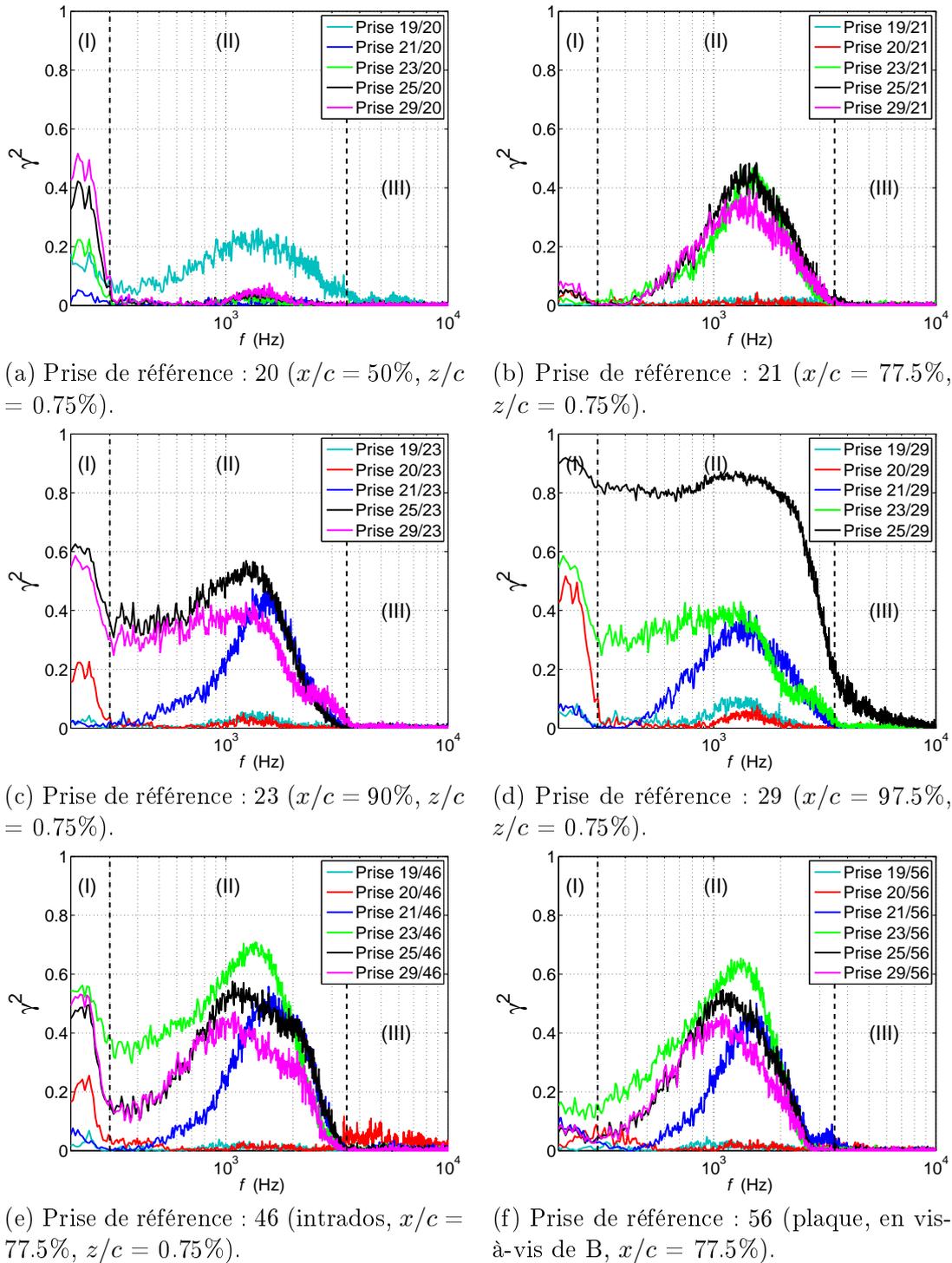


FIG. 3.13: Cohérence entre les prises de pression situées à l'arête extrados et diverses prises du profil.

d'un phénomène parasite lié à l'écoulement primaire. Nous n'en tiendrons donc pas compte dans la suite.

Un autre aspect intéressant est que la source de bruit de jeu à hautes fréquences (ie. domaine (III)) ne semble pas présenter de cohérence spatiale, ce qui corrobore l'hypothèse que cette composante serait due à la turbulence du jet issu du jeu et serait donc une source étendue. En effet, on n'observe aucune cohérence entre les diverses prises de pression situées sur l'arête extradados, à l'exception du couple de prises 25 et 29 (distantes de $\eta/c = 2\%$ et situées près du bord de fuite où se produit le décollement, ce qui explique la différence observée sur la cohérence). Par ailleurs, une très faible cohérence (de l'ordre de quelques pourcents) est observée entre la pression mesurée en prise 20 et celle mesurée dans la section du jeu (prises 46 et 56, figure 3.13(e) et (f)). Cette cohérence avoisinant l'erreur de représentativité statistique, il est difficile de se prononcer quant à la validité du résultat. Ce phénomène est étudié plus en détails en 4.1.2.

Si l'on regarde plus en détails la forme et l'évolution des bosses à "basses fréquences" (ie. dans le domaine (II)), on constate entre 0.6 et 3 kHz que leur niveau et leur largeur chutent lorsque la distance de corrélation augmente. Par ailleurs elle disparaît quasiment entre des prises situées de part et d'autre du jet quittant le jeu. En particulier, les prises 19 et 20 ne sont quasiment pas cohérentes avec les autres prises situées à l'aval.

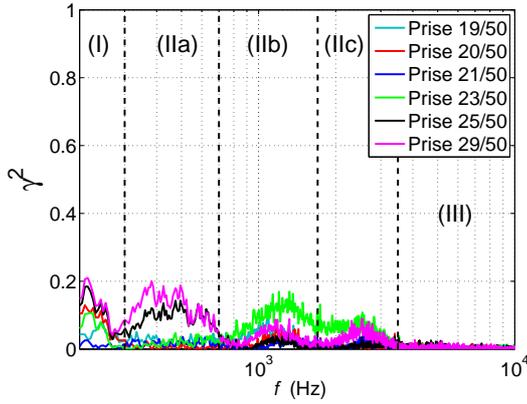
De plus, le fait que les prises extradados de la moitié aval du profil sont cohérentes entre 0.6 et 3 kHz avec les prises 46 et 56 (arête intrados et jeu à $x/c = 77.5\%$) confortent le fait que cette source basses fréquences est liée aux décollements dans le jeu.

Enfin, l'observation de l'évolution des niveaux de la bosse à basses fréquences dans la moitié aval du profil permet de suivre la trajectoire oblique de l'écoulement de jeu : ainsi la cohérence maximale entre la prise intrados 46 ($x/c = 77.5\%$) et les prises de l'arête extradados est observée pour la prise 23 située à $x/c = 90\%$, on en conclut donc que les fluctuations du décollement intrados à $x/c = 77.5\%$ atteignent le bord extradados vers $x/c = 90\%$.

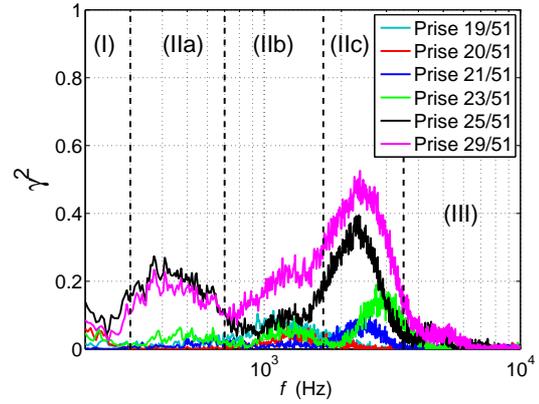
Cohérence arête extradados/autres prises de pressions

La cohérence entre les signaux de pression pariétale instationnaire de l'arête extradados et ceux de la plaque inférieure montrent d'intéressants phénomènes. Ainsi, lorsque la prise de pression sur la plaque est située à l'aplomb du bord de fuite (prise 50), la cohérence fait apparaître trois domaines de fréquences divisant le domaine basses fréquences (II) observé en 3.4.1. Le premier est compris entre 0.3 et 0.7 kHz, tandis que le second et le troisième couvrent les intervalles 0.7–1.7 kHz et 1.7–3.5 kHz respectivement. Ces sous-domaines sont désignés comme domaines (IIa), (IIb) et (IIc) respectivement.

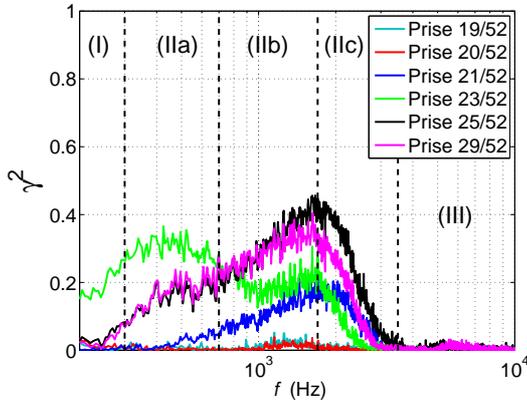
Le domaine (IIa) présente des niveaux de cohérences non négligeables (dépassant les 15%) uniquement pour les prises 25 et 29 (proches du bord de fuite). Comme le pic de cohérence n'est visible ni sur les autres mesures de cohérence (figure 3.13) ni sur les spectres de pression



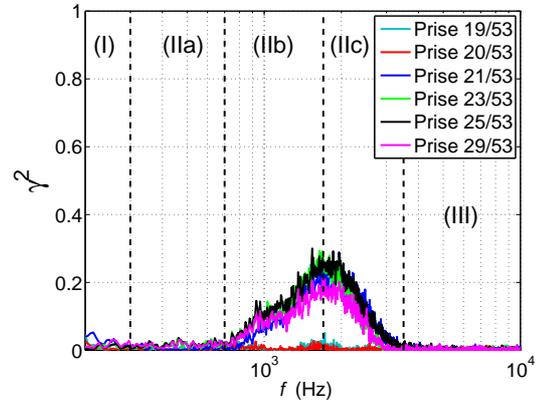
(a) Prise de référence : 50 (plaque, cf. figure 3.9(d)).



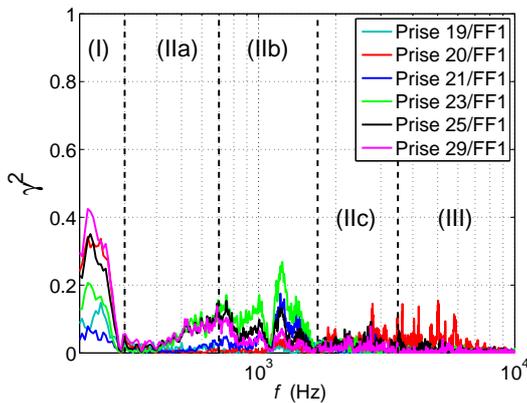
(b) Prise de référence : 51 (plaque, cf. figure 3.9(d)).



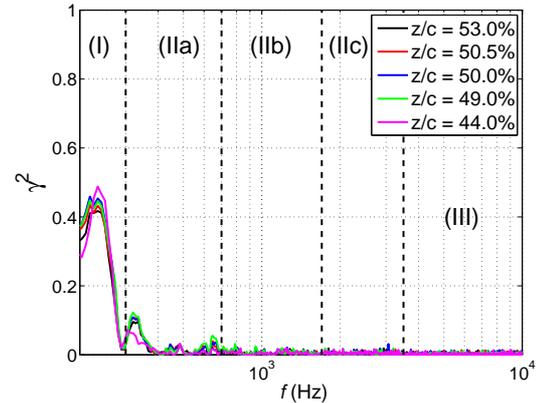
(c) Prise de référence : 52 (plaque, cf. figure 3.9(d)).



(d) Prise de référence : 53 (plaque, cf. figure 3.9(d)).



(e) Prise de référence : champ lointain extrados.



(f) Prise de référence : champ lointain extrados (les prises de pression pariétale sont situées à l'extrados, à $x/c = 97.5\%$).

FIG. 3.14: Cohérence entre les prises de pression situées à l'arête extrados et diverses prises situées sur la plaque inférieure ainsi qu'en champ lointain.

et encore moins dans le champ lointain (figure 3.11), il doit être attribué à un battement local sans efficacité sonore.

Quant aux deux domaines (IIb) et (IIc), ils ont tendance à fusionner pour la plupart des prises de la plaque situées à l'extrados du bord de fuite (la bosse observée dans le domaine (IIc) étant localisée à la limite inférieure du domaine, elle a tendance à masquer la bosse du domaine (IIb)), ce qui expliquerait qu'en champ lointain on ne les distingue pas. L'intensité relative de ces deux bosses dépend de la prise de l'arête extrados considérée : ceci semble indiquer que les décollements dans différentes parties du jeu produisent des perturbations de fréquences différentes. Une explication de cette disparité pourrait être recherchée dans les évolutions de l'épaisseur du profil et de la vitesse locale.

La cohérence avec le micro de champ lointain situé à mi-envergure et à un mètre de l'extrados (figure 3.14(e)) présente deux résultats intéressants.

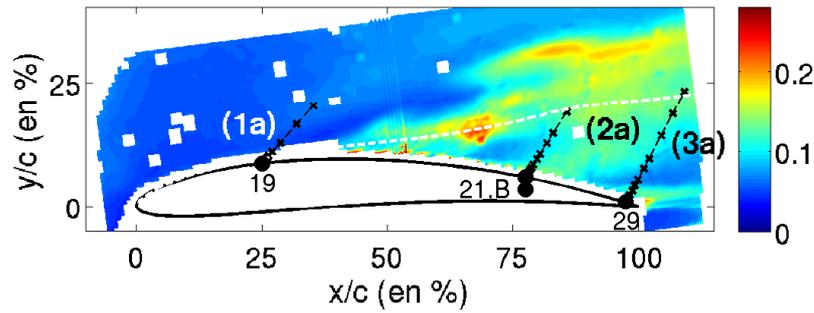
Elle montre une forte cohérence à basses fréquences (domaine (II)) entre le champ lointain et les prises de pression situées en aval du jet issu du jeu, avec un maximum dépassant 20% observé pour la prise 23 dans le domaine (IIb). Ce résultat est de première importance car il établit le lien entre les fluctuations de pression pariétale au voisinage du bord de fuite de l'arête extrados et la pression acoustique rayonnée, localisant ainsi la contribution à basses fréquences du bruit de jeu.

Une zone de cohérence non négligeable est également observée en hautes fréquences (domaine IIc et III) entre le micro de champ lointain de la prise 20. Cette cohérence étant observées à des fréquences très marquées (on n'observe pas de zone à large bande), seule l'étude paramétrique menée en 4.1.2 a permis d'infirmier l'hypothèse de la présence d'artefacts.

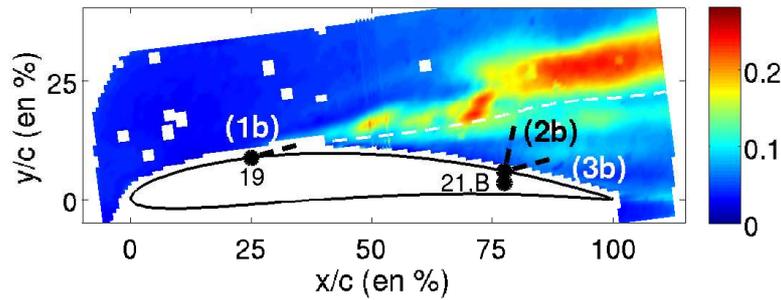
Le fait qu'il est possible d'observer de la cohérence entre le champ lointain et ces deux sources aéroacoustiques est par ailleurs remarquable en soi dans la mesure où ces deux sources sont distribuées sur toute la zone de jeu. Ce phénomène explique par ailleurs la faiblesse relative de la contribution du bruit de jeu au bruit total mesuré en champ lointain (la zone de jeu étant relativement réduite) et notamment le bruit de bord de fuite qui est distribué sur toute l'envergure du profil. A titre d'exemple, la figure 3.14(f) montre la cohérence entre le champ lointain et les fluctuations de pression pariétale sur l'extrados, au voisinage du plan de mi-envergure.

3.4.2 Cohérence pression-vitesse

Comme il a été mentionné au chapitre précédent, deux séries de mesures de cohérence pression/vitesse fluctuante ont été menées, l'une où la vitesse est mesurée par une sonde à fil chaud simple (HWA) et l'autre où elle est obtenue par LDA. Les profils de mesures sont donnés respectivement en figure 3.15(a) et (b), sur fond de fluctuations de vitesse normalisées mesuré par PIV à $z = 2$ mm. L'utilisation de ces deux types de mesures est motivée par leurs avantages et inconvénients respectifs :



(a) Position des profils de mesure par HWA (fond : u'/U_0 à $z = 2$ mm).



(b) Position des profils de mesure par LDA (fond : v'/U_0 à $z = 2$ mm).

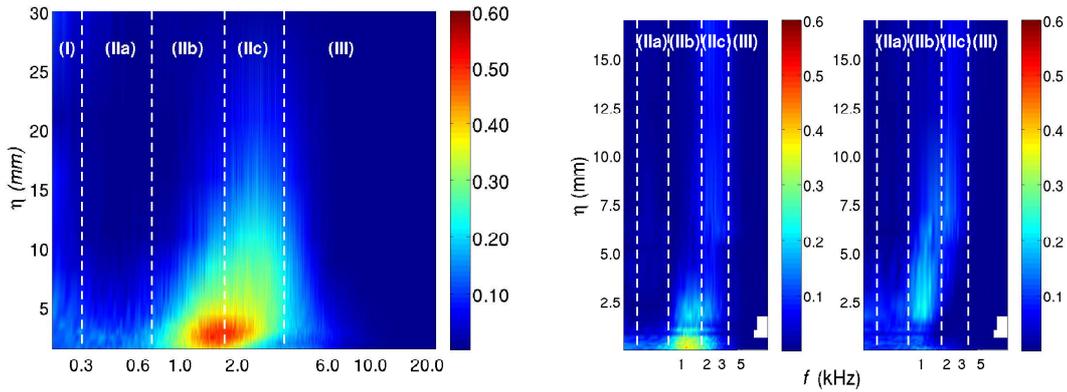
FIG. 3.15: Position des profils de mesure de cohérence pression/vitesse fluctuante par HWA (a) et LDA (b), sur fond de fluctuations de vitesse longitudinale normalisées respectivement longitudinale et transverse à $z = 2$ mm.

- Les mesures par fil chaud sont relativement simples à mettre en place, et permettent des mesures dans une gamme de fréquence très étendue. Par contre, un fil chaud simple ne permet pas de séparer les contributions de différentes composantes de vitesse.
- L'anémométrie par LASER Doppler permet de répondre à ce problème, mais en revanche nécessite un appareillage lourd, et est de plus limitée en résolution fréquentielle : l'échantillonnage n'est pas régulier, car il est dicté par le passage de particules dans le volume de mesure.

Les signaux de vitesse sont combinés avec les mesures de pression instationnaire en plusieurs points :

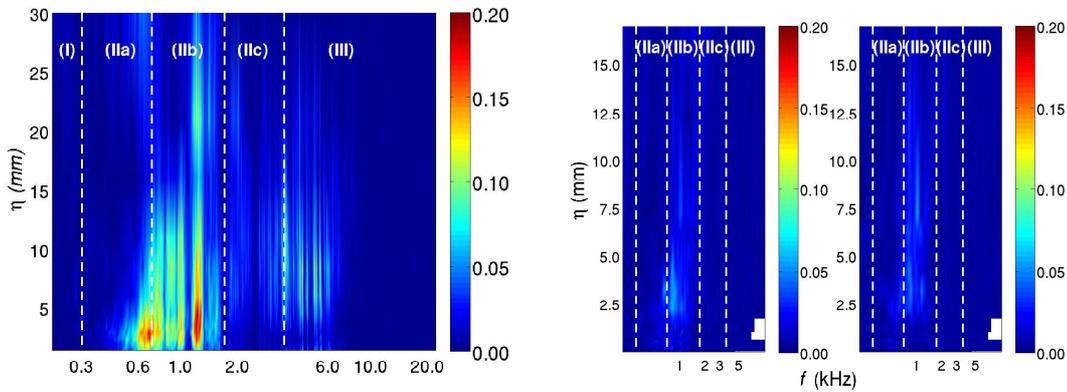
- en champ lointain dans le plan de mi-envergure, à angle droit de la corde et à 1 m du profil à l'extrados, soit $(x, y, z) = (0.1, 1, 0.1)$;
- en différents points de l'arête extrados (prises 19, 21 et 29 soit $x/c = 25\%$, 77.5% et 97.5% respectivement) ;
- dans le jeu sur l'extrémité du profil (prise B, à $x/c = 77.5\%$).

On constate un accord qualitatif entre les deux séries de mesures selon les profils de mesure (2a) et (2b), et ce pour la pression en champ lointain comme pour la pression pariétale (prise



(a) Cohérence pression en prise 21/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (2a)).

(b) Cohérence pression en prise 21/vitesse fluctuante (profil de mesure LDA (2b)). Composante U (à gauche) et V (à droite).



(c) Cohérence pression en champ lointain/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (2a)).

(d) Cohérence pression en champ lointain/vitesse fluctuante (profil de mesure LDA (2b)). Composante U (à gauche) et V (à droite).

FIG. 3.16: Cohérence pression/vitesse fluctuante suivant les profils de mesure 2a (obtenu par HWA, à gauche) et 2b (obtenu par LDA, à droite). Cohérence entre la vitesse fluctuante et la pression mesurée en prise 21 (en haut) et en champ lointain (en bas).

21), comme le montrent les figures 3.16(a) à (d). Toutefois, les niveaux de cohérence observés sont plus faibles dans le cas des mesures par LDA. Compte tenu du plus grand nombre de moyennes utilisées lors des mesures par HWA, ces dernières sont celles dont la représentativité statistique est la meilleure. De plus, le profil (2a) suit un peu mieux l'écoulement moyen que le profil (2b), ce qui doit augmenter les cohérences (angle de 16° entre les deux profils de mesure).

Les cartes de cohérences obtenues à partir des profils de mesure (2a) et (2b) montrent une proportionnalité entre la pression pariétale en prise 21 et la vitesse fluctuante dans le domaine de fréquences correspondant à celui de la bosse "basses fréquences" (domaine (II)) observée sur

les spectres de pression pariétale ainsi que les cohérences entre prises de pression. L'hypothèse selon laquelle les fluctuations de pression pariétale observées dans la moitié aval de l'arête extradados sont liées aux fluctuations de vitesse du TJ est donc de nouveau confirmée.

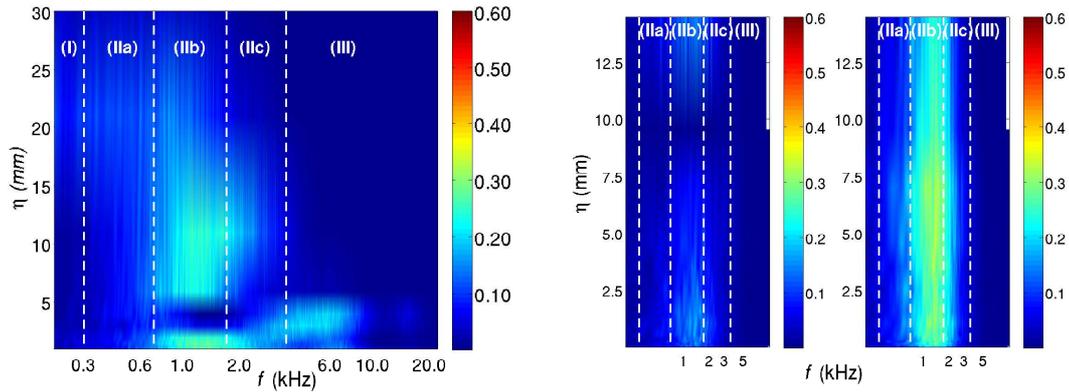
Par ailleurs, un phénomène est observé en proche paroi, et ce quel que soit le moyen de mesure : tandis que le domaine de fréquence où une forte cohérence est observée se situe entre 1 et 2 kHz (domaine (IIb)) en proche paroi (jusqu'à $\eta = 2.5$ mm), ce domaine se déplace vers 2 à 3 kHz (domaine (IIc)) lorsque η excède 3 mm. La cohérence reste importante dans ce domaine jusqu'à 20 mm de la paroi, le champ étant très turbulent dans cette zone (frontière des zones de fort u'/U_0 et v'/U_0 - cf. figure 3.15).

Les mesures par fil chaud montrent une zone de forte cohérence plus étendue (jusqu'à 6 kHz, soit dans les domaines (II) et (III)) que celles par LDA. Toutefois, les maxima sont de niveaux comparables et situés au même endroit. On observe également une zone de forte cohérence en très proche paroi (jusqu'à $\eta = 1$ mm). De plus, on constate une différence entre les cohérences U-p et V-p dans la zone précédemment décrite : tandis que U reste cohérent jusqu'en très proche paroi, V ne l'est qu'à partir d'une certaine distance (environ 2 mm).

Une zone de cohérence non négligeable est également observée entre la pression mesurée en champ lointain et la vitesse fluctuante mesurée au voisinage de la prise 21 dans une zone de fréquences comprises entre 0.6 et 1.5 kHz (domaine (IIa)), pour des distances à la prise 21 comprises entre $\eta = 2$ à $\eta = 12-13$ mm (figure 3.16(c) et (d)). Le maximum de cohérence (18% et 7% pour les mesures HWA et LDA respectivement) se situe à environ 2-3 mm de la prise 21. Par contre, un second domaine (2 à 6 kHz, recouvrant donc (IIc) et en partie (III)) de cohérence non négligeable (pic de cohérence à 10%) observé sur la figure 3.16(a) (HWA) est absent de la figure 3.16(b) (LDA). Ce domaine s'étend de 0 à 15 mm de la prise 21.

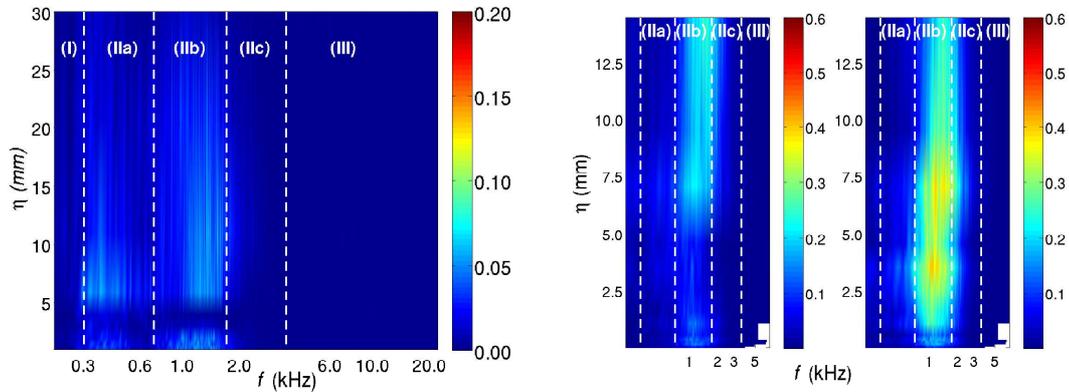
Deux conclusions sont à tirer de ces observations. D'une part, elles établissent un lien de causalité entre les fluctuations de vitesse et de pression pariétale liées à l'interaction du TJ avec l'arête extradados et le bruit mesuré en champ lointain, démontrant ainsi le rôle du TJ dans l'émission acoustique à "basses fréquences". D'autre part, cela confirme les remarques précédentes (cf. 3.4.1) selon lesquelles cette source à large bande est localisée au voisinage de l'arête extradados, ce qui est important en vue de sa modélisation (cf. chap. 6).

L'examen des profils de mesure (1a) et (1b) s'avère compliqué à interpréter (cf. figure 3.17(a) et (b)). On observe sur chaque figure des zones de forte cohérence entre 1 et 2 kHz (domaine (IIb)). Cependant, leur formes diffèrent : tandis qu'une chute de cohérence est observée sur la figure 3.17(b) pour la composante U entre la très proche paroi et une distance de 6 mm, la composante présente le comportement inverse (à l'endroit où la cohérence U-p remonte, la cohérence V-p diminue, tout en restant très forte en très proche paroi). Parallèlement, la cohérence mesurée par fil chaud chute elle aussi entre $\eta = 3$ et $\eta = 6$ mm pour ce domaine de fréquences, tandis qu'elle est relativement importante dans le domaine 2-6 kHz (domaines



(a) Cohérence pression en prise 19/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (1a)).

(b) Cohérence pression en prise 19/vitesse fluctuante (profil de mesure LDA (1b)). Composante U (à gauche) et V (à droite).



(c) Cohérence pression en prise 29/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (1a)).

(d) Cohérence pression en prise B/vitesse fluctuante (profil de mesure LDA (3b)). Composante U (à gauche) et V (à droite).

FIG. 3.17: Cohérence pression/vitesse fluctuante suivant divers profils de mesure. Cohérence entre la vitesse fluctuante et la pression mesurée en prise 19 (en haut) et dans la moitié aval du profil (en bas).

(IIc) et (III)). Des observations similaires peuvent être effectuées sur le profil de mesure (3b) (cf. 3.17(d)). Les mesures de cohérence entre la vitesse fluctuante mesurée sur le profil (3b) et la pression sous l'extrémité du NACA (prise B) montrent elle aussi une chute de cohérence U-p entre la très proche paroi et $\eta = 7.5$ mm, phénomène qui n'est pas observé pour la cohérence V-p, cette dernière dépassant 40% par endroits (cf. figure 3.17(d)).

Cette chute de cohérence se produit lorsque la sonde anémométrique est dans le cœur du jet issu du jeu, où les fluctuations turbulentes restent faibles (cf. figure 3.15). Par ailleurs, les contributions à la source “basses fréquences” identifiée précédemment (domaine (II)) sont localisées sur les bords du TJ qui s'enroule à partir du jet. Il est intéressant de constater sur la figure 3.17(a) qu'une tache de cohérence apparaît près de la prise 19 aux fréquences de la composante “hautes fréquences” du bruit de jeu (3 à 7 kHz, dans le domaine (III)).

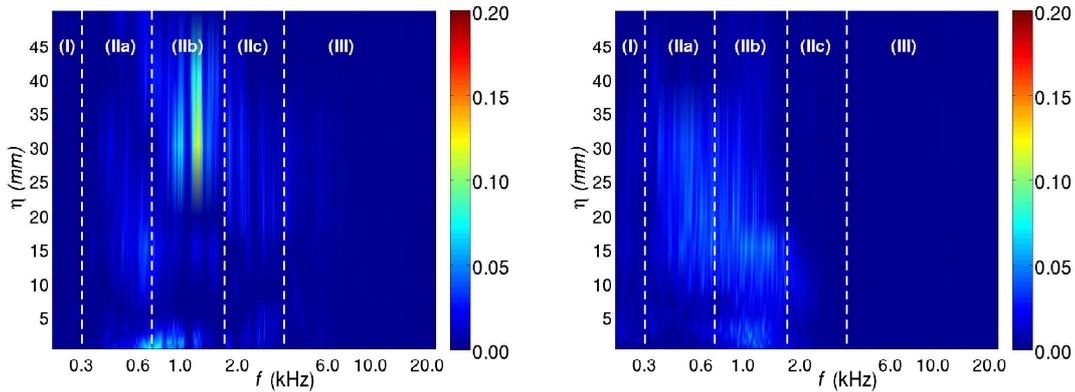
C'est la seule position où cette composante apparaît clairement si l'on excepte une tache concentrée à la paroi près de la prise 21. Ce résultat semble indiquer que la composante "hautes fréquences" du bruit de jeu provient de la région de sortie de l'écoulement de jeu, près de l'arête extradados. C'est donc une source de la frontière libre du jet pariétal issu du jeu : on pourrait donc s'attendre à mettre en évidence un mécanisme quadripolaire, ce qui sera confirmé au chapitre 4.

Un phénomène intéressant est illustré en figure 3.17(c) : tandis qu'aucune cohérence n'a été observée entre la vitesse fluctuante et la pression en prise 21 (non montré ici), les deux domaines (IIa) et (IIb) présentent une cohérence moyenne (d'environ 5% avec des pics de l'ordre de 20%) entre les fluctuations de vitesse et de pression pariétale en prise 29 (cf. figure 3.17(c)). Là encore, cette cohérence chute entre la très proche paroi et $\eta = 6$ mm. Ce phénomène est de nouveau observé lors de l'examen de la figure 3.18(b), qui montre que la vitesse fluctuante et la pression mesurée en prise 19 sont cohérentes (bien que plus faiblement) sur un domaine analogue lors des mesures le long du profil 3a.

Il semble que les fluctuations de vitesses dans ce domaine de fréquences soient générées au voisinage de la prise 19 et convectées au sein du TJ sur une grande distance (plus d'une demi-corde). Le fait que cette cohérence ne soit observée qu'entre les prises 19 et 29 s'explique par la puissance du jet issu du jeu, dont les niveaux de fluctuations sont supérieurs à ceux du TJ ainsi qu'il a été montré en 3.2.2. Les fluctuations à hautes fréquences étant liées aux structures convectées par le jet, on n'observe pas de cohérence entre la vitesse et la pression pariétale sur les profils de mesure 1a et 3a.

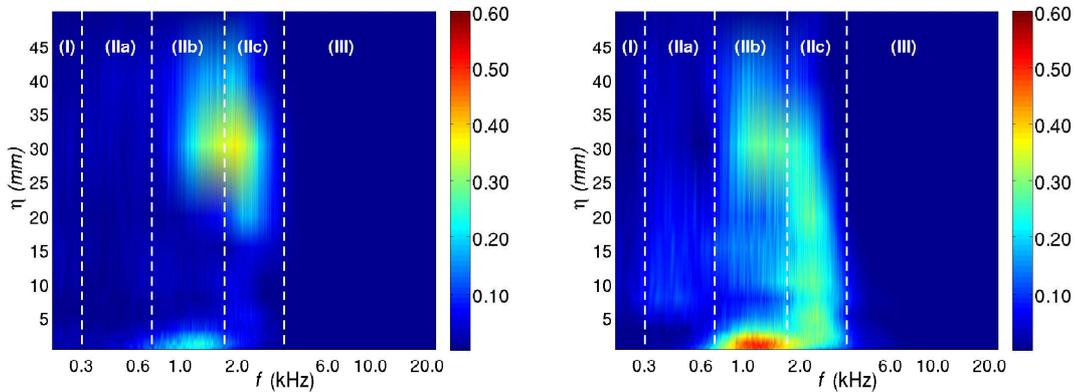
Les résultats obtenus pour le profil de mesure (3a) (proche du bord de fuite) sont représentés sur les figures 3.18(a) à (d). La pression en champ lointain présente des liens de causalité avec la vitesse fluctuante près de la paroi ainsi que dans le TJ ($\eta = 30$ à 40 mm) dans les domaines (IIb) et (IIc) : la cohérence atteint 7% en paroi et 18% dans le TJ. Ceci confirme la contribution au bruit de jeu des fluctuations de basses fréquences observées près de la paroi et qui sont originaires du jeu (figure 3.17(d)). Comme le profil (3a) est situé à proximité du bord de fuite, il est vraisemblable que celui-ci joue un rôle essentiel dans la production sonore.

Les fluctuations de vitesse de ces deux régions sont encore plus fortement liées aux fluctuations de pression des prises 21 et 29, comme le montrent les figures 3.18(c) et 3.18(d). Ces figures présentent par ailleurs des similarités, avec une zone de forte cohérence situées dans le TJ ($\eta = 30$ à 40 mm) et à cheval sur les domaines (IIb) et (IIc) et une autre zone en proche paroi dans le domaine (IIb). Toutefois, on notera que le maximum de cohérence est atteint lorsque la sonde HWA est dans le TJ dans le cas de la prise 21 tandis que le maximum de cohérence avec la prise 29 est observé lorsque la sonde HWA est au voisinage de la paroi du profil (ces maxima sont respectivement de 40% et 50%).



(a) Cohérence pression en champ lointain/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (3a)).

(b) Cohérence pression en prise 19/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (3a)).



(c) Cohérence pression en prise 21/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (3a)).

(d) Cohérence pression en prise 29/vitesse fluctuante (profil de mesure HWA (3a)).

FIG. 3.18: Cohérence pression/vitesse fluctuante suivant les profils de mesure (3a). Cohérence entre la vitesse fluctuante et la pression mesurée en champ lointain (a), en prise 19 (b), en prise 21 (c) et en prise 29 (d).

A la lueur de ces résultats, il est clair qu'une partie de la pression acoustique mesurée en champ lointain est liée à des fluctuations de l'écoulement de jeu, et ce dans deux gammes de fréquences distinctes, la gamme dominante la plus observée étant 1 à 2 kHz (domaine (IIb)).

Le fait que la cohérence entre la vitesse et la pression chute au voisinage de l'arête extradorsale reste difficile à interpréter. Toutefois, les résultats de la figure 3.17(d) laissent penser que les fluctuations de pression de basse fréquence mesurées liées à des structures générées dans le jeu restent confinées dans les frontières du jet transverse qui sort du jeu.

La seconde gamme de fréquence observée (3 à 7 kHz, domaine (III)) ne l'est qu'au voisinage de la prise 21, située en aval proche du détachement du TJ. Cette zone correspond aux fluctuations générées par la couche de cisaillement libre du jet à la sortie du jeu. Elle est vraisemblablement responsable du bruit caractérisé aux hautes fréquences.

3.5 Conclusions

Les résultats expérimentaux obtenus en configuration de référence et de bruit de bord de fuite permettent certaines conclusions quant à l'écoulement étudié.

L'écoulement à mi-envergure est quasi-bidimensionnel et bien que l'angle d'attaque soit important, aucun décollement n'est observé à l'extrados.

L'écoulement dans le jeu est très important et les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec la littérature. Le jet de l'écoulement secondaire est très puissant, les vitesses moyennes observées atteignant $1.5 U_0$. Le tourbillon de jeu ainsi que son effet sur la pression pariétale du profil sont observés en détail. Son interaction avec l'écoulement primaire est également observée, et l'étude des vitesses instationnaires dans cette région de l'écoulement signale le décollement de la couche limite de la paroi inférieure.

L'étude acoustique fait état de deux contributions, l'une à des fréquences comprises entre 0.6 et 3 kHz, nommée source de basses fréquences, l'autre à des fréquences comprises entre 3 et 7 kHz, désignée comme source de hautes fréquences. L'étude de l'écoulement de jeu et de sa cohérence spatiale semble indiquer que la source de basses fréquences est localisée à l'extrados de la partie aval du jeu, près du bord de fuite. La source de hautes fréquences serait quant à elle située à la frontière libre du jet qui quitte le jeu.

Cela laisse envisager des mécanismes d'émission pour les deux composantes du bruit de jeu. Ainsi, la composante basse fréquence serait lié au passage des perturbations de jeu à proximité de la singularité que constitue le bord de fuite tandis que l'autre source serait due à un mécanisme de bruit propre quadripolaire de type bruit de jet.

Chapitre 4

Etude paramétrique

Ce chapitre est dédié aux résultats des différentes études sur l'influence de la vitesse incidente U_0 (et donc du nombre de Reynolds), de l'angle d'attaque (influant sur la charge de la pale) et du jeu h (le profil testé restant le même, ce paramètre détermine les rapports h/e et h/c qui gouvernent l'écoulement de jeu, comme il a été montré au premier chapitre). Ces résultats serviront à confirmer ou infirmer certaines hypothèses émises au chapitre précédent afin d'interpréter les diverses mesures, et éventuellement à ouvrir des discussions quant à d'éventuelles modélisations de grandeurs aéroacoustiques.

Il est à noter que l'étude d'un paramètre expérimental est réalisée en laissant les deux autres à leurs valeurs de référence respectives. Il est rappelé que la configuration de référence correspond à une vitesse incidente $U_0 = 70$ m/s, un angle d'attaque $\alpha = 15^\circ$ et un jeu $h = 10$ mm.

4.1 Influence de la vitesse de l'écoulement incident

Premier des paramètres explorés, la vitesse incidente définit le nombre de Reynolds basé sur la corde $Re = U_0.c/\nu$, qui décrit l'importance relative des effets inertiels par rapport aux effets visqueux. La gamme de vitesses explorées $U_0 = 20\dots 100$ m/s correspond à une gamme de nombre de Reynolds s'étendant de 222 000 à 1 100 000. Quant au nombre de Mach $Ma = U_0/C_0$, il est compris entre 0.06 et 0.3.

4.1.1 Champ aérodynamique à mi-envergure

Champs PIV

Les champs de vitesse moyenne et efficace évoluent proportionnellement à U_0 (cf. figure 4.1(a) à (c)). En effet, on n'observe aucune modification qualitative du champ en adimensionnant les vitesses moyenne et efficace par U_0 . Les sillages sont en très bon accord avec cet adimensionnement.

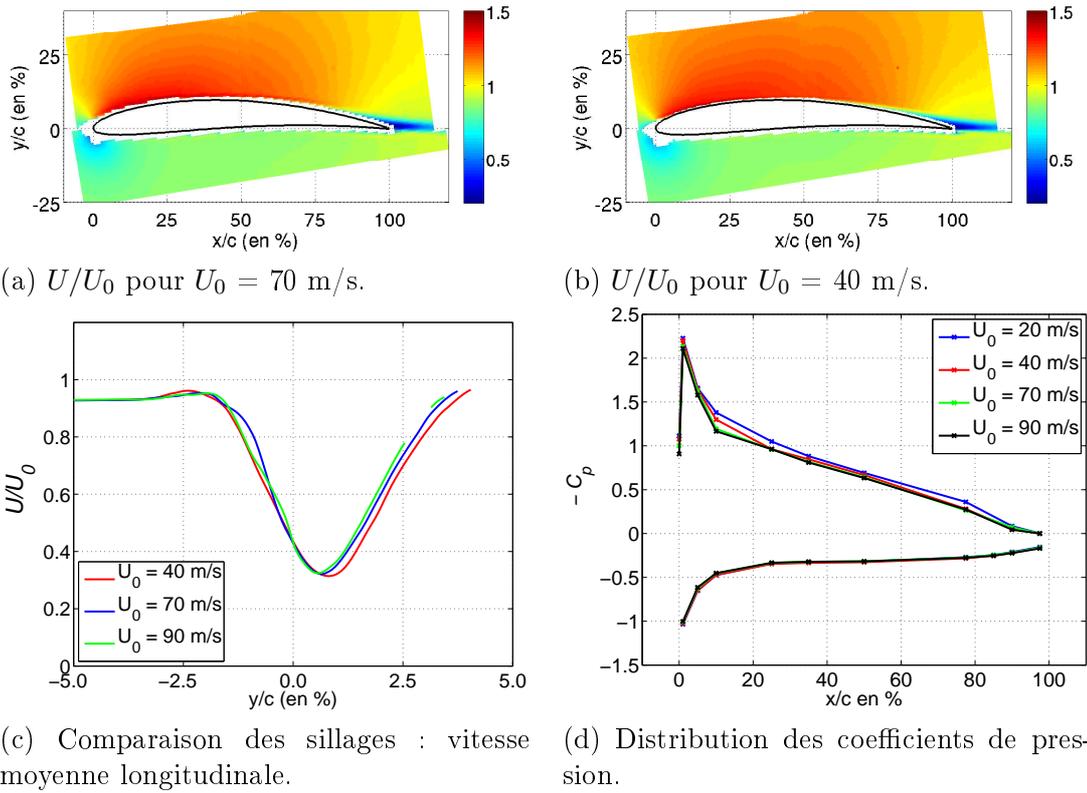
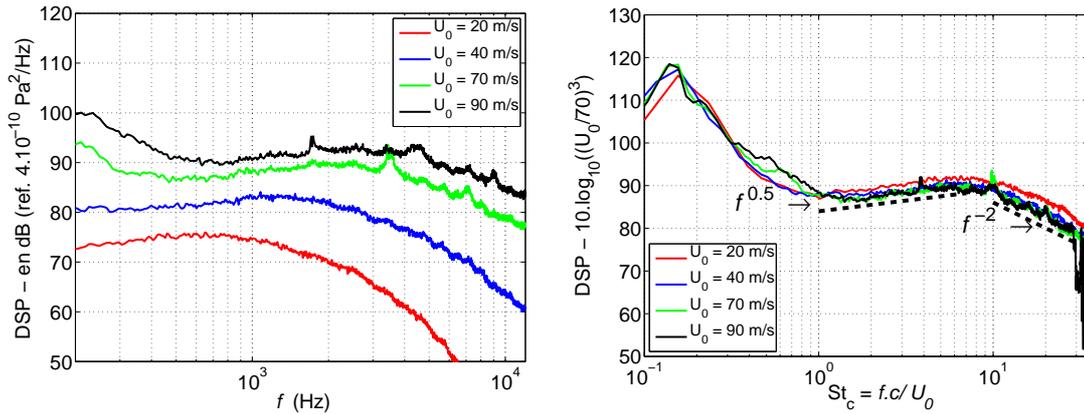


FIG. 4.1: Effet de la vitesse sur le champ aérodynamique à mi-envergure. Champ de vitesse moyenne longitudinale (a) et (b), comparaison (c) des sillages (les mesures de sillages sont prises à $x = 210$ mm selon l'axe y) et distribution des coefficients de pression (d)

Pression pariétale

L'étude de la pression statique moyenne en paroi à mi-envergure donne des résultats très classiques. En effet, la quantité $1/2\rho U_0^2$ définissant une échelle de mesure de la pression statique, les coefficients de pression C_p sont indépendants de U_0 (cf. figure 4.1(d)) sur quasiment toute la corde. On note toutefois une diminution du pic de dépression normalisé (minimum de C_p) ainsi que celui mesuré en prise 9 ($x/c = 80\%$, extrados). Les variations observées sur cette prise sont imputées à une légère fuite dans le tube flexible, qui diminue à mesure que la vitesse et donc la dépression à cet endroit augmentent. De légères différences observées à l'extrados en aval du pic de dépression peuvent quant à elles être attribuées à la couche limite extrados qui transitionne de plus en plus près du bord de fuite à mesure que la vitesse incidente augmente.

Les pressions instationnaires, quant à elles, montrent deux caractéristiques intéressantes. En effet, d'une part, les niveaux de pression dépendent de la puissance troisième de la vitesse incidente. D'autre part, leurs spectres se superposent lorsqu'ils sont représentés en fonction du nombre de Strouhal (ici basé sur la corde du profil). L'intégration des DSP de pression pariétale met donc en évidence un proportionnalité de p^2 à U_0^4 , ce qui est en accord avec les



(a) Autopectres de pression pariétale mesurée en prise 15 pour $U_0 = 20, 40, 70$ et 90 m/s.

(b) Réduction de ces autopectres : représentation en fonction du Strouhal et réduit en puissance 3 de U_0 .

FIG. 4.2: Etude de l'influence de U_0 sur la pression pariétale instationnaire mesurée en prise 15 et adimensionnement.

mesures de pression statique (p proportionnelle à U_0^2). Tous les spectres montrent une large bosse (entre $St_c = 1$ et 20) avec un maximum entre $St_c = 7$ et 8 . Cette bosse est liée aux structures turbulentes naissant dans la couche limite extrados, convectées ensuite vers le bord de fuite.

Dans le cas d'une couche limite turbulente (CLT) avec gradient de pression défavorable, Moreau et Roger [61] ont montré que le spectre de pression pariétale présente une partie à basses fréquences plate, suivie d'une décroissance en $1/f^2$ et d'un comportement asymptotique en $1/f^5$. Dans notre cas, on observe une croissance en racine carré de la fréquence entre $St_c = 1$ et $6-7$, ce qui se situe la tendance observée par Moreau et Roger et le spectre d'une CLT de plaque plane classique (croissance en f). La zone de décroissance en f^{-2} est observée entre $St_c = 10$ et 30 . Les sondes de pression ne permettant pas de mesure pour des fréquences supérieures, la zone de décroissance en f^{-5} n'est pas observée.

On notera par ailleurs la superposition des pics entre $St_c = 0.1$ et $St_c = 0.2$, qui montrent la fréquence du pic observé à 50 Hz sur la figure 4.2(a) est lié au battement du jet incident.

4.1.2 Champ aérodynamique dans la zone de jeu

Champs PIV

La comparaison des champs PIV dans la zone de jeu pour $U_0 = 40$ et 90 m/s conforte les résultats de la section précédente : la vitesse incidente n'a aucun effet notable sur la topologie de l'écoulement, toutes les données de vitesse (moyenne et efficace) sont en effet proportionnelles à U_0 dans la gamme étudiée (cf. figure 4.3). En particulier, les maxima de v'/U_0 sont stables (ces maxima sont de 27.4% , 27.1% et 29.1% pour les vitesses incidentes $U_0 = 40, 70$ et 90 m/s respectivement, soit une variation inférieure à 10%).

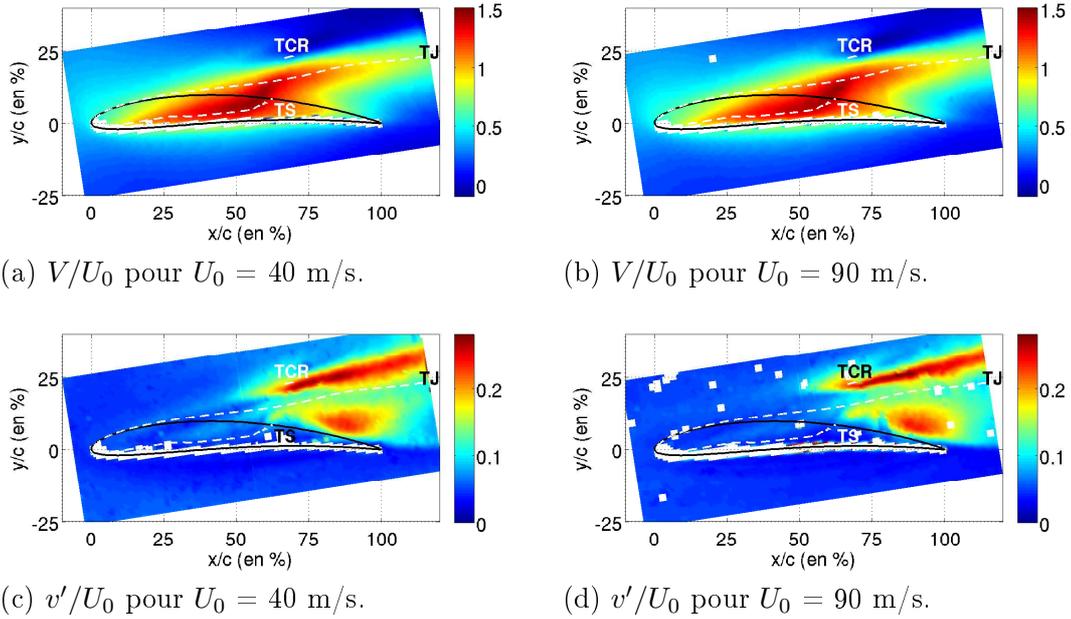


FIG. 4.3: Champ de vitesse moyenne (en haut) et fluctuations de vitesse transverse normalisées (bas) pour $U_0 = 40$ m/s (à gauche) et 90 m/s (à droite) à la cote $z = -5$ mm (mi-jeu). L'angle d'attaque et le jeu sont respectivement de 15° et 10 mm.

Par ailleurs, il semble que le cas à faible vitesse soit un peu plus “facile“ à mesurer, dans la mesure où le réglage de l'intervalle de temps entre deux prises de vues PIV requiert moins de finesse que pour les hautes vitesses, ce qui explique la meilleure qualité des images. Cet effet est constaté sur les figures 4.3(c) et (d). Dans le cas $U_0 = 40$ m/s, on observe plus nettement une fine zone partant du profil à $x = 50$ mm et reliant la partie supérieure de la zone principale de fort v' , dans laquelle v'/U_0 atteint 10%. Celle-ci est accompagnée d'une zone similaire dans le champ u'/U_0 , quoique de niveau légèrement plus faible (environ 8%). Cette zone marque l'interface entre le TJ se formant à l'arête extrados et l'écoulement primaire.

De manière analogue, une seconde zone de v' moyen peut être observée dans le jeu pour $U_0 = 40$ m/s entre le tourbillon de séparation TS et l'arête extrados. Cette zone marque l'interaction du TS avec le jet de l'écoulement secondaire.

Les disparités observées à $z = 5$ mm (cf. figure 4.4(a) à (d)), quant à elles, semblent liées à une imprécision de la cote du plan de mesures qui semble supérieure à celle de la configuration de référence dans le cas $U_0 = 40$ m/s. Les gradients de vitesse sont tellement importants que ce type d'erreur a un impact non négligeable même pour des écarts faibles.

Le champ de vitesse moyenne longitudinale U en $z = h/2$ pour $U_0 = 40$ m/s (cf. figure 4.4(a)) montre très peu de différence par rapport à celui obtenu dans les mêmes conditions pour $U_0 = 70$ m/s (cf. figure 3.7) : on observe moins de 5% de différence entre les maxima. Par contre, le champ de vitesse moyenne transverse V (figure 4.4(b)) est plus marqué, notamment

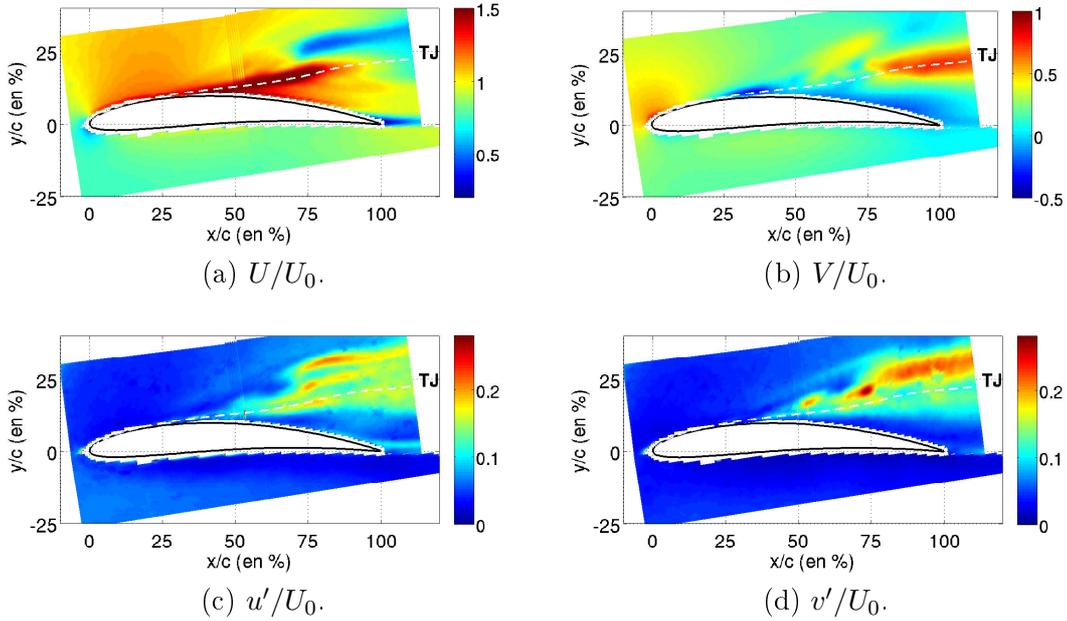


FIG. 4.4: Champ de vitesse moyenne (en haut) et fluctuations de vitesse normalisées (bas) pour $U_0 = 40$ m/s et $z = 5$ mm. Composante longitudinale (à gauche) et transverse (à droite). L'angle d'attaque et le jeu sont respectivement de 15° et 10 mm.

en proche paroi, où les minima de V (V négatif) sont plus importants, et la zone correspondante plus vaste, ce qui est dû au fait que la cote z du plan de mesure est supérieure : on met en évidence la zone supérieure du TJ.

Le champ de fluctuations de vitesse transverse v' ne montre aucune différence remarquable. Cependant v'/U_0 atteint 27.8% (contre 23.8% en configuration de référence), soit une variation de 17%. Le champ de fluctuations de vitesse longitudinale u' est celui qui présente les différences les plus spectaculaires entre les deux cas de mesure, dans la zone où le TJ traverse le plan de mesure. En effet, si cette région était marquée par une seule zone de fort u'/U_0 en configuration de référence, deux zones sont visibles dans le cas où $U_0 = 40$ m/s. Ces dernières correspondent aux interfaces du TJ avec le jet issu du jeu (partie inférieure) et l'écoulement primaire (partie supérieure).

Pressions pariétales

Comme nous l'avons établi au paragraphe 4.1.1, les spectres de pression pariétale sont proportionnels à la puissance troisième de la vitesse incidente, c'est pourquoi ceux présentés ci-après sont systématiquement divisés par U_0^3 , les niveaux étant ramenés à celui mesuré en configuration de référence.

Par ailleurs, en représentant les spectres en fonction du nombre de Strouhal basé sur la corde $St_c = f.c/U_0$, on constate qu'ils se superposent remarquablement entre $St_c = 1$ et 15, surtout dans les zones dominées par l'écoulement de jeu (figure 4.5(b)). La figure

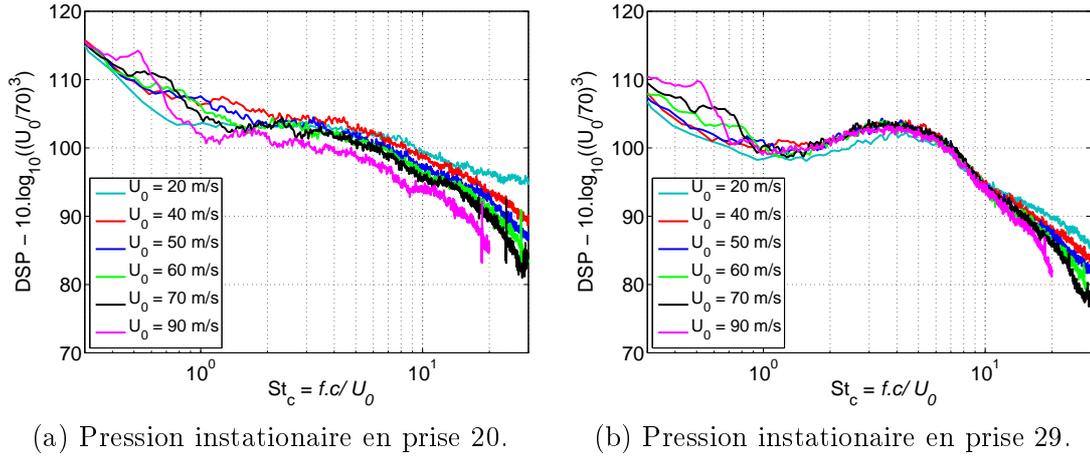


FIG. 4.5: Influence de la vitesse incidente U_0 sur la pression instationnaire au niveau de l'arête extradoss du profil. Amont (a) et aval (b) du jet issu du jeu.

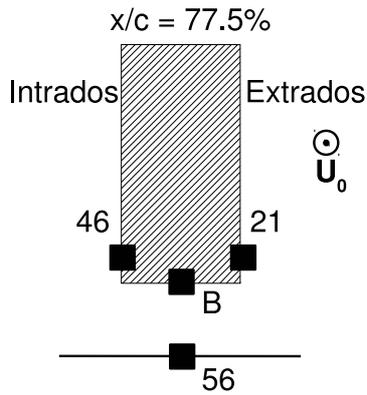
4.5(a) fait état d'une légère différence de niveaux imputable au fait que la prise de pression correspondante se situe près de la frontière amont du jet issu de l'écoulement de jeu et dont la position exacte peut légèrement varier selon la vitesse.

Dès lors, l'hypothèse formulée en 3.2.2 du chapitre précédent selon laquelle la bosse observée notamment en prise 29 serait liée au TJ doit être affinée. On notera dans un premier temps que la maximum de cette bosse se situe à un nombre de Strouhal $St_c \approx 4$, ce qui correspond à $St_h \approx 0.13$ avec un nombre de Strouhal basé sur le jeu h et la vitesse maximale transverse V_m (de l'ordre de $1.5 U_0$), soit $St_h = f.h/V_m$. Cette valeur est très proche de 0.1, valeur observée par Valette et Barre [4] dans le cas d'un jet dévié par un écoulement.

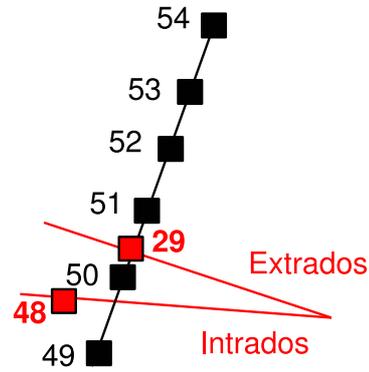
Ce nombre de Strouhal $St_c \approx 4$ est également très proche de celui correspondant au maximum de la bosse observée sur la prise 46 (cf. figure 4.6(c)), de l'ordre de 3.2–3.3. Cependant, cette dernière est beaucoup plus resserrée en fréquence, la décroissance en f^{-4} étant observée pour toutes les vitesses.

Les spectres de la prise B montrent des caractéristiques très proches de ceux de la prise 46, à ceci près que le maximum, plus important, est observé pour un nombre de Strouhal légèrement supérieur (entre 3.5 et 3.7), que la bosse est un peu plus large, et que la décroissance en hautes fréquences est en $1/f^3$.

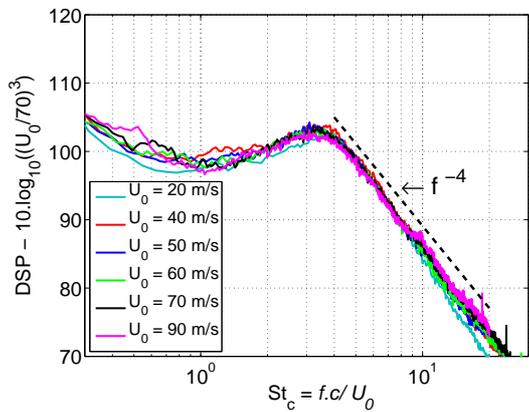
Cette décroissance en f^{-3} observée en figures 4.6(d) et (f) est en accord avec les mesures de Simpson et al. [77] sur une configuration de marche descendante. Ce résultat n'est pas surprenant, dans la mesure où ce type de configuration présente en effet certaines similarités avec les écoulements de jeu (notamment la présence d'une bulle de recirculation). Ainsi, Ji et Wang [43, 42] ont réalisé des prédictions numériques par simulations aux grandes échelles sur de petites marches descendantes. Les spectres de pression pariétale prédits présentent certaines analogies avec les mesures. Ji et Wang rappellent par ailleurs certains résultats expérimentaux



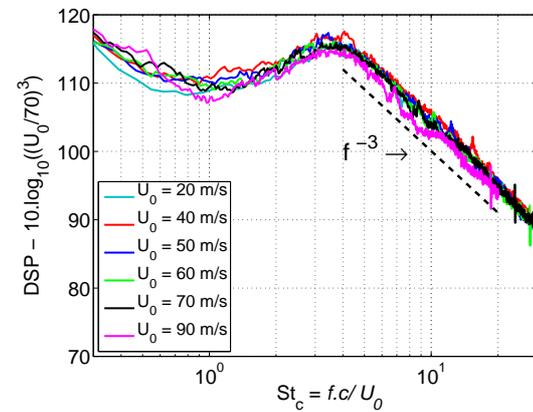
(a) Schéma des prises de pression dans la section de jeu $x/c = 77.5\%$.



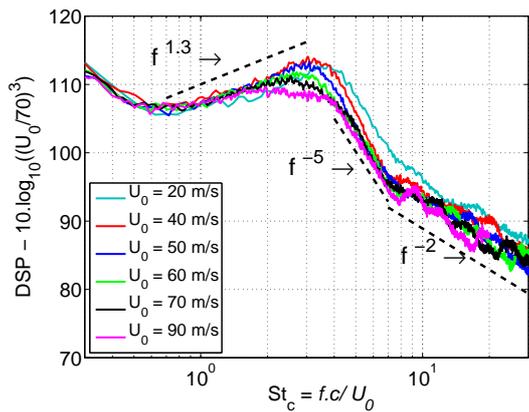
(b) Schéma des prises de pression au voisinage du bord de fuite (les prises en rouges sont situées sur le profil et celles en noir sur la plaque inférieure).



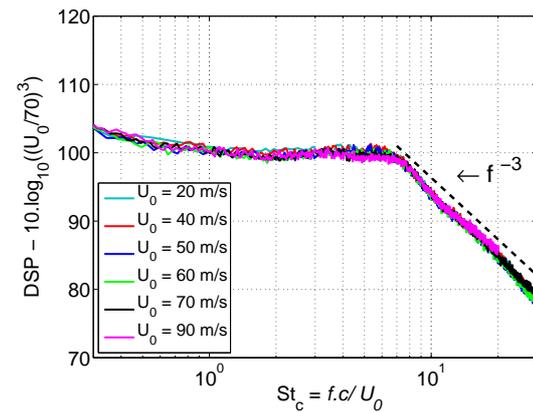
(c) Pression instationnaire en prise 46.



(d) Pression instationnaire en prise B.



(e) Pression instationnaire en prise 56.



(f) Pression instationnaire en prise 51.

FIG. 4.6: Influence de la vitesse incidente U_0 sur la pression instationnaire dans la section du jeu à $x/c = 77.5\%$ ((c) à (e) et sur la plaque inférieure au voisinage du bord de fuite (f). Schéma des prises de pression en (a) et (b)

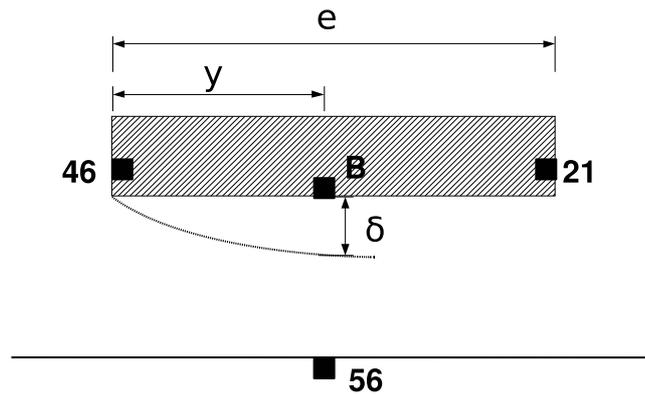


FIG. 4.7: Schéma de l'écoulement de jeu idéalisé.

[49, 16] établissant un lien entre la taille de la bulle de recirculation x_r et la fréquence à laquelle est observée le détachement tourbillonnaire sur les spectres de pression pariétale : ce détachement tourbillonnaire apparaît à nombre de Strouhal constant $St_x = f x_r / U_0 \approx 0.6$. En configuration de référence, et considérant la vitesse dans le jeu $1.5U_0$, on évalue la taille du bulbe à $x_r = 4.5$ cm, ce qui est au moins un ordre de grandeur supérieur à notre configuration et montre les limites de la comparaison entre ces deux types d'écoulements.

Considérant les deux cas de référence que constituent les écoulements de plaque plane (avec et sans gradient de pression défavorable) et de marche descendante, on peut attribuer les différences observées dans le cadre de la présente configuration à deux phénomènes :

- deux échelles h et e peuvent gouverner l'écoulement (d'où les différences observées aux prises 46, B et 56, cf. figure 4.6(c),(d) et (e) respectivement) ;
- l'écoulement est hautement tridimensionnel (ce qui expliquerait les résultats de la prise 51, cf. figure 4.6(f)).

On peut en effet noter que la prise 56 présente une partie des caractéristiques de la CLT de plaque plane (croissance en $f^{1.3}$ aux basses fréquences, décroissance en f^5 après la "bosse", cette décroissance intervenant à des fréquences assez basses), la pente aux hautes fréquences en f^2 étant plus mystérieuse. Il pourrait s'agir de fluctuations résiduelles de la CLT qui s'est développée à l'amont de la zone de jeu, ce qui serait compatible avec son niveau faible et son domaine de fréquence un peu "décalé" par rapport au reste du spectre.

Sur la figure 4.6(e) on observe, malgré une superposition globale des spectres, une évolution de l'amplitude de la bosse à mesure que la vitesse croît, l'amplitude du maximum décroît, la largeur étant conservée, ce qui prend l'aspect d'un tassement. Cela peut paraître surprenant puisque la superposition est quasi parfaite pour les spectres obtenus à partir des sondes voisines (prises 46 et B, en figure 4.6(c) et (d) respectivement). A la différence des prises 46 et B qui sont situées sur le profil, la prise 56 est située en paroi.

Il est concevable que la diffusion à travers le jeu des perturbations générées sur l'extrémité de pale soit décalée dans le sens de l'écoulement moyen local lorsque la vitesse augmente. Un

tel glissement serait alors directement lié à la vitesse de convection dans le jeu, elle-même proportionnelle à U_0 . Un tel scénario expliquerait que la prise 56 est de plus en plus éloignée du maximum des perturbations.

Un calcul indicatif peut être réalisé en idéalisant l'écoulement dans le jeu selon la figure 4.7 et réduisant le problème à un cas de couche limite turbulente à l'équilibre. On peut alors utiliser la relation décrivant l'épaisseur de la couche limite en fonction du nombre de Reynolds local :

$$\left(\frac{\delta}{y_1}\right) \propto (Re_y)^{-1/5} \text{ avec } Re_y = \frac{V_m y}{\nu}$$

Lorsque vitesse incidente varie de 20 à 90 m/s, δ est divisé par 1.35. Ainsi, la valeur de δ observée à mi-épaisseur $y = e/2$ à 20 m/s est décalée à 90 m/s d'environ 5 mm (estimation basée sur l'épaisseur locale du profil).

La conclusion que nous apportons est la suivante : la bosse observée en figure 4.6 est liée à des structures se détachant de l'arête intrados et étant convectées dans le jeu. Ceci explique également pourquoi les spectres des prises 46 à 48 ont la même décroissance à hautes fréquences (cf. figure 3.9(b)), mais pas la même enveloppe : le détachement de ces structures est lié à la puissance du jet transverse, décroissant dans la région du bord de fuite.

Cohérences pression/pression

L'adimensionnement de la fréquence fonctionne également pour la cohérence au-delà de $St_c \approx 1$. En revanche, à basses fréquences, les figures 4.8(a) à (d) montrent toutes un pic de cohérence à 200 Hz clairement attribuable à des effets d'installation.

Cet adimensionnement fonctionne sur les trois domaines de fréquences mis en évidence au chapitre précédent, et laisse observer un effet certain de U_0 sur les niveaux de cohérence. Cet effet est de plus différent entre les sous-domaines (IIa), (IIb) et (IIc), ce qui permet de les affiner. On redéfinit les domaines fréquentiels en fonction du nombre de Strouhal de la manière suivante :

- le domaine à très basses fréquences (I) concernent les nombres de Strouhal St_c inférieurs à 0.7 (soit 250 Hz dans le cas $U_0 = 70$ m/s) ;
- les sous-domaines (IIa), (IIb) et (IIc) correspondent aux intervalles de nombre de Strouhal St_c respectifs 0.7–2, 2–5 et 5–10 (soit 0.25–0.70, 0.7–1.75 et 1.75–3.5 kHz dans le cas $U_0 = 70$ m/s) ;
- le domaine à hautes fréquences (III) correspond aux nombres de Strouhal St_c supérieurs à 10 (soit 3.5 kHz dans la ces $U_0 = 70$ m/s)

La décomposition proposée permet de confirmer l'hypothèse de deux sources liées au bruit de jeu et d'en analyser les mécanismes.

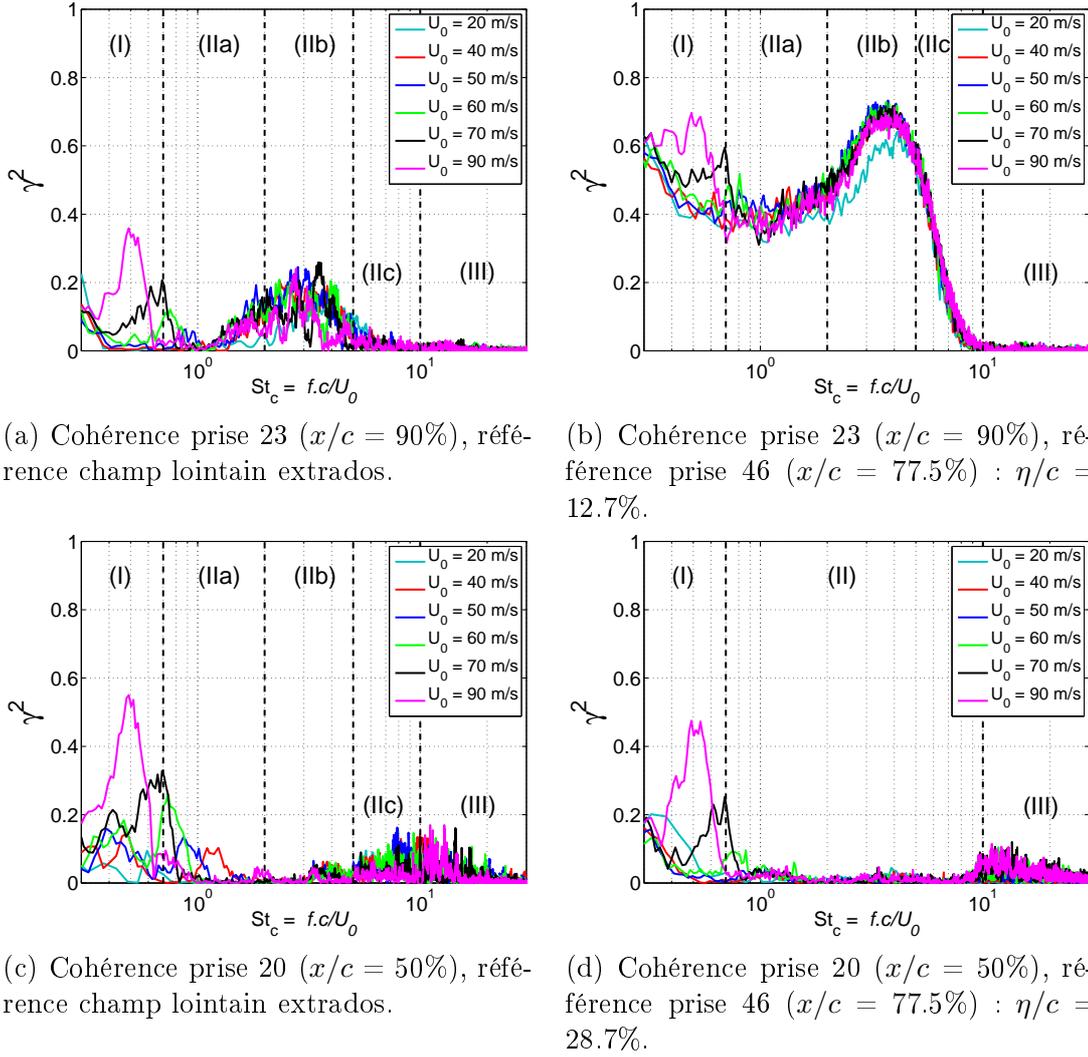
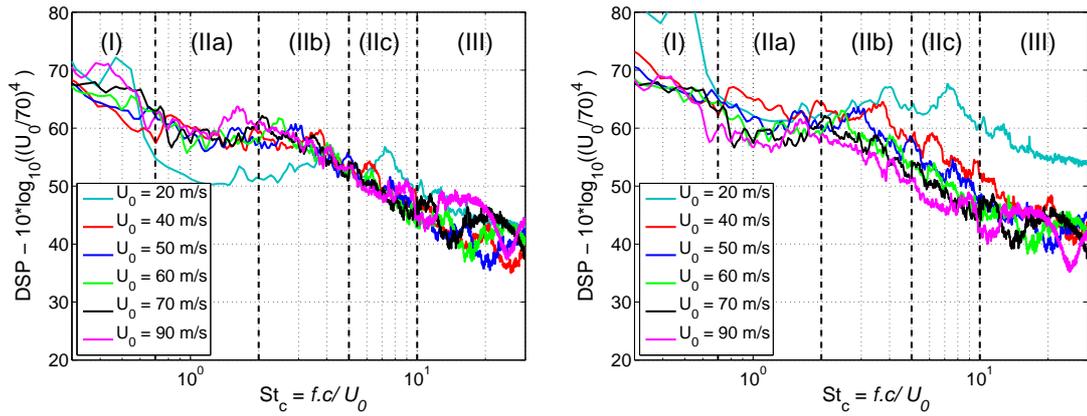
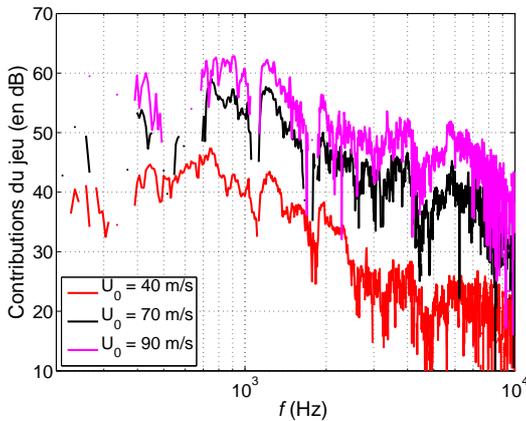


FIG. 4.8: Caractérisation de l'influence de U_0 sur les sources acoustiques. Etude de cohérence entre les prises 23 (haut) et 20 (bas) et les prises de référence de champ lointain (gauche) et 46 (droite).

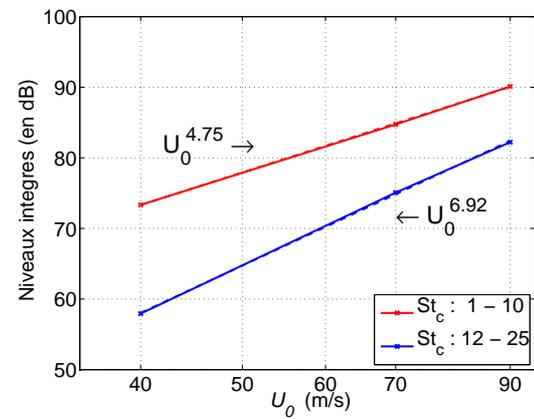
Ainsi, la source à basses fréquences (domaine (IIb)) identifiée en 3.4.1 est bien liée à l'écoulement au voisinage de l'arête extrados, dans la région du bord de fuite. Le lien entre les fluctuations de pression observées en champ lointain et celles observées en prise 23 est en effet confirmé (figure 4.8(a)) : le maximum de cohérence observé est de l'ordre de 20% pour quasiment toutes les vitesses incidentes explorées.

De plus, la conclusion tirée de l'étude des spectres de pression selon laquelle cette source est liée aux structures se détachant de l'arête intrados est également confirmée, ainsi que le montre la figure 4.8(b).

La source à hautes fréquences, quant à elle, est mise en évidence par la figure 4.8(c). La cohérence observée entre le champ lointain et la prise 20 en configuration de référence l'est

(a) Pression acoustique en champ lointain réduite par U_0^4 .(b) Pression acoustique en champ lointain réduite par U_0^6 .

(c) Contribution de l'écoulement de jeu au spectre de pression en champ lointain.



(d) Pression intégrée.

FIG. 4.9: Pression acoustique en champ lointain. Réduction en puissance 4 et 6 de U_0 ((a) et (b) respectivement). Contribution de l'écoulement de jeu : spectres (c) et niveaux intégrés (d).

également pour toutes les vitesses de l'étude paramétrique, et uniquement dans les domaines (IIc) et (III). Le fait que la figure 4.8(d) présente de la cohérence entre les prises 20 et 46 dans le domaine (III) semble indiquer que les fluctuations de pression pariétale observées dans ce domaine sur les deux prises ont une origine commune. La source à hautes fréquences est donc vraisemblablement liée à des structures turbulentes générées en extrémité de profil au voisinage du bord d'attaque.

4.1.3 Champ acoustique

Au chapitre 3 nous avons montré que le bruit de jeu était du même ordre que le bruit de bord de fuite réparti. Par ailleurs, nous avons alors pu mettre en évidence deux contributions au bruit de jeu dans des domaines de fréquences différents : l'une entre 0.7 et 3.0 kHz et l'autre plutôt entre 3.0 et 6.0-7.0 kHz (à $U_0 = 70$ m/s).

Nous allons ici examiner l'évolution de ces sources avec la vitesse de l'écoulement.

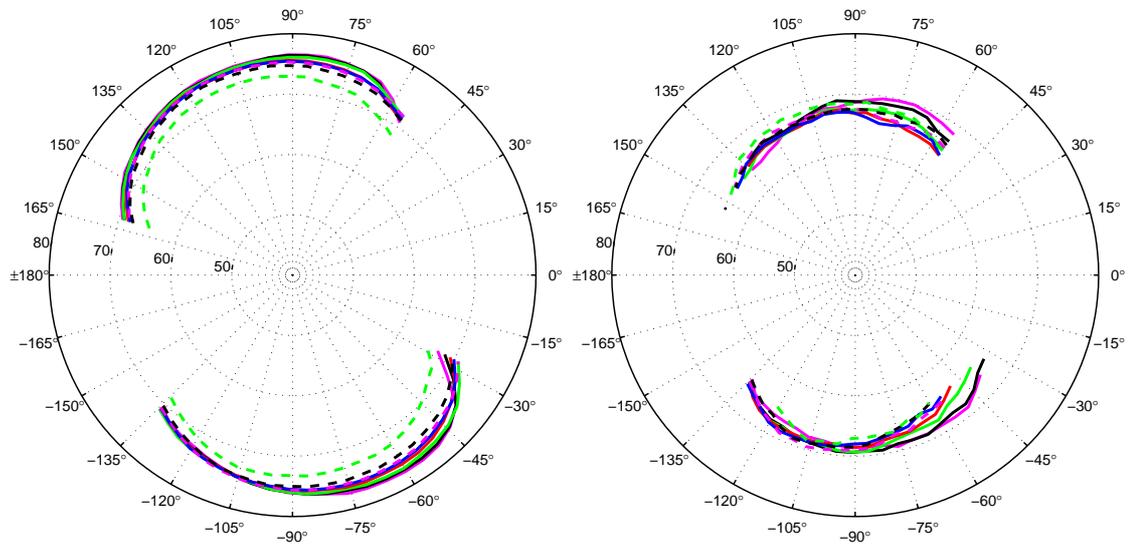
La figure 4.9 montre les spectres recueillis par un microphone placé à $Y = 1$ m du profil, face au côté extrados, perpendiculairement à la direction de la vitesse incidente (ce qui correspond à un angle d'écoute de 105°). Les spectres sont représentés en fonction du nombre de Strouhal $St_c = f.c/U_0$ et divisés par U_0^4 (figure 4.9(a)). Manifestement, les spectres se recouvrent de manière assez satisfaisante entre $St_c = 1$ et $St_c = 10$. Cette gamme de fréquence correspond au domaine (II), soit des fréquences comprises entre 0.3 et 3.5 kHz à $U_0 = 70$ m/s. Elle contient donc la source "basses fréquences" (domaines IIb et IIc, soit 0.7 à 3.5 kHz à $U_0 = 70$ m/s) au sens large. Le spectre de champ lointain de cette source semblerait proportionnel à U_0^4 .

La figure 4.9(c) (obtenue par différences de spectres à 0 dB) montre la contribution du bruit de jeu seul à ces spectres pour les vitesses 40, 70 et 90 m/s (les mesures à $U_0 = 20$, 50 et 60 m/s n'ayant pas été effectuées pour un jeu nul, les différences de spectres n'ont pu être réalisées à ces vitesses). Si l'on intègre ces contributions sur une domaine de nombre de Strouhal s'étendant de $St_c = 1$ à $St_c = 10$, on obtient un niveau proportionnel à $U_0^{4.8}$ (cf. figure 4.9(d)), ce qui est cohérent avec les conclusions concernant la figure 4.9(a), car on a intégré sur une bande de largeur proportionnelle à U_0 . Donc, globalement le niveau rayonné par la source de "basses fréquences" repéré au chapitre 3 évolue selon la puissance cinquième de la vitesse incidente, ce qui correspond à une source dipolaire non compacte. Ce type d'évolution est caractéristique du rayonnement occasionné par le passage d'une perturbation aérodynamique à proximité d'une arête vive.

Dans le cas présent, la similitude entre le domaine fréquentiel de cette composante du champ lointain et la bosse observée notamment sur les mesures de pression dans le jeu laisse penser que les perturbations aérodynamiques sont générées au niveau de l'arête intrados du profil et sont diffractées par l'arête extrados du profil ou par son bord de fuite.

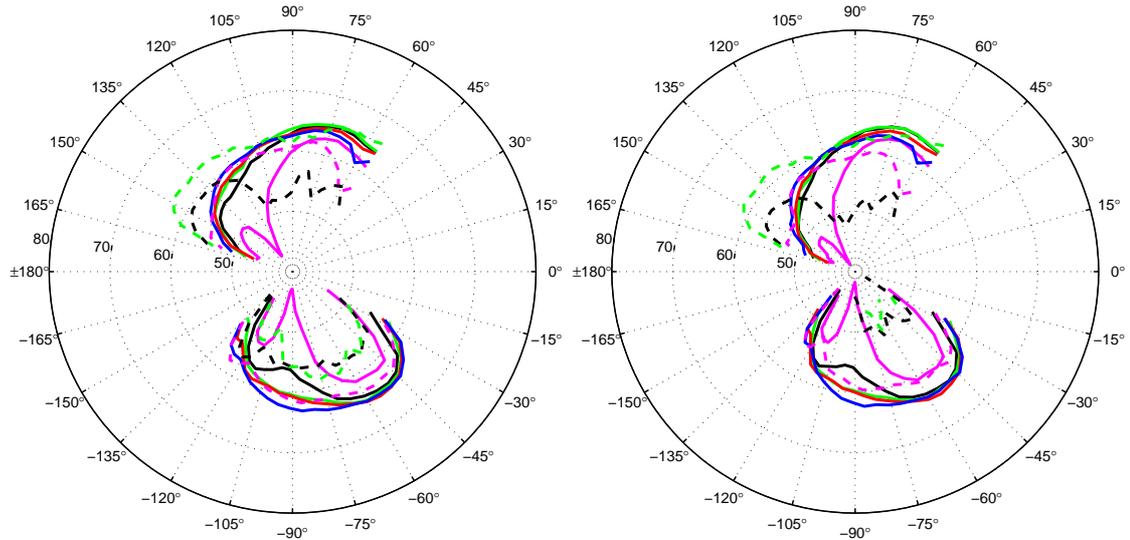
L'autre contribution (contribution "hautes fréquences") au champ lointain qui a été observée au chapitre 3 entre 3.5-4 kHz et 7-8 kHz à 70 m/s est traitée avec la même approche, pour des nombres de Strouhal compris entre 12 et 25 (domaine (III)). La figure 4.9(d) montre que le niveau de cette contribution évolue suivant $U_0^{6.9}$, ce qui laisse supposer que le rayonnement associé est dominé par des mécanismes quadripolaires. La source correspondante pourrait donc être liée au jet qui quitte le jeu à grande vitesse avant d'être dévié par l'écoulement et de finir par s'enrouler sur lui-même. Une telle interprétation est corroborée par les mesures de pression pariétale effectuées en sortie de jeu dans les frontières de ce jet (prise 20 notamment).

L'application de cette démarche à toutes les directions d'écoute de l'étude de directivité (le micro de champ lointain est alors situé à 1.7 m du bord d'attaque du profil) permet de tracer les diagrammes de directivité pour chacune des deux composantes de la contribution du jeu au champ lointain et pour différentes vitesses. Ces contributions étant relativement faibles à basse vitesse, les sommes des contributions de bruit de jeu et de bruit de bord de fuite réparti



(a) Mesures brutes, domaine d'intégration $St_c = 0.7$ à 10 . Réduction en U_0^5 .

(b) Contribution du jeu, domaine d'intégration $St_c = 0.7$ à 10 . Réduction en U_0^5 .



(c) Mesures brutes, domaine d'intégration $St_c = 12$ à 25 . Réduction en U_0^7 à l'extrados (angles d'observation positifs) et U_0^5 à l'intrados (angles d'observation négatifs).

(d) Contribution du jeu, domaine d'intégration $St_c = 12$ à 25 . Réduction en U_0^7 à l'extrados (angles d'observation positifs) et U_0^5 à l'intrados (angles d'observation négatifs).

FIG. 4.10: Directivité après intégration des différences de spectres à 0.5 dB. Réduction des niveaux à celui obtenu en configuration de référence (légende : - - $U_0 = 30$ m/s ; - - $U_0 = 40$ m/s ; - - $U_0 = 50$ m/s ; — $U_0 = 60$ m/s ; — $U_0 = 70$ m/s ; — $U_0 = 80$ m/s ; — $U_0 = 90$ m/s ; — $U_0 = 100$ m/s).

sont également représentées à titre comparatif. Les résultats sont représentés en figure 4.10.

De manière générale, on constate que la source "basses fréquences" est en compétition avec le bruit de bord de fuite réparti (cf. figure 4.10(a) et (b)). La contribution du jeu seul est environ 6 dB inférieure à celle du bruit de bord de fuite. Cependant, les deux phénomènes présentent des caractéristiques similaires (notamment leur nature dipolaire).

Les diagrammes de directivités sont symétriques et les niveaux de pression acoustique mesurée en amont du profil sont proportionnels à U_0^4 , comme le montre la superposition des diagrammes lorsqu'ils sont divisés par U_0^5 (les niveaux intégrés entre $St_c = 0.7$ et $St_c = 10$, soit sur une bande de fréquence proportionnelle à U_0). Cette superposition est particulièrement bonne à l'intrados pour des angles d'écoute compris entre $\Theta = -105^\circ$ et -135° , ce qui est typique du bruit de bord de fuite (cf. figure 4.10(a)). On constate une superposition très satisfaisante dans le cas de la contribution de jeu seule (cf. figure 4.10(b)). Par ailleurs, une autre superposition (non montrée ici, car de qualité équivalente à celle en U_0^5 en amont du profil) est obtenue entre $|\Theta| = 45^\circ$ et 75° (c'est-à-dire en aval du profil, à l'intrados comme à l'extrados) lorsque les niveaux sont divisés par U_0^6 . Là encore, la meilleure superposition est observée à l'intrados dans le cas des contributions sommées de bruit de jeu et de bord de fuite, et une superposition satisfaisante est obtenue dans le cadre de la contribution du jeu seule. Ces deux phénomènes sont très probablement attribuables au rayonnement de perturbations aérodynamiques convectées au voisinage d'une singularité géométrique.

On constate par ailleurs que la source liée au bruit de bord de fuite ne rayonne pas dans le second domaine de fréquences ($St_c = 12$ à 25), les diagrammes de directivités étant quasi-identiques sur les figures 4.10(c) et (d). De plus, la composante "hautes fréquences" présente un comportement très particulier. Ainsi, la superposition des niveaux intégrés est obtenue à l'intrados en divisant les niveaux intégrés par U_0^5 . De plus, cette superposition est observée pour une gamme d'angle d'écoute plus réduite et orientée vers l'aval ($\Theta = -90^\circ$ à -60° , typiquement). Par contre, la proportionnalité des niveaux intégrés à U_0^7 observée à 1 m du profil est vérifiée à l'extrados, pour des angles d'écoute de $\Theta = 60^\circ$ à 120° . Ce phénomène confirme le rôle joué par le jet issu du jeu dans l'émission acoustique.

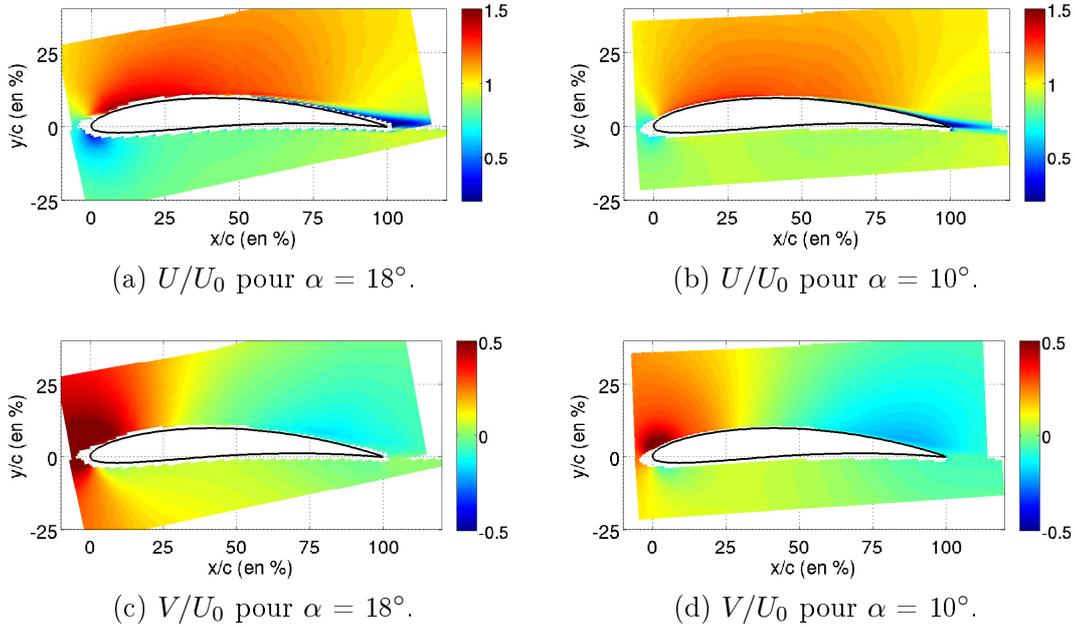
4.2 Influence de l'incidence

4.2.1 Champ aérodynamique à mi-envergure

Champs PIV

L'effet du calage sur le champ aérodynamique à mi-envergure d'un profil en écoulement uniforme est connu. Cependant, quelques remarques sont à apporter dans cadre de cette étude.

On ne constate aucun décollement au niveau de l'extrados, et ce même à fort angle d'incidence, comme en témoignent les champs PIV présentés en figure 4.11. En effet, la couche

FIG. 4.11: Champs PIV à mi-envergure pour $\alpha = 10$ et 18° .

limite semble parfaitement longer l'extrados, et on n'observe aucune vitesse U négative (synonyme d'une recirculation) dans cette région. Cela est dû au mouvement d'ensemble du jet incident, qui est dévié par le profil lui-même, ainsi qu'il en a été discuté au chapitre 3 et par Moreau et al. [60]. En effet, la physique de l'écoulement est plus proche de celle observée sur une grille d'aubes que sur un profil placé dans un champ libre (ie écoulement incident uniforme et infini).

Toutefois, ce phénomène a tendance à diminuer d'intensité avec l'angle d'attaque, ce qui est particulièrement visible sur les champs de vitesse moyenne transverse (figure 4.11(c) et (d)) : à mesure que l'incidence augmente, la zone de vitesses transverses négatives (située dans la région aval de l'extrados) diminue de surface et de niveau, ce qui traduit le fait que l'écoulement est dévié de moins en moins efficacement.

Pression statique moyenne

La figure 4.12 montre la distribution des coefficients de pression $-C_p = \frac{p - p_0}{1/2\rho_0 U_0^2}$ à mi-envergure pour trois angles d'incidence $\alpha = 5^\circ$, 10° et 15° . On constate que l'influence de l'angle d'attaque est considérable près du bord d'attaque, bien qu'atténuée par rapport à un profil placé dans un champ libre. Le coefficient de pression atteint presque -2 à l'extrados pour 15° , soit près de deux fois la valeur atteinte pour $\alpha = 10^\circ$, et 1 à l'intrados. En aval du bord d'attaque, ces valeurs tendent progressivement vers zéro sans toutefois l'atteindre avant le bord de fuite. Cela confirme l'absence de décrochage, même aux angles d'attaque élevés. Par ailleurs, le décollement près du bord de fuite observé en configuration de référence ne l'est

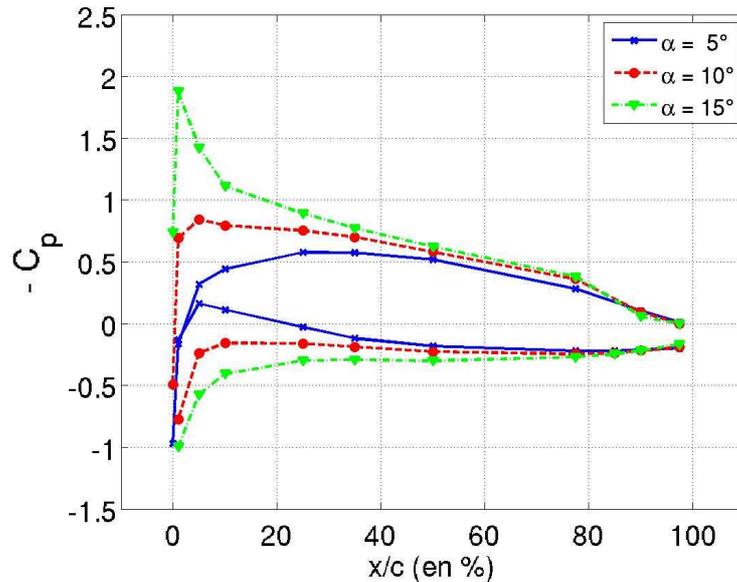


FIG. 4.12: Pression statique à mi-envergure (les croix représentent les mesures à l'extrados et les ronds les mesures à l'intrados). Effet d'incidence.

pas pour des angles d'attaque inférieurs.

Il est à noter qu'en dehors de la zone allant du bord d'attaque jusqu'à environ 30% de la corde, l'angle d'attaque n'a que peu d'influence sur le coefficient de pression.

4.2.2 Champ aérodynamique dans la zone de jeu

Pression statique moyenne

Comme nous l'avons constaté à mi-envergure, la pression statique est également modifiée de façon notable en extrémité de profil. Le coefficient est tracé sur la figure 4.13 en différents points des bords extrados et intrados du profil pour des angles d'attaque de 5° , 10° et 15° . On relève deux tendances opposées.

D'une part, pour $x/c < 80\%$, le coefficient de pression augmente en valeur absolue, c'est-à-dire que la dépression augmente côté extrados que que la surpression augmente côté intrados. Notons que la dépression maximale n'est pas atteinte près du bord d'attaque comme à mi-envergure mais en aval de la mi-corde, où la vitesse transverse du jet issu du jeu atteint son maximum. L'entraînement du jet accentue donc la dépression sur le bord du profil.

D'autre part, la dépression côté extrados chute lorsque α augmente pour atteindre des valeurs proches de zéro, ce qui est une manifestation de la zone morte d'écoulement dans cette région (décollement près du bord de fuite).

Ces deux tendances ont été confirmées par une étude secondaire à $U_0 = 40$ m/s, qui a produit des résultats identiques.

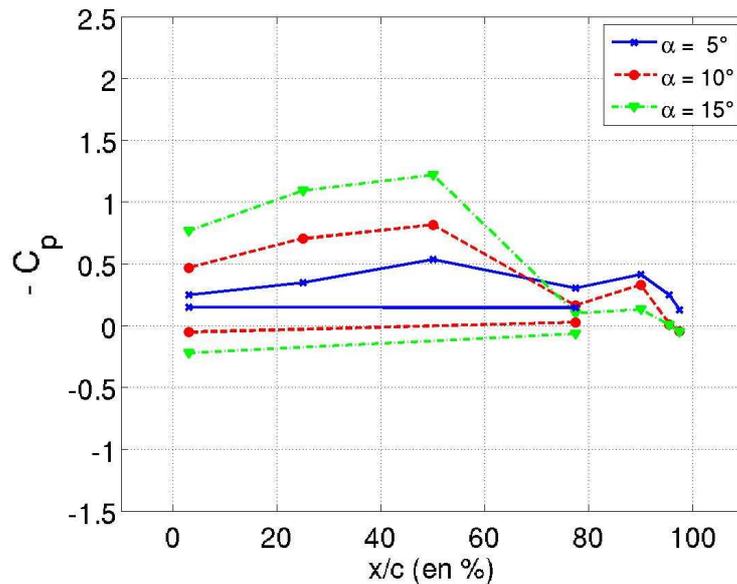


FIG. 4.13: Pression statique en extrémité de profil (les croix représentent les mesures à l'extrados et les ronds les mesures à l'intrados). Effet d'incidence.

Champs PIV

Les mesures par PIV (cf. figure 4.14) montrent l'étendue des modifications de l'écoulement consécutives à un changement d'incidence, et permettent d'expliquer les phénomènes décrits plus haut.

- En effet, l'augmentation de l'incidence a deux effets immédiats sur l'écoulement de jeu :
- Elle modifie la distribution de pression sur le profil, et ainsi induit une augmentation gradient de pression intrados/extrados responsable de l'écoulement secondaire.
 - Elle augmente la composante de vitesse moyenne transverse de la couche limite incidente, ce qui modifie la compétition entre l'écoulement incident externe et l'écoulement secondaire ayant lieu dans la moitié amont du jeu en faveur de l'écoulement secondaire.

Ces deux effets se conjuguent pour accroître l'écoulement de jeu. Cela se traduit par un décalage vers le bord d'attaque du jet et du TJ, une augmentation des vitesses moyennes et efficaces ainsi que la formation progressive de la zone de fortes fluctuations de vitesse observée entre le TJ et l'extrados dans la moitié aval du profil. En effet, cette zone n'est pas observée pour $\alpha = 5^\circ$, le TJ se formant trop près du bord de fuite.

De manière générale, ce cas $\alpha = 5^\circ$ est à séparer des autres. On constate en effet que le TJ se forme quasiment en aval du bord de fuite pour celui-ci (cf. figure 4.14(a)), et que le maximum de V est situé en dehors de la zone couverte par le profil, tandis que la zone d'interaction entre le TJ et l'écoulement primaire est située très en aval du bord de fuite. On peut supposer que l'écoulement à incidence nulle suit la même tendance. Ces deux cas sont envisagés à titre comparatif, car le profil a été optimisé pour des angles d'incidence plus

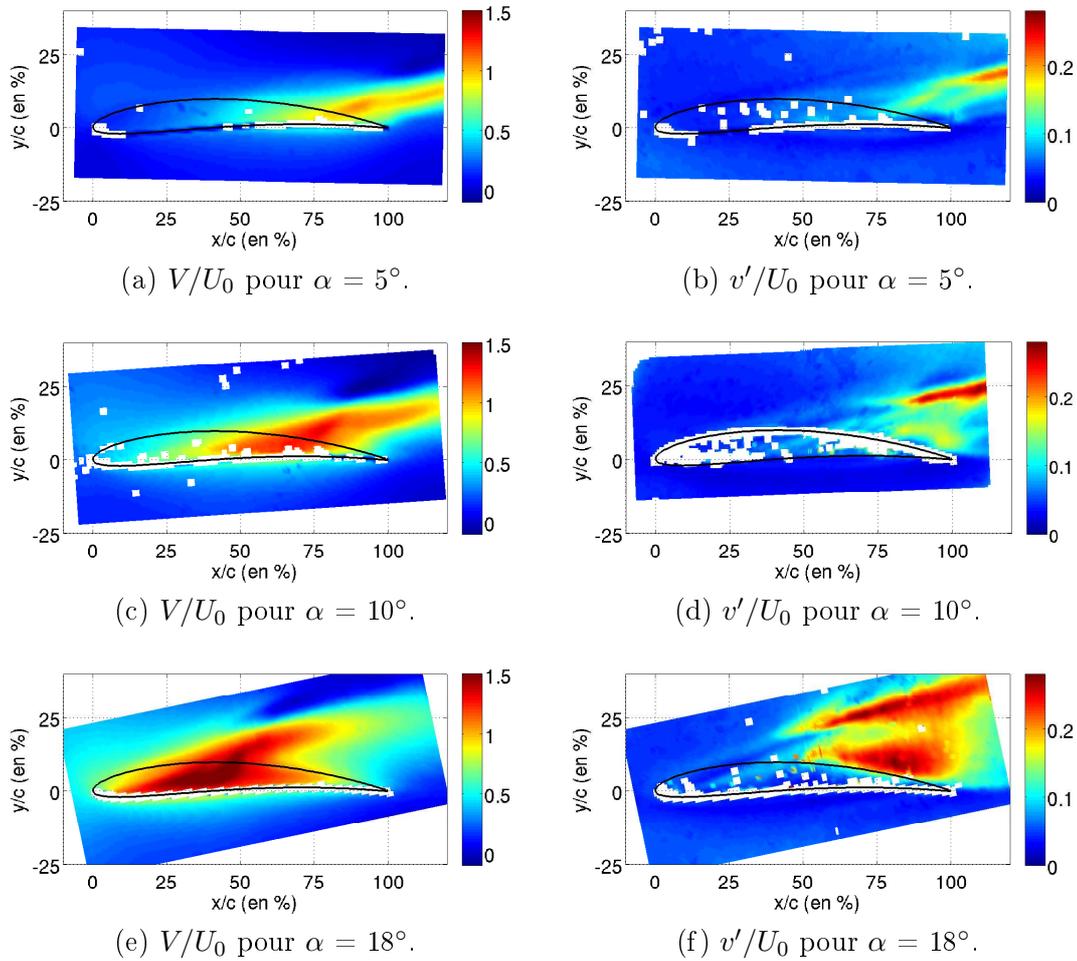


FIG. 4.14: Champs PIV de vitesse transverse moyenne (gauche) et fluctuations de vitesse transverse normalisées (droite) en milieu de jeu pour $\alpha = 5, 10$ et 18° .

élevés.

Afin de quantifier ces modifications, les maxima de vitesse moyenne et de fluctuations de vitesse transverse normalisées ont été relevés sur les champs PIV. Les résultats sont résumés dans le tableau 4.1. De plus, la vitesse moyenne transverse a été mesurée le long de la ligne de cambrure moyenne, et est représentée en figure 4.15 (les maxima de V moyen y sont également représentés). Il est alors plus aisé de commenter les résultats obtenus sur les images précédentes.

A mesure que l'incidence augmente, le jet de jeu et donc le TJ se décalent vers le bord d'attaque du profil. Par voie de conséquence, les maxima de vitesse transverse se décalent également. On notera par ailleurs que leur ordonnées diminuent, leurs positions respectives se rapprochant de la ligne de cambrure moyenne cambrure : le maximum de V est observé en

α	5	10	15	18
V_{max}/U_0 (%)	106	132	147	156
(x,y)	(179 ; 14)	(156 ; 21)	(110 ; 14)	(86 ; 9)
v'_{max}/U_0 (%)	21.6	27.2	27.1	28.4
(x,y)	(225 ; 35)	(217 ; 47)	(162 ; 50)	(142 ; 53)

TAB. 4.1: Maxima de vitesse moyenne et de fluctuations de vitesse transverse normalisées en fonction de l'incidence.

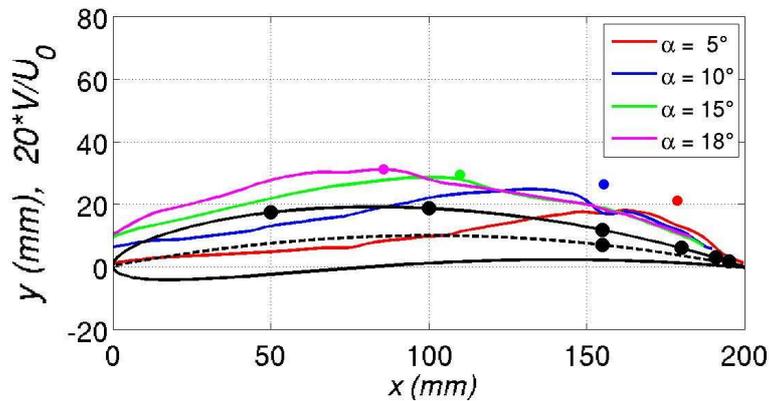


FIG. 4.15: Evolution de la vitesse moyenne transverse le long de la cambrure avec l'incidence et maxima de vitesses observés (points de couleur). Les points noirs représentent les prises de pression situées au voisinage de l'arête extrados et en extrémité du profil.

dehors du jeu pour $\alpha = 5^\circ$, tandis qu'il est situé sur la ligne de cambrure moyenne pour $\alpha = 18^\circ$.

Les maxima de fluctuations de vitesse transverse normalisées (cf tableau 4.1, deuxième ligne) augmentent moins que la vitesse maximale transverse. Cela est probablement lié au fait que la turbulence est essentiellement générée dans la zone de mélange entre l'écoulement de jeu et l'écoulement externe.

Les données du tableau confirment aussi un constat qualitatif : les régions de turbulence maximale sont en aval du jet de jeu (ie. de la région où la vitesse transverse est maximale).

Pression pariétale instationnaire

Deux études ont été menées afin d'étudier les effets conjugués d'angle d'attaque et de vitesse incidente. Les spectres de pression pariétale le long de l'arête extrados (prises 19, 20, 21, 23, 25 et 29) sont regroupés par angle d'attaque sur la figure 4.16.

De manière générale, les observations réalisées en 4.1.2 sont vérifiées pour tous les angles d'attaque étudiés : la vitesse incidente n'exerce que peu d'influence sur la structure de l'écoulement de jeu. On notera toutefois de légères différences entre les mesures à $U_0 = 40$ m/s et 70 m/s, les bosses observées sur les spectres de diverses prises sont plus marquées (ie. typiquement, les niveaux réduits sont plus élevés de 1 à 3 dB) dans le cas $U_0 = 70$ m/s. Cet effet est visible par exemple en prise 19 à $\alpha = 5^\circ$ (cf. figure 4.16(a) et (b)), où une bosse est observée à Strouhal constant $St_c = 18$. Cette bosse traduit la présence d'une structure tourbillonnaire (probablement le TJ qui se forme le long de l'arête extradados).

Par ailleurs, si des bosses sont observées à 70 m/s près du bord de fuite (prises 23 à 29) pour toutes les incidences, les nombres de Strouhal concernées varient considérablement selon l'incidence. Trois types d'évolution sont constatés :

- A 5° , les bosses se décalent vers les hautes fréquences à mesure que l'on approche du bord de fuite, le niveau de ces dernières diminuant. Les nombres de Strouhal correspondants sont respectivement de l'ordre de 6, 13 et 18.
- A 10° , ces bosses se décalent vers les moyennes fréquences passant de $St_c = 8$ en prise 23 à $St_c = 6$ en prise 29 (en prise 25, cette bosse ne ressort que faiblement du niveau du jet). Il est à noter que la bosse observée en prise 23 l'est également à faible vitesse, au même Strouhal. Les niveaux des bosses diminuent également.
- A 15° et 18° , ces bosses sont observées à Strouhal constant, de l'ordre de 4. Les bosses diminuent en niveau et s'élargissent en fréquence.

Ces évolutions rendent compte de la complexité de l'écoulement étudié. On peut distinguer deux classes d'écoulements : les écoulements à faible incidence ($\alpha = 0^\circ$ et 5°) et à forte incidence ($\alpha = 15^\circ$ et 18°).

A faible incidence, l'interaction entre les écoulements primaire et secondaire en aval du détachement du TJ se traduit par un tourbillon de jeu d'autant plus intense que l'écoulement secondaire est puissant. Ainsi, le tourbillon est d'autant plus gros, générant des fluctuations de pressions de plus faible fréquence (cf. figure 4.16(a) et (b)). Cependant, celui-ci reste confiné au voisinage de l'arête extradados (cf. figure 4.16(a)).

Les cas de mesure à forte incidence traduisent un second phénomène : le tourbillon de séparation, généré par l'écoulement au passage de l'arête intrados, traverse le jeu immédiatement en aval du maximum de vitesse moyenne transverse et fusionne avec le tourbillon secondaire. Les fluctuations étant alors pilotées par les structures se détachant au niveau de l'arête intrados, la gamme des fluctuations de pression correspondante est fixe (cf. figure 4.16(e) à (h)).

Les mesures à 10° montrent donc une situation intermédiaire, où le tourbillon de jeu est d'abord observé (prise 23, $x/c = 90\%$), le résultat de son interaction avec le tourbillon de séparation l'étant sur les deux prises suivantes (prises 25 et 29, respectivement $x/c = 95.5$ et

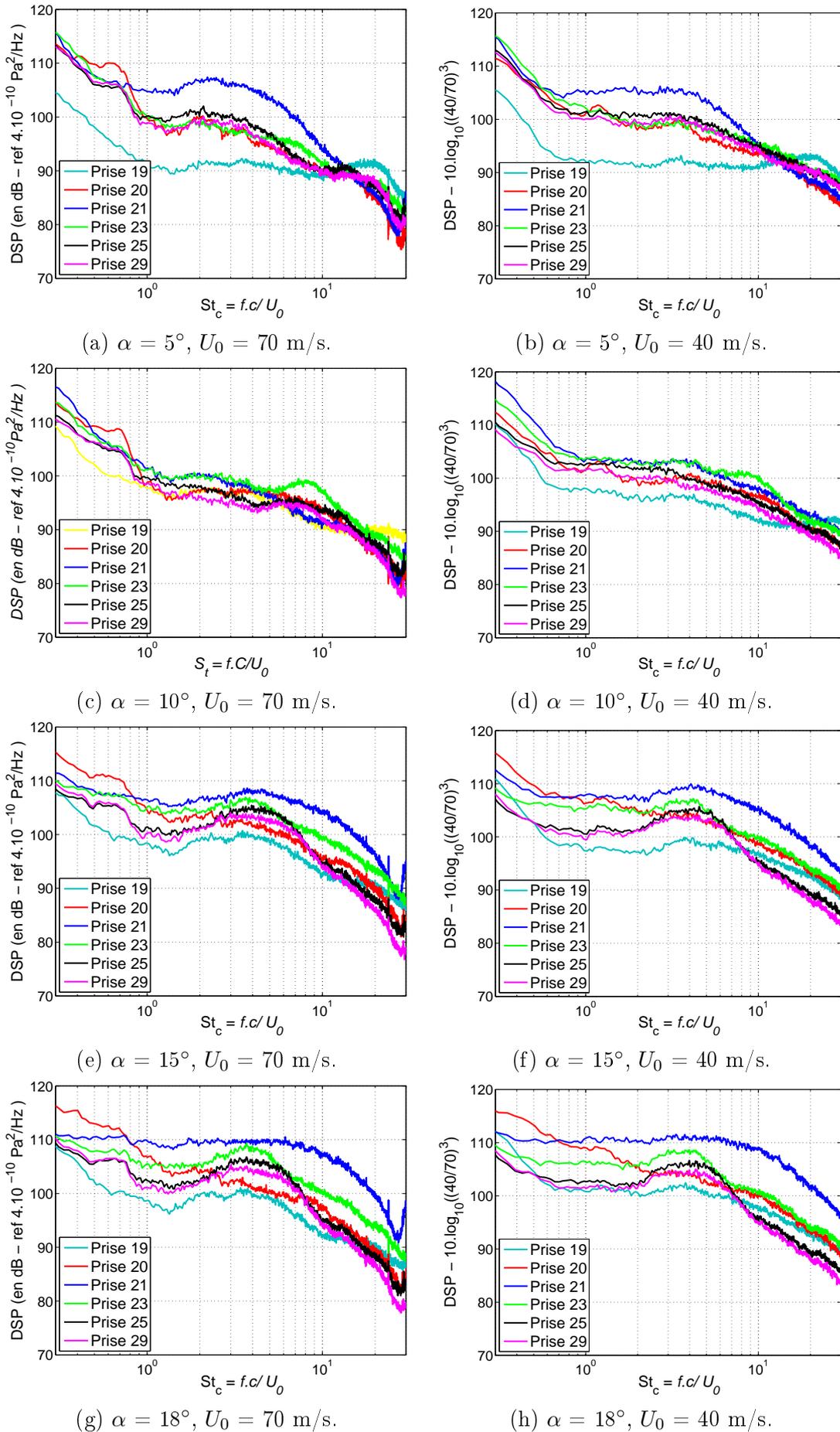


FIG. 4.16: Etude de l'influence de l'incidence sur la pression pariétale instationnaire en arête extrados.

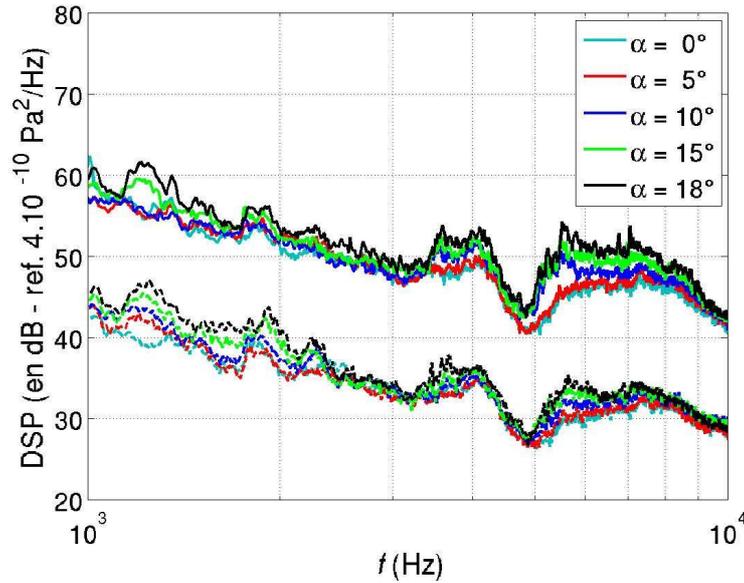


FIG. 4.17: Etude de l'influence de l'incidence sur la pression acoustique en champ lointain (micro situé à un mètre du profil et $\Theta = 105^\circ$). Mesures pour $U_0 = 70$ m/s (traits pleins) et $U_0 = 40$ m/s (traits pointillés)

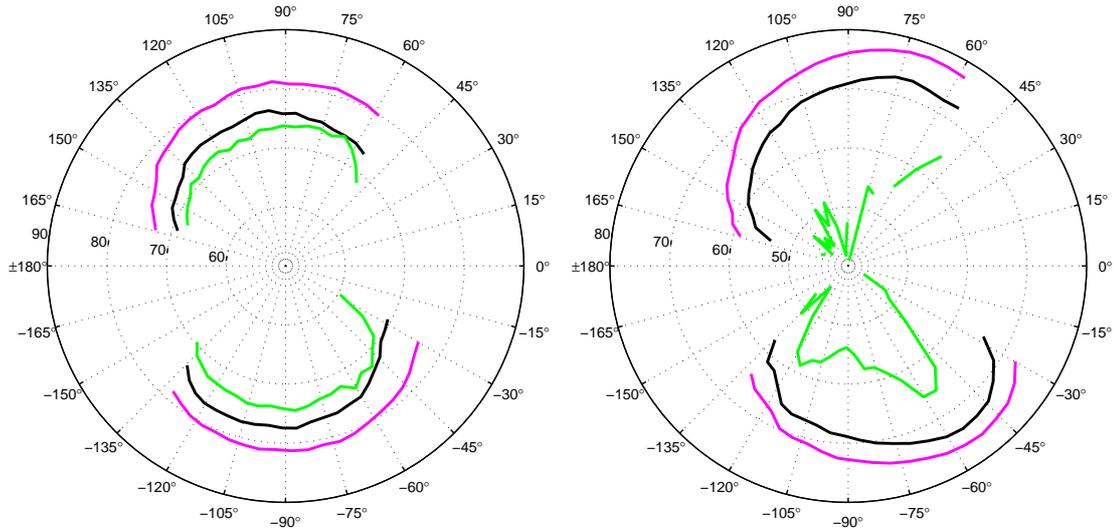
97.5%).

4.2.3 Acoustique en champ lointain

Pour des angles d'attaques α inférieurs à 10° , les différences de niveau entre les spectres mesurés avec et sans jeu sont trop faibles pour permettre de distinguer la contribution du jeu. La figure 4.17 montre cependant que le niveau des spectres augmente avec l'angle d'incidence. Cette augmentation mesurée ici à un mètre du profil avec un microphone fixe

Les résultats de mesures de directivité sont représentés sur la figure 4.18. De manière générale, on observe une hausse des niveaux de bruit mesurés lorsque l'angle d'attaque augmente, ce qui est cohérent avec les résultats aérodynamiques présentés plus haut.

La source "basses fréquences" ne semble pas présenter de directivité particulière, ce qui est assez surprenant. On constate par ailleurs que cette source croît très rapidement en intensité : les niveaux de pression augmentent de 3 à 5 dB lorsque l'on fait varier α de 10° à 15° , tandis que ces niveaux augmentent de 5 à 8 dB lorsque l'on fait varier α de 15° à 18° . Deux hypothèses sont émises pour expliquer ce phénomène. D'une part, les perturbations responsables de l'émission sonore peuvent gagner en intensité, augmentant la puissance de la source. D'autre part, ces perturbations peuvent affecter une zone plus étendue, augmentant l'efficacité de rayonnement. Les calculs réalisés en 6.2.3 durant la tentative de modélisation de cette source "basses fréquences" infirment cette seconde hypothèse.



(a) Domaine d'intégration : $St_c = 0.7$ à 10 . (b) Domaine d'intégration : $St_c = 12$ à 25 .

FIG. 4.18: Diagramme de directivité du bruit de jeu : contribution en basses fréquences (a) et hautes fréquences (b). Influence de l'incidence (légende : — $\alpha = 10^\circ$; — $\alpha = 15^\circ$; — $\alpha = 18^\circ$).

La source "hautes fréquences", quant à elle, n'est réellement efficace que pour $\alpha = 15^\circ$ et 18° (cf. figure 4.18(b)). Ces deux angles d'attaque sont les seuls pour lesquels le maximum de vitesse transverse est situé dans la zone de jeu. Il semble donc que cette source ne rayonne efficacement que lorsque le jet de l'écoulement secondaire est suffisamment puissant, ce qui confirme son rôle dans la production sonore en hautes fréquences.

4.3 Influence de la taille du jeu

Selon l'étude bibliographique présentée au premier chapitre, le jeu conditionne la topologie de l'écoulement autour de l'extrémité de l'aile. C'est pourquoi une attention particulière lui a été accordée lors de cette partie de l'étude.

4.3.1 Distribution de pression statique

Au chapitre 3, nous avons montré que l'influence du jeu reste faible à mi-envergure. La distribution de C_p à mi-envergure représentée pour différentes valeurs de jeu sur la figure 4.19(a) confirme ces conclusions. On peut cependant remarquer que le pic de dépression près du côté extrados du bord d'attaque s'atténue lorsque le jeu augmente. Ceci est une traduction des pertes aérodynamiques liées aux fuites en extrémité du profil. Ces résultats sont en accord avec la littérature, notamment avec les mesures réalisées par Staubs [81].

Notons également que l'écart du point de mesure à $x/c = 77.5\%$ côté extrados pour $h = 10\text{mm}$ est imputable à une erreur de mesure (cet écart n'est en effet pas observé pour d'autres

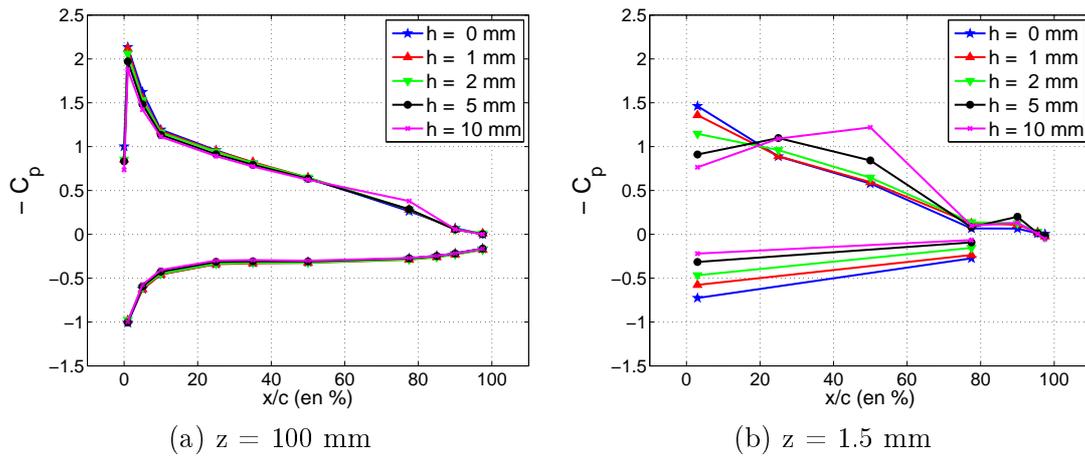


FIG. 4.19: Distribution de pression statique à mi-envergure (gauche) et en extrémité de profil (droite) pour différents jeux.

h (mm)	5	7	10	15
V_{max}/U_0 (%)	152	146	147	146
(x,y)	(59 ; 2)	(71 ; 4)	(110 ; 14)	(141 ; 18)
v'_{max}/U_0 (%)	23.4	25.3	27.1	28.2
(x,y)	(181 ; 53)	(136 ; 47)	(162 ; 50)	(212 ; 57)

TAB. 4.2: Maxima de vitesse moyenne et fluctuations de vitesse transverse normalisées en fonction de la taille du jeu.

configurations).

L'influence du jeu est beaucoup plus importante en extrémité de profil (cf. figure 4.19(b)), où deux types de comportements sont observés à l'extrados : pour de faibles jeux (0 à 2 mm), la pression statique diminue le long de la corde, tandis que les extrema observés en configuration de référence ne le sont que pour les jeux les plus grands. On peut donc conclure que le jet de l'écoulement secondaire ne se développe pas ou peu dans cette gamme de faibles jeux.

Par ailleurs, la pression à l'intrados diminue à mesure que le jeu augmente.

4.3.2 Champ aérodynamique dans la zone de jeu

Champs PIV

Dans le cadre de la présente étude, les cas de très faible jeu n'ont pas pu être étudiés à l'aide de Vélocimétrie par Imagerie de Particules : en effet, lorsque le jeu n'est guère plus grand que l'épaisseur de la nappe LASER, les réflexions par le profil et la vitre ainsi que les particules déposées sur la vitre rendent les mesures de plus en plus bruitées. Pour cette raison, le jeu minimal exploré est $h = 5$ mm.

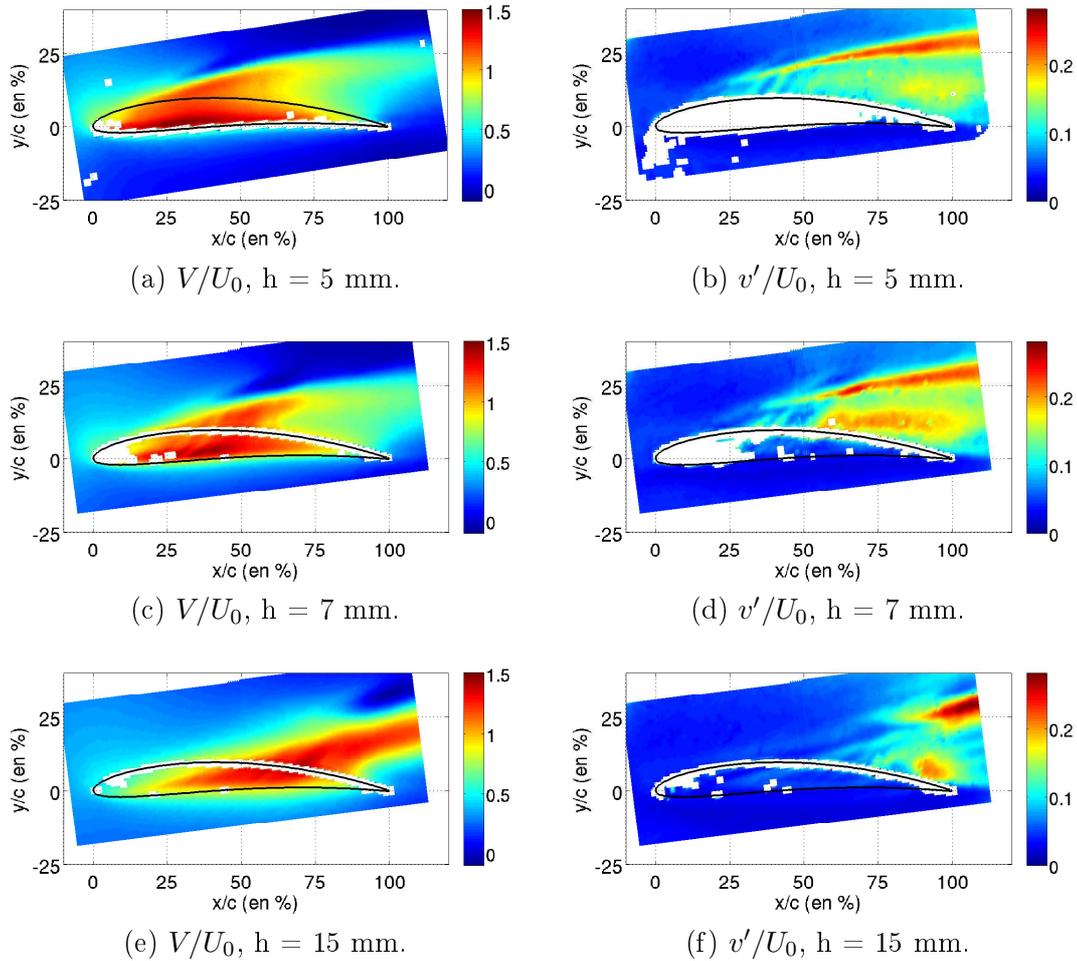


FIG. 4.20: Champs PIV de vitesses moyenne (gauche) et instationnaire (droite) transverses normalisées pour différents jeux.

Les résultats à mi-jeu sont présentés en figure 4.20. L'observation de la vitesse moyenne transverse montre clairement le déplacement du TJ vers le bord de fuite à mesure que le jeu augmente, ce qui est un résultat très largement partagé dans la littérature (cf. [81, 41]). De plus, la zone concernée par l'interaction entre l'écoulement secondaire -le jet- et l'écoulement primaire se réduit, tandis que les vitesses moyennes et les fluctuations de vitesse augmentent. Ceci corrobore un résultat de la littérature ([41]) selon lequel le TJ gagne en circulation lorsque le jeu augmente. Par ailleurs on constate que la zone extérieure (ie. la plus éloignée du profil) de forte turbulence, lieu de l'interaction entre le TJ et l'écoulement incident, se déplace vers le bord de fuite, et les fortes fluctuations de vitesse transverse normalisées observées augmentent.

Les maxima de vitesse moyenne transverse et de fluctuations de vitesse transverse normalisées sont reportés dans le tableau 4.2. Deux phénomènes intéressants sont à relever concernant la vitesse moyenne : les maxima de V sont quasi constants, et se déplacent non seulement vers l'aval lorsque le jeu augmente, mais également de l'intrados vers l'extrados, ce maximum étant

observé en dehors du jeu pour $h = 15$ mm. Ces phénomènes traduisent l'existence d'une vitesse de l'écoulement relative secondaire à laquelle le TJ commence à s'éloigner de l'arête extradados (par la suite, nous dirons que le TJ se détache de l'arête extradados), indépendante du jeu. Enfin, un rapide examen des abscisses du maximum de V montre que le rapport entre le jeu et cette abscisse est constant, de l'ordre de 10% (à plus ou moins 1%). Cette tendance est également observée par Intaratep ([41]) pour des jeux inférieurs à $h/c = 8\%$. Un modèle simplifié basé sur la théorie des écoulements potentiels et présenté en annexe D permet d'expliquer ces tendances, mettant en évidence l'influence de la paroi inférieure sur le détachement du TJ.

Pressions Instationnaires

L'examen des spectres de pression dans la section du jeu (cf. figure 4.21) laisse constater une différence d'écoulement entre les jeux supérieurs et inférieurs à 3 mm.

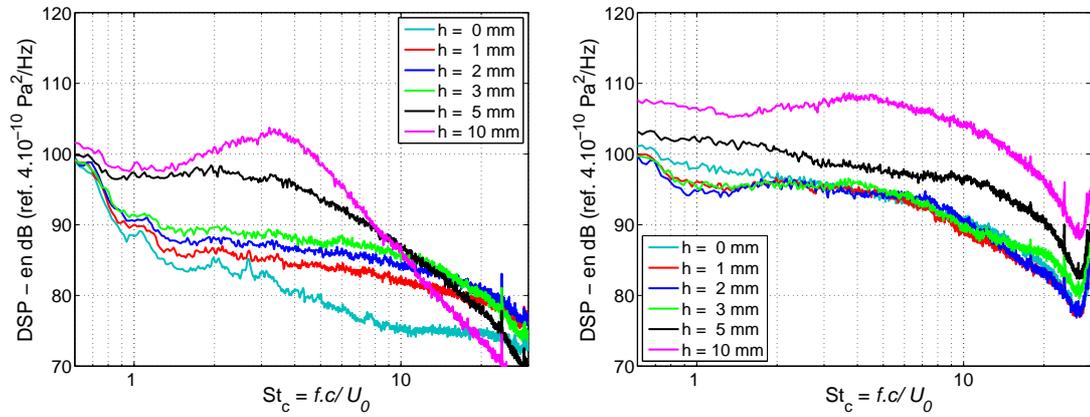
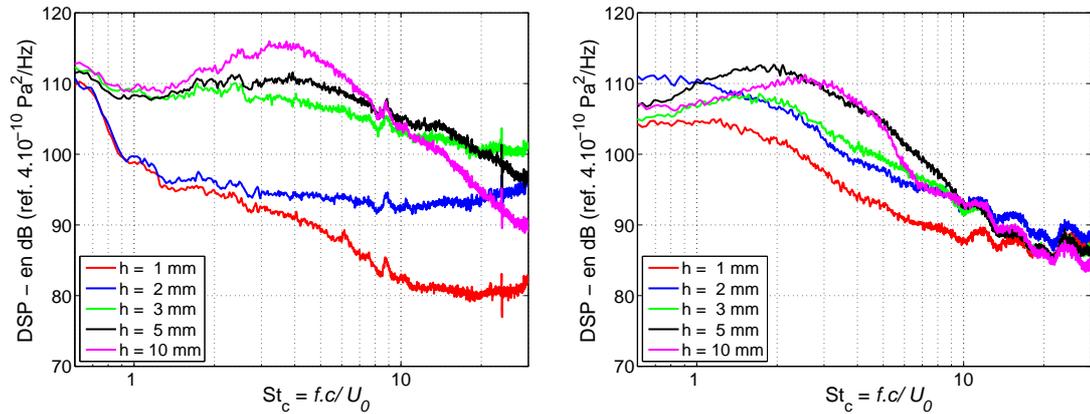
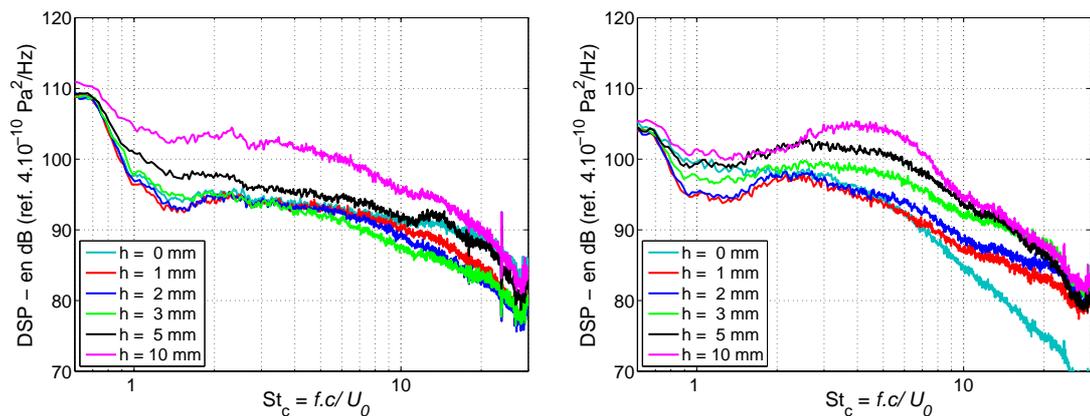
A l'entrée du jeu, un phénomène très marqué est observé. Les niveaux augmentent avec le jeu, et la partie hautes fréquences du spectre fléchit, une bosse centrée sur un Strouhal de l'ordre de 3.3 se formant pour $h = 5$ et 10 (cf. figure 4.21(a)). Ce phénomène reflète le décollement sur l'arête intrados.

Cette bosse est également perceptible sur les prises B et 56 pour les mêmes jeux. En revanche, l'augmentation de niveau entre $h = 2$ et 3 mm sur la prise B n'est pas imputable à ce décollement (cf. figure 4.21(c)). Elle doit donc résulter de perturbations provenant de la couche limite amont. De même, les niveaux relativement importants pour $h = 1$ à 3 mm sur la prise 56 sont probablement liés à la turbulence provenant de l'amont de la zone de jeu (cf. figure 4.21(d)).

Quant à la prise 21, elle subit l'influence de la turbulence qui se développe en sortie du jet de jeu, ce qui explique le caractère plus étalé des spectres. Pour les faibles valeurs de jeu, le jet semble coupé car les spectres se superposent au spectre obtenu sans jet.

L'étude des pressions instationnaires en dehors du jeu confirme le rôle joué par le jeu. En milieu de corde (prise 20), les niveaux des spectres diminuent lorsque le jeu varie de 0 à 3 mm, puis remontent (cf. figure 4.21(e)). Une nette différence de niveau est observée en configuration de référence, traduisant le fait que le jet de l'écoulement secondaire est parfaitement développé.

Les fluctuations de pression près du bord de fuite (prise 25, cf. figure 4.21(f)) laissent observer une évolution progressive de la bosse apparaissant entre $St_c = 1$ et 10, se rétrécissant en fréquence et augmentant de niveau à mesure que le jeu augmente. On reconnaît la bosse observée dans le jeu (cf. figure 4.21(c)), ce qui laisse supposer que les perturbations liées au décollement dans le jeu (arête intrados) sont convectées vers l'aval où elles balayent l'extrémité du bord de fuite. Cette observation appuie l'hypothèse selon laquelle le rayonnement à "basses fréquences" observé au chapitre 3 serait dû à la diffraction des perturbations turbulentes par le coin de profil.

(a) Prise 46 : $x/c = 77.5\%$, arête intrados.(b) Prise 21 : $x/c = 77.5\%$, arête extrados.(c) Prise B : $x/c = 77.5\%$, extrémité du profil.(d) Prise 56 : $x/c = 77.5\%$, plaque inférieure.(e) Prise 20 : $x/c = 50\%$, arête extrados.(f) Prise 25 : $x/c = 95.5\%$, arête extrados.FIG. 4.21: Pression pariétale instationnaire dans le jeu ($x/c = 77.5\%$). Influence de la taille du jeu.

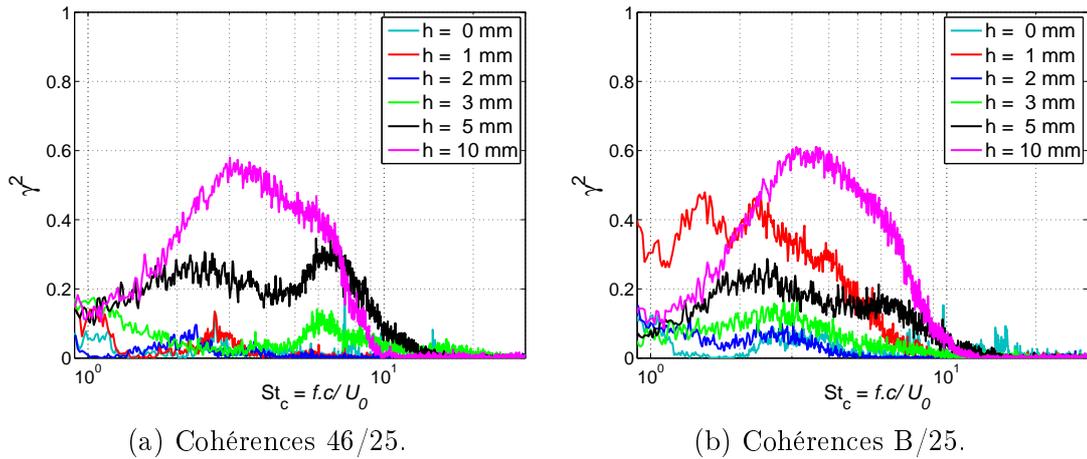


FIG. 4.22: Influence de la taille du jeu sur l'écoulement dans le jeu. Etude de cohérence entre les prise 46 et 25 (gauche) et B et 25 (droite).

4.3.3 Cohérence entre fluctuations de pression pariétale

Afin d'isoler les différents phénomènes à l'origine des spectres de pression pariétale observés précédemment, une étude de cohérence a été menée entre les prise 46, B et 25. Les résultats sont représentés en figure 4.22.

Le tourbillon de séparation traversant le jeu, on observe une bonne cohérence entre les fluctuations de pression mesurées en prise 46 et 25 (cf. figure 4.22(a)). Toutefois, si le domaine de fréquences concerné reste identique, on observe une nette évolution de l'enveloppe de cohérence entre les différents cas de mesure. Ainsi, de faibles cohérences sont observées pour de jeux inférieurs à 3 mm ; ces niveaux avoisinant l'erreur statistique, il est difficile de les interpréter. A partir de 3 mm, une bosse de cohérence est observée autour de $St_c = 6$. Le cas $h = 5$ mm présente deux bosses, plus élevées et situées à $St_c = 2.3$ et 6, tandis que dans le cas de référence, ces deux bosses semblent s'être rejointes la première étant observée à $St_c = 3$ et la seconde devinée à un légèrement inférieur à 6.

L'évolution de la première bosse suit celle de la vitesse moyenne dans le jeu : à mesure que le jeu augmente, la vitesse moyenne augmente, ce qui explique le décalage vers les hautes fréquences. Une représentation en fonction du nombre de Strouhal basé sur la vitesse locale (non montrée ici) laisse observer un bon accord entre les jeux de 5 et 10 mm.

4.3.4 Acoustique en champ lointain

Les spectres de pression acoustique mesurée conjointement avec la pression pariétale montrent une différence du rayonnement acoustique lorsque le jeu est faible (jusqu'à 3 mm), les niveaux étant sensiblement équivalents. Au-delà de 3 mm, on observe une hausse de plus en plus marquée des niveaux (cf. figure 4.23(a) et (b)). L'influence de la vitesse est également visible, cette hausse correspondant à des domaines de fréquences plus élevées dans le cas des mesures à $U_0 = 70$ m/s (effet de Strouhal). On confirme ainsi l'importance relative du bruit de jeu

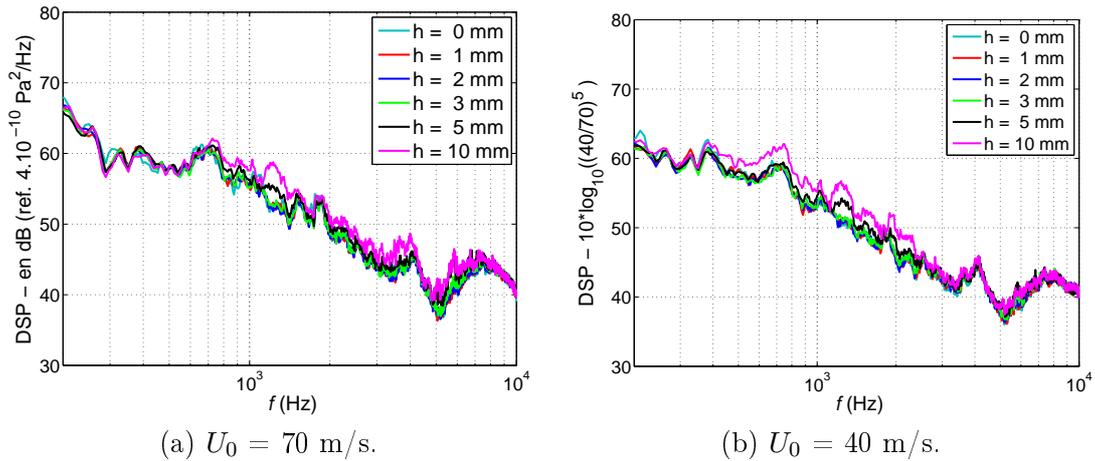


FIG. 4.23: Spectres de pression acoustique mesurés au point d'écoute situé à un mètre de l'extrados du profil, à $\Theta = 105^\circ$, avec $U_0 = 70$ m/s (a) et $U_0 = 40$ m/s (b). Influence du jeu.

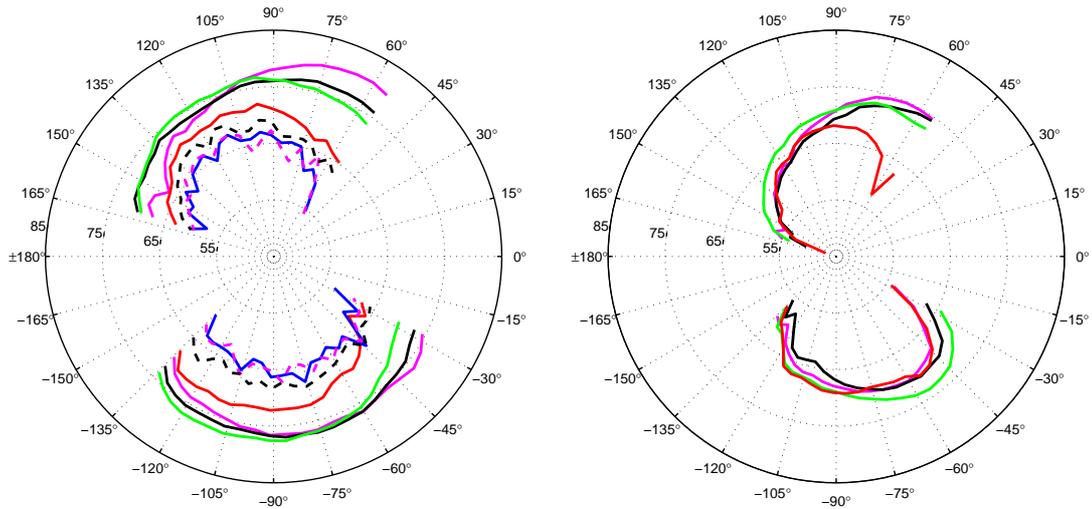
constatée au chapitre 3. La contribution devient significative à partir de $h = 5$ mm.

Afin d'affiner cette analyse, des différences de spectres ont été réalisées à partir des mesures de directivité. Les résultats sont intégrés selon les deux domaines de fréquences définis en 4.1.3, à savoir les domaines (II) ($St_c = 1$ à 10) et (III) ($St_c = 12$ à 25). Cette étude est menée pour $U_0 = 70$ et 40 m/s. Les différences de niveaux à U_0 étant très faibles, seuls les diagrammes de directivité obtenus dans le cas $U_0 = 70$ m/s sont représentés dans un premier temps (cf. figure 4.24).

Ces résultats confirment ceux de la figure 4.23 : quelque soit le domaine de fréquences, la contribution du jeu ne devient réellement efficace qu'à partir de $h = 5$ mm. Les contributions à basses fréquences pour des jeux inférieurs sont toutes très faibles. On remarque que la configuration $h = 1$ mm semble plus bruyante que celles pour lesquelles $h = 2$ et 3 mm. On n'observe pas de contribution en hautes fréquences pour des jeux inférieurs à $h = 5$ mm. Par ailleurs, l'examen des contributions en basses fréquences laisse observer une évolution différente selon l'angle d'écoute. En amont du profil ($\Theta < 90^\circ$), les niveaux augmentent jusqu'à $h = 10$ mm, puis diminuent. Ceci est concomitant au fait que le TJ se forme en aval du bord de fuite pour les jeux $h = 15$ et 25 mm. *A contrario*, les niveaux intégrés mesurés en aval du profil ne cessent d'augmenter.

Les niveaux de la contribution à hautes fréquences mesurés à l'intrados diminuent également lorsque h est supérieur à 10 mm, en particuliers lorsque les niveaux sont mesurés en aval du profil. A l'extrados, les niveaux mesurés en aval du profil augmentent continuellement. Toutefois, on note une différence très nette entre le cas $h = 5$ mm et les jeux supérieurs.

L'interprétation de ces résultats est très difficile. On peut cependant conclure que la puissance du rayonnement en amont à basses fréquences est liée à la position du maximum de vitesse relative. En effet, lorsque le jeu est trop faible, ce maximum de vitesse est situé très



(a) Domaine d'intégration : $St_c = 0.7$ à 10 . (b) Domaine d'intégration : $St_c = 12$ à 25 .

FIG. 4.24: Influence du jeu sur les contributions à basses fréquences (a) et hautes fréquences (b) du bruit de jeu (légende : - - $h = 1$ mm ; - - $h = 2$ mm ; — $h = 3$ mm ; — $h = 5$ mm ; — $h = 10$ mm ; — $h = 15$ mm ; — $h = 25$ mm).

en amont du bord de fuite et le rayonnement est faible. Lorsque le jeu est trop grand, ce maximum est observé en dehors du jeu voire en aval du bord de fuite et le rayonnement est également faible. Pour que la puissance du rayonnement soit maximale, il faut donc que ce maximum soit situé dans le jeu et au voisinage amont du bord de fuite.

Une telle conclusion remet en question les domaines d'intégration choisis pour cette étude, suggérant de construire les nombres de Strouhal des domaines d'intégration à l'aide de la vitesse locale au voisinage du bord de fuite. Ceci pourrait expliquer l'augmentation des niveaux de la sources à basses fréquences en aval du profil : la vitesse locale étant plus faible pour les cas $h = 15$ et 25 mm, il se peut que la borne supérieure du domaine d'intégration (II) dépasse la borne inférieure du domaine de la source à hautes fréquences. L'augmentation des niveaux serait alors due à une sommation partielle des sources à basses et hautes fréquences, ce phénomène étant d'autant plus marqué que le jeu est grand. Le manque de données aérodynamiques ne permet cependant pas de conclure quant à cette éventualité.

Afin de confirmer ces résultats, une seconde étude a été menée en ne conservant que les contributions du bruit de jeu au moins égales aux contributions du bruit de bord de fuite (soit des différences à 3 dB). Les résultats sont ensuite intégrés selon les domaines de fréquences précédemment décrits. Les niveaux intégrés sont enfin sommés selon deux domaines d'écoute. Dans le cas de la contribution à basses fréquences, ce domaine couvre toute les mesures effectuées en amont du profil, soit $\theta = 90^\circ$ à 160° (à l'extrados) et $\theta = -135^\circ$ à -90° (à l'intrados). Dans le cas de la contribution à hautes fréquences, ce domaine couvre toutes les mesures effectuées à l'extrados, soit $\theta = 55^\circ$ à 160° . A titre de comparaison, la même

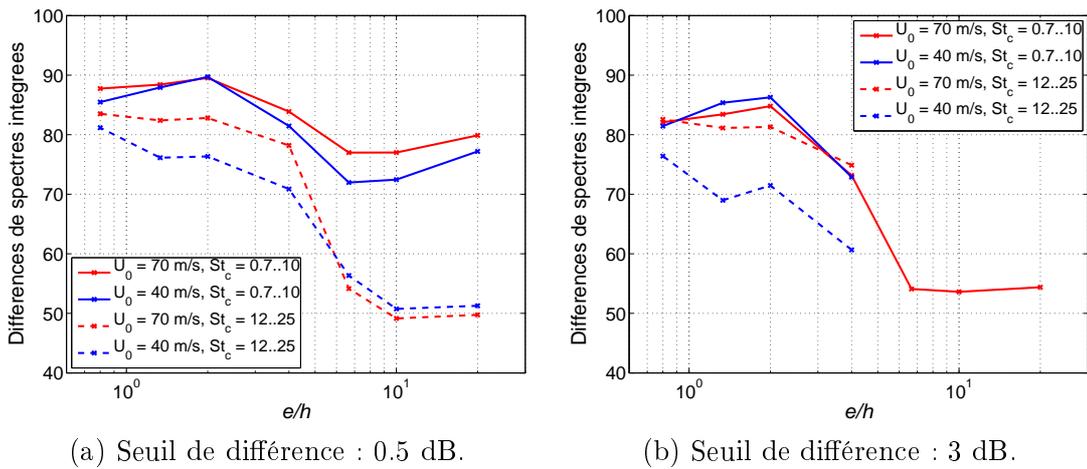


FIG. 4.25: Contributions à basses fréquences (a) et hautes fréquences (b) du bruit de jeu. Influence du rapport épaisseur de pale sur taille de jeu.

opération a été réalisée avec les résultats obtenus par différences à 0.5 dB. Tous ces résultats sont représentés en figure 4.25, les effets de vitesses à 40 m/s sont pris en compte à basses et hautes fréquences par des facteurs U_0^5 et U_0^7 respectivement.

La dynamique du jet étant liée au rapport entre l'épaisseur de la pale et le jeu, cette grandeur est utilisée dans la figure 4.25 afin d'illustrer ce phénomène.

Les résultats obtenus aux basses fréquences (cf. figure 4.25(b)) font apparaître les deux paliers suivants.

- Le premier est observé pour $e/h \geq 6.7$ ($h \leq 3$ mm) et montre la limite en deçà de laquelle le bruit de l'écoulement de jeu se confond avec celui de la couche limite contournant le profil. On constate que les niveaux mesurés sur la configuration à $h = 1$ mm, qui semble plus bruyante que celles à $h = 2$ et 3 mm sur la figure 4.24(a), sont du même ordre que ceux mesurés pour $e/h \geq 6.7$.
- L'autre est observé pour $e/h \leq 2$ ($h \geq 10$ mm) et indique le jeu à partir duquel l'extrémité de pale ne subit plus l'influence du carter.

Entre ces deux paliers, la puissance rayonnée diminue avec e/h .

On retrouve le même type de distinction pour la partie hautes fréquences du bruit. La conclusion précédente selon laquelle le jet de jeu semble bloqué pour des jeux trop faibles ($e/h \geq 6.7$) est confirmée : aucune contribution supérieure ou égale à celle de bruit de bord de fuite n'est observée dans ce domaine de fréquences.

4.3.5 Cohérence : pression acoustique / pression pariétale

L'étude de la cohérence entre la pression acoustique en champ lointain et les fluctuations de pression pariétale de la prise 46 ($x/c = 77.5\%$) confirme l'existence la source de basses fréquences.

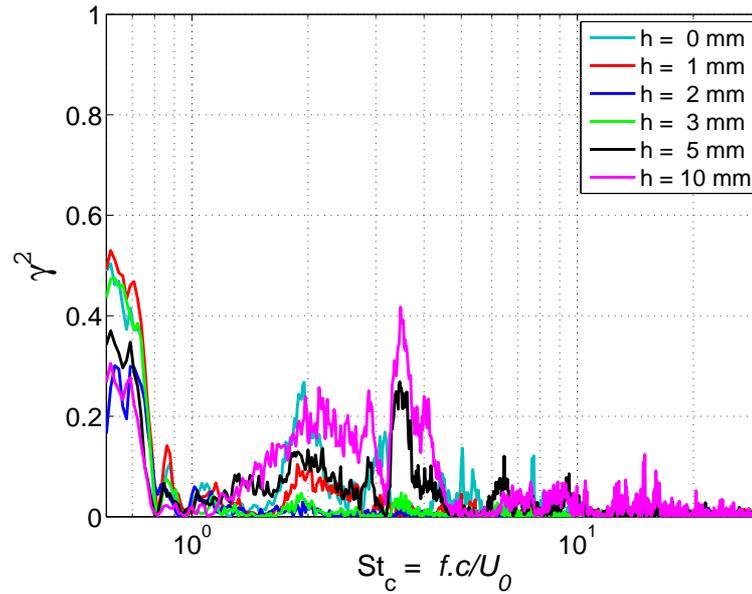


FIG. 4.26: Cohérences entre le champ lointain et la prise et 46. Influence du jeu.

Une forte cohérence est en effet observée entre la prise 46 et le micro de champ lointain, pour $St_c = 2$ à 5 (cf. figure 4.26(b)). Cette cohérence est d'autant plus élevée que le jeu est grand. Il semble donc le décollement intrados à l'origine de la source acoustique de basses fréquences soit d'autant plus efficace que la bulle de décollement est grande.

On notera par ailleurs des niveaux de cohérence non négligeables pour $h = 0$ et 1 mm.

4.4 Conclusions

L'étude paramétrique a permis de mettre en évidence de nombreuses propriétés de l'écoulement :

- En configuration de référence, la vitesse incidente n'a que peu d'effet sur la topologie de l'écoulement. Les fluctuations de pression pariétales reflètent le caractère auto-similaire de l'écoulement (adimensionnement des niveaux en U_0^3 et superposition des spectres par représentation en nombre de Strouhal) et le caractère tourbillonnaire de ce dernier en aval de la position de détachement du TJ.
- A mesure que l'incidence augmente, la charge du profil est modifiée et la position de détachement du TJ se déplace vers le bord d'attaque. Lorsque celle-ci se rapproche du bord de fuite, la vitesse incidente peut exercer une influence non négligeable sur la topologie de l'écoulement.
- La taille du jeu pilote la position de sortie du jet de jeu ainsi que la position de détachement du TJ. Ce phénomène est lié au rapport entre l'épaisseur de la pale et le jeu.

D'un point de vue acoustique les trois paramètres explorés ont permis d'isoler deux sources liées à des mécanismes différents.

L'une émet dans une gamme de basses fréquences ($St_c = 2$ à 10 typiquement, soit 0.7 à 3.5 kHz en configuration de référence). Elle est due au passage de structures turbulentes générées par le décollement le long de l'arête intrados et convectées au voisinage de l'extrémité du bord de fuite. Ce mécanisme évolue selon U_0^5 en amont du profil, de même que le bruit de bord de fuite classique, et selon U_0^6 en aval du profil.

La deuxième source est liée au jet s'échappant du jeu, ce qui est confirmé par son niveau évoluant selon U_0^7 . Son domaine de fréquence est plus élevé ($St_c=10$ à $20-25$, soit 3.5 à $7-8$ kHz en configuration de référence), ce qui montre que les structures turbulentes en cause ne proviennent pas de l'arête intrados, mais plutôt des tourbillons générés dans la couche de cisaillement de ce jet.

Chapitre 5

Analyse conditionnelle des résultats expérimentaux à l'aide de la théorie des ondelettes

La théorie des ondelettes est une théorie récente proposant une décomposition en temps et en fréquence d'un signal donné. Les mesures réalisées au cours de la présente étude ont été analysées à l'aide de méthodes conditionnelles développées en partenariat avec la professeur Camussi, de l'Università degli Studi di Roma Tre (Rome, Italie). Ces méthodes sont basées sur l'approche proposée par Camussi et Guj [11] qui permet d'identifier et de séparer les fluctuations dues à des structures cohérentes d'un écoulement du reste des fluctuations quasi-gaussiennes (cf. [55, 57, 23]).

L'objet de ce chapitre est de présenter ces méthodes et les résultats obtenus.

5.1 Présentation de l'analyse conditionnelle par ondelettes

5.1.1 Intermittence et ondelettes

Un écoulement turbulent est caractérisé par l'éclatement localisé de structures de petite échelle. Ce phénomène est appelé *intermittence* et se traduit dans les mesures par des fluctuations de grande amplitude localisées en temps. La théorie de Fourier se révèle alors inadaptée au traitement de ce type de mesures, car elle suppose une équirépartition de l'énergie d'un signal sur toute la durée de ce signal.

Parmi les différentes méthodes de décomposition en temps et en fréquence de signaux temporels, la théorie des ondelettes est un outil très puissant et fait l'objet de recherches intenses depuis une vingtaine d'années. Elle propose une décomposition de signaux temporels en temps t et en échelle de résolution r (dont l'inverse est lié à la fréquence). Cette représentation est obtenue en projetant le signal sur une base de fonctions à support compact obtenues par contractions/dilatations et translations d'une fonction principale appelée *ondelette mère*

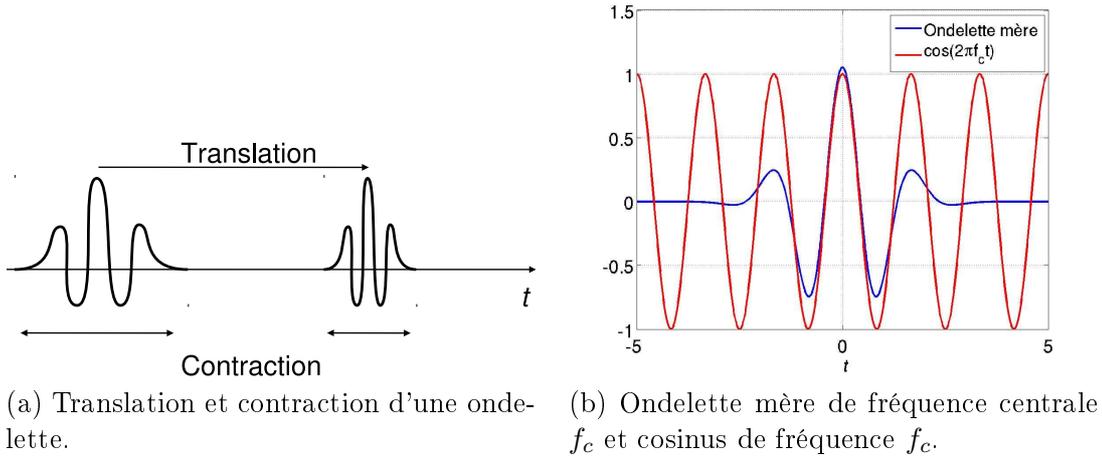


FIG. 5.1: Illustration de la décomposition par ondelettes (a) et de la fréquence centrale (b).

et notée $\Psi(t)$ (cf. figure 5.1(a)).

La transformée d'un signal $p(t)$ au temps t et à l'échelle de résolution r est obtenue par le produit de convolution suivant :

$$w(r, t) = C_{\Psi}^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^* \left(\frac{t - \tau}{r} \right) p(\tau) d\tau \quad (5.1)$$

où $C_{\Psi}^{-1/2}$ est un coefficient qui prend en compte la valeur moyenne de $\Psi(t)$.

L'ondelette mère se comporte comme un filtre passe-bande de fréquence centrale f_c . Cette fréquence peut être calculée, établissant le lien entre les ondelettes obtenues par contraction/dilatation de l'ondelette mère et le domaine de Fourier, comme illustré par la figure 5.1(b). Ces translation et dilatation/contraction peuvent être réalisées de manière continue ou discrète. Dans le cas de la transformée d'ondelettes discrète, l'énergie se conserve dans le domaine (r, t) . Outre cette propriété, la transformée d'ondelettes discrète est beaucoup plus rapide à calculer, ce qui a motivé son usage quasi-systématique au cours de notre étude. Ainsi, lorsque le type de transformée d'ondelettes n'est pas précisé au cours des paragraphes suivants, la transformée utilisée est la transformée d'ondelettes discrète.

Une fluctuation de forte amplitude (ie. contribuant de manière significative à l'énergie du signal) est appelée événement. La méthode de détection d'événements présentée ici est basée sur la Mesure Locale de l'Intermittence (l'acronyme anglais est LIM) proposée par Marie Farge [23] et définie par :

$$\text{LIM}(r, t) = \frac{w(r, t)^2}{\langle w(r, t)^2 \rangle_t} \quad (5.2)$$

où $\langle \bullet \rangle_t$ symbolise une moyenne temporelle. Le terme $w(r, t)^2$ peut être interprété comme la densité énergétique du signal à l'instant t et l'échelle r . En effet, ce terme représente la contribution locale (en temps et en fréquence) au spectre de Fourier qui peut être reconstruit

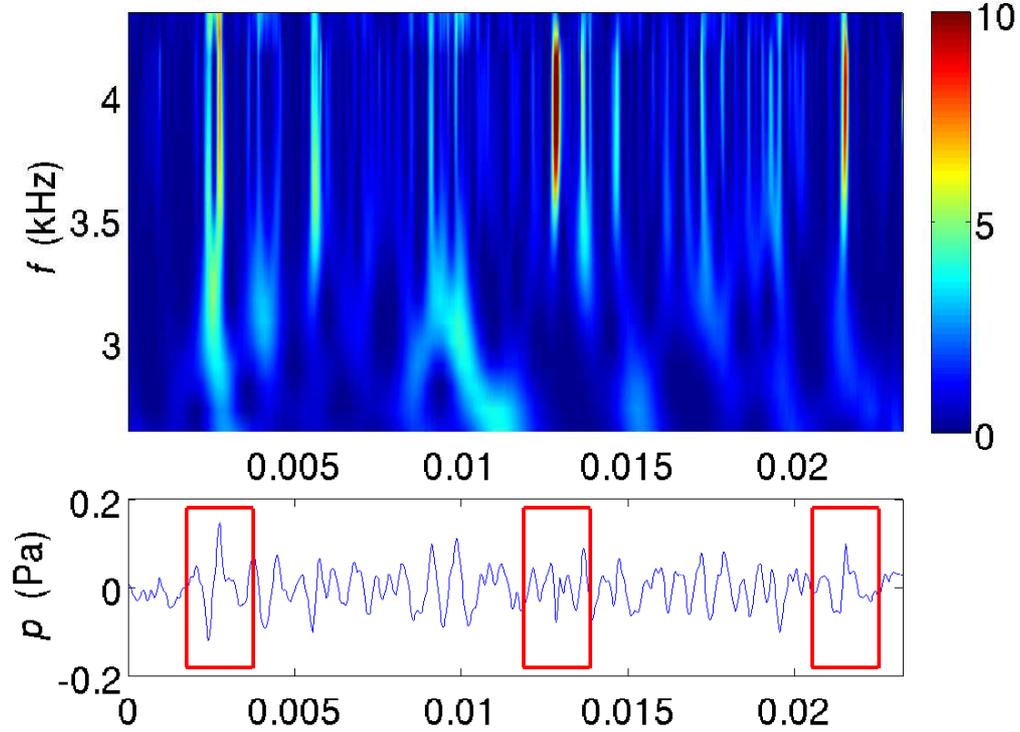


FIG. 5.2: Exemple de la méthode d'autoconditionnement (signal de la prise 29). Représentation de la LIM (en haut) et sélection d'un échantillon centré sur l'instant de détection d'un évènement haute fréquence (en bas).

en intégrant les termes $w(r, t)^2$ selon le temps sur la durée du signal. La LIM permet donc de mettre en évidence des distributions non uniformes d'énergie en fonction du temps.

La détection d'évènements s'effectue ensuite en comparant la distribution des coefficients de LIM pour une échelle donnée à un seuil T . Ainsi, lorsqu'un coefficient, à une échelle $r = r^*$ et un temps $t = t_0$ est tel que $LIM(r^*, t_0) > T$, on considère qu'un évènement s'est produit. Il est possible de répéter l'opération en variant le seuil T et l'échelle r^* , et ainsi d'observer les fluctuations dues à des structures de tailles différentes.

5.1.2 Méthode d'auto-conditionnement

Cette méthode consiste à détecter les évènements d'un signal à une échelle et un seuil donnés. Lorsqu'un évènement est détecté (ie. lorsque le coefficient de LIM dépasse le seuil), un échantillon du signal centré sur l'instant de détection t_0 est extrait (un exemple de détection est illustré sur la figure 5.2.). Les échantillons sont ensuite sommés et divisés par le nombre d'évènements détectés (opération de moyenne conditionnelle). Le résultat est une moyenne conditionnelle du signal que par la suite nous qualifierons de *signal moyenné* en précisant

selon le contexte s'il est *auto-conditionné* ou *conditionné* par un autre signal.

Sous l'hypothèse que les événements détectés sont tous (ou du moins en grande majorité) dus au même phénomène physique, chaque portion de signal présente des fluctuations dues au phénomène physique détecté (cohérentes entre elles) et d'autres fluctuations indépendantes de ce phénomène (aléatoires, donc à moyenne nulle). La moyenne conditionnelle permet ainsi de mettre en évidence la signature temporelle du phénomène physique le plus probable, masquée par les fluctuations apparemment chaotiques du signal.

5.1.3 Méthode de conditionnement croisé

La méthode de conditionnement peut être appliquée à différents signaux mesurés simultanément. Ainsi, la détection d'événements peut être effectuée sur un signal appelé *signal de référence* ou *signal conditionneur* et la moyenne conditionnelle effectuée sur un second signal (appelé signal conditionné). Les échantillons étant extraits au même instant de tous les capteurs, le déphasage entre les capteurs se conserve.

On peut ainsi procéder à des calculs de corrélation temporelle entre signaux moyennés obtenus par un conditionneur unique. L'instant auquel est obtenu la maximum de corrélation temporelle et la distance entre les deux capteurs utilisés permet d'établir une vitesse de convection des structures détectées. Dans le cadre de conditionnements croisés incluant des signaux de pression pariétale, il convient toutefois de prendre en compte le temps de propagation de la pression entre l'orifice en paroi de la sonde et le microphone, ainsi qu'il a été montré sur la figure 2.6.

5.1.4 Paramètres de calcul

Filtrage des signaux

Les premiers calculs ont été réalisés avec les signaux temporels directement issus des mesures de pression et de vitesse fluctuantes, en effectuant la détection d'événements à hautes fréquences (entre 5 et 10 kHz). Les signaux moyennés présentent alors le même type de fluctuations à des fréquences de l'ordre de 50 Hz que celles mentionnées en 3.1.3, ce qui montre qu'une partie des événements détectés à hautes fréquences sont cohérents avec ces oscillations. Ce phénomène est illustré en figure 5.3 à l'aide du signal auto-conditionné mesuré en configuration de référence sur la prise 29 ($x/c = 97.5\%$).

Ces oscillations à très basses fréquences constituent un obstacle au post-traitement des signaux moyennés issus de calculs de conditionnement croisé. En effet, des calculs de corrélation temporelle entre signaux moyennés ont montré que les oscillations à basses fréquences masquent les corrélations entre les événements détectés à hautes fréquences. Les signaux temporels ont donc été filtrés à l'aide d'un filtre passe-haut de fréquence de coupure 200 Hz et à réponse de phase nulle. La comparaison des résultats est présentée en figure 5.3.

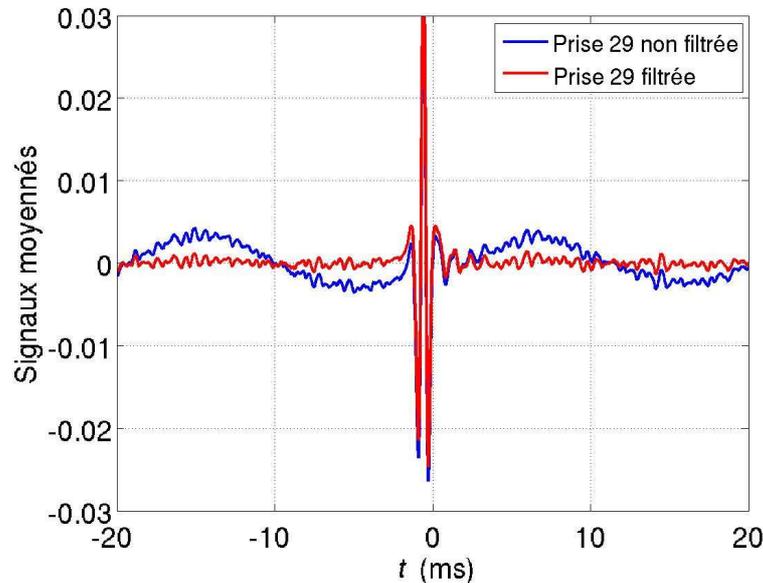


FIG. 5.3: Résultats de l'auto-conditionnement des signaux de pression mesurés en prise 29. Effet du filtrage des signaux temporels.

Choix de l'ondelette mère

Une étude a été menée afin d'évaluer l'influence de l'ondelette mère sur les signaux moyennés. Les résultats sont illustrés par la figure 5.4 à l'aide des signaux moyennés obtenus lors d'un conditionnement des fluctuations mesurées en prise 29 par celles mesurées en prise 25, les mesures étant réalisées en configuration de référence. Les résultats obtenus pour quatre ondelettes mères différentes sont représentés, l'étude ayant porté sur une trentaine d'ondelettes mères. Les conclusions tirées dans ce paragraphe sont indépendantes des prises sélectionnées.

On constate que l'ondelette mère a peu d'effet sur le nombre d'évènements détectés (figure 5.4(d)). La détection d'évènements étant effectuée selon un critère énergétique (par seuillage de la LIM), ce constat n'a rien de surprenant. Les fréquences centrales des différentes ondelettes mères étant du même ordre, les domaines de fréquences interrogés sont donc sensiblement analogues. La distribution temporelle de l'énergie du signal contenue dans le domaine de fréquences interrogé est donc sensiblement la même quelle que soit l'ondelette mère utilisée.

L'ondelette mère n'a pas ailleurs que peu voire pas d'effet sur la forme des signaux moyennés (figure 5.4(a) et (b)), ce qui confirme que le nombre d'évènements détectés est suffisant pour assurer la représentativité statistique des résultats.

Par contre, un décalage temporel est observé entre les signaux moyennés, ce qui traduit le fait que l'instant de détection des évènements dépend de l'ondelette mère choisie. Cependant, les corrélations temporelles représentées sur la figure 5.4(c) montrent que le décalage temporel entre les signaux moyennés issus de différentes prises se conserve (ici, les prises 25 et 29). On peut donc suivre la convection de la structure détectée en prise 25 le long de la prise 29 (figure

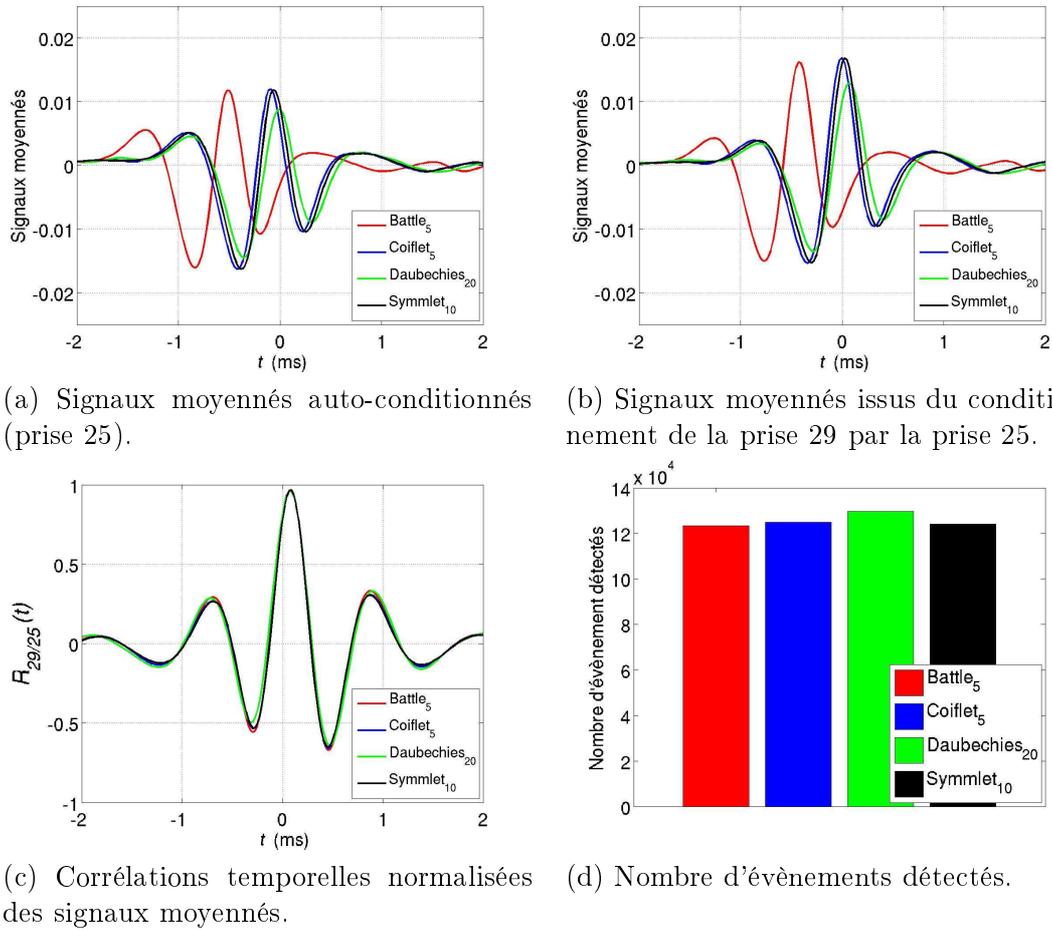


FIG. 5.4: Effet de l'ondelette mère sur les signaux moyennés.

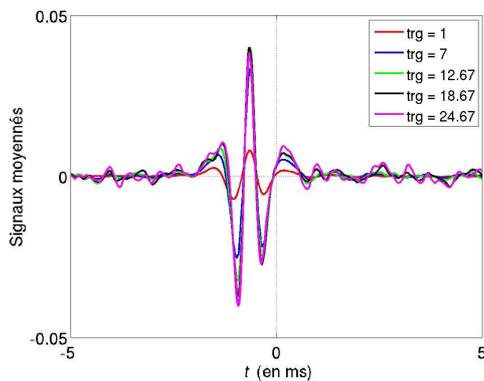
5.4(b)) quel que soit l'ondelette mère que l'on choisit.

Les résultats obtenus lors de notre étude proviennent de calculs basés sur une ondelette mère de Battle-Lemarie d'ordre 5. La détection a été menée pour l'échelle 2, ce qui correspond dans le cas présent à une bande de fréquences de l'ordre de 4 à 8 kHz. Aucune différence significative n'a été observée lors des études effectuées pour d'autres échelles.

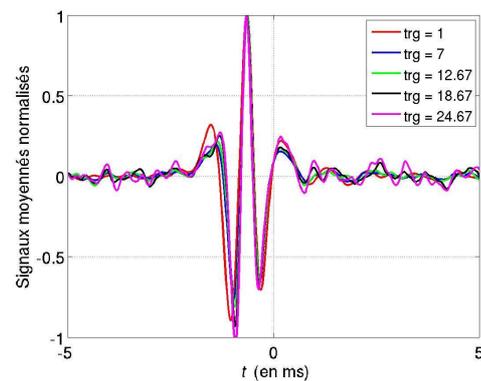
Choix du seuil

Le choix du seuil est effectué de manière à satisfaire deux objectifs. D'une part, le seuil doit être suffisamment grand pour ne sélectionner que les événements dont l'énergie contribue de manière significative à l'énergie du signal. D'autre part, le seuil ne doit pas être trop important afin d'obtenir une moyenne statistiquement représentative. La figure 5.5 illustre les résultats obtenus lorsque l'on fait varier le seuil.

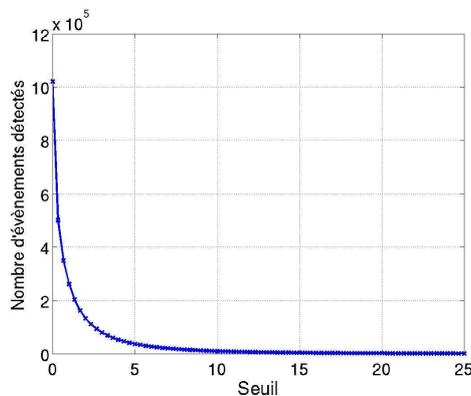
On constate que plus le seuil est important, plus l'amplitude des fluctuations observées sur les signaux moyennés est importante (figure 5.5(a)). Cependant, le seuil a une influence limitée sur les signaux moyennés normalisés (ie. lorsque les signaux moyennés sont divisés par



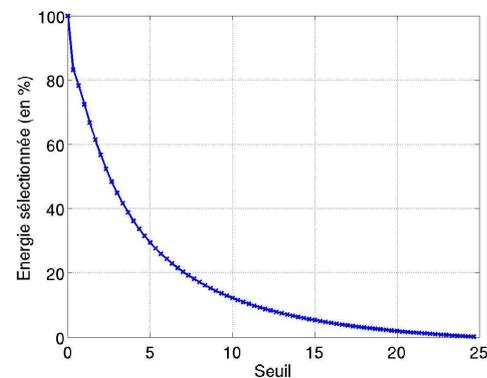
(a) Signaux moyennés auto-conditionnés (prise 29).



(b) Signaux moyennés auto-conditionnés normalisés (prise 29).



(c) Nombre d'évènements détectés.



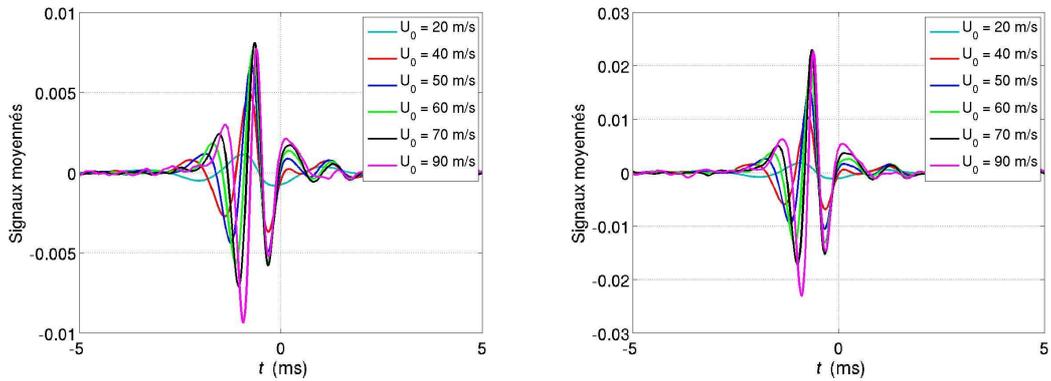
(d) Contribution énergétique des évènements sélectionnés.

FIG. 5.5: Effet du seuil sur les signaux moyennés (a) et des signaux moyennés divisés par leur maxima respectifs (b). Effet sur le nombre d'évènements détectés et la contribution des évènements sélectionnés à l'énergie du signal dans la bande de fréquence de travail.

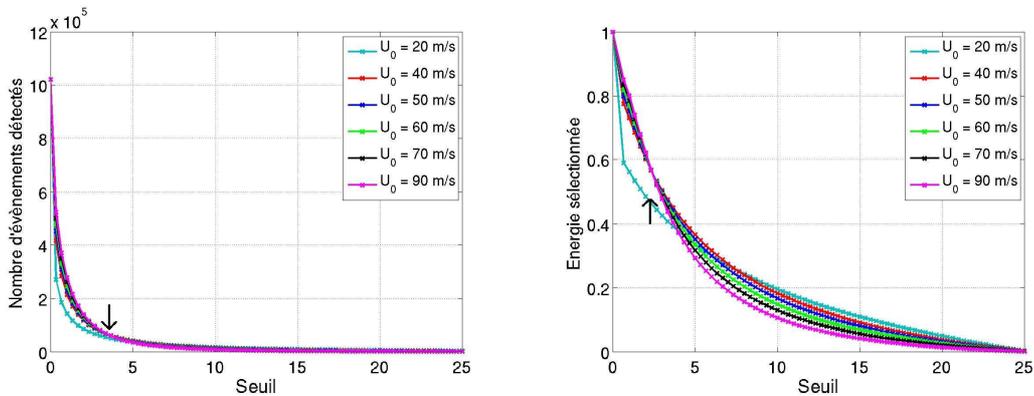
leur maxima respectifs) : la forme du signal varie peu entre $t = -1.5$ et 0.5 ms (oscillations principales) et les oscillations observées en dehors de l'intervalle $t = -1.5$ à 0.5 ms (oscillations secondaires) diminuent d'amplitude lorsque le seuil augmente (5.5(b)).

Par ailleurs, les figures 5.5(c) et (d) présentent respectivement le nombre d'évènements détectés et la contribution de ces évènements détectés à l'énergie du signal à l'échelle de résolution r^* (correspondant à une gamme de fréquences de l'ordre de 4 à 8 kHz, dans le cas présent). On constate que les évènements à haute énergie responsables des oscillations principales ne représentent qu'une faible portion de l'énergie du signal, puisque les évènements dont la LIM est supérieure à 24.67 permettent une bonne visualisation des oscillations principales, mais contribuent pour moins d'un pourcent à l'énergie du signal.

On en conclut que le seuil peut être choisi dans une gamme de valeurs assez large sans pour autant modifier les signaux moyennés de manière significative.



(a) Signaux moyennés auto-conditionnés (prise 29) pour un seuil de 1. (b) Signaux moyennés auto-conditionnés (prise 29) pour un seuil de 3.6.



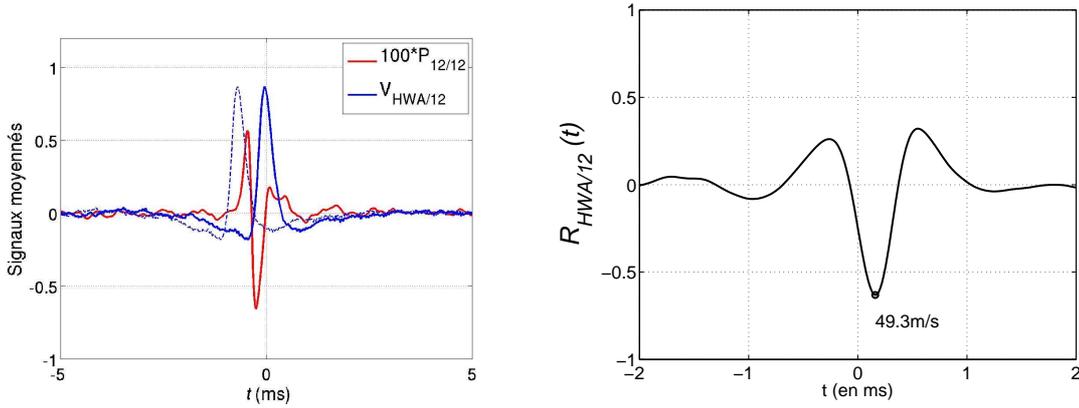
(c) Nombre d'évènements détectés. (d) Contribution énergétique des évènements sélectionnés.

FIG. 5.6: Effet de la vitesse U_0 sur les signaux moyennés obtenus par seuillage de la LIM à 1 (a) et 3.6 (b). Effets combinés de U_0 et du seuil sur le nombre d'évènements détectés (c) et sur leur contribution énergétique (d).

Une seconde étude a été menée afin d'évaluer les influences combinées du seuil et de la vitesse incidente sur les signaux moyennés. Cette étude consiste à effectuer un calcul d'auto-conditionnement des fluctuations mesurées par la sonde 29 lors de l'étude paramétrique et à faire varier le seuil. Les résultats sont présentés sur la figure 5.6.

L'examen des contributions énergétiques des évènements détectés présente une première valeur remarquable du seuil (mise en évidence sur la figure 5.6(c) par une flèche). En effet, les courbes se croisent pour une même valeur de seuil, de l'ordre de 2.3. On en conclut que ce seuil permet de comparer les signaux moyennés à contribution énergétique équivalente.

Les courbes représentant le nombre d'évènements dont la LIM est supérieure au seuil présentent elles aussi une valeur remarquable (mise en évidence sur la figure 5.6(d) par une flèche). Ces courbes se croisent pour un seuil voisin de 3.6. Ce phénomène, observé sur un grand nombre de prises, reste inexpliqué. Toutefois, cette valeur de seuil permet de comparer les amplitudes des signaux moyennés entre elles, puisque les signaux moyennés sont alors



(a) Signal moyen autoconditionné de la prise 12 (en rouge) et signal moyen de la sonde FC conditionné par la prise 12 brut et corrigé du temps de propagation dans le tube capillaire de la sonde 12 (respectivement en traits pointillés et pleins bleus).

(b) Corrélation temporelle entre le signal moyenné de la sonde HWA et celui de la prise 12.

FIG. 5.7: Analyse conditionnelle croisée entre la prise 12 (extrados, $x/c = 97.5\%$) et la sonde à fil chaud. Signaux moyennés (à gauche) et corrélation temporelle (à droite).

divisés par le même nombre d'évènements. Cette valeur permet notamment de rechercher des formules d'adimensionnement des signaux, et ainsi d'en approfondir l'analyse, c'est pourquoi les calculs ont été menés au cours de la présente étude avec un seuil de 3.6.

L'examen des figures 5.6(a) et (b) confirme que la représentativité statistique est correcte dans les deux cas, puisque les oscillations des signaux moyennés sont identiques.

5.2 Etude conditionnelle croisée vitesse/pression et pression /pression

5.2.1 Etude à mi-envergure

Les signaux étudiés lors de cette étude sont ceux mesurés en configuration de référence par la sonde de pression 12, située à l'extrados au voisinage du bord de fuite ($x/c = 97.5\%$), et la sonde à fil chaud située 2.5 mm en aval du bord de fuite à la même cote que la prise 12 ($z/c = 50\%$). La sonde à fil chaud a été positionnée de manière à maximiser l'énergie des fluctuations mesurées, ce qui correspond à un y d'environ 2 mm. Les signaux moyennés conditionnés par la prise 12 sont représentés sur la figure 5.7(a).

Le signal moyenné de pression (ie. signal auto-conditionné de la prise 12) présente successivement un pic de surpression à $t = -0.45$ ms, un pic de dépression à $t = -0.25$ et une zone de surpression plus faible localisée approximativement entre $t = 0$ et 1 ms. Le signal moyenné de vitesse (ie. signal de la sonde à chaud conditionné par la prise 12) présente quant à lui un pic de survitesse à $t = -0.75$ ms. On observe des zones de faible déficit de vitesse de part et

d'autre du pic de survitesse.

A ce stade de l'analyse, il est nécessaire de prendre en compte le temps de propagation t_{propa} de la pression au sein du tube capillaire de la sonde 12. Les événements étant détectés avec un retard t_{propa} , le signal moyenné obtenu par conditionnement des fluctuations de vitesse mesurées par la sonde à fil chaud présente une avance qui donne l'impression au lecteur que l'évènement de vitesse s'est déroulé avant l'évènement de pression (courbe en traits pointillés bleus, sur la figure 5.7(a)). Il est donc nécessaire de représenter le signal moyenné de vitesse en ajoutant t_{propa} (courbe en traits pleins bleus, sur la figure 5.7(a)).

Dès lors, la vitesse et la pression étant en opposition de phase (ie. une dépression se traduit par une survitesse et inversement), il semble que les sondes de pression et de vitesse aient permis de détecter la même structure, générée et convectée au sein de la couche limite de l'extrados.

Dans un second temps, une corrélation temporelle entre les signaux moyennés conditionnés par la prise 12 et la sonde à fil chaud est calculée et normalisée (cf. figure 5.7(b)). Le minimum de corrélation correspond au temps de convection de la structure détectée, soit 0.16 ms dans le cas présent. La distance entre la prise 12 et la sonde à fil chaud est estimée à 8 mm, ce qui permet d'évaluer la vitesse de convection U_c à environ 50 m/s, soit $U_c/U_0 = 70\%$. Cette vitesse se situe dans la gamme des vitesses de convection des structures se développant dans la couche limite turbulente d'un profil.

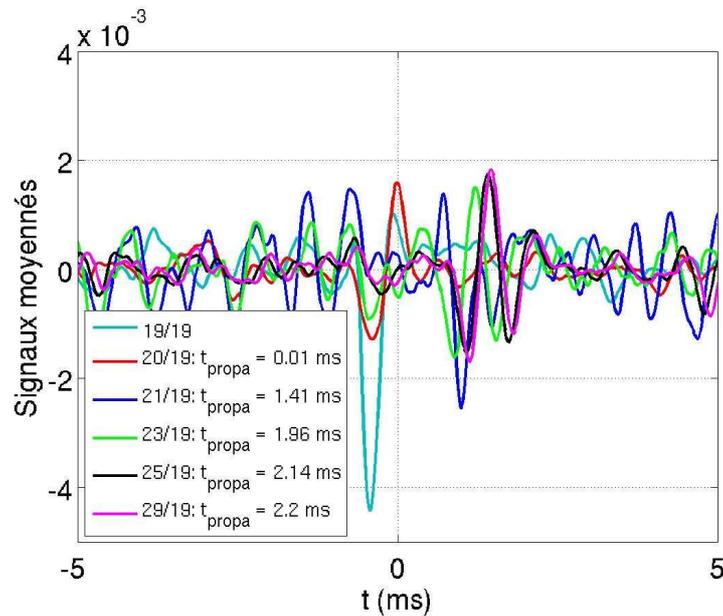
L'approche par ondelettes permet ainsi de calculer la vitesse de convection même dans les cas où l'approche spectrale est trop bruitée pour fournir des résultats (ce qui est le cas dans cette étude) et offre donc une alternative intéressante.

5.2.2 Etude en extrémité de profil le long de l'arête extrados

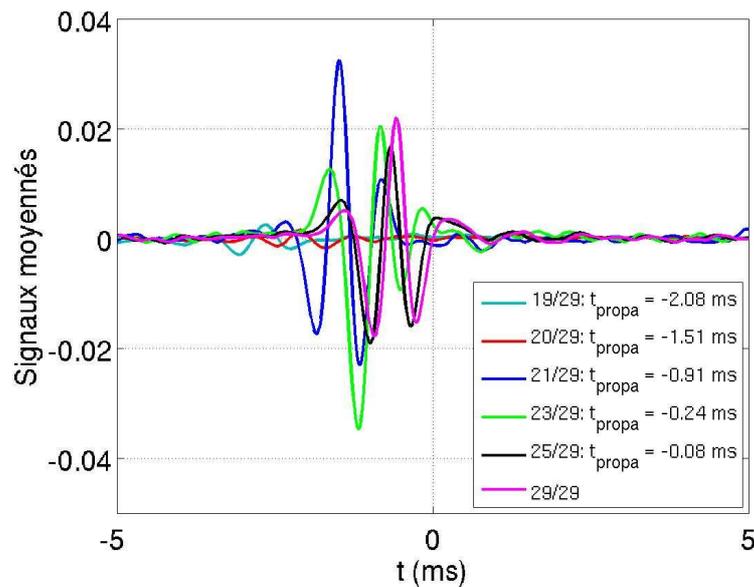
Une étude similaire à l'étude précédente est menée à l'aide des prises de pression situées le long de l'arête extrados en extrémité de profil (prises 19, 20, 21, 23, 25 et 29, situées à des abscisses respectives de $x/c = 25\%$, 50% , 77.5% , 90% , 95.5% et 97.5%) en configuration de référence. Lors de cette étude, un calcul de conditionnement croisé est effectué sur toutes les prises, chaque prise étant sélectionnée tour à tour pour servir de référence.

Des corrélations temporelles sont ensuite calculées sur les signaux moyennés. A l'inverse de l'étude à mi-envergure du paragraphe précédent, ces corrélations sont calculées entre signaux de pression : les maxima sont alors repérés afin de calculer d'éventuels temps et vitesses de convection.

Les résultats obtenus avec les prises 19 et 29 sont portés sur les figures 5.8(a) et (b) respectivement. Les conditionnements croisés réalisés en utilisant les prises 19 et 20 aboutissent à des signaux moyennés plus faibles que ceux obtenus en utilisant les prises 21 à 29 (les oscillations sont d'un ordre de grandeur plus faibles). Le nombre d'évènements détectés étant sensiblement



(a) Prise de référence : 19.



(b) Prise de référence : 29.

FIG. 5.8: Signaux moyennés et temps de convection en extrémité de profil.

le même pour toutes les prises, cela montre que la majeure partie des fluctuations mesurées à partir des signaux des prises 19 et 20 ont une autre origine que celles détectées sur les signaux des prises 21 à 29 et sont très probablement imputables aux structures convectées au sein du jet et responsables de la source acoustique à hautes fréquences.

Par ailleurs, les signaux moyennés des prises 19 et 20 sont également plus faibles, et ce quel que soit la prise de référence utilisée (sauf cas d'auto-conditionnement), ce qui corrobore

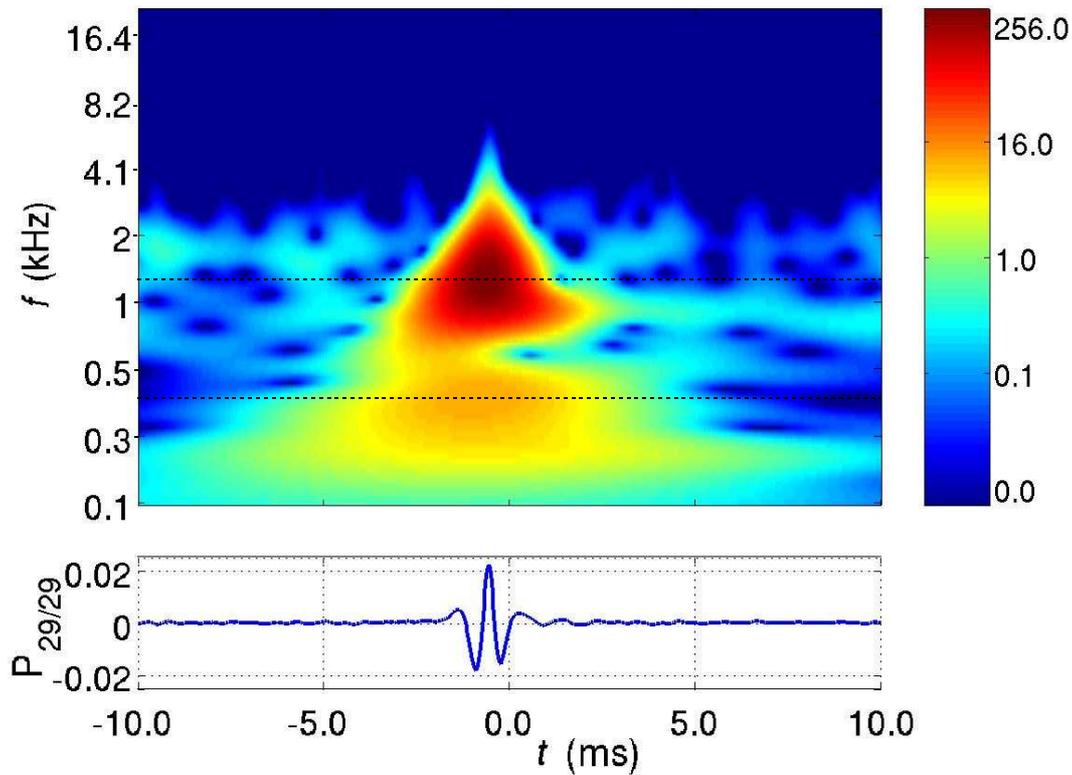


FIG. 5.9: Représentation dans le plan temps-fréquence (densité énergétique temporelle, en haut) et représentation en temps (en bas) du signal moyenné obtenu par auto-conditionnement des fluctuations de pression pariétale mesurée en prise 29

le fait que la plupart des fluctuations perçues par les prises 21 à 29 sont imputables à des structures ne provenant pas de l'écoulement extradossé amont.

Cependant, les oscillations observées sur les signaux moyennés issus du conditionnement des prises 19 et 20 présentent des oscillations. Ces oscillations, certes de moindre amplitude, n'en présentent pas moins la même forme. Il est donc envisageable que les fluctuations détectées sur toutes les prises ont en partie une origine commune.

Ainsi qu'il a été mentionné dans les chapitres précédents, la simulation RANS de l'écoulement par Boudet et al [9] a permis d'observer les tourbillons de jeu et de séparation, mettant en évidence leur origine commune : cette origine est localisée dans la zone de recirculation située sous l'extrémité du profil, au voisinage du bord d'attaque. Il est donc fort probable que les fluctuations détectées proviennent de la même région et se propagent au sein des tourbillons. Ainsi, l'analyse conditionnelle confirme les conclusions du paragraphe 3.4.

On constate par ailleurs un phénomène intéressant : les signaux moyennés de pression pariétale présentent quasiment tous des oscillations à une fréquence de l'ordre de 1.2 kHz, soit dans le domaine (IIb) où ont été observés les maxima de cohérence (cf. 3.4).

Références Prises	19	20	21	23	25	29
19	X/X	0.26/X	0.22/1.41	0.18/1.96	0.25/2.14	0.25/2.20
20	0.53/-0.55	X/X	0.17/X	0.18/X	0.18/X	0.19/X
21	0.30/-1.26	0.36/X	X/X	0.93/0.60	0.94/0.78	0.91/0.86
23	0.43/-1.90	0.28/-1.32	0.83/-0.68	X/X	0.93/0.15	0.90/0.20
25	0.47/-2.01	0.44/-1.43	0.90/-0.83	0.93/-0.17	X/X	0.99/0.08
29	0.58/-2.08	0.50/-1.51	0.94/-0.91	0.89/-0.24	0.99/-0.08	X/X
N_{evt}	52770	49816	61313	53318	56354	57378

TAB. 5.1: Pic de corrélation temporelle / temps de convection d'une prise à la référence (en ms). Les prises de référence sont affichées en ligne et les prises analysées en colonne.

Références Trajets	19	20	21	23	25	29	moyenne (ms)	distance (mm)	vitesse (m/s)
19-20	X	0.55	X	0.58	0.58	0.57	0.57	50.08	87.9
20-21	X	X	X	0.64	0.60	0.60	0.61	55.49	91.0
21-23	0.55	X	0.60	0.68	0.66	0.67	0.63	25.67	40.7
23-25	0.18	X	0.17	0.15	0.17	0.16	0.17	11.42	67.2
25-29	0.06	X	0.08	0.06	0.08	0.08	0.07	4.18	59.7

TAB. 5.2: Temps (en ms) et vitesse de convection U_c entre deux prises adjacentes. Les prises de référence sont affichées en ligne et les trajets étudiés en colonne.

Une représentation temps-fréquence du signal moyenné issu de l'auto-conditionnement des fluctuations de pression pariétale en prise 29 est donnée en figure 5.9. Afin d'améliorer la résolution en temps et en fréquence de cette représentation temps-fréquence, le signal moyenné est décomposé par transformée d'ondelettes continue. Les carrés des coefficients de la transformée d'ondelettes continue du signal moyennés sont ainsi calculés et représentés selon la méthode proposée par Grindsted et al. [34].

Cette représentation permet d'interpréter le phénomène observé sur la figure 3.17(c) : deux zones de cohérence non négligeable sont ainsi observées entre la sonde à fil chaud située au voisinage de la sonde de pression 19 et la sonde de pression 29, l'une étant située vers $f = 0.4$ et l'autre vers 1.2 kHz. Ces deux fréquences caractéristiques sont observées sur le signal auto-conditionné : la fréquence 1.2 kHz correspond ainsi à la fréquence d'oscillation du signal moyenné, tandis que la fréquence 0.4 kHz correspond à la fréquence de l'enveloppe du signal.

Les temps de convection ainsi que l'intensité des pics de corrélation sont non seulement fonction de l'écartement entre les prises conditionnées et la prise de référence, mais aussi de la vitesse de convection des structures isolées. Il est ainsi possible de calculer la vitesse de convection des structures détectées entre deux prises en soustrayant les temps de convection mesurés entre deux prises adjacentes et leur référence. Les résultats (pics de corrélation temporelle, temps de convection) sont reportés dans le tableau 5.1 (les temps non physiques imputés à

des rapports signal à bruit insuffisants ou des signaux autoconditionnés sont marqués d'un X). Les vitesses de convection déduites sont reportées dans le tableau 5.2. Ce type de calcul n'est pas réalisable en utilisant les interspectres, car les prises sont trop éloignées les unes des autres et les cohérences trop faibles. Ceci démontre l'utilité des méthodes par ondelettes.

Des disparités entre les prises situées en amont et en aval de la prise 21 sont également observées. Si la vitesse de convection est assez élevée (de l'ordre de 90 m/s) en amont de cette position, elle est beaucoup plus faible en aval et ne semble pas suivre d'évolution régulière le long de la corde. Ces disparités sont imputables au fait que d'une part la vitesse longitudinale n'est pas uniforme le long de l'arête extradados et que d'une part les structures turbulentes dont on mesure la trace en paroi peuvent s'éloigner de la paroi vers l'aval, l'écoulement issu du jeu étant oblique.

5.3 Identification de sources acoustiques

L'analyse conditionnelle présentée dans ce chapitre a permis de mettre en évidence les liens de causalité entre diverses régions de l'écoulement au voisinage du jeu et la pression acoustique mesurée en champ lointain. Deux études sont présentées ici.

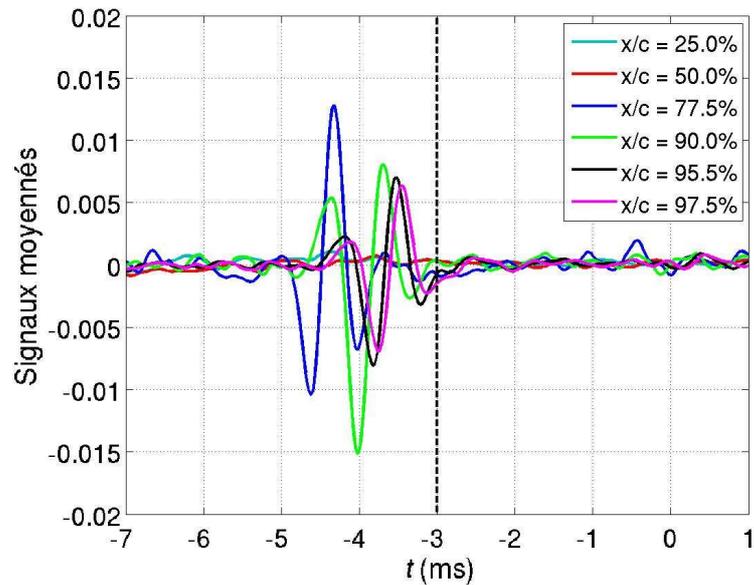
La première a été conduite à partir des mesures simultanées de pression pariétale instationnaire et de pression acoustique, et a consisté à réaliser des calculs de conditionnement croisé en utilisant dans un premier temps les fluctuations de pression en champ lointain comme référence pour la moyenne conditionnelle des fluctuations de pression pariétale, et en utilisant ces fluctuations de pression pariétale dans un second temps pour conditionner les fluctuations de pression acoustique.

La seconde étude quant à elle, est basée sur les mesures simultanées de pression acoustique et pariétale ainsi que des mesures PIV dans le plan de mi-jeu. Les champs PIV sont successivement conditionnés par les fluctuations de pression mesurées en paroi et en champ lointain.

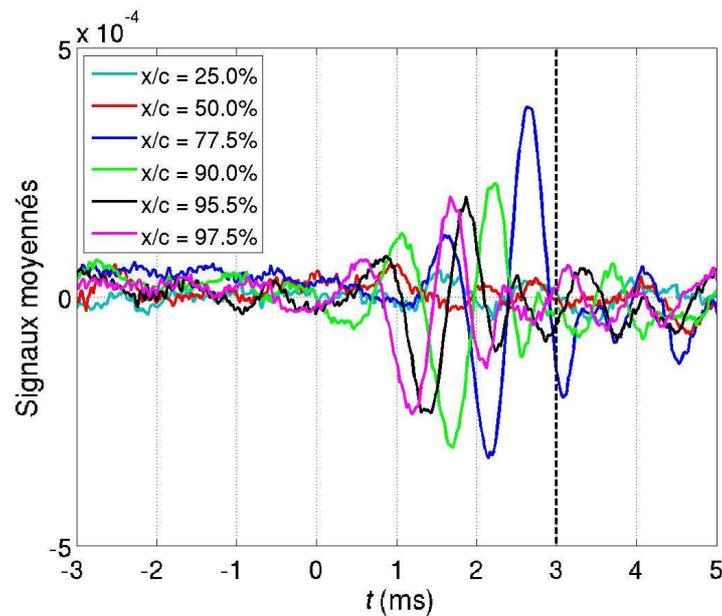
5.3.1 Etude conditionnelle entre le champ lointain et l'arête extradados de l'extrémité du profil

Les prises de pression pariétale utilisées au cours de cette étude sont les prises 19, 20, 21, 23, 25 et 29, situées à des abscisses respectives de $x/c = 25\%$, 50% , 77.5% , 90% , 95.5% et 97.5% . Le microphone de champ lointain a été monté à environ un mètre de l'extrados du profil et perpendiculairement à la direction de la vitesse incidente, soit un angle d'écoute de $\Theta = 105^\circ$. En se basant sur la vitesse du son à 15°C ($C_0 = 340$ m/s), on peut estimer le temps de propagation acoustique entre le profil et le microphone à 3 ms. Les mesures ont été réalisées en configuration de référence.

Ainsi qu'il a été mentionné plus haut, deux conditionnements ont été réalisés en utilisant successivement le microphone de champ lointain comme référence pour des moyennes condi-



(a) Prise de référence : champ lointain.



(b) Prise de référence : 19 à 29, arête extrados.

FIG. 5.10: Conditionnement des signaux de pression pariétale par les fluctuations de pression acoustique en champ lointain (a) et conditionnement de ces fluctuations de pression acoustique par celles de pression pariétale (b).

tionnelles des signaux de pression pariétale, puis en conditionnant la pression acoustique par les fluctuations de pression pariétale. Les résultats sont représentés en figure 5.10.

Ces calculs confirment les résultats présentés aux chapitres 3 et 4, mettant de nouveau en évidence les relations de causalité entre les fluctuations de pression pariétale et de pression

acoustique en champ lointain. Ces résultats apportent également de nouveaux éléments et contribuent ainsi à affiner les interprétations proposées dans les chapitres 3 et 4.

En premier lieu, l'amplitude des signaux moyennés montre que les structures responsables des fluctuations de pression acoustique sont principalement générées dans les régions où le jet est puissant. Les signaux moyennés des prises 21 et 23 (respectivement $x/c = 77.5\%$ et 90%) conditionnées par le champ lointain présentent ainsi les amplitudes les plus élevées (cf. figure 5.10(a)), tandis que l'amplitude du signal obtenu par conditionnement du champ lointain est plus élevée lorsque les prises 21 et 23 servent de référence (cf. figure 5.10(b)). Cela confirme l'hypothèse d'émission acoustique liée à des structures turbulentes éjectées du jeu au voisinage des prises 21 et 23.

De plus, il est possible d'estimer la position de l'émission acoustique. En effet, on constate sur la figure 5.10(a) que les signaux moyennés présentent tous des fluctuations à des instants inférieurs à $t_0 = -3$ ms, ces fluctuations ayant lieu à des instants de plus en plus proches de t_0 à mesure que la prise de mesure est proche du bord de fuite. Inversement, les signaux moyennés de pression acoustique présentent des oscillations à des instants supérieurs à $t_1 = 3$ ms et ces oscillations ont lieu à des instants de plus en plus proches de t_1 à mesure que la prise de référence est proche du bord de fuite. L'émission acoustique est donc localisée au voisinage du bord de fuite.

Cela confirme deux caractéristiques de la source à basses fréquences contribuant au bruit de jeu. Cette source est d'une part liée à des structures tourbillonnaires générées dans le jeu puis convectées le long de l'arête extradoss. D'autre part, l'émission acoustique est liée au passage de ces structures au voisinage du bord de fuite.

Par ailleurs, pour une prise de pression pariétale donnée, on peut comparer les fréquences des oscillations des signaux moyennés issus du conditionnement de la pression pariétale par la pression de champ lointain et réciproquement. On constate alors que les signaux moyennés de pression pariétale présentent des oscillations à une fréquence de l'ordre de 1.2 kHz, tandis que la fréquence des oscillations observées sur le signal moyenné de pression acoustique est de l'ordre de 0.8 kHz. Ce phénomène est étonnant, dans la mesure où l'angle d'écoute et la vitesse incidente ne sont pas suffisamment importants pour ce phénomène soit imputable à l'effet Doppler.

5.3.2 Etude conditionnelle croisée PIV/pression

Des mesures simultanées de PIV à mi-jeu, de pression pariétale (prises A et B, situées en extrémité de profil) et en champ lointain ont été réalisées en configuration de référence. Une étude conditionnelle croisée a été menée en conditionnant les fluctuations de vitesse mesurées par PIV à l'aide de chacun des signaux de pression.

Le nombre limité de champs PIV mesurés (600 en tout) a conduit à utiliser une transformée d'ondelettes continues afin d'améliorer la précision du calcul de la LIM et ainsi sélectionner le

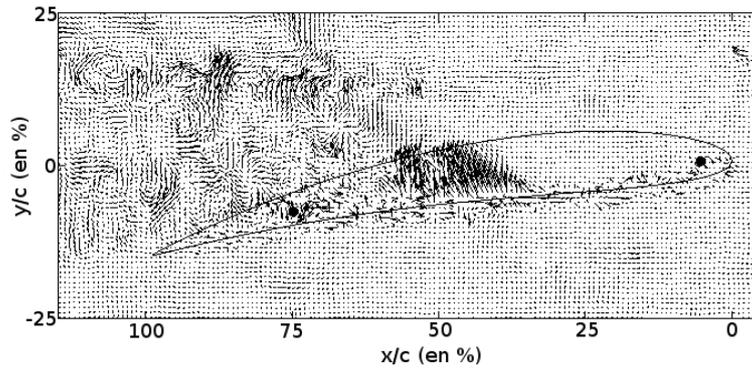


FIG. 5.11: Champ moyenné PIV obtenu par conditionnement des fluctuations à haute fréquence de pression mesurées en champ lointain.

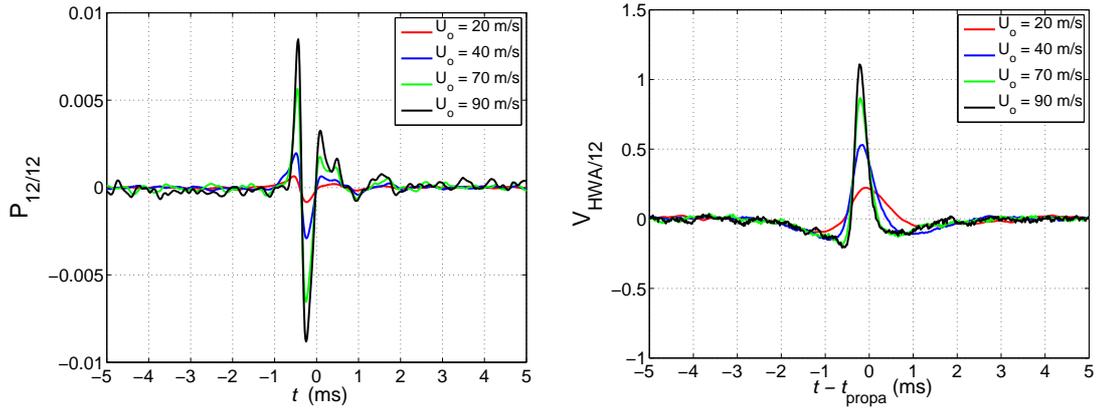
maximum de champs PIV. Suivant le seuil utilisé, un calcul conduit à la sélection d'environ 30 à 120 champs, ce qui est insuffisant pour assurer une convergence statistique correcte du résultat (cf. 2.2.3) mais permet d'observer qualitativement les plus grandes structures liées aux événements détectés.

Par ailleurs, les temps de convection acoustiques ont été pris en compte, tant au niveau des sondes de pression pariétale qu'en champ lointain. L'instant auquel est effectué le seuillage de la LIM est donc différent de celui auquel a été évalué le champ de vitesse PIV.

Les temps de propagation dans les sondes de pression pariétale sont évalués selon la méthode décrite au chapitre 2. Le microphone de champ lointain étant situé à 1.5 mètre du profil, le temps de propagation moyen entre la zone PIV et le microphone est estimé à 45 ms. Ces temps de propagation déterminant l'instant auquel est effectuée la moyenne conditionnelle, une étude systématique a été menée en imposant un délai autour de l'instant de détection corrigé. Les calculs ainsi réalisés ont permis de reconstruire dans le temps le champ de fluctuations de vitesses. Un exemple de champ PIV moyenné est donné en figure 5.11.

Ces calculs montrent ainsi que les fluctuations à hautes fréquences de pression acoustique en champ lointain sont liées à des fluctuations de l'écoulement secondaire. Le champ PIV moyenné obtenu en conditionnant le signal de pression champ lointain montre clairement une zone de fortes fluctuations de vitesse entre de $x/c = 40\%$ et 55% , ce qui correspond à la zone où le jet est le plus intense. L'évolution des fluctuations dans le temps permet d'observer successivement un déficit de vitesse, suivi d'une forte survitesse et d'un second déficit de vitesse.

Il est relativement difficile d'interpréter ce résultat avec certitude, toutefois deux scénarii peuvent être proposés. De manière analogue aux structures se détachant de l'arête d'une marche descendante, on peut penser que ces fluctuations de vitesse sont liées à une structure turbulente assez étendue qui se détache de l'arête intrados et est convectée dans le jeu. Deux



(a) Signal moyen autoconditionné de la prise 12. (b) Signal moyen de la sonde fil chaud conditionné par la prise 12 translatés du temps de convection.

FIG. 5.12: Analyse conditionnelle croisée entre la prise 12 et la sonde FC pour différentes vitesses infinies amont. Signaux moyennés en prise 12 (à gauche) et fil chaud (à droite).

effets peuvent être alors envisagés : d'une part, le détachement de cette structure peut occasionner une forte variation de la circulation autour de l'extrémité du profil. La position du maximum de vitesse transverse dans le jet étant liée à ce paramètre (comme l'a observé Intaratep [41], cf. annexe D), il est envisageable que le jet oscille autour de son axe, occasionnant ainsi les fluctuations que l'on observe. D'autre part, le détachement de cette structure peut provoquer le battement de la surface libre du jet.

5.4 Influence de la vitesse incidente

5.4.1 Etude à mi-envergure

L'analyse conditionnelle du paragraphe 5.2.1 a été reconduite pour $U_0 = 20, 40$ et 90 m/s. Les résultats sont illustrés par la figure 5.12.

Les signaux de pression auto-conditionnés présentent tous la même enveloppe, à des amplitudes différentes : les pics de dépression et de surpression sont de plus en plus importants à mesure que la vitesse incidente augmente. Par ailleurs, on constate que l'instant de détection est le même pour chaque vitesse : chaque évènement est détecté entre le pic de dépression observé à $t = -0.25$ ms et la surpression observée entre $t = 0$ et 1 ms. On remarque également que les signaux moyennés s'annulent quasiment au mêmes instants, en $t = 0$ et -0.3 ms.

Les signaux de vitesse conditionnés par la prise 12 (extrados, $x/c = 97.5\%$, $z/c = 50\%$) ont été représentés en tenant compte des temps de convection obtenus lors des corrélations temporelles. Les signaux se superposent parfaitement entre $t = -1$ et 1 ms. Dans l'intervalle $t = -1$ à 1 ms, on constate que l'amplitude de la survitesse augmente de pair avec la vitesse incidente et que le pic de survitesse se resserre.

U_0	N_{evt}	R_{xy}^{min} (%)	t_{propa} (ms)	U_c/U_0
20	19892	-0.32	0.61	65 %
40	55531	-0.50	0.33	60 %
70	59088	-0.63	0.16	71 %
90	57089	-0.65	0.12	78 %

TAB. 5.3: Influence de la vitesse incidente U_0 sur les temps et vitesses de convection.

Les temps de convection ainsi que les minima de corrélation normalisée R_{xy}^{min} sont reportés dans le tableau 5.4.1. Le pic de dépression et le pic de survitesse s'accroissent avec la vitesse incidente, les minima de corrélation sont de plus en plus importants. Par ailleurs, les temps de convection montrent que la vitesse de convection des structures détectées se situe dans une gamme de 60 à 80 % de la vitesse incidente, soit l'ordre de grandeur habituel pour ces vitesses de convection. Ceci confirme le résultat de l'hypothèse émise en 5.2.1 : les signaux moyennés sont les signatures de structures tourbillonnaires générées et convectées au sein de la couche limite de l'extrados.

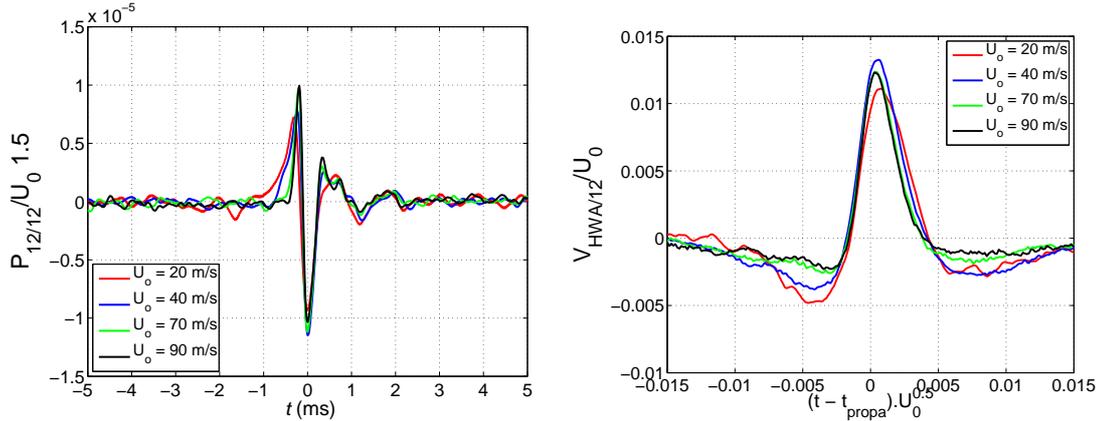
Le seuil ayant été choisi de manière à détecter un nombre constant d'évènements quelque soit la vitesse incidente, il est possible de comparer l'amplitude des signaux moyennés et d'en tirer des conclusions quantitatives quant à l'influence de U_0 .

Ainsi, les signaux auto-conditionnés de pression ont été divisés par $U_0^{1.5}$: on observe une excellente superposition des signaux normalisés pour $t > -0.25$ ms, soit jusqu'à ce que se produise le pic de dépression. Ce résultat corrobore l'évolution des spectres de pression pariétale en U_0^3 constatée au chapitre précédent, qui montre que les évènements détectés contribuent sont responsables des fluctuations de pression observés par méthode spectrale. Pour $t < -0.25$, on constate que la superposition des signaux normalisés se dégrade à mesure que t diminue. En particulier, le temps de montée du pic de surpression (correspondant au pic à $t = -0.5$ ms) augmente à mesure que la vitesse incidente augmente. Afin, d'analyser ce phénomène plus en détail, l'origine des temps a été fixée à l'instant du pic de dépression (cf. figure 5.13(a)).

En utilisant cette nouvelle origine des temps, la superposition des signaux de vitesse est obtenue lorsque les signaux moyennés de vitesses sont divisés par U_0 et représentés en fonction d'une échelle des temps dilatée d'un facteur $\sqrt{U_0}$ (cf. figure 5.13(b)).

Pour autant, ces résultats peuvent être interprétés à l'aide d'un modèle physique simple basé sur la théorie des écoulements potentiels. On écrit ainsi le potentiel d'un tourbillon élémentaire plongé dans un écoulement uniforme de vitesse U_0 et convecté au voisinage d'une paroi (cf. figure 5.14(a)) de la manière suivante :

$$W(\xi) = \frac{\Gamma_0}{2i\pi} \ln\left(\frac{\xi - \xi_0}{\xi - \bar{\xi}_0}\right) - \ln(\xi - \bar{\xi}_0) + U_0\xi \quad (5.3)$$



(a) Signal moyen autoconditionné de la prise 12, divisé par $U_0^{1.5}$. (b) Signal moyen de la sonde fil chaud conditionné par la prise 12, divisé par U_0 et représenté en fonction du temps dilaté $(t - t_{propa}) \cdot \sqrt{U_0}$.

FIG. 5.13: Signaux moyennés adimensionnés : prise 12 (à gauche) et fil chaud (à droite).

avec ξ la variable du plan complexe et $\xi_0 = a + ib_0$.

De la même manière qu'en annexe D, on écrit la vitesse du tourbillon (après calculs) :

$$\left\| \frac{d\xi_0}{dt} \right\| = U_0 + \frac{\Gamma_0}{4\pi b_0} = U_c \quad (5.4)$$

La pression pariétale à l'origine du plan complexe est obtenue d'après le théorème de Bernoulli :

$$\frac{p}{\rho_0} + \frac{U^2}{2} + \frac{\partial Re(W)}{\partial t} = cste \quad (5.5)$$

où Re désigne la partie réelle d'un nombre complexe et U le module de la vitesse.

En écrivant :

$$U = \left\| \frac{dW}{d\xi} \right\| = \left\| \frac{\Gamma_0}{2i\pi} \cdot \left(\frac{1}{\xi - \xi_0} - \frac{1}{\xi - \overline{\xi_0}} \right) + U_0 \right\| \quad (5.6)$$

et en effectuant les calculs pour $\xi = 0$, on obtient la norme de la vitesse complexe et la pression au niveau de la sonde :

$$U(t) = \frac{\Gamma_0}{\pi} \cdot \frac{b_0}{(U_c \cdot t)^2 + b_0^2} + U_0 \quad (5.7)$$

$$\frac{\Delta p(t)}{\rho_0} = -\frac{\Gamma_0^2}{2\pi^2} \cdot \left[\frac{b_0}{(U_c \cdot t)^2 + b_0^2} + \frac{\pi \cdot U_0}{\Gamma_0} \right]^2 + \frac{\Gamma_0 \cdot U_c \cdot b_0 [(U_c \cdot t)^2 - b_0^2]}{\pi [(U_c \cdot t)^2 + b_0^2]^2} \quad (5.8)$$

Dans cette équation, le premier terme est constamment négatif. Le second change de signe à l'approche de la sonde, ce qui occasionne les fluctuations de pression. Les signaux moyennés de la sonde fil chaud s'explique par un modèle analogue : l'écoulement est alors considéré

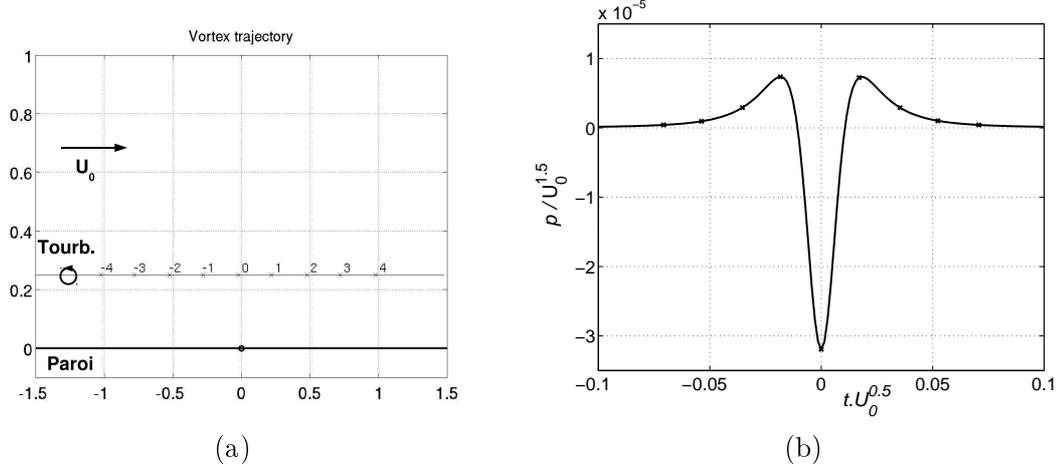


FIG. 5.14: Modèle de pression pariétale générée par un tourbillon potentiel uniformément convecté. Trajectoire dans le plan complexe (a) - (les chiffres représentent des pas de temps adimensionnels) et pression générée à l'origine (b).

sans paroi et le tourbillon élémentaire est convecté à la vitesse U_0 . Les équations étant alors obtenues à partir de celles présentées ici en remplaçant U_c par U_0 .

Le modèle peut être écrit à l'aide des variables adimensionnelles $\tau = t \frac{U_c}{b_0}$ et $\Phi = 4\pi^2 \frac{b_0^2}{\Gamma_0^2} \frac{\Delta p}{\rho_0}$:

$$\Phi(\tau) = \frac{2}{\tau^2 + 1} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{\tau^2 + 1} \right] \quad (5.9)$$

Le modèle présente plusieurs points remarquables :

- La dépression à $\tau = 0$ vaut $\Phi = -1$.
- La pression s'annule à deux instants, $\tau = \pm 1$.
- Les maxima de pression sont localisés aux instants $\tau = \pm\sqrt{3}$ et valent $\pi/8$.

Une simulation a été réalisée et est représentée sur la figure 5.14. Selon un usage largement répandu dans la littérature, la vitesse de convection peut être modélisée simplement à l'aide de la vitesse incidente selon la formule : $U_c \approx 0.7U_0$. La superposition des signaux moyennés donne donc un renseignement sur l'évolution de b_0 . En effet, la superposition étant obtenu simultanément en dilatant l'échelle des temps par $1/\sqrt{U_0}$ et en utilisant la variable $\tau = t \frac{U_c = 0.7U_0}{b_0}$, on en conclue que b_0 est proportionnel à $\sqrt{U_0}$.

Ainsi, les structures tourbillonnaires générées au sein de la couche limite extrados peuvent être modélisées simplement. La superposition observée en utilisant l'échelle des temps dilatée traduit l'effet potentiel des structures convectées au voisinage de la sonde à fil chaud. Par ailleurs, on remarquera que la proportionnalité de la distance du tourbillon à la paroi à $\sqrt{U_0}$ est cohérente avec la proportionnalité de l'épaisseur de couche limite à la racine du nombre de Reynolds observé en couche limite laminaire. Il est possible que cette propriété traduise

Prises	20 m/s	40 m/s	50 m/s	60 m/s	70 m/s	90 m/s
19–20	1.96/25.6	1.06/47.2	0.81/61.8	0.70/71.5	0.57/87.9	0.46/108.9
20–21	2.95/18.8	1.20/46.2	0.96/57.8	0.74/75.0	0.61/91.0	0.45/123.3
21–23	2.08/12.3	1.10/23.3	0.88/29.2	0.75/34.2	0.63/40.7	0.54/47.5
23–25	0.55/20.8	0.31/36.8	0.24/47.6	0.19/60.1	0.17/61.2	0.12/95.2
25–29	0.26/16.1	0.13/32.1	0.11/38.0	0.09/46.4	0.07/59.7	0.06/69.7

TAB. 5.4: Temps (en ms) et vitesse de convection U_c entre deux prises adjacentes.

l'évolution liée à la sous-couche laminaire de la couche limite extradoss.

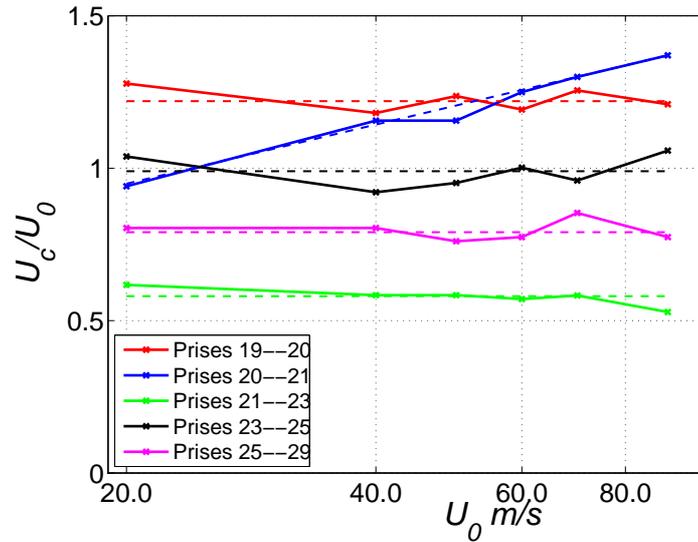
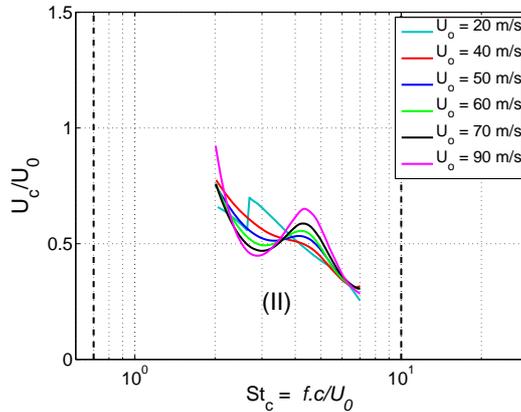
La superposition des signaux auto-conditionnés de pression est également obtenue pour $t < -0.25$ (non montrée ici). Toutefois, cette superposition est moins nette, ce qui peut être imputable au fait que le modèle suppose une trajectoire rectiligne du tourbillon incident. Il est en effet fort probable que l'écoulement au voisinage immédiat du bord de fuite (notamment la déflexion liée au profil chargé) modifie cette trajectoire.

5.4.2 Etude en extrémité de profil le long de l'arête extradoss

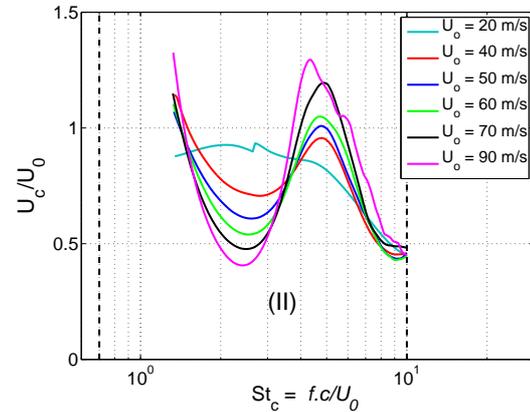
L'examen de la vitesse de convection confirme que celle-ci est proportionnelle à U_0 pour la plupart des sondes considérées et qu'elle varie selon le couple de prises de pression considéré. Par ailleurs, on constate que la vitesse de convection entre les prises 20 et 21 est proportionnelle à $U_0^{1.3}$. Le fait que la position du détachement du TJ se situe entre ces deux prises semble constituer un élément de réponse quant au changement de comportement des structures sur ce trajet. En effet, Boudet et al [9] ont effectué une prédiction RANS de l'écoulement en configuration de référence et isolé les trajectoires de diverses particules de fluide autour du profil. Certaines traversent le jeu près du bord d'attaque, puis suivent l'arête extradoss en contournant le tourbillon de jeu par le dessus et finissent par quitter l'arête extradoss à environ 80% de corde. L'accélération observée entre les prises 20 et 21 pourrait donc être due au TJ lui-même, ce dernier entraînant les particules fluides lorsqu'elles le contournent.

Ainsi, le rapport U_c/U_0 évolue le long de la corde. Très élevé en amont de la prise 20 (trajet 19–20, soit $x/c = 25\text{--}50\%$: $U_c/U_0 = 1.23$), il atteint son minimum sur le trajet 21–23 ($x/c = 77.5\text{--}90\%$: $U_c/U_0 = 0.58$), pour remonter entre les prise 23 et 25 ($x/c = 90\text{--}95.5\%$: $U_c/U_0 = 0.99$) et diminuer de nouveau près du bord de fuite ($x/c = 95.5\text{--}97.5\%$: $U_c/U_0 = 0.80$). Cela peut être dû à une compétition entre plusieurs effets : l'entraînement du TJ, l'évolution de l'épaisseur du profil et la recirculation de fluide dans cette zone. Il est cependant difficile de pousser l'interprétation plus loin avec l'information disponible.

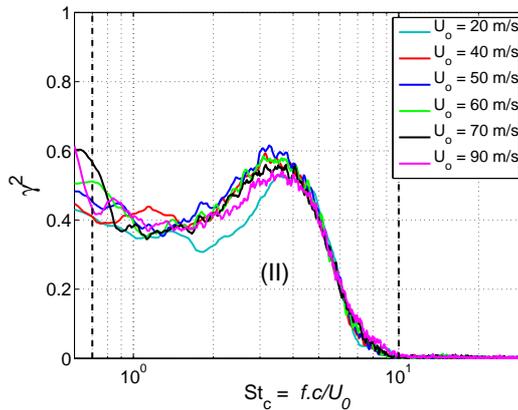
Par ailleurs, la vitesse de convection est aussi estimée à partir des interspectres selon la méthode classique rappelée au chapitre 2. A ce titre, les figures 5.15(b) et (c) montrent une estimation de la vitesse de convection en fonction de la fréquence. Si l'on se restreint au domaine de fréquence où la cohérence non négligeable peut être reliée de manière indiscutable à la pression dans la zone de jeu, les vitesses de convection de ces tracés sont significatives

(a) Vitesse de convection adimensionnée U_c/U_0 obtenue par analyse conditionnelle.

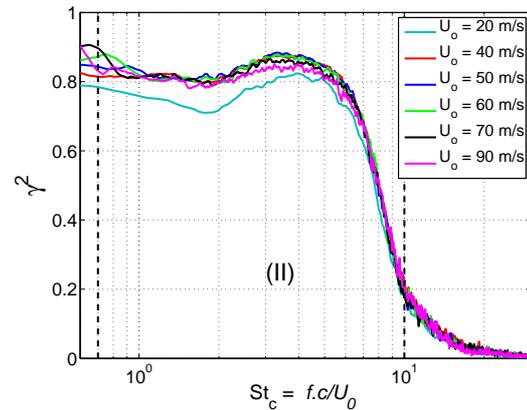
(b) Vitesse de convection adimensionnée entre les prises 23 et 25 obtenue par analyse spectrale.



(c) Vitesse de convection adimensionnée entre les prises 25 et 29 obtenue par analyse spectrale.



(d) Cohérence entre les prises 23 et 25.



(e) Cohérence entre les prises 25 et 29.

FIG. 5.15: Vitesse de convection adimensionnée le long de l'arête extradados. (a) obtenue par méthode conditionnelle. (b) et (c) : obtenue par méthode spectrale. Cohérence entre les prises 23 et 25 (d), ainsi qu'entre les prises 25 et 29 (e).

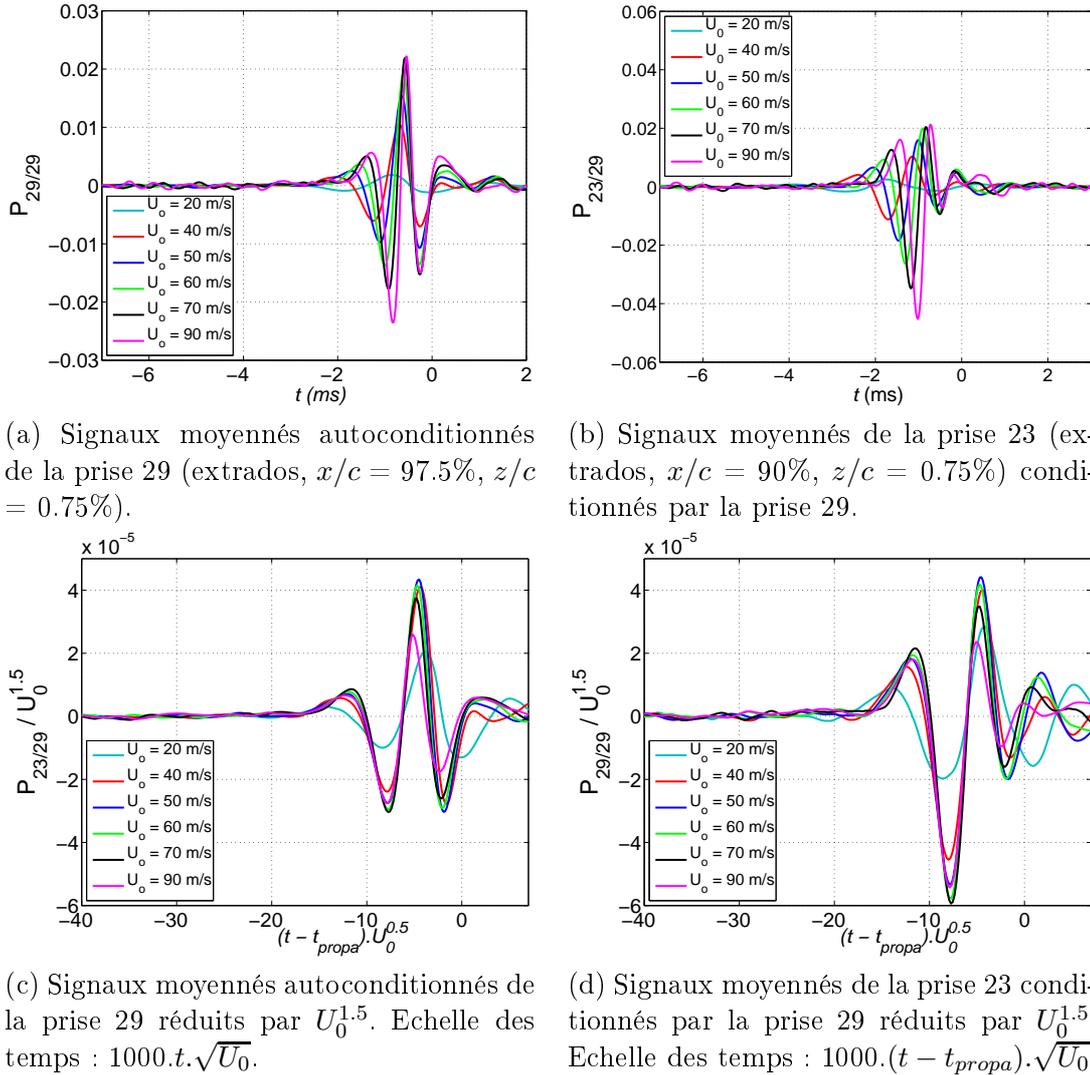


FIG. 5.16: Résultats obtenus par analyse conditionnelle croisée des signaux de pression pariétale en arête extrados par la prise 29.

entre $St_c = 2$ et $St_c = 7$ pour le couple 23-25 et sur le domaine $St_c = 1.5$ à $St_c = 10$ pour le couple 25-29.

On peut aussi constater que la vitesse de convection dépend de la fréquence, que sa dépendance vis-à-vis de U_0 dépend également de f et que la valeur obtenue par analyse conditionnelle est inférieure à la valeur obtenue par analyse spectrale à $St_c = 1.5$ (cf. figure 5.15(b) et (c)). Ceci est imputable au fait que l'analyse conditionnelle met en évidence la signature temporelle des structures de plus forte contribution énergétique. Ces structures sont les structures de plus grande dimension et sont liées aux fréquences les plus basses.

Afin d'illustrer notre propos dans ce qui va suivre, les résultats représentés sur la figure 5.16 sont issus de l'analyse conditionnelle effectuée en choisissant la prise 29 comme référence.

On constate tout d'abord que les signaux moyennés obtenus pour chaque vitesse ont sensiblement la même forme, ce qui confirme que l'on détecte le même phénomène au même instant. On notera que la détection des événements est différente pour $U_0 = 20$ m/s, ce qui est vraisemblablement dû à un rapport signal à bruit trop faible.

De plus, les résultats sont proportionnels à $U_0^{1.5}$, comme le montrent les figures 5.16(c) et (d). En effet, les signaux moyennés se superposent alors de manière satisfaisante (notamment pour des vitesses de 40 à 60 m/s), ce qui permet la même conclusion qu'au paragraphe précédent : les événements détectés sont bien responsables des fluctuations de pression observées par méthode spectrale.

De même qu'en 5.4.1, on obtient une superposition intéressante des signaux moyennés lorsque l'on prend en compte le temps de convection et que l'on dilate l'échelle des temps par un facteur $U_0^{0.5}$ (cf. figure 5.16(b) et (d)), ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle les signaux moyennés traduisent la signature en paroi de structures tourbillonnaires. Cependant, la forme des signaux moyennés fait apparaître plus d'oscillations que ceux obtenus avec le modèle à un seul tourbillon. C'est pourquoi nous tentons ci-après de les interpréter comme traces de plusieurs tourbillons.

Ainsi nous nous proposons de calculer la pression générée en paroi par un système de deux tourbillons co-rotatifs élémentaires convectés le long d'une paroi, illustré sur la figure 5.17(a). La cinématique du système est imposée, ce qui permet de réduire le nombre de degrés de liberté. Plus précisément, la vitesse de convection du barycentre de ces deux tourbillons est calculée en considérant le système comme un tourbillon ponctuel de circulation Γ_0 tandis que la vitesse angulaire ω_0 est ajustée.

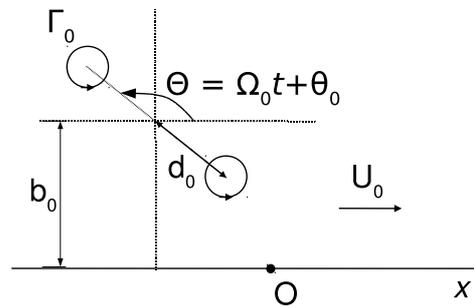
Les équations établies en 5.4.1 sont toujours valables, en remplaçant ξ_0 par $a + ib_0 + d_0 e^{i\omega_0 \cdot (t-t_0) \pm \pi/2}$ et U_c par $U_0 - i \cdot b_0 \cdot \sin(\omega_0 \cdot t)$, où d_0 est le demi-axe du système de tourbillons, ω_0 est la vitesse angulaire de rotation et t_0 permet de fixer l'angle θ_0 de l'axe formé par les deux tourbillons avec l'axe (O,x) au moment où le barycentre du système passe au dessus de la prise de pression (cf. 5.17(a)).

Les simulations reproduisent les tendances observées expérimentalement. Le modèle est invariant par dilatation de l'échelle du temps selon le facteur $U_0^{0.5}$ et contraction des amplitudes de pression par un facteur $1/U_0^{1.5}$ lorsque l'on applique les règles de similitude suivantes :

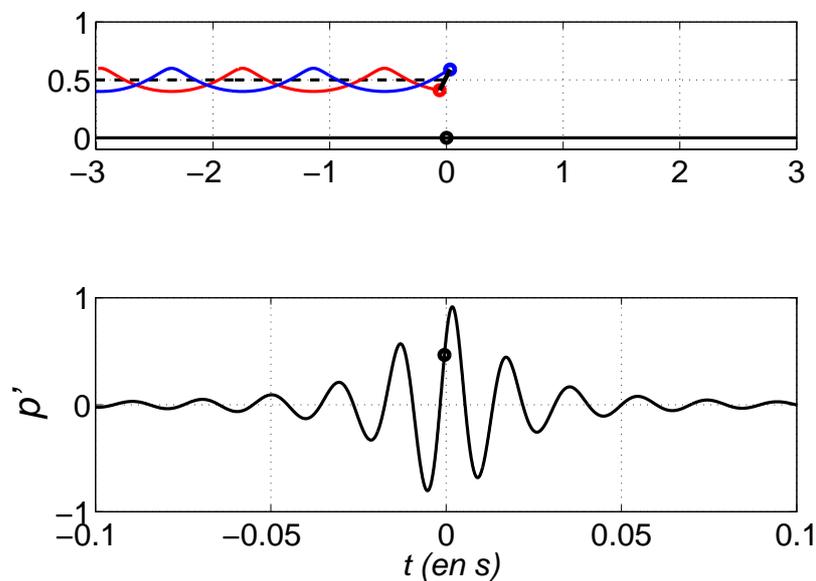
$$\frac{U_1}{U_0} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_0} = \left(\frac{b_1}{b_0}\right)^2 = \left(\frac{d_1}{d_0}\right)^2 = \left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right)^2 \quad (5.10)$$

où 0 et 1 symbolisent deux jeux de paramètres $(U, \Gamma, b, d, \omega_0)$.

La forme du signal de pression pariétale ne dépend alors plus que des paramètres t_0 et ω_0 . Cette vitesse angulaire ω_0 détermine en effet l'amplitude du pic central (ce qui justifie le découplage entre ce paramètre et sa valeur théorique obtenue lorsque les deux tourbillons sont



(a) Schéma du modèle tourbillonnaire.

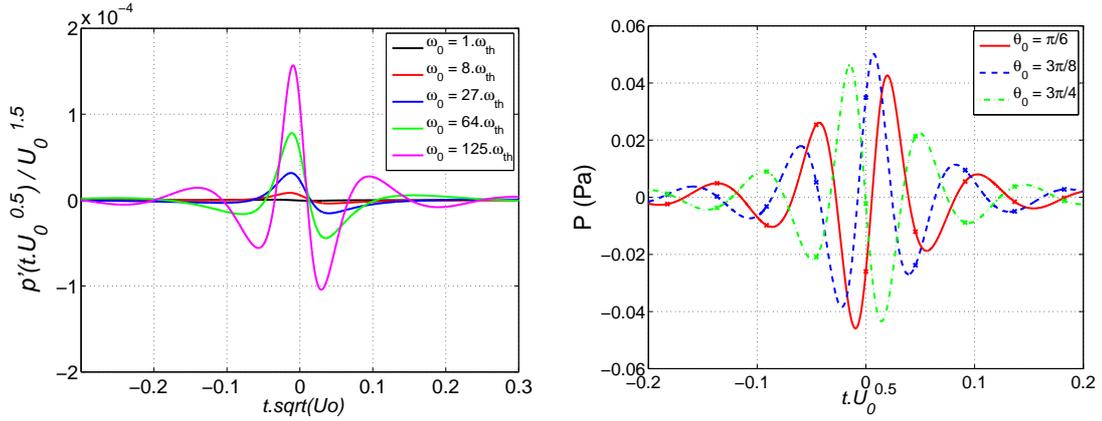


(b) Trajectoire (haut - les lignes bleue et rouge correspondent aux trajectoires des tourbillons, celle en pointillés noirs à celle du barycentre) et pression générée en paroi (bas - la pression instantanée est repérée par le point noir) par le passage de deux tourbillons co-rotatifs. Image réalisée à l'instant où le barycentre est à l'aplomb de la prise de pression (symbolisée par un point noir, sur la figure du haut).

FIG. 5.17: Modèle de tourbillons co-rotatifs. Schéma du modèle (haut) et signature de pression pariétale (bas).

en champ libre : $\Gamma_0/\pi.d^2$) : plus ω_0 est important, plus les pics de surpression et de dépression sont importants.

Le paramètre t_0 (étant relié à l'angle θ_0 précédemment décrit) gouverne les amplitudes relatives des deux dépressions observées autour de ce dernier. Des illustrations de ces phénomènes sont proposées en figure 5.18(a) et (b).



(a) Effet de ω_0 sur le signal de pression pariétal. ω_{th} désigne la valeur théorique de rotation en l'absence de paroi. (b) Effet de t_0 sur le signal de pression pariétal.

FIG. 5.18: Modèle de tourbillons co-rotatifs. Effets des paramètres du modèle

Ainsi, ce modèle permet de retrouver qualitativement la forme des signaux analysés le long de l'arête extradados (figure 5.16(c) et (d)) ainsi que les tendances observées sur ces signaux.

La comparaison ne saurait toutefois être poussée plus loin, le modèle des deux tourbillons co-rotatifs étant trop simpliste pour rendre compte de la dynamique tridimensionnelle de l'écoulement près de l'arête extradados.

5.4.3 Etude en champ lointain

Le conditionnement des fluctuations de pression pariétale par la pression acoustique de champ lointain réalisé en 5.3.1 a été répété pour toute la gamme de vitesses incidentes. Les résultats sont illustrés à l'aide des signaux moyennés obtenus en prise 29 et représentés en figure 5.19(a).

Afin de tester la méthode d'adimensionnement développée lors des paragraphes précédents, les signaux moyennés sont représentés en déplaçant tout d'abord l'origine des temps de manière à faire coïncider les pics de dépression, puis en dilatant l'échelle des temps d'un facteur $\sqrt{U_0}$ et enfin en divisant l'amplitude des signaux moyennés par un facteur $U_0^{1.5}$ (cf figure 5.19(b)).

On constate alors que si la dilatation des échelles est encore efficace, l'amplitude des signaux moyennés n'est plus proportionnelle à $U_0^{1.5}$. Le nombre d'évènements détectés en champ lointain restant constant, on en conclue que de moins en moins d'évènements détectés en champ lointain sont liés aux structures convectées au voisinage de la prise 29. Cela peut être imputable à la source à hautes fréquences, dont le niveau est proportionnel à U_0^7 . Ainsi, lorsque la vitesse augmente, la proportion de fluctuations de pression acoustique liée à la source hautes fréquences augmente dans le domaine de fréquences interrogé (4 à 8 kHz). Ces fluctuations n'étant pas cohérentes avec celles générées par les structures convectées au voisinage de la prise 29, leur signature n'apparaît pas sur le signal moyenné, causant ainsi la

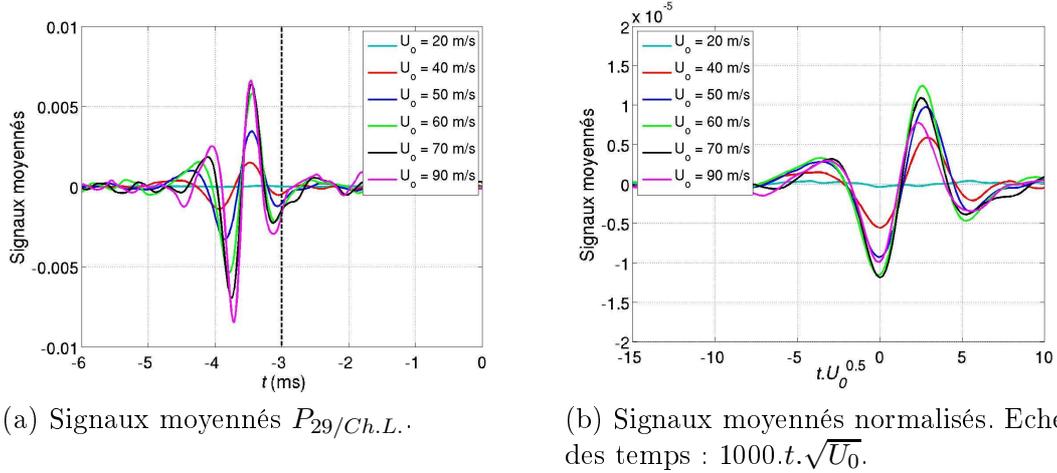


FIG. 5.19: Fluctuations de pression pariétale en prise 29 conditionnées par le microphone de champ lointain (désigné par l'abréviation Ch.L.). Influence de la vitesse incidente.

diminution de l'amplitude du signal moyenné.

On peut conclure de ces observations que l'amplitude des signaux moyennés dépend aussi du rapport signal/bruit des sondes par l'intermédiaire du nombre d'évènements détectés.

Avec les mêmes signaux, on peut observer un comportement complètement différent en inversant le rôle des deux signaux comme le montre la figure 5.20 qui a été obtenue en utilisant le signal de la prise 29 comme référence. Ici, c'est le signal de champ lointain qui est conditionné. On peut constater que dans ce cas, la dépendance de l'amplitude vis-à-vis de la vitesse est complètement modifiée (loi en $U_0^{2.5}$) : cela n'est pas surprenant car on mesure la dépendance d'un signal acoustique vis-à-vis de la vitesse. En l'occurrence, la puissance du signal acoustique filtré par cette approche suit une loi en U_0^5 , ce qui est caractéristique du bruit dipolaire de bord de fuite. Comme pour la figure 5.19, la superposition n'est pas parfaite car les signaux sont bruités.

Par ailleurs, on observe une dépendance temporelle légèrement différente (en $1/U_0^{0.8}$). Malgré cette légère différence, on peut en conclure que les évènements détectés près du bord de fuite sont bien responsables du rayonnement "basse fréquence" décrit dans les chapitres précédents.

5.5 Conclusions

Les méthodes d'analyse conditionnelle par transformée d'ondelettes ont été présentées au cours de ce chapitre. Ces méthodes constituent des outils particulièrement bien adaptés au traitement de signaux expérimentaux intermittents. Ainsi, tandis que les méthodes spectrales conventionnelles supposent une équirépartition de l'énergie d'un signal sur toute la durée de mesure, l'analyse conditionnelle permet de détecter les contributions les plus importantes et

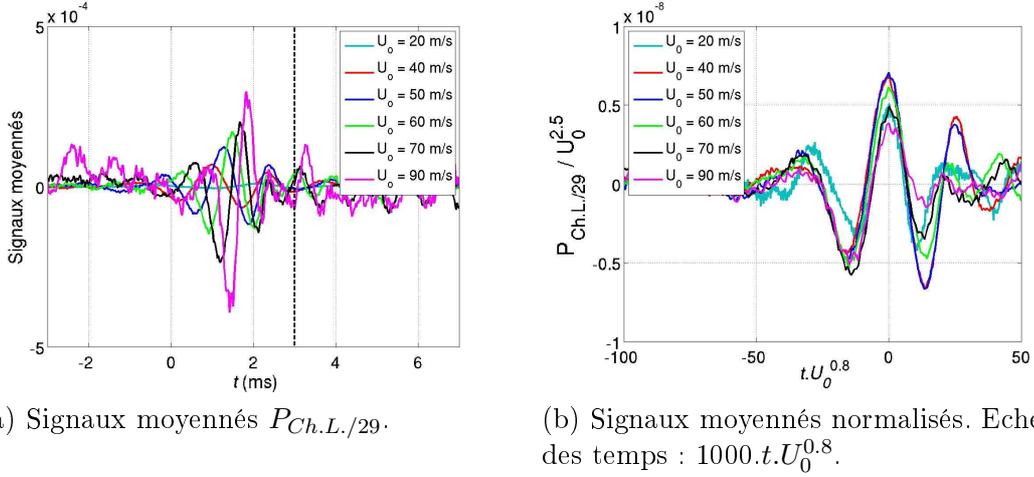


FIG. 5.20: Fluctuations de pression acoustique de champ lointain conditionnées par la prise 29 (désigné par l'abréviation Ch.L.). Influence de la vitesse incidente.

d'analyser en détails les phénomènes à l'origine de ces contributions.

Les liens de causalité entre les fluctuations des grandeurs aérodynamiques (vitesse et pression) au voisinage du jeu et celles mesurées en champ lointain ont de nouveau été mis en évidence. De plus, les structures tourbillonnaires générées au sein de la couche limite de l'extrados ont été détectées et leur vitesse de convection calculée. De même, d'autres structures tourbillonnaires ont été détectées au voisinage de l'arête extrados en extrémité de profil.

Ces structures semblent provenir d'une perturbation initiale de l'écoulement au voisinage du bord d'attaque, qui se propage selon deux trajectoires différentes. Une partie de ces perturbations est convectée le long de l'arête intrados au sein du tourbillon de séparation, et est éjectée du jeu en aval du maximum de vitesse transverse. Une autre partie est convectée le long de l'arête extrados, étant accélérée au voisinage de la position de décrochage du TJ.

Ces structures sont responsables de l'émission acoustique mesurée en champ lointain à basse fréquence. L'analyse conditionnelle a notamment permis de mettre en évidence la proportionnalité des signaux de champ lointain moyennés à $U_0^{2.5}$, ce qui est caractéristique du bruit de bord de fuite.

Ces résultats sont en parfait accord avec les résultats obtenus aux chapitres 3 et 4. Ceci démontre l'efficacité du traitement par ondelettes de signaux intermittents. Cette approche permet en particulier de mettre en évidence l'aspect transitoire des sources aéroacoustiques, inaccessible à l'analyse de Fourier. Toutefois, cette méthode d'analyse ne saurait se soustraire aux méthodes spectrales conventionnelles. L'outil "ondelettes" doit être perçu comme un moyen d'analyser des données expérimentales de manière approfondie, mais les résultats obtenus doivent être interprétés à la lumière des résultats d'une analyse spectrale préalable.

Chapitre 6

Modèle de prédiction du bruit propre

Depuis une quarantaine d'années, le problème de la prédiction analytique du bruit propre a été abordé dans la littérature selon deux approches. L'une d'elles, proposée par Amiet [2] pour prédire le bruit de bord de fuite, est basée sur une décomposition de la pression hydrodynamique pariétale sous les couches limites d'un profil en rafales sinusoïdales. La réponse du profil est calculée et propagée selon les principes de l'analogie acoustique en se référant au terme dipolaire du formalisme de Ffowcs Williams et Hawkins [24]. La première partie de ce chapitre est dévolue à la présentation de cette approche, ainsi que de développements récents en matière de prédiction de bruit de bord de fuite que le dispositif expérimental précédemment décrit a permis d'évaluer. Une extension a également été utilisée afin de prédire la composante à basses fréquences du bruit de jeu (cf. chapitre 3 et 4). Elle est détaillée dans la seconde partie de ce chapitre.

6.1 Bruit de bord de fuite : approche par rafales de pression en paroi

Reprenant un modèle prédictif de bruit d'impact de turbulence [1], Amiet [2] propose en 1976 un modèle de prédiction du bruit de bord de fuite, dont la simplicité et la robustesse en font l'un des plus utilisés aujourd'hui. Ce modèle est rapidement décrit ici afin de faciliter la compréhension des extensions qui suivent.

La pression aérodynamique instationnaire induite en paroi par la turbulence des couches limites est décomposée en séries de Fourier spatiales. Chaque composante définit une rafale, dont la modification au passage du bord de fuite sous l'effet de la condition de Kutta engendre le rayonnement sonore. Pour le calcul des charges induites sur le profil et celui du rayonnement, le profil est assimilé à une plaque mince rigide. Le système de coordonnées utilisé est décrit sur la figure 6.1. L'origine est prise au milieu du bord de fuite. Les coordonnées x_i définissent alors la position d'un observateur en champ lointain et y_i la position des sources. La direction

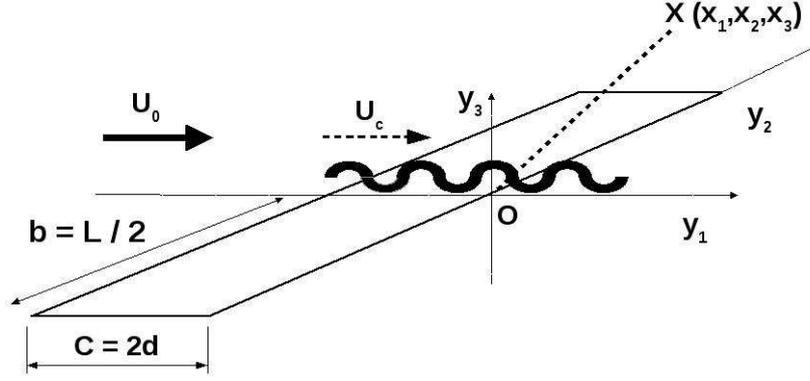


FIG. 6.1: Repère utilisé dans le modèle d'Amiet.

(x_1, y_1) est alignée avec la corde et l'écoulement moyen, (x_2, y_2) selon l'envergure et (x_3, y_3) est orthogonale au profil.

6.1.1 Détermination des sources

La source du bruit est la répartition de portance instationnaire (saut de pression) induite sur le profil par l'effet de la condition de Kutta. Cette grandeur est déterminée à partir de la pression de la rafale incidente par résolution de l'équation de Helmholtz convectée. Dans ce qui suit, les perturbations sont considérées avec la convention $e^{+i\omega t}$ dans le domaine fréquentiel.

Selon Amiet, la différence de pression induite est calculée en assimilant le profil à un demi-plan, qui correspond à une corde infiniment longue. Cette hypothèse suppose que la corde effective est grande devant la longueur d'onde. De plus, le modèle est bidimensionnel, ce qui revient à ne considérer que des rafales parallèles à la corde.

Pour une rafale d'amplitude P_0 , de nombre d'onde K et de vitesse de convection U_c , le résultat vaut (pour $y_1 < 0$) :

$$\frac{\Delta p(y_1, 0, t)}{P_0} = e^{-i\alpha_c K y_1} \left[(1 + i) E^* \left(-\alpha_c K + (M_0 + 1) \frac{k}{\beta_0^2} y_1 \right) - 1 \right] e^{i\omega t} \quad (6.1)$$

E^* étant la fonction définie par : $E^*(z) = \int_0^z \frac{e^{it}}{\sqrt{2\pi t}} dt$, et avec les notations suivantes :

$$\begin{aligned} k &= \omega / C_0 = 2\pi f / C_0, & \alpha_c &= U_0 / U_c \\ M_0 &= U_0 / C_0, & \beta_0 &= \sqrt{1 - M_0^2} \end{aligned}$$

Récemment, Roger et Moreau [70] ont proposé deux améliorations de ce modèle. La première consiste à prendre en compte l'effet du bord d'attaque sur la différence de pression induite. La seconde consiste à considérer aussi des rafales obliques, ce qui impose de distinguer des rafales

supercritiques et subcritiques selon les valeurs comparées des nombres d'onde aérodynamique dans le sens de la corde et dans le sens de l'envergure.

Le saut de pression induit par des rafales supercritiques de nombre d'onde adimensionné $\overline{K}_1 = K_1/b$ et $\overline{K}_2 = K_2/b$ s'écrit finalement :

$$\frac{\Delta P_{sup}(y_1, 0)}{P_0} = e^{-i\alpha_c \overline{K} \overline{y}_1} [(1+i)E^* (-(\alpha_c \overline{K} + \kappa_{sup} + M_0\mu)\overline{y}_1) - 1] \quad (6.2)$$

pour le terme principal, et pour la correction liée à l'effet du bord d'attaque :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_{sup}^{BA}(\overline{y}_1, 0)}{P_0} &\approx \frac{(1+i)e^{-4i\kappa_{sup}}}{2\sqrt{\pi}(\alpha_c - 1)\overline{K}} \frac{1 - \Theta_{sup}^2}{\sqrt{A_{sup}}} e^{i(M_0\mu - \kappa_{sup})\overline{y}_1} \\ &\times \left[i((M_0\mu - \kappa_{sup} + \overline{K}) F_{sup}(\overline{y}_1))^c + \left(\frac{\partial F}{\partial \overline{y}_1}(\overline{y}_1) \right)^c \right] \end{aligned} \quad (6.3)$$

avec

$$\begin{aligned} \overline{K} &= \sqrt{K_1^2 + K_2^2}, & \mu &= \frac{\overline{K}_1^2 M_0}{\beta_0^2}, & \kappa_{sup} &= \sqrt{\mu^2 - \frac{\overline{K}_2^2}{\beta_0^2}} \\ A_{sup} &= M_0\mu + \kappa_{sup} + \alpha_c \overline{K}, & \Theta_{sup} &= \sqrt{\frac{M_0\mu + \kappa_{sup} + \overline{K}_1}{M_0\mu + \kappa_{sup} + \overline{K}}} \\ F_{sup}(\overline{y}_1) &= e^{2i\kappa_{sup}(\overline{y}_1+2)} [1 - (1+i)E^*(2\kappa_{sup}(\overline{y}_1+2))] \end{aligned}$$

Pour une rafale subcritique la solution est :

$$\frac{\Delta P_{sub}(y_1, 0)}{P_0} = e^{-i\alpha_c \overline{K} \overline{y}_1} \left[1 - \Phi^0 \left(\sqrt{-i(\alpha_c \overline{K} - i\kappa_{sub} + M_0\mu)\overline{y}_1} \right) \right] \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_{sub}^{BA}(\overline{y}_1, 0)}{P_0} &\approx \frac{(1+i)}{2\sqrt{\pi}(\alpha_c - 1)\overline{K}} \frac{1 - \Theta_{sub}^2}{\sqrt{A_{sub}}} e^{i(M_0\mu - \kappa_{sub})\overline{y}_1} \\ &\times \left[i(M_0\mu - i\kappa_{sub} + \overline{K}) F_{sub}(\overline{y}_1)^c + \left(\frac{\partial F_{sub}}{\partial \overline{y}_1}(\overline{y}_1) \right)^c \right] \end{aligned} \quad (6.5)$$

avec

$$\begin{aligned} \kappa_{sub} &= \sqrt{\frac{\overline{K}_2^2}{\beta_0^2} - \mu^2}, & A_{sub} &= M_0\mu - i\kappa_{sub} + \alpha_c \overline{K} \\ \Theta_{sub} &= \sqrt{\frac{A_{sup}}{M_0\mu + \kappa_{sub} + \overline{K}}}, & F_{sub}(\overline{y}_1) &= 1 - \operatorname{erf} \left(\sqrt{2\kappa_{sub}(\overline{y}_1+2)} \right) \\ \Phi^0(Z) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{Z^2} \frac{e^{-t}}{\sqrt{t}} dt, & \operatorname{erf} &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x^2} \frac{e^{-t}}{\sqrt{t}} dt \end{aligned}$$

6.1.2 Calcul de la pression acoustique en champ lointain

Cas d'une rafale de pression unitaire

Les différences de pression induites par les rafales turbulentes sont considérées comme des répartitions de sources dipolaires de fluctuation placées dans un écoulement uniforme $\vec{U}_0 = (U_0, 0, 0)$. La contribution p_{raf} du dipôle situé en $\vec{y} = (y_1, y_2, y_3)$ généré par une rafale de nombres d'onde (K_1, K_2) à la pression acoustique rayonnée au point $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ peut ainsi être calculée dans le domaine de Fourier à l'aide de la formule suivante [70] :

$$p_{raf}(\vec{x}, \omega) = \frac{i\omega x_3}{4\pi c_0 S_0^2} \int_{-c}^0 \int_{-L/2}^{L/2} \Delta P(y_1, 0, y_3) e^{-i\omega R_t/c_0} e^{iK_2 y_2} dy_2 dy_1 \quad (6.6)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Delta P(y_1, 0, y_3) &= f(y_1) e^{-i(K_1 y_1 + K_2 y_2)}, & S_0^2 &= x_1^2 + \beta_0^2 (x_2^2 + x_3^2) \\ R_t &= \frac{1}{\beta_0^2} (R_s - M_0 (x_1 - y_1)), & R_s &= S_0 \left(1 - \frac{x_1 y_1 + \beta_0^2 x_2 y_2}{S_0^2} \right) \end{aligned}$$

En adimensionnant par la corde, et effectuant l'intégration selon l'envergure, il vient dans un premier temps :

$$\frac{p_{raf}}{P_0}(\vec{x}, \omega) = \frac{i\omega L x_3 b}{4\pi c_0 S_0^2} \text{sinc} \left[\frac{L}{c} \left(\bar{K}_2 - \frac{\bar{k} x_2}{S_0} \right) \right] e^{-i \frac{k}{\beta_0^2} (S_0 - M_0 x_1)} \int_{-2}^0 f(\bar{y}_1) e^{-iC \bar{y}_1} d\bar{y}_1 \quad (6.7)$$

où : $b = c/2$ et $C = \bar{K}_1 - \mu(x_1/S_0 - M_0)$.

L'intégrale de rayonnement selon y_1 : $I \left(\frac{\bar{\omega}}{U_c}, \bar{K}_2 \right) = \int_{-2}^0 f(y_1) e^{-iC y_1} dy_1$ conduit à des expressions différentes pour les rafales subcritiques et supercritiques [70].

Décomposition de la pression pariétale en rafales de pression

L'hypothèse de turbulence figée impose le nombre d'onde longitudinal unique des rafales de pressions incidentes : $K_1 = \omega/U_c$. Le champ aérodynamique s'obtient alors en sommant les rafales de nombres d'onde $(\omega/U_c, K_2)$:

$$\Delta P(u_1, y_2, 0, \omega) = \frac{1}{U_c} \int_{-\infty}^{\infty} g(y_1, \omega/U_c, K_2) A_0(\omega/U_c, K_2) e^{-iK_2 y_2} dK_2 \quad (6.8)$$

où $A_0(\omega/U_c)$ désigne l'amplitude de la rafale incidente de nombre d'ondes $(\omega/U_c, K_2)$, et g la fonction de transfert entre cette dernière et la fluctuation de pression ΔP .

Considérant que l'excitation de la paroi par l'écoulement turbulent incident est un phénomène statistique stationnaire, on s'intéresse à la densité spectrale de puissance de la pression

pariétale entre deux points $Y (y_1, y_2, 0)$ et $Y' (y'_1, y'_2, 0)$. En notant $\eta = y_2 - y'_2$, on écrit celle-ci sous la forme :

$$S_{PP}(Y, Y', \omega) = \frac{1}{U_c} \int_{-\infty}^{\infty} g(a_1, \omega/U_c, K_2) g^*(b_1, \omega/U_c, K_2) e^{-iK_2\eta} \Pi_0(\omega/U_c, K_2) dK_2 \quad (6.9)$$

où Π_0 désigne la densité spectrale en nombre d'ondes des rafales incidentes. L'hypothèse d'homogénéité statistique du champ de pression incident permet d'écrire ([74]) :

$$\Pi_0(\omega/U_c, K_2) = \frac{U_c}{\pi} \Phi_{pp}(\omega) l_y(\omega, K_2) \quad (6.10)$$

où Φ_{pp} désigne la densité spectrale de puissance de la pression induite et l_ω la longueur de cohérence selon l'envergure. Celle-ci s'écrit en fonction de la cohérence $\gamma(\omega, \eta)$:

$$l_y(\omega, K_2) = \int_0^{\infty} \gamma(\omega, \eta) \cos(K_2\eta) d\eta \quad (6.11)$$

En conjuguant les équations 6.7 et 6.9, on obtient la densité spectrale de puissance de la pression en champ lointain :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left(\frac{\omega L x_3}{2\pi c_0 S_0^2} \right)^2 \frac{c}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{pp}(\omega) l_\omega(\omega, \bar{K}_2) \text{sinc}^2 \left[\frac{L}{c} \left(\bar{K}_2 - \bar{k} \frac{x_2}{S_0} \right) \right] \times \left| I \left(\frac{\bar{\omega}}{U_c}, \bar{K}_2 \right) \right|^2 d\bar{K}_2 \quad (6.12)$$

6.1.3 Calculs prédictifs à l'aide de données expérimentales

Moyennant une hypothèse d'homogénéité statistique sur la pression incidente, la connaissance de trois données du champ de pression pariétale suffit pour prédire la DSP de pression acoustique en champ lointain associée au bruit de bord de fuite.

- La densité spectrale de puissance Φ_{pp} des fluctuations de pression pariétale au voisinage du bord de fuite. Celle-ci est mesurée comme il a été décrit au chapitre 2. Etant donné les perturbations du champ aérodynamique liées à la présence de la sonde à fil chaud, la prise de pression 11 a été sélectionnée pour l'application. Cette prise est située à 16 mm au dessus du plan de mi-envergure et à 5 mm du bord de fuite.
- La longueur de corrélation l_w selon l'envergure. l_w est obtenue expérimentalement à l'aide de mesures de la cohérence entre les prises de pression 11 à 15. Leur répartition le long de l'envergure est telle qu'elle permet d'obtenir des séparations $\eta = 1, 2, 3, 5, 6, 8, 10, 12, 13$ et 18 mm, ce qui constitue un maillage très fin garantissant une précision acceptable. Le calcul dans la configuration de référence est illustré en figure 6.3(c).
- La vitesse de convection longitudinale U_c . Celle-ci est déduite de la phase de l'inter-spectre entre capteurs alignés avec l'écoulement (cf. paragraphe 2.3). En effet, le déphasage entre capteurs $d\phi_0$ correspond à un retard $dt_0 = \frac{d\phi_0}{2\pi}$, qui définit une vitesse

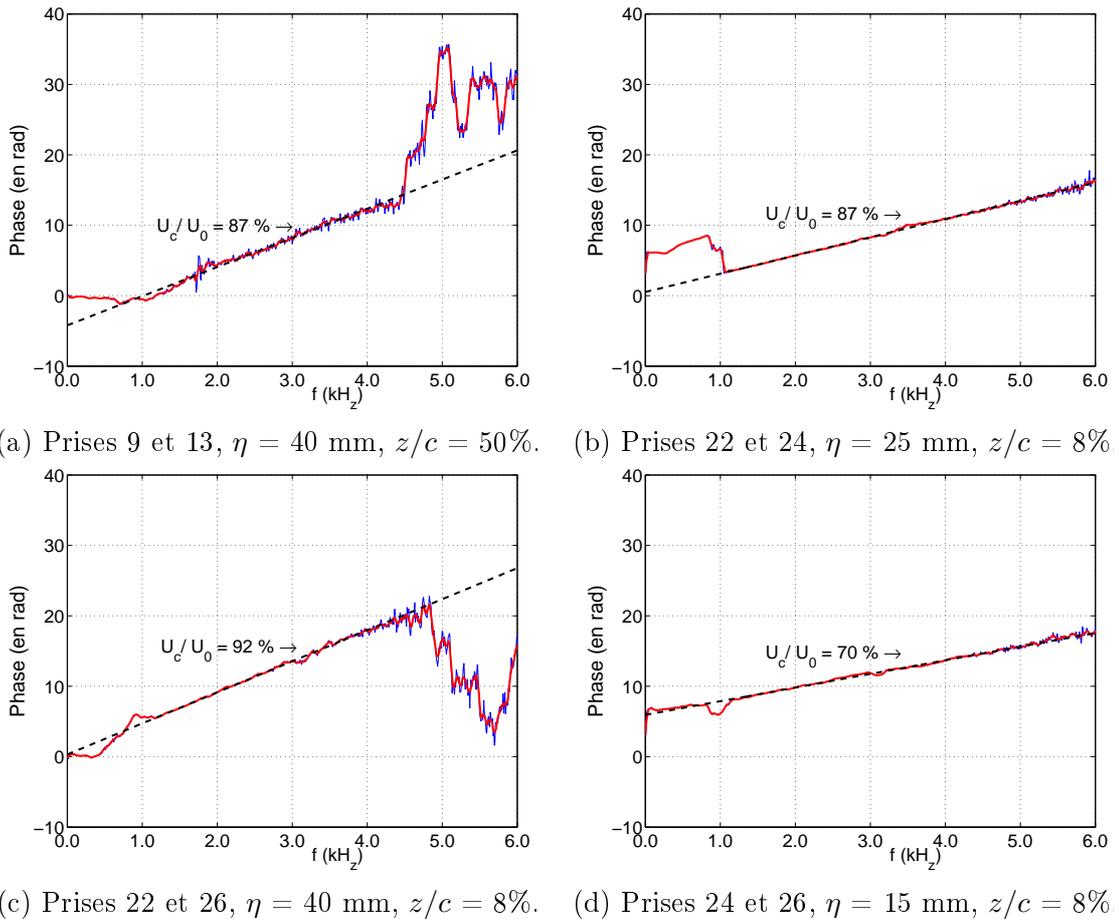


FIG. 6.2: Calcul de la vitesse de convection en configuration de bruit de bord de fuite pour différents couples de prises de pression pariétale. La phase de l'interspectre est représentée en bleu, le résultat du lissage en rouge et celui de la régression linéaire en traits pointillés noirs.

$U_c = \frac{d\phi}{dt_0}$, où d_0 désigne la distance séparant les capteurs sélectionnés. La distance entre les prises 9 et 13 étant trop importante, ce calcul est réalisé à l'aide des signaux mesurés sur prises 24 et 26, de coordonnées respectives (180,0,16) et (195,0,16) dans le repère local du montage expérimental (cf. paragraphe suivant).

Configuration de bruit de bord de fuite

La figure 6.2 montre quatre déterminations de vitesse de convection en configuration de bruit de bord de fuite donc sans jeu, à 15° d'incidence et pour une vitesse incidente de 70 m/s. Les résultats sont adimensionnés par cette dernière. Il est rappelé que ces résultats sont obtenus en lissant la phase (moyenne glissante sur 7 pas de fréquence) et en effectuant une régression linéaire entre deux bornes de fréquences pour lesquelles la phase est suffisamment stable.

On constate que plus la distance séparant les prises de pression est grande, plus la phase se détériore, ce qui est dû au temps de vie limité des structures. Cela constitue la principale raison du choix des prises de pression quant à l'évaluation de la vitesse de convection.

La seconde raison est liée au fait que la vitesse de convection diminue lorsque l'on se rapproche du bord de fuite : si U_c est sensiblement du même ordre entre les prises 22 et 26 qu'entre les prises 22 et 24 (environ 90%), elle est nettement inférieure entre les prises 24 et 26 (70%). Plusieurs explications peuvent être avancées.

- Tout d'abord, la distance entre les prises de pression implique un filtrage de certaines structures dont la durée de vie est plus faible que dt_0 . Ce phénomène concerne donc les structures les plus petites (correspondant globalement aux plus hautes fréquences) Celles-ci étant plus proches de la paroi, elles sont convectées plus lentement.
- Un fort gradient de pression adverse se développe sur l'extrados, provoquant un ralentissement de l'écoulement : les champs de vitesses moyennes PIV examinés à mi-envergure pour des positions longitudinales identiques à celles de prises 22, 24 et 26 le confirment : les vitesses moyennes adimensionnées observées en dehors de la couche limite sont de respectivement 117, 101 et 93%.
- La distance entre la prise 26 et le bord de fuite est un problème crucial de ce type de procédure : la prise doit être positionnée suffisamment près du bord pour que la DSP de pression pariétale soit représentative du champ de pression induit au bord de fuite, mais suffisamment éloignée pour éviter d'être polluée par l'interaction entre les structures tourbillonnaires incidentes et le bord de fuite.

Un choix devant être fait, on considère pour la suite que les calculs menés à l'aide des prises 24 et 26 sont pertinents, la vitesse de convection étant connue pour avoir qu'une influence réduite sur le résultat final.

Par ailleurs, les irrégularités du signal de phase aux fréquences inférieures à 1 kHz suscitent quelques questions quant à la validité des résultats à basses fréquences.

Les prédictions du bruit de bord de fuite sont comparées avec les données expérimentales sur la figure 6.3. Outre les cartes de directivité (figure 6.3(a) et (b)), les DSP de pression acoustique sont comparées à mi-envergure, à 90° par rapport à la corde, côté extrados (cf. figure 6.3(d)).

De la même manière que le bruit lié à l'écoulement de jeu, le bruit de bord de fuite dans l'expérience est mis en évidence par des différences de spectres à 3 dB avec le bruit de fond. Celles-ci ne donnant de résultats qu'à des fréquences inférieures à 3 kHz, le spectre est complété à l'aide d'une différence à 0 dB.

Un bon accord global est constaté entre les mesures et les prédictions, tout spécialement entre 1 et 3 kHz (cf. figure 6.3(a) et (b)). Les tendances générales sont fidèlement prédites. Cependant, deux problèmes subsistent.

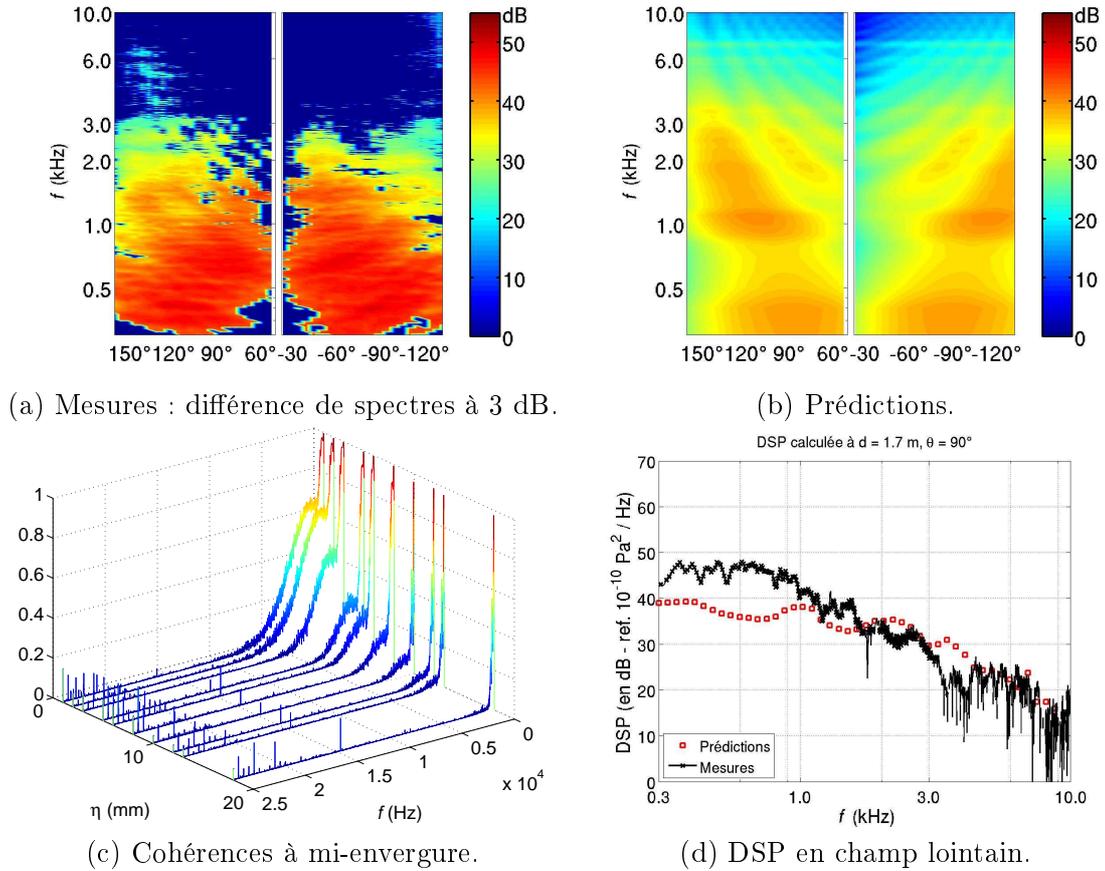


FIG. 6.3: Mesures (gauche) et prédictions (droite). Cartes de directivité du bruit de bord de fuite : champ mesuré (a) et prédictions (b). Mesures de cohérence transversale (c) et comparaisons en champ lointain (d), à $\Theta = 90^\circ$.

D'une part, les niveaux sont clairement sous-estimés à basses fréquences ($f < 1\text{kHz}$) : un déficit allant jusqu'à 10 dB est constaté à 90° . Ceci est peut-être attribuable aux problèmes rencontrés dans ce domaine de fréquences pour l'évaluation de la vitesse de convection ainsi que pour l'évaluation des cohérences selon l'envergure (cf. figure 6.3(c), et paragraphe 6.1.3) ;

D'autre part, les franges d'interférences liées à la non-compacité de la corde observées sur la carte de directivité prédite ne correspondent pas exactement à celles des mesures. Ce phénomène est interprété comme un effet d'installation du montage expérimental (probablement une diffraction des ondes émises par le profil au niveau de la section de sortie de la soufflerie).

Influence de U_0

Les vitesses de convection longitudinales ont été calculées pour les vitesses incidentes 20, 40, 70 et 90 m/s. Afin de mieux apprécier le résultat, des calculs complémentaires ont été menés à l'aide de la prise 22. Les vitesses obtenues sont représentées sur la figure 6.4(a).

Conformément à la littérature, U_c évolue linéairement avec la vitesse incidente, la valeur

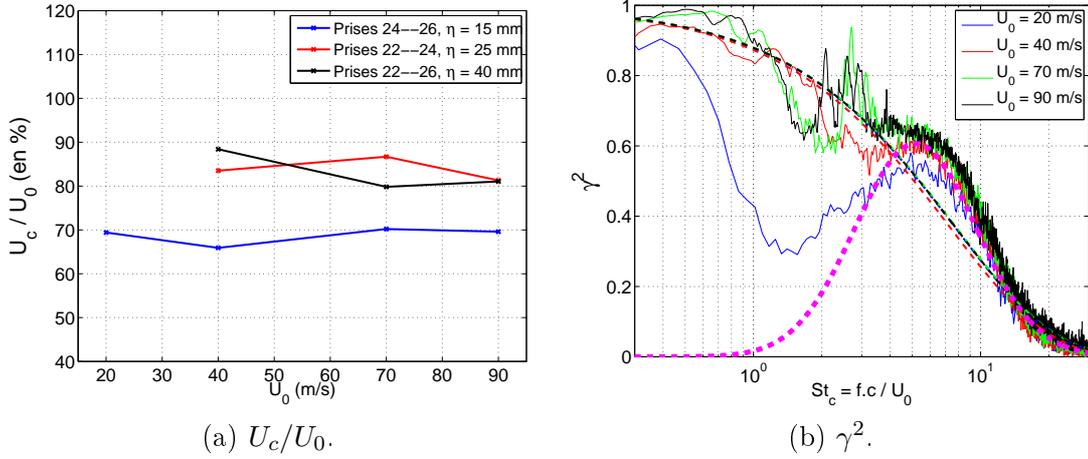


FIG. 6.4: Evolution de la vitesse de convection longitudinale en fonction de la vitesse incidente (a) et modélisation des cohérences transversales entre les prises 13 et 14, séparées de $\eta = 2$ mm (b). Le modèle semi-analytique proposé par Roger et Moreau [69] est représenté en violet.

$U_c/U_0 = 70$ % étant observée sur toute la gamme de vitesse dans le cas des prises 24 et 26. Cette valeur est également déduite des autres prises, avec davantage de dispersion.

La superposition des DSP de pression a été obtenue lorsque les spectres sont représentés en fonction du nombre de Strouhal $St_c = f.c/U_0$ (cf. figure 4.2). Un phénomène similaire est constaté sur les interspectres, ce qui a rendu le calcul des vitesses de convection plus délicat à basse vitesse, la gamme de fréquence utile étant trop faible pour donner un résultat quantitatif satisfaisant, et explique l'absence de données à 20 m/s pour de trop grandes séparations.

L'étude de l'influence de la vitesse incidente est également l'occasion de tester le modèle de cohérence transversale développé par Corcos ([19]). Ce modèle, très simple, stipule que la cohérence transversale décroît exponentiellement selon la distance et la fréquence. Synthétisant nombre d'études expérimentales, Corcos propose ainsi la formule :

$$\gamma(\omega, \eta) = e^{-\frac{\omega}{b_c \cdot U_c} \eta} \quad (6.13)$$

où la constante b_c est obtenue expérimentalement et vaut 1.4 dans le cas d'une couche limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression. Cette valeur est certes discutée dans la littérature (cf. [72]), mais convient tout à fait dans le cadre de la présente étude. Les vitesses de convection mesurées lors de l'étude paramétrique sont représentées sur la figure 6.4(a) et les prédictions du modèle de Corcos sont comparées aux mesures de cohérence effectuées entre les prises 13 et 14 ($\eta = 2$ mm). Ce modèle est également testé pour les vitesses incidentes 20, 40, 70 et 90 m/s, les cohérences étant calculées entre les prises 13 et 14 ($\eta = 2$ mm). Les résultats sont représentés en figure 6.4(b).

Le modèle de Corcos est connu pour posséder deux caractéristiques, observées également

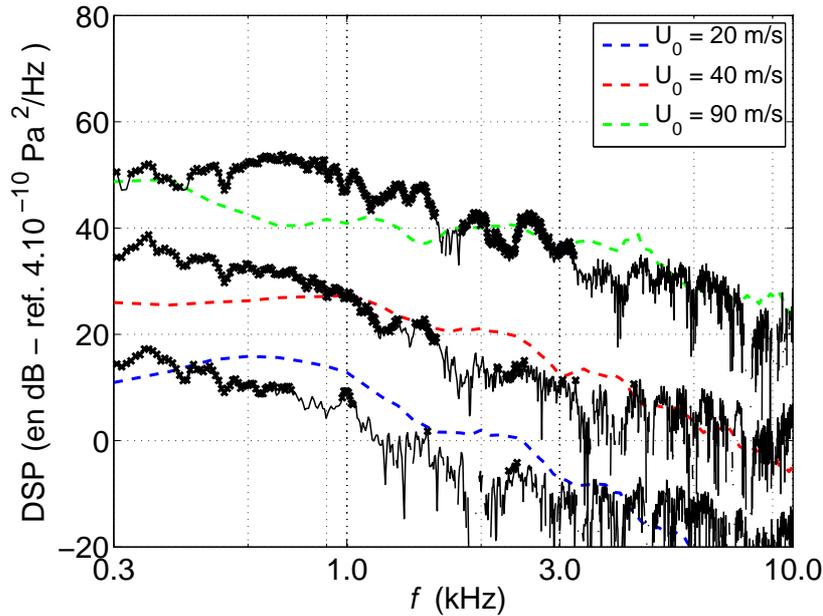


FIG. 6.5: Prédiction du bruit de bord de fuite en fonction de la vitesse incidente.

durant la présente étude. Il rend très bien compte de l'évolution de la cohérence à hautes fréquences, comme en témoigne le bon accord constaté entre les mesures et les prédictions pour $St_c > 12$. A contrario, ce modèle ne rend pas compte de la chute de cohérence observée habituellement aux basses fréquences. En effet, la taille des structures générées dans la couche limite est limitée par l'épaisseur de cette dernière. Il ne peut donc y avoir de cohérences aux fréquences associées à des échelles plus grandes par le biais de la vitesse de convection. La chute de cohérence est surtout observée ici pour $U_0 = 20 \text{ m/s}$ (i.e. $St_c < 2$). Pour les autres cas de mesure, il semble que ce phénomène soit masqué par celui responsable des problèmes rencontrés précédemment.

On constate de plus un écart à moyennes fréquences, le modèle de Corcos ne pouvant rendre compte de la bosse observée pour un Strouhal compris entre 2 et 10. Il est à noter que le modèle de Corcos a été invalidé dans le cas de profils fortement chargés à certains régimes pour lesquels la cohérence tend plutôt à suivre une allure gaussienne en échelle logarithmique selon la fréquence, comme l'ont montré Roger et Moreau [69]. Cet effet est illustré sur la figure 6.4(b) à l'aide du modèle proposé par Roger et Moreau.

D'autres modèles existent, comme celui de Chase ([14]). Ce modèle est cependant plus lourd à mettre en œuvre car il nécessite la connaissance d'un nombre important de paramètres. On se contentera donc dans la suite du modèle de Corcos, dont les prédictions sont jugées globalement satisfaisantes quant à leur utilisation (cf. paragraphe 6.1.4).

Les prédictions du bruit de bord de fuite en champ lointain sont représentées sur la figure 6.5. On constate un bon accord en tendance entre ces dernières et les mesures pour des

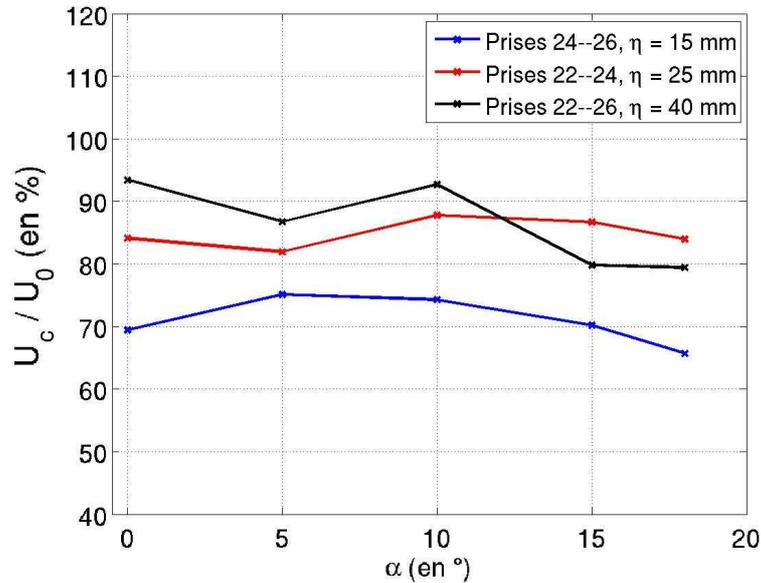


FIG. 6.6: Evolution de la vitesse de convection longitudinale en fonction de l'incidence.

domaines de fréquences croissants, ce qui traduit là encore l'effet du nombre de Strouhal lié au bruit de bord de fuite.

Influence de l'angle d'attaque α

Cette étude ayant été réalisée sur toute la gamme d'incidence, deux phénomènes intéressants ont pu être constatés. Le premier est lié à l'évolution de la vitesse de convection longitudinale (cf. figure 6.6). La tendance générale est à une légère diminution de cette dernière à mesure que l'incidence augmente, ce qui est vérifié partout sauf pour de grandes séparations et un calage nul. Cette constatation va dans le sens de la seconde hypothèse mentionnée au paragraphe 6.1.3 : le gradient de pression défavorable, lié aux effets de courbure et d'épaisseur du profil, s'accroît avec l'incidence. L'écoulement est alors freiné, ce qui a pour conséquence une diminution de la vitesse au sein de la couche limite.

Remarquant que l'incidence a également pour effet l'augmentation de la taille des structures convectées au sein de la couche limite (ainsi qu'il a été montré au paragraphe 4.2.1), on s'attendrait pourtant à ce que U_c augmente, car ces structures sont alors convectées plus loin de la paroi. On en conclut donc que l'effet de gradient est plus fort que celui de l'augmentation de taille des structures pour des calages supérieurs à 5° , le contraire se produisant à plus faible incidence.

Les prédictions du bruit en champ lointain sont représentées sur la figure 6.7. De manière générale, elles sont en bon accord avec les mesures. La décroissance à hautes fréquences est également très bien reproduite pour de fortes incidences (18°).

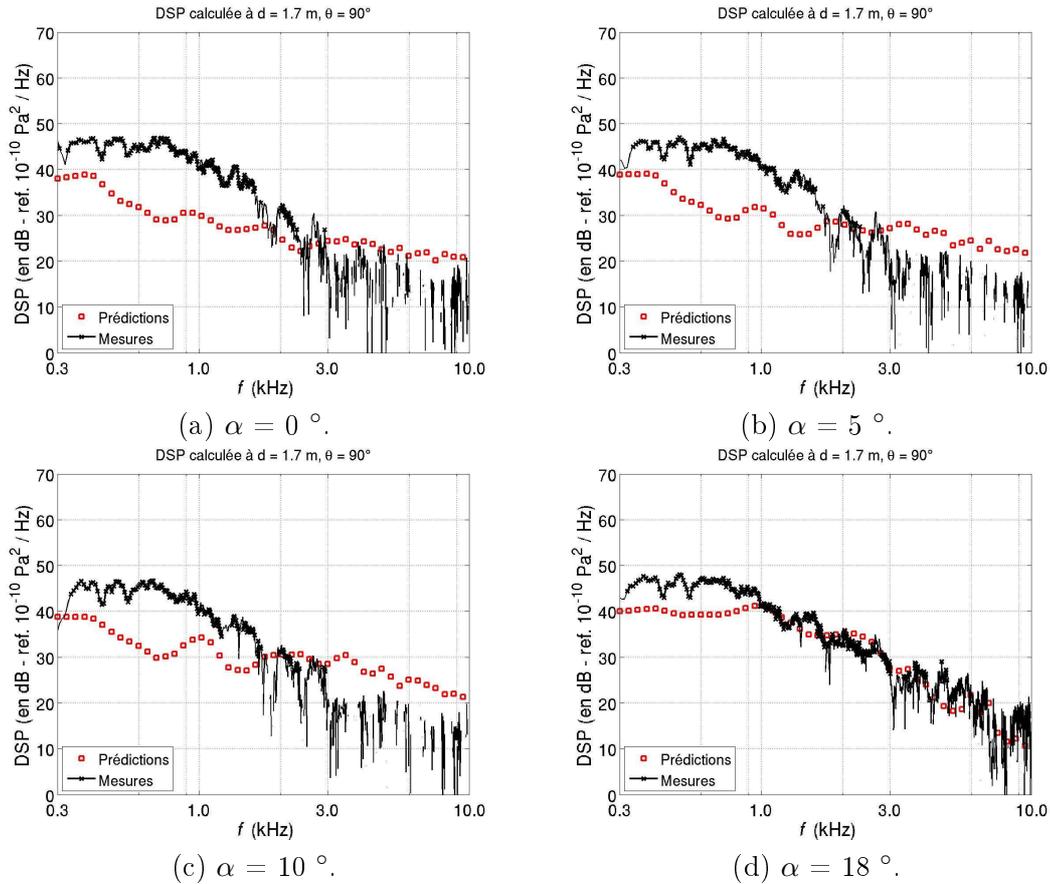


FIG. 6.7: Prédications de bruit de bord de fuite en champ lointain à 90° de la corde, côté extradados.

Le bruit de fond étant relativement élevé à hautes fréquences, il est cependant difficile d'évaluer l'efficacité du modèle pour de faibles incidences (0° à 10°). Il semble que ce dernier surévalue légèrement le rayonnement dans cette gamme de fréquences.

En revanche, le déficit par rapport aux mesures observé en configuration de référence pour des fréquences inférieures à 1 kHz l'est systématiquement, ce problème s'étendant jusqu'à 2 kHz pour $\alpha = 0^\circ$ et 5° .

6.1.4 Calcul prédictif à l'aide de données numériques

Modélisation des paramètres d'entrée du modèle d'Amiet

Ainsi qu'il vient d'être montré, l'approche d'Amiet se révèle simple, robuste et fiable sous réserve de la validité des données d'entrée. Cependant, si ces dernières sont accessibles par la mesure lors d'une expérience, leur détermination par prédiction numérique reste extrêmement coûteuse. Ceci est dû à la nécessité de reproduire la physique des fluctuations dans une couche limite. Effectuant un calcul sur une section de profil NACA 5510 d'un centimètre d'envergure, Greschner [33] a par exemple mené un calcul instationnaire et évalué la DSP de pression

pariétale, redémontrant par là même la faisabilité de telles prédictions. Cependant, le temps de calcul reste prohibitif dans un contexte industriel, c'est pourquoi de nombreuses études ont visé à modéliser ces paramètres sur la base de calculs d'écoulements plus accessibles.

La vitesse de convection, de moindre influence sur le résultat, peut être considérée comme constante et de l'ordre de 70% de la vitesse incidente dans notre configuration de référence. Cette valeur est largement reprise dans la littérature. Par ailleurs, il vient d'être redémontré que les cohérences transverses entre fluctuations de pression pariétale sont prédites de manière satisfaisante à l'aide du modèle de Corcos, même si celui-ci reste perfectible.

C'est donc l'obtention de la DSP des fluctuations de pression pariétale qui constitue le point le plus ardu. Si Goody [29] a proposé un modèle empirique s'appliquant au cas d'une plaque plane, ce modèle ne pouvait être utilisé dans notre cas, car le gradient de pression adverse sur un profil a également pour effet une forte augmentation de ces fluctuations. Ainsi, Schloemer [75] observe une différence allant jusqu'à 10 dB.

Reprenant les idées de Goody, Rozenberg [72] a mené une recherche bibliographique portant sur les caractéristiques des écoulements soumis à des gradients de pression et a proposé un modèle spectral des fluctuations visant à prendre en compte cet effet. Ce dernier se base sur différents paramètres de l'écoulement accessibles par calcul aérodynamique moyenné (RANS), et se ramène l'expression suivante :

$$\frac{\Phi_{pp} U_e}{\tau_p^2 \delta^*} = \frac{F_2(\Pi, \beta_c, \frac{\delta}{\delta^*}) \left(\frac{\omega \delta^*}{U_e} \right)^2}{\left[\left(\frac{\omega \delta^*}{U_e} \right)^{0.75} + F_1(\Pi, \beta_c, \frac{\delta}{\delta^*}) \right]^{F(\Pi, \beta_c, \frac{\delta}{\delta^*})} + \left[C_3(R_T) \left(\frac{\omega \delta^*}{U_e} \right) \right]^7} \quad (6.14)$$

où :

$$\begin{aligned} F(\Pi, \beta_c, \frac{\delta}{\delta^*}) &= \text{cste} = 3.7, & C_3(R_T) &= 3.76 R_T^{-0.57}, R_T = \frac{\delta}{\frac{\nu}{u_\tau}} \\ F_1(\Pi, \beta_c, \frac{\delta}{\delta^*}) &= \text{cste} = 0.105, & F_2(\Pi, \beta_c, \frac{\delta}{\delta^*}) &= 0.78(1.8\Pi\beta_c + 6) \end{aligned}$$

et β_c est le paramètre de Clauser [17] lié au gradient de pression longitudinal : $\beta_c = (\theta/\tau_p)(dp/dx)$. La constante Π s'obtient en résolvant l'équation suivante :

$$2\Pi - \ln(1 + \Pi) = \frac{\kappa U_e}{u_\tau} - \ln\left(\frac{\delta^* U_e}{\nu}\right) - \kappa C - \ln(\kappa) \quad (6.15)$$

où : $\kappa = 0.41$ et $C = 5.1$. Les autres paramètres sont directement liés à l'écoulement (cf. nomenclature) et peuvent être obtenus par post-traitement du calcul moyenné, ce qui est montré par la suite.

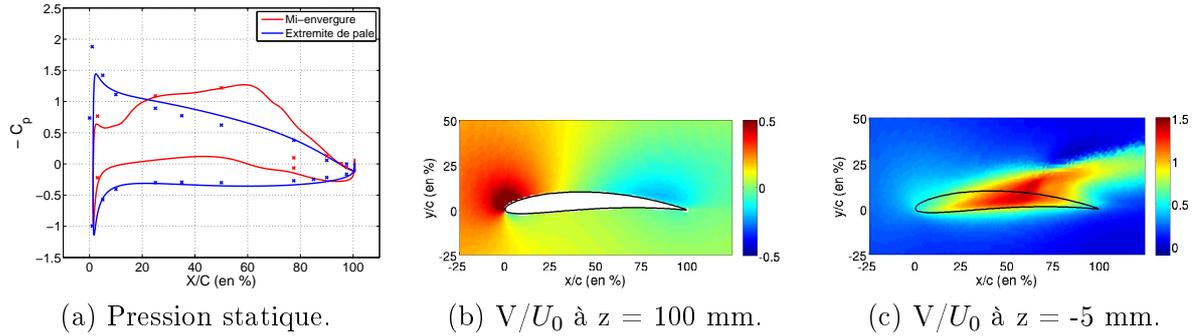


FIG. 6.8: Résultats issus du calcul de Boudet et Caro.

	C_x	C_z
$z = 100$ mm	0.126	0.958
$z = 1.5$ mm	0.058	0.979

TAB. 6.1: Coefficients aérodynamiques de la section du profil

On notera les deux asymptotes à basses et hautes fréquences prévues par le modèle (équ. 6.14), suivant respectivement des pentes en puissance -0.78 et -5 de la fréquence.

Calcul RANS en configuration de référence

Ainsi qu'il a été mentionné dans les chapitres précédents, Boudet et al [9] ont effectué une simulation numérique de la configuration de référence à l'aide d'un calcul RANS. Les détails du calcul peuvent être consultés dans [9]. Il est simplement rappelé que le maillage, représentant en tout 5 millions de points, est raffiné au niveau de la paroi du profil et dans le jeu, les mailles atteignant des tailles respectivement $y^+ < 8$ et $y^+ < 6$ (en unité de paroi), ce qui assure que la première maille se trouve dans la sous-couche visqueuse.

Afin de simplifier le maillage, le profil est supposé placé dans un écoulement incident uniforme, ce qui a imposé de modifier l'incidence afin de prendre en compte l'effet de déviation du jet par le profil lors des mesures. Des simulations numériques bidimensionnelles (à mi-envergure) ont montré que la répartition du coefficient de pression à mi-envergure était retrouvée lorsque l'incidence était ramenée à 7° .

Une comparaison des coefficients de pression à mi-envergure et en extrémité de profil est donnée en figure 6.8(a) : elle est en parfait accord avec les mesures. Les coefficients de portance et de traînée sont résumés dans le tableau 6.1.

D'autres comparaisons ont pu être réalisées à partir des champs aérodynamiques obtenus notamment par PIV. Les deux exemples de simulation représentés sur la figure 6.8 sont en parfait accord avec les mesures des figures 3.2 et 3.6. Un examen plus approfondi révèle que le champ turbulent est sous-évalué par le calcul au niveau de l'interaction entre le tourbillon de jeu et l'écoulement incident, ce qui est sans incidence sur les travaux présentés ici.

Afin d'étudier leur comportement au voisinage du bord de fuite, vitesse locale et pression ont été extraites à différentes positions de la corde : $x/c = 90, 92.5, 95, 97.5, 98, 98.5$ et 99% . L'évaluation de l'épaisseur de couche limite constitue l'étape critique du calcul. En effet, le profil influant sur l'écoulement, il est difficile de définir sans ambiguïté une vitesse à la frontière supérieure de la couche limite pression en raison de l'accélération qui se produit le long d'un intrados. Trois méthodes ont donc été testées.

- Une méthode dite "à vue", où l'utilisateur définit lui-même l'épaisseur de couche limite en observant les profils de vitesse. Cette méthode donne de bons résultats, mais n'est pas automatisable et donc d'un intérêt limité. Elle n'a donc été retenue que pour évaluer les deux suivantes.
- La seconde méthode se base sur l'observation de la pression totale qui, intégrant le module de la vitesse au carré, permet de s'affranchir du problème de déviation de l'écoulement par le profil. Cependant, il reste difficile d'établir un critère quantitatif fiable : selon que l'on estime l'épaisseur de couche limite comme la distance à la paroi à laquelle cette quantité atteint $95, 97$ ou 99% de son maximum, les épaisseurs varient énormément. Cette méthode a donc été écartée.
- La dernière méthode utilise la composante de vorticit   selon l'envergure comme mesure de la couche limite. Elle garde l'avantage de la précédente (pas d'influence de déviation de l'écoulement) et mène à un critère sélectif plus permissif. Le maximum de la vorticit   se trouvant à la paroi, l'épaisseur de couche limite est définie comme la distance de la paroi à laquelle elle devient inférieure à 0.5 pour mille de son maximum.

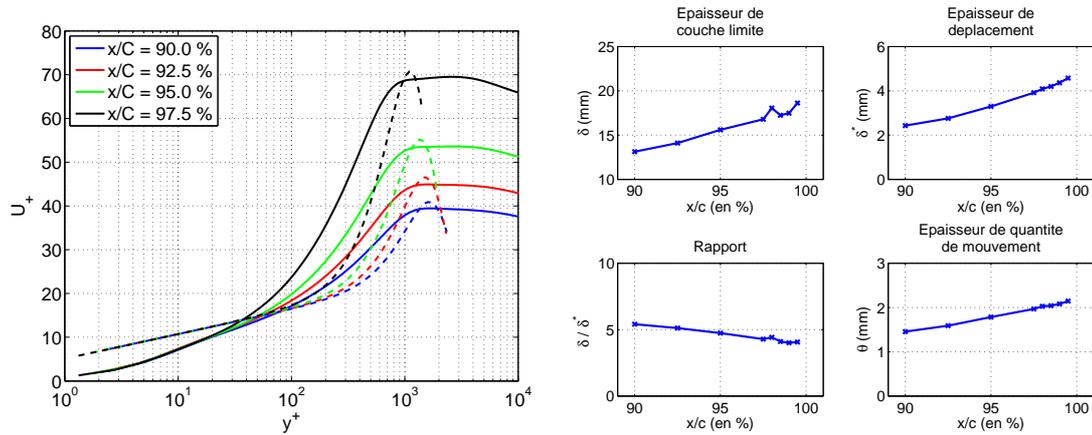
Les paramètres aérodynamiques sont ensuite calculés en se basant sur la composante de vitesse parallèle à la paroi et sur le gradient de pression longitudinal. Leur évolution est présentée en figure 6.9(a). Afin d'apprécier la validité des calculs, la composante de vitesse étudiée est comparée avec les modèles de sous-couche visqueuse et les lois de paroi et de sillage de Coles ([18]). Là encore, un excellent accord est constaté, mettant en évidence l'influence du nombre de Reynolds Re : pour des écoulements à haut Re , la zone logarithmique correspondant à la loi de paroi n'est quasiment pas observée.

Le rapport épaisseur entre l'épaisseur de couche limite et l'épaisseur de déplacement est également représenté. Il atteste de la différence topologique entre l'écoulement lié au présent calcul et celui d'une plaque plane, pour lequel ce rapport est constant et vaut 8 . Ici, une décroissance régulière est constatée.

Spectres en paroi et en champ lointain

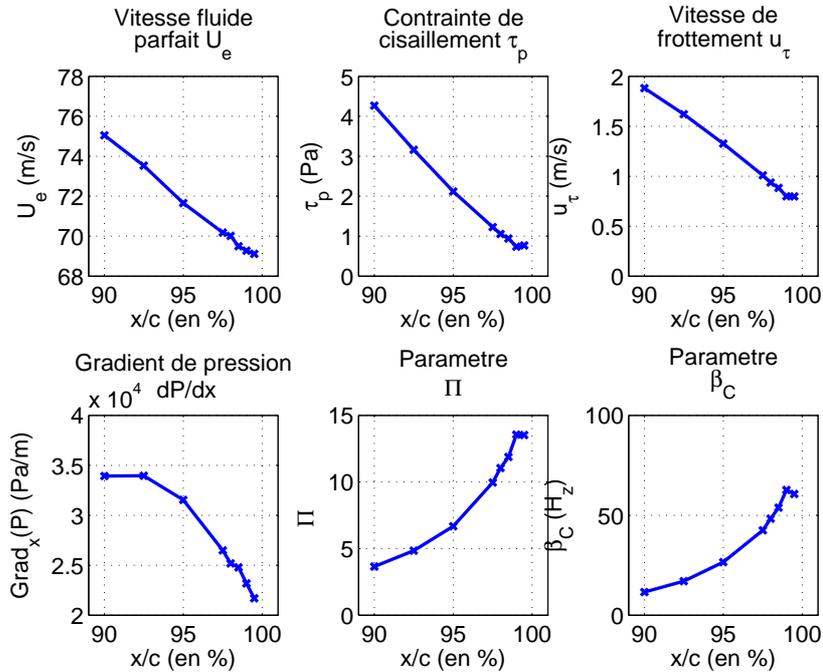
Les DSP de pression pariétale prédites par le modèle de Rozenberg sont représentées sur la figure 6.10(a), et comparées à celles obtenues par la mesure à 97.5% de la corde. Deux conclusions peuvent être tirées de cette brève étude.

- Les niveaux de fluctuation à basses fréquences sont sur-évalués par le modèle. Une différence de 6 à 9 dB est ainsi observée entre 0.8 et 3 kHz. La qualité des paramètres



(a) Vitesse tangentielle à la paroi extraite selon des profils de mesures orthogonaux à la paroi et situés à diverses positions selon la corde. Comparaison avec la loi de Coles.

(b) Epaisseur de couche limite, de déplacement et de quantité de mouvement.



(c) Autres paramètres.

FIG. 6.9: Paramètres aérodynamiques extraits du calcul de Boudet et Caro.

aérodynamiques extraits ayant été attestée, il semble donc que le jeu de constantes déterminé par Rozenberg sur des profils différents ne soit pas adapté au fort gradient rencontré dans la présente configuration. Toutefois, le manque de temps a interdit toute étude systématique sur ce sujet. Le modèle proposé par Rozenberg a donc été adopté en l'état, étant entendu qu'il conviendrait par la suite d'en ajuster les paramètres en observant une base de données plus étendue.

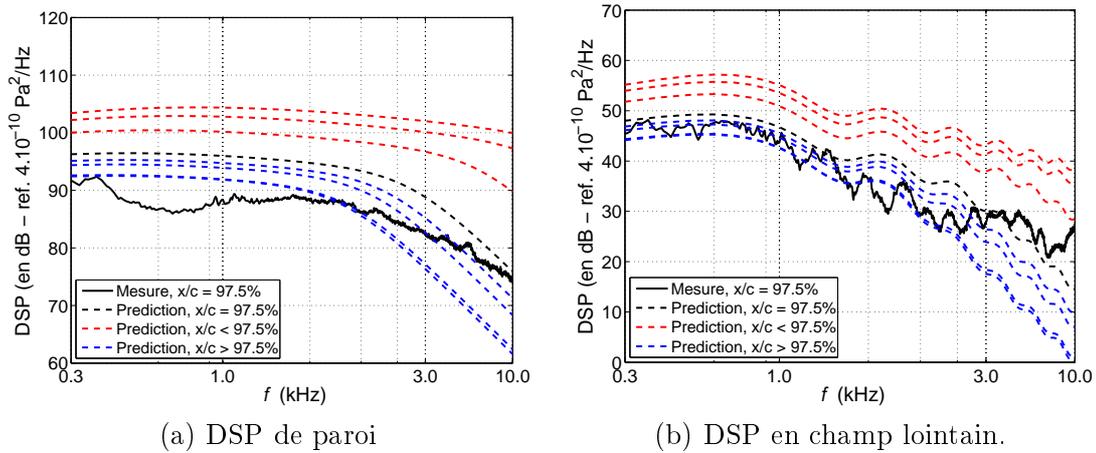


FIG. 6.10: Evolution des prédictions en paroi (haut) et en champ lointain (bas) en fonction de la position à laquelle sont extraits les paramètres aérodynamiques (en pointillés). Comparaison avec les mesures (en trait plein).

- La décroissance à hautes fréquences (pente en puissance -5 de la fréquence) observée habituellement sur plaque plane et dans les travaux de Rozenberg ne l'est pas dans notre configuration.

Les résultats en champ lointain, quant à eux, sont particulièrement bons (cf. figure 6.10(b)), y compris à basses fréquences. Il est toutefois nécessaire de rappeler que la qualité des résultats à basses fréquences est trompeuse : celle-ci est due à la sur-évaluation de la DSP des fluctuations de pression pariétale d'une part, et de celle des cohérences transverses liée au modèle de Corcos de l'autre.

Il convient donc de s'intéresser uniquement au domaine des moyennes fréquences (i.e. 1 à 5 kHz), qui montre également un accord satisfaisant. Les niveaux de fluctuation de la pression acoustiques sont certes quelque peu sur-évalués (de l'ordre de 3 à 5 dB), mais ils attestent de la qualité générale de la procédure suivie.

6.2 Adaptation du modèle d'Amiet au bruit de jeu

Dans le cadre de l'étude expérimentale exposée au cours des chapitres précédents, il a été démontré que deux sources acoustiques étaient liées à l'écoulement de jeu. La première, contribuant au rayonnement acoustique à moyennes fréquences, est liée à la convection de structures le long de l'arête extrados. Ce phénomène étant similaire à celui du bruit de bord de fuite, une tentative de modélisation suivant l'approche d'Amiet a été réalisée au cours des présents travaux. Les hypothèses sous-jacentes sont présentées dans ce qui suit, ainsi que la démarche analytique et les résultats obtenus.

6.2.1 Approximation de faible jeu

Les hypothèses retenues dans le modèle peuvent être classées en deux catégories :

Hypothèses aérodynamiques Les fluctuations induites par les structures turbulentes convectées en extrémité du profil au voisinage de l'arête extrados agissent sur le coin de l'extrados situé à l'extrémité du profil près du bord de fuite. Elles sont considérées au même titre que celles qui contribuent au bruit de bord de fuite à ceci près qu'elles sont localisées.

Hypothèses acoustiques Le bruit émis peut être déterminé par la fonction de Green associée à la configuration géométrique. Celle-ci implique non seulement la surface de la pale mais aussi la surface du carter et le jeu qui les sépare.

L'épaisseur de la pale, bien qu'élevée dans notre configuration, reste cependant faible au regard de la corde ($e/c = 5\%$ au maximum). La pale peut donc être assimilée à une plaque plane rigide et sans épaisseur.

De même, la taille du jeu est faible au regard de cette épaisseur ($h/e = 0.5$), et très faible par rapport à la corde et aux longueurs d'ondes considérées. On peut considérer que le jeu n'intervient pas de façon notable dans le processus de rayonnement acoustique, ce qui revient à considérer la paroi de carter comme un réflecteur parfait jouxtant l'extrémité de la pale.

Le problème se réduit donc à un problème de bruit de bord de fuite posé pour l'ensemble constitué par la pale et son image par la paroi de carter, problème dans lequel l'écoulement incident est symétrique par rapport au carter, de même que le rayonnement qui en résulte.

Toutefois, les fluctuations de l'écoulement ne sauraient être considérées comme statistiquement homogènes le long de l'envergure, à l'instar d'un problème de bruit de bord de fuite classique. Une dernière hypothèse est donc posée quant à la nature des rafales de pression incidentes : elles sont supposées symétriques par rapport à la paroi de carter, et d'amplitude exponentiellement décroissante le long de l'envergure.

L'ensemble de ces hypothèses de travail est désigné par le nom d'approximation de faible jeu.

Il est à noter que l'approximation de faible jeu permettrait d'étendre le présent modèle à d'autres types de configurations d'écoulements sans jeu, dont les problèmes de jonction pale/moyeu ou aile/fuselage, ce qui lui confère à un intérêt supplémentaire.

6.2.2 Développement du modèle

Le repère utilisé dans le cadre du présent modèle est identique au repère précédent, le plan de symétrie constitué par la paroi de carter définissant le plan (O, y_1, y_3) . La pale (ou le profil

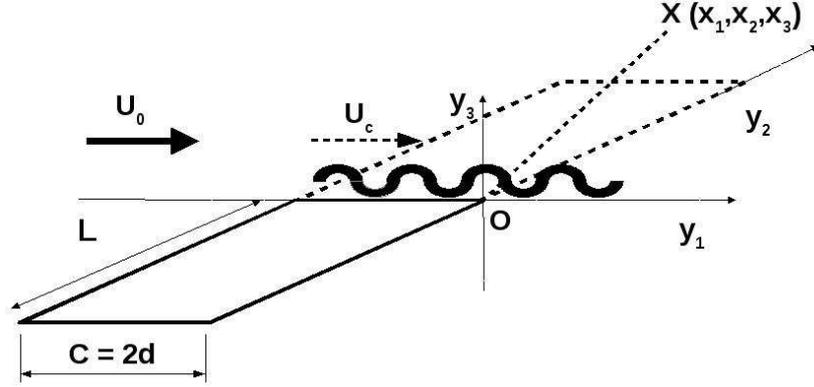


FIG. 6.11: Repère utilisé dans le modèle d'Amiet adapté.

dans la configuration expérimentale) est située dans le plan $y_2 < 0$, et son image dans le plan $y_2 > 0$. Une représentation en est donnée en figure 6.11.

Rafale incidente et réponse de la pale

Selon l'hypothèse formulée précédemment, l'amplitude des rafales de pression diminue à mesure que l'on s'éloigne du jeu. Ceci est formalisé en écrivant la rafale incidente sous la forme :

$$p(y_1, y_2, y_3, t) = p(y_1, y_2, 0, t) = P_0 e^{i\omega t} e^{-iK_1 y_1} e^{\kappa y_2} \quad (6.16)$$

où $\kappa = \alpha_r - iK_2$ est complexe. Le plan de symétrie $y_2 = 0$ imposant l'annulation de la dérivée selon y_2 en $y_2 = 0$, une rafale symétrique $P_0 e^{i\omega t} e^{-iK_1 y_1} e^{-\kappa y_2}$ est ajoutée dans le plan $y_2 > 0$, ce qui permet de prendre en compte la pale image dans les calculs.

α_r est le coefficient d'amortissement de la rafale selon l'envergure, et doit donc être choisi positif, tandis que K_2 est le nombre d'onde qu'aurait la rafale en l'absence d'amortissement.

De même qu'au paragraphe 6.1, l'hypothèse de turbulence gelée est invoquée et impose le nombre d'onde longitudinal adimensionnel $\overline{K}_1 = \omega b / U_c$. La rafale de pression incidente peut donc s'écrire, en reprenant les adimensionnements précédents :

$$p(\overline{y}_1, \overline{y}_2, \overline{y}_3) = P_0 e^{-i\overline{K}_1 \overline{y}_1} e^{(\alpha - i\overline{K}_2) \overline{y}_2} \quad (6.17)$$

Son passage au bord de fuite donne lieu à une perturbation P_1 additionnelle du fait de la condition de Kutta, perturbation qui s'ajuste au nombre d'onde K . Ainsi, en effectuant le changement de variables :

$$P(\overline{y}_1, \overline{y}_2, \overline{y}_3) = p(\overline{y}_1, \overline{y}_3) e^{ikM_0 \frac{\overline{y}_1}{\beta_0^2}} e^{i\kappa \overline{y}_2}$$

et en reprenant les notations de la section précédente, l'équation des ondes convectées statuant

sur le champ total peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial \bar{y}_1^2} + \frac{\partial \Delta P}{\partial \bar{y}_3^2} + \Gamma^2 = 0 \quad (6.18)$$

où $\Gamma^2 = \left[\mu^2 + \frac{\kappa^2}{\beta_0^2} \right]$. De même que dans le modèle original d'Amiet, la diffraction secondaire au bord d'attaque est ignorée, la pale étant considérée comme le demi plan $y_1 < 0$.

La condition de Kutta est supposée s'appliquer dans le sillage. Ceci impose d'ajouter un terme correctif P_1 tel que $P_1 + P = 0$ pour $y_1 > 0$. La pression ΔP recherchée est donc solution de l'équation 6.18 et des conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P}{P_0}(\bar{y}_1, 0) &= -e^{ikM_0\bar{y}_1/\beta_0^2} e^{-\kappa|\bar{y}_2|} \frac{P}{P_0} = -e^{-i(\bar{K}_1 + M_0\mu)\bar{y}_1} && \text{pour } \bar{y}_1 > 0 \\ \frac{\partial \Delta P}{\partial \bar{y}_3}(\bar{y}_1, 0) &= 0 && \text{pour } \bar{y}_1 < 0 \end{aligned}$$

La solution est donnée dans le plan $\bar{y}_3 = 0$ pour $\bar{y}_1 < 0$ par le théorème de Schwarzschild qui constitue également la base du modèle d'Amiet. Elle vaut :

$$\frac{\Delta P}{P_0}(\bar{y}_1, 0) = -\frac{e^{i\Gamma\bar{y}_1}}{\pi} \int_0^\infty \sqrt{\frac{-\bar{y}_1}{\xi}} \frac{e^{-i[\Gamma + \bar{K}_1 + M_0\mu]\xi}}{\xi - \bar{y}_1} d\xi \quad (6.19)$$

Soit encore (selon Gradshteyn & Ryzhik [32]) :

$$\Delta P(\bar{y}_1, 0) = -P_0 e^{-i\bar{K}_1\bar{y}_1} e^{\kappa\bar{y}_2} \left[1 - \Phi_0 \left([-i(\Gamma + \bar{K}_1 + \mu M_0)\bar{y}_1]^{\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (6.20)$$

où Φ_0 désigne la fonction erreur à argument complexe, définie par :

$$\Phi_0(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \frac{e^{-z^2}}{z} dz$$

Cette expression étant valide pour $\bar{y}_1 < 0$, une solution valide dans tout l'espace est obtenue en écrivant le terme relatif à l'envergure sous la forme $e^{-\kappa|\bar{y}_2|}$.

Le terme en Γ soulève une indétermination, le calcul ne donnant que la valeur de son carré. En développant $\kappa^2 = (\alpha^2 - K_2^2) - 2i\alpha K_2$, on obtient l'expression suivante :

$$\Gamma^2 = \mu^2 + \frac{\alpha^2 - K_2^2}{\beta^2} - 2i\frac{\alpha K_2}{\beta^2}$$

la racine de Γ est choisie de manière à satisfaire la condition de décroissance du champ à l'infini amont. Cela revient à choisir la racine dont la partie imaginaire est négative.

Rayonnement d'une rafale unitaire en champ lointain

La formule générale donnant le rayonnement d'un dipôle dans un écoulement uniforme fournit l'expression de la pression acoustique engendrée par une rafale unitaire au point d'écoute (x_1, x_2, x_3) , sous la forme :

$$p_{raf}(x_1, x_2, x_3, \omega) = \frac{ik y_3}{2\pi S_0^2} b^2 \int_{-2}^0 \int_{-2L/c}^{2L/c} e^{-i\bar{K}_1 \bar{y}_1} e^{-\kappa |\bar{y}_2|} \left[1 - \Phi_0 \left([-i(\Gamma + \bar{K}_1 + \mu M_0) \bar{y}_1]^{\frac{1}{2}} \right) \right] \times e^{-i \frac{k}{\beta_0^2} [S_0 - \frac{b(x_1 \bar{y}_1 + \beta_0^2 x_2 \bar{y}_2)}{S_0} - M_0(x_1 - b \bar{y}_1)]} d\bar{y}_2 d\bar{y}_1 \quad (6.21)$$

Les variables \bar{y}_1 et \bar{y}_2 étant indépendantes, les calculs peuvent se faire séparément. On note alors $I_{\bar{y}_1}$ et $\Sigma_{\bar{y}_2}$ les intégrales selon y_1 et y_2 :

$$p_{raf}(x_1, x_2, x_3, \omega) = \frac{ik y_3}{2\pi S_0^2} b I_{\bar{y}_1} \Sigma_{\bar{y}_2}$$

Le calcul de $\Sigma_{\bar{y}_2}$ est effectué comme suit en séparant les contributions de la pale physique et de son image :

$$\begin{aligned} \Sigma_{\bar{y}_2} &= b \int_{-2L/c}^{2L/c} e^{\kappa |\bar{y}_2|} e^{i\bar{k}(\frac{x_2}{S_0})\bar{y}_2} d\bar{y}_2 \\ &= b \int_{-2L/c}^0 e^{\kappa \bar{y}_2} e^{i\bar{k}(\frac{x_2}{S_0})\bar{y}_2} d\bar{y}_2 + b \int_0^{2L/c} e^{-\kappa \bar{y}_2} e^{i\bar{k}(\frac{x_2}{S_0})\bar{y}_2} d\bar{y}_2 \\ &= \frac{1 - e^{-i(\frac{\bar{k}x_2}{S_0} - i\kappa)\frac{2L}{c}}}{i(\frac{\bar{k}x_2}{S_0} - i\kappa)} + \frac{e^{i(\frac{\bar{k}x_2}{S_0} + i\kappa)\frac{2L}{c}} - 1}{i(\frac{\bar{k}x_2}{S_0} + i\kappa)} \end{aligned}$$

Finalement, en regroupant les termes et en introduisant les variables complexes $\zeta = -(i\kappa + \frac{\bar{k}x_2}{S_0}) = K_2 - \frac{\bar{k}x_2}{S_0} + i\alpha$ et $\xi = i\kappa - \frac{\bar{k}x_2}{S_0} = K_2 + \frac{\bar{k}x_2}{S_0} + i\alpha$, on obtient :

$$\Sigma_{\bar{y}_2} = L \left[e^{i\zeta \frac{L}{c}} \text{sinc} \left(\zeta \frac{L}{c} \right) + e^{i\xi \frac{L}{c}} \text{sinc} \left(\xi \frac{L}{c} \right) \right] \quad (6.22)$$

où sinc désigne la fonction $\sin(x)/x$. Cette expression est valable pour tout point de l'espace. Dans le plan de symétrie ($\bar{y}_2=0$), elle se réduit à :

$$|\Sigma_{\bar{y}_2}|^2 = \frac{2c^2}{K_2^2 + \alpha^2} \left(\text{ch} \left(\frac{\alpha L}{b} \right) - \cos \left(\frac{K_2 L}{b} \right) \right) \quad (6.23)$$

Le produit $\frac{x_3}{S_0} \Sigma_{\bar{y}_2}$ détermine la directivité indépendamment de l'intégration selon la corde. Des exemples sont donnés en figure 6.12, pour lesquels l'amplitude normalisée (i.e. divisée par

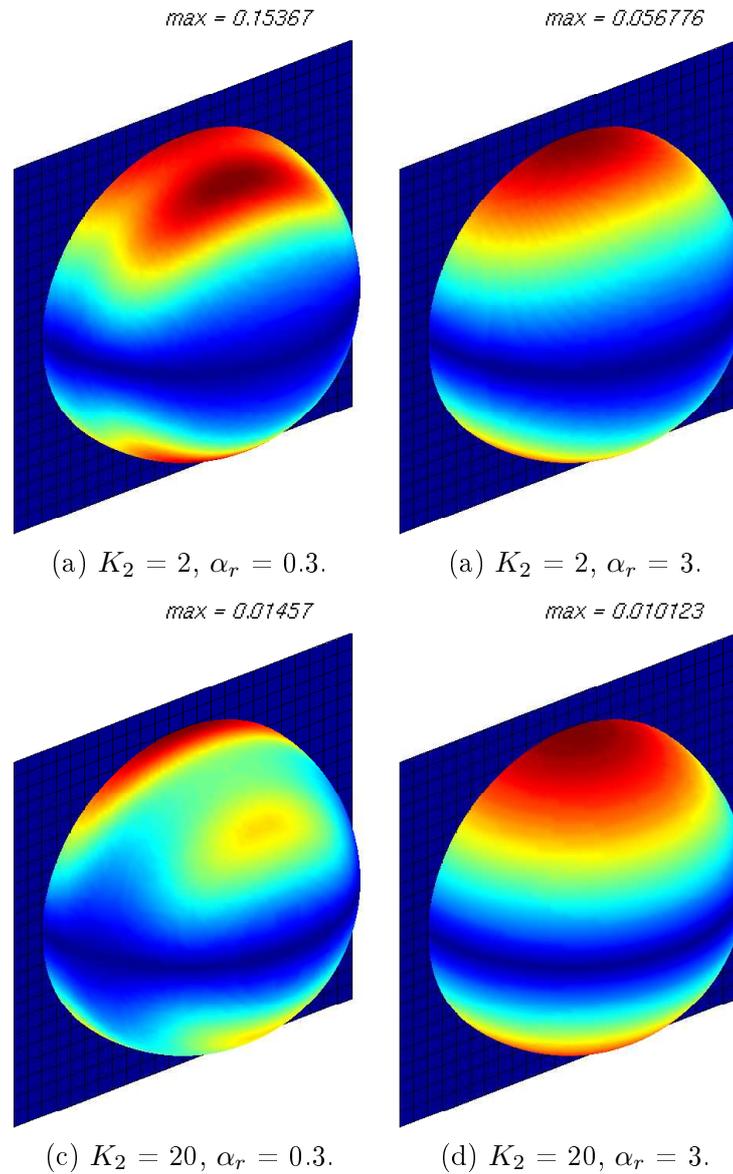


FIG. 6.12: Facteur de directivité $(x_3/S_0)\Sigma_{\bar{y}_2}$. Cas de faible (gauche) et fort (droite) amortissement à faible (haut) et fort (bas) nombre d'onde K_2 .

son maximum) est donnée en fonction de la position d'écoute.

Lorsque l'amortissement est faible, la pression acoustique engendrée par une rafale de nombre d'onde K_2 rayonne préférentiellement dans le plan perpendiculaire à la corde, selon deux directions privilégiées. La première est parallèle au plan de symétrie et semble constituer la principale direction de propagation. Elle s'explique par la réflexion traduite par la source image. La seconde fait un angle avec le plan de symétrie d'autant plus grand que le nombre d'onde selon l'envergure est élevé. Cette focalisation est similaire à celui observée à propos du bruit de bord de fuite classique ([70]). A mesure que K_2 croît, l'amplitude relative liée à cette direction de propagation diminue.

Lorsque l'amortissement est important, seule la direction parallèle au plan de symétrie subsiste. On constate par ailleurs que l'amplitude du facteur de directivité dans le plan perpendiculaire à la corde diminue plus rapidement dans le cas des faibles K_2 .

L'intégrale selon la corde se traite en posant $B = K_1 + \mu M_0 + \Gamma$ et $C = K_1 + \mu(M_0 - x_1/S_0)$. Elle s'écrit alors sous la forme :

$$I_1 = e^{-ik \frac{(S_0 - M_0 x_1)}{\beta_0^2}} \int_{-2}^0 e^{-iC \bar{y}_1} \left[1 - \Phi_0 \left([-iB \bar{y}_1]^{\frac{1}{2}} \right) \right] d\bar{y}_1 \quad (6.24)$$

et se calcule par parties. On obtient finalement :

$$I_1 = e^{-ik \frac{(S_0 - M_0 x_1)}{\beta_0^2}} \frac{e^{2iC}}{iC} \left[1 - \Phi_0 \left([2iB]^{\frac{1}{2}} \right) + e^{-2iC} \sqrt{\frac{B}{B-C}} \Phi_0 \left([2i(B-C)]^{\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (6.25)$$

On remarquera que cette intégrale est liée au nombre d'onde selon l'envergure par l'intermédiaire du terme Γ .

DSP de la pression en champ lointain

En réutilisant la formule du rayonnement d'un dipôle placé dans un écoulement uniforme, et reconduisant l'analyse statistique des fluctuations de pression pariétale propre aux modèles classiques de bruit de bord de fuite (cf. paragraphe 6.1.2), la DSP de la pression acoustique rayonnée au point d'écoute $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ en champ lointain s'écrit sous la forme :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left(\frac{\bar{k} x_3 L}{2\pi S_0^2} \right)^2 \frac{1}{b} \int_{-\infty}^{\infty} \Pi_0 \left(\frac{\omega}{U_c}, K_2 \right) |I_1(K_2)|^2 |\Sigma_{\bar{y}_2}|^2 dK_2 \quad (6.26)$$

L'amortissement des rafales de pression selon l'envergure introduit ici une inhomogénéité statistique qui rend délicate la modélisation de la fonction Π_0 . Toutefois, l'hypothèse sur l'indépendance des variables selon les directions \bar{y}_1 et \bar{y}_2 est conservée, ce qui permet de continuer à relier Π_0 à la densité spectrale de puissance des fluctuations de pression pariétale à leur cohérence selon l'envergure (éq. 6.10).

Une hypothèse supplémentaire est alors formulée, selon laquelle la champ est quasi-homogène dans la région où les écoulements à l'origine des fluctuations de pression pariétale se manifestent. Le calcul de la longueur de cohérence s'effectue donc en prenant en compte l'amortissement relatif des rafales entre deux points distants selon l'envergure de η , ce qui est réalisé ici en introduisant un terme en $e^{-\alpha\eta/b}$ dans l'expression de l_y :

$$l_y(K_2, \alpha, \omega) = \int_0^{\infty} \gamma(\omega, \eta) \cos(K_2 \eta / b) e^{-\alpha\eta/b} d\eta \quad (6.27)$$

A ce stade de l'exposé, il est nécessaire de rappeler que le modèle présenté ici ne constitue qu'une première tentative de réponse au problème de la prédiction du bruit de bord de fuite,

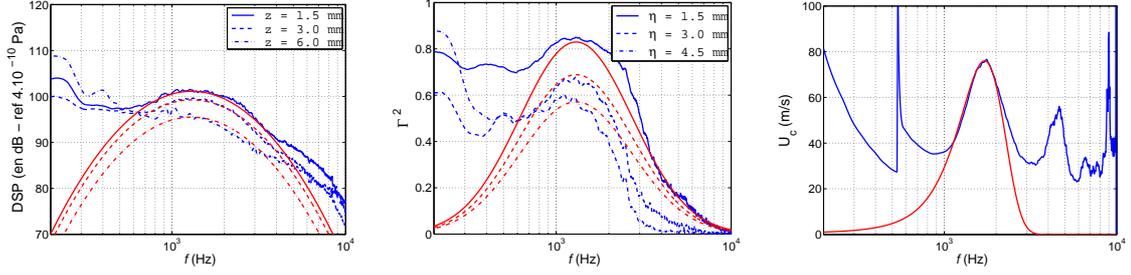


FIG. 6.13: Modélisation des données expérimentales en configuration de référence. DSP des fluctuations de pression pariétale (gauche), cohérences selon l'envergure (centre) et vitesse de convection longitudinale (droite).

et que les questions soulevées par les diverses approximations et hypothèses devront être discutées à l'avenir.

6.2.3 Calculs et résultats

Extraction des données d'entrée

De même que dans le cas du bruit de bord de fuite classique, l'approche d'Amiet permet de prédire la pression en champ lointain moyennant un nombre limité de données d'entrée. Dans le cadre du présent modèle, celles-ci sont obtenues expérimentalement suivant une méthodologie très similaire à ce qui a été présenté au paragraphe 6.1.3. Toutefois, le domaine fréquentiel concerné par la source à basses fréquences étant limité, de petits modèles semi-analytiques ont été développés et calés sur les données expérimentales afin d'assurer l'extraction de l'information utile. Une enveloppe logarithmique définie sur l'échelle de fréquences a été utilisée pour les DSP et cohérences transversales. Des illustrations des différents modèles sont données dans le cadre de la configuration de référence en figure 6.13.

Ainsi, la densité spectrale de puissance des fluctuations de pression pariétale et le coefficient d'amortissement α sont obtenus à partir des mesures aux prises 27, 28 et 29. La bosse de fréquence utile est extraite et α_r est calculé de manière à reproduire la décroissance de niveau en fonction de la distance η entre la prise de mesure et l'arête extrados du jeu. L'expression choisie s'écrit :

$$S_{pp}(\omega, \eta) = P_0^2 10^{-a_{DSP} \log(\omega/\omega_{DSP})^2 + L_0 - \eta/L_{DSP}} \quad (6.28)$$

où a_{DSP} , ω_{DSP} , L_0 et L_{DSP} sont des constantes obtenues par régression et $P_0 = 2.10^{-5}$ Pa. Le coefficient d'amortissement est donc lié à L_{DSP} à travers la relation : $\alpha_r = \ln(10)/(2L_{DSP})$.

De même, les cohérences expérimentales selon l'envergure sont modélisées à l'aide d'une enveloppe logarithmique. Le modèle de cohérence transversale utilisé s'écrit sous la forme :

$$\gamma^2(f, \eta) = 10^{-2a_{coh} \cdot \log(\omega/\omega_{coh})^2 - 2\eta/L_{coh}} \quad (6.29)$$

Configuration expérimentale	$\alpha = 15^\circ$, $U_0 = 70$ m/s	$\alpha = 15^\circ$, $U_0 = 40$ m/s	$\alpha = 15^\circ$, $U_0 = 90$ m/s	$\alpha = 18^\circ$, $U_0 = 70$ m/s
a_{DSP}	4.7	8	4.9	5.8
ω_{DSP}	8170	5530	10680	8480
L_0	10.3	9.6	10.6	10.5
L_{DSP}	8.10^{-3}	8.10^{-3}	$7.5.10^{-3}$	7.10^{-3}
a_{coh}	1.05	1.3	1.05	1.05
ω_{coh}	8170	4775	10680	8170
L_{coh}	37.10^{-3}	39.10^{-3}	35.10^{-3}	36.10^{-3}
U_c^{max}	76	34	100	84.6
a_c	9.1	9.1	9.1	12.2
ω_c	10580	6040	13600	9920
α	144	144	154	165

TAB. 6.2: Paramètres des modèles semi-analytiques.

La longueur de cohérence peut donc être calculée analytiquement à partir de l'équation 6.27 :

$$l_y(K_2, \alpha, \omega) = \frac{L_{coh}}{\ln(10)} \frac{1 + \frac{\alpha L_{coh}}{\ln(20)b}}{\left(1 + \frac{\alpha L_{coh}}{\ln(20)b}\right)^2 + \left(\frac{K_2 L_{coh}}{\ln(10)b}\right)} 10^{-a_{coh} \log\left(\frac{\omega}{\omega_{coh}}\right)^2} \quad (6.30)$$

Enfin, la vitesse de convection longitudinale, calculée d'après les phases des interspectres obtenus à partir des prises 25 et 29, est modélisée à l'aide d'une enveloppe gaussienne :

$$U_c(\omega) = U_c^{max} e^{-a_c(\omega - \omega_c)^2} \quad (6.31)$$

Les différents paramètres relatifs à la modélisation des données expérimentales sont reportés dans le tableau 6.2. Ce dernier couvre les quatre configurations expérimentales présentées ci-après. Ainsi qu'il a été démontré au cours du chapitre 4, l'écoulement est considérablement modifié lorsque l'incidence et la taille du jeu varient. Les configurations retenues pour comparaison avec le présent modèle sont donc celles présentant un écoulement similaire à celui observé en configuration de référence.

Ces paramètres ne sont donnés qu'à titre indicatif, leur précision dépendant très fortement de l'appréciation de l'utilisateur. Ainsi, il est difficile de conclure quantitativement quant à l'évolution du coefficient d'amortissement α_r en fonction des différents paramètres expérimentaux. Toutefois, il semble que ce dernier augmente lorsque l'écoulement secondaire est très important, comme le montre les cas de forte vitesse incidence ($U_0 = 90$ m/s) et forte incidence (cas à 18°).

On remarquera enfin l'ordre de grandeur de α_r , relativement élevé. Ceci pourrait remettre en cause l'hypothèse relative à l'homogénéité statistique locale des fluctuations de pression

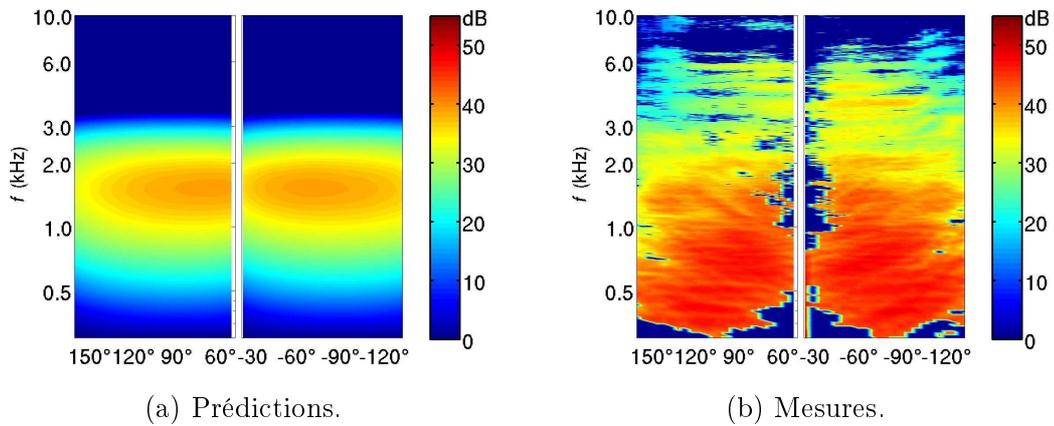


FIG. 6.14: Carte de directivité de la pression acoustique générée par la source à basses fréquences, en configuration de référence. Prédiction (a) et mesures (b).

selon l'envergure, les rafales étant très concentrées dans la région de l'arête extrados. Lors de la phase de test du modèle, des comparaisons ont été menées en utilisant la définition classique de la longueur de cohérence et celle proposée ici. Il a été constaté que la longueur de cohérence classique entraînait une surestimation des fluctuations de pression acoustique avoisinant 3 dB, ce qui a justifié *a posteriori* la présente hypothèse.

Configuration de référence

Les prédictions en champ lointain réalisées dans le plan de mi-envergure sont présentées sur la figure 6.14 sous forme de carte de directivité. Les mesures ayant été réalisées dans le même plan, les cartes de directivités prédites sont comparées aux cartes expérimentales obtenues après soustraction du bruit de fond (la consigne étant portée à 3 dB).

De manière générale, un accord satisfaisant est constaté entre les prédictions et les mesures. Toutefois, il semble que le modèle rayonne préférentiellement vers l'aval, les maxima de directivité étant observés pour un angle d'écoute de l'ordre de 70° . Ceci est en contradiction partielle avec les mesures, qui ont montré un rayonnement vers l'amont (cf. paragraphe 3.3).

Afin de mettre en évidence le bruit lié à l'écoulement de jeu, et ainsi affiner la comparaison, un spectre est extrait à l'extrados, à trois angles d'écoute $\Theta = 130^\circ$, 90° et 60° (cet angle étant défini par rapport à la corde). Les domaines de fréquences où les niveaux expérimentaux sont supérieurs à ceux mesurés en configuration sans jeu sont représentés sur la figure 6.15(d) à (f) par des symboles bleus et rouges, représentant respectivement des différences à 0 et 3 dB.

La figure montre que les prédictions sont tout à fait pertinentes en terme de niveau, quel que soit la position de l'observateur. Elle permet également d'apprécier les contributions relatives du bruit de bord de fuite classique et du bruit lié à l'écoulement de jeu : dans tout le domaine de fréquence considéré (ie. entre 0.8 et 2.5 kHz), les différences entre les mesures

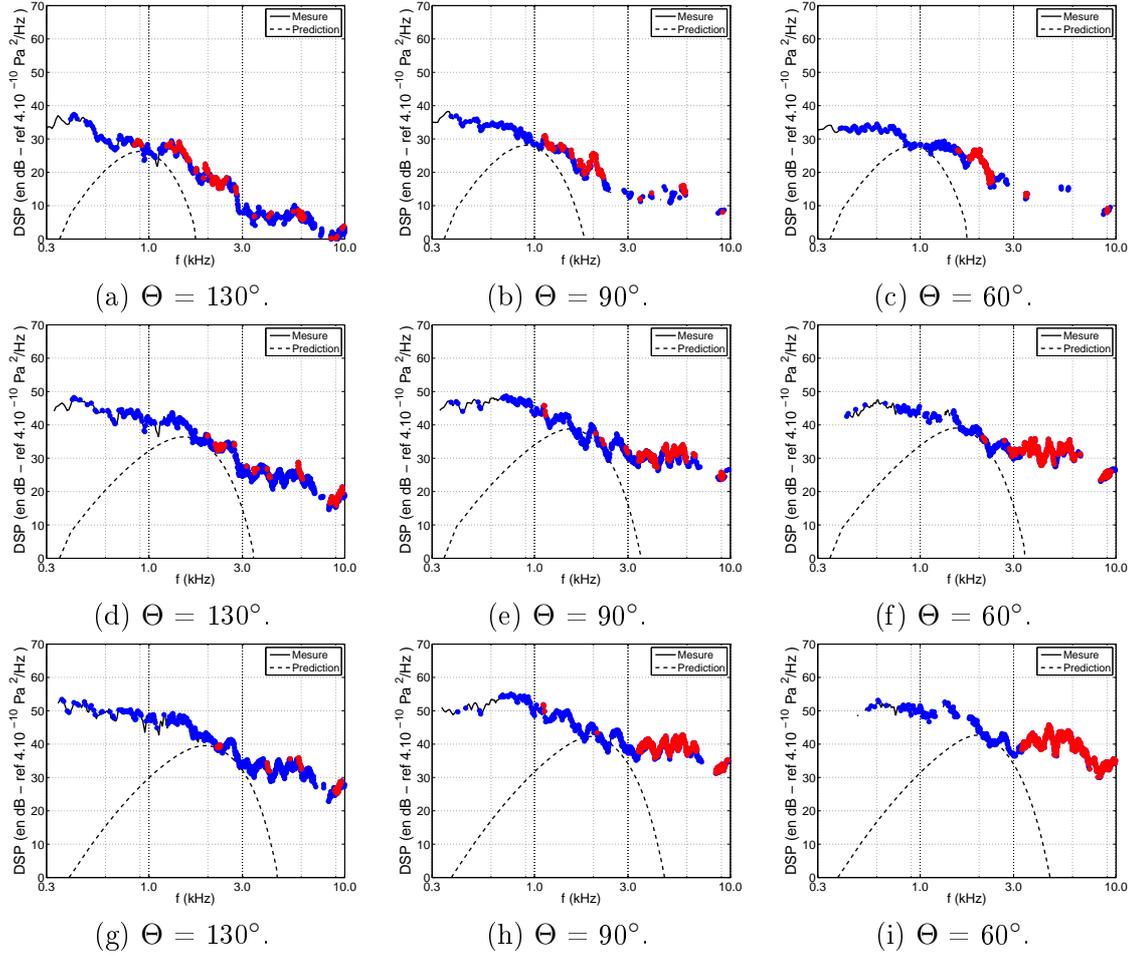


FIG. 6.15: DSP de fluctuations de pression acoustique dans le plan de mi-envergure. Etude de l'influence de U_0 : cas à 40 m/s (haut) 70 m/s (milieu) et 90 m/s (bas).

en configuration de référence et configuration de bruit de bord de fuite sont comprises entre 0 et 3 dB. Ces différences sont plus élevées pour des fréquences supérieures, ce qui justifie la poursuite des efforts de modélisation, dont certaines pistes sont présentées en annexe E.

Etude de l'influence de la vitesse

Des calculs prédictifs ont été réalisés pour des vitesses incidentes U_0 de 40 et 90 m/s, afin d'observer la sensibilité du modèle vis-à-vis de ce paramètre. De manière analogue au cas de référence, des spectres ont été prédits et comparés aux mesures pour les trois angles d'écoute $\Theta = 130^\circ$, 90° et 60° . Ces derniers sont présentés en sur la figure 6.15.

Ainsi qu'il a été montré aux paragraphes 4.1.2 et 4.1.3, la vitesse incidente détermine les fréquences des fluctuations de pression pariétale (effet de nombre de Strouhal) et le niveau des fluctuations de pression en champ lointain. Ces deux effets sont reproduits par le modèle, quel que soit l'angle d'écoute.

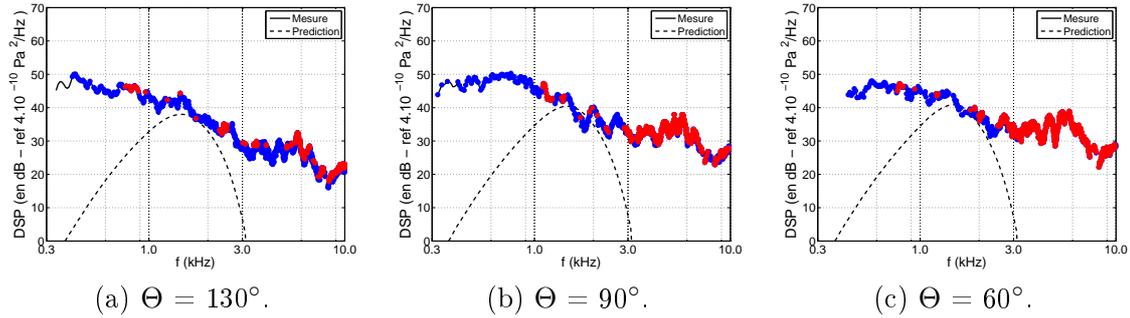


FIG. 6.16: DSP des fluctuations de pression acoustique dans le plan de mi-envergure. Incidence de 18° .

Cas de forte incidence : angle d'attaque de 18°

L'analogie d'écoulement entre la configuration à forte incidence et celle de référence autorise le même type de calcul prédictif, dont les résultats sont donnés en figure 6.16 pour les angles d'écoute 130° , 90° et 60° .

L'adéquation entre mesures et prédictions est également observée. Toutefois, il semble que les prédictions à 130° soient légèrement en deçà des mesures, montrant ainsi que la directivité du modèle doit être affinée. Une correction de bord d'attaque similaire à celle présentée dans la section précédente pourrait peut-être pallier cette insuffisance.

Le bruit de bord de fuite augmentant également avec l'incidence (cf. paragraphe 4.2.3), la compétition entre ce phénomène et celui lié à l'écoulement de jeu reste vive. Cependant, il semble que le bruit de jeu augmente plus efficacement, comme en témoignent l'élargissement des plages de fréquence pour lesquelles la différence de spectres est supérieure à 3 dB. Cela justifie le présent modèle d'une part, et la nécessité de l'améliorer d'autre part.

6.3 Conclusions

Les derniers développements liés à la prédiction de bruit de bord de fuite à l'aide du modèle d'Amiet ont été testés avec succès sur la présente configuration. Les corrections liées aux effets de bord d'attaque et la prise en compte de rafales obliques ont ainsi été incluses dans les prédictions basées sur les données expérimentales obtenues sur la pale. La comparaison avec les mesures est très satisfaisante, et ce dans presque toutes les configurations expérimentales étudiées.

Les données d'entrée du modèle sont en nombre limité. La vitesse de convection longitudinale a pu être évaluée à partir de la vitesse incidente, et la cohérence transverse a pu être prédite de manière satisfaisante à l'aide du modèle de Corcos, choisi pour sa simplicité. La densité spectrale de puissance des fluctuations de pression pariétale au voisinage du bord de fuite a été reconstruite à partir de paramètres aérodynamiques accessibles par simulations numériques. Il a été montré que le modèle utilisé, développé par Rozenberg, surévaluait ces

fluctuations dans la présente configuration, ce qui est dû au fort gradient de pression pariétale. Toutefois, les comparaisons avec le champ lointain restent satisfaisantes.

L'une des sources acoustiques identifiées au chapitre précédent étant liée à la convection de structures le long de l'arête extradados et leur diffraction au passage du bord de fuite, le modèle d'Amiet a été adapté afin de prendre en compte cette configuration. Les rafales turbulentes sont concentrées au voisinage du jeu, tandis que le rayonnement est calculé en prenant en compte l'image de la pale par la paroi de carter.

Des prédictions ont ainsi pu être réalisées à l'aide du même type de données expérimentales, auxquelles s'ajoute le coefficient d'atténuation des rafales incidentes selon l'envergure. Ce coefficient traduit la concentration des rafales dans la région du jeu. Les niveaux des fluctuations de pression acoustique en champ lointain sont correctement prédits, et ce pour les quatre configurations expérimentales étudiées.

Il semble toutefois que le modèle nécessite quelques améliorations, parmi lesquelles on peut citer des corrections analogues à celles proposées par Roger et Moreau [70]. Par ailleurs, il a été montré dans le chapitre 4 que l'incidence et le jeu modifient considérablement l'écoulement de jeu. Le présent modèle ne peut donc pas être systématiquement employé à des fins prédictives. Il est nécessaire de travailler à l'élaboration d'un critère permettant de déterminer si le modèle est applicable ou non. Enfin, une réflexion doit être engagée sur la modélisation des données d'entrée du modèle à l'aide des simulations numériques, de manière similaire aux prédictions de bruit de bord de fuite présentées au cours de ce chapitre.

Conclusions

Synthèse

L'expérience menée sur un profil isolé fixe a permis de retrouver les caractéristiques essentielles des écoulements de jeu décrites dans la littérature à l'exclusion de certains effets liés à la rotation.

En effet, l'obtention d'un important gradient de pression entre les faces du profil d'aile considéré a pu générer un puissant écoulement secondaire dirigé de l'intrados vers l'extrados. Les mesures ont également permis de caractériser le jet pariétal qui débouche de la zone de jeu et s'enroule sous l'action de l'écoulement principal pour former le tourbillon de jeu.

Une investigation approfondie incluant une étude paramétrique exhaustive, assortie de mesures en champ lointain et de techniques d'analyse inédites dans ce type d'écoulement ont en outre conduit aux observations suivantes pour des jeux compris entre 0 et 7.5% de corde, des nombres de Reynolds compris entre 2.5×10^5 et 1.2×10^6 et des angles d'attaque géométriques atteignant 18° .

Le tourbillon de jeu est alimenté par le fluide quittant le jeu le long de l'arête extrados ; il se détache en aval du point où la vitesse transverse est maximale. La zone où l'écoulement de jeu est le plus prononcé s'étend typiquement sur une demie corde autour du point où la vitesse transverse est maximale. La position de ce point se déplace vers l'amont si l'incidence augmente et vers l'aval si le jeu est accru.

Outre ce tourbillon, une autre zone de décollement située à l'entrée du jeu le long de l'arête intrados génère également des structures tourbillonnaires, que l'on retrouve ensuite dans toute la zone de jeu. Ces perturbations sont à l'origine d'un rayonnement acoustique à basses fréquences (autour de $St \approx 4$) de puissance proportionnelle à U_0^5 des deux côtés du profil, lorsqu'elles passent à proximité du bord de fuite du profil. Ce rayonnement n'apparaît que pour des jeux excédant 1.5% de la corde et augmente progressivement jusqu'à ce que le jeu atteigne 5% de corde. Un modèle de prédiction du champ lointain a été développé à partir des théories classiques de bruit de bord de fuite en les adaptant à des perturbations concentrées près de l'extrémité du profil. A l'issue des premiers calculs, un bon accord avec l'expérience, tant en niveau qu'en gamme de fréquences est observé. Ce résultat conforte l'interprétation physique proposée pour le mécanisme d'émission.

Enfin, des petites structures turbulentes se forment sur l'arête extradados dans la couche de cisaillement du jet de jeu et sont responsables d'un rayonnement en hautes fréquences (autour de $St \approx 15$) de puissance proportionnelle à U_0^7 du côté extradados.

D'autres composantes du bruit rayonné (notamment du côté intrados) n'ont pas pu être attribuées à des perturbations particulières mais leur intensité reste inférieure.

Le bruit de jeu est du même ordre que les autres sources présentes dans l'écoulement, ses principales composantes émergeant de quelques dB du bruit de fond, ce qui constitue un résultat important en soi.

L'analyse en ondelettes et tout particulièrement l'analyse conditionnelle de mesures PIV ou de mesures de pression, s'appuyant sur une sélection d'évènements identifiés sur un microphone de référence, a mis en lumière le lien entre des structures tourbillonnaires de l'écoulement de jeu et leur signature temporelle de pression en paroi. Cette approche semble donc constituer un pas vers la modélisation du champ de pression pariétale à partir du champ de vitesse. L'analyse en ondelettes a aussi confirmé le lien entre le champ de pression pariétale du jeu et le champ lointain, observé par ailleurs dans le domaine spectral avec des mesures classiques de cohérence entre les champs proche et lointain.

Ainsi la présente étude a apporté des premières réponses quant à la nature et à la modélisation des sources aérodynamiques dans les écoulements de jeu.

Perspectives

Notre étude apporte une contribution à la compréhension des écoulements de jeu et à la prédiction du bruit de jeu. Elle a notamment permis de mesurer simultanément les grandeurs aérodynamiques de l'écoulement local et la pression acoustique en champ lointain, ce qui est une nouveauté pour ce type de configuration. Les différentes démarches adoptées ici ouvrent de nombreuses perspectives qui s'inscrivent dans la continuité de notre étude pour les unes et dans un cadre nouveau pour les autres.

D'une part, quelques mesures complémentaires pourraient être effectuées pour compléter la base de données déjà conséquente élaborée dans cette thèse. Parmi celles-ci nous pouvons distinguer l'étude de quelques cas supplémentaires par des techniques expérimentales éprouvées et l'exploration par des techniques nouvelles.

En effet, une description un peu plus fine de l'écoulement dans le jeu lui-même, notamment entre $0.5c$ et $0.8c$, nous permettraient de mieux suivre l'évolution à travers le jet de la bulle de décollement se formant sur l'arête intrados. On pourrait également chercher à caractériser le tourbillon qui se forme sur le carter entre l'extérieur du tourbillon de jeu et l'écoulement primaire (TCR).

De surcroît, des mesures PIV dans des plans orthogonaux à la corde nous aideraient à mieux appréhender l'écoulement suivant l'envergure et à mieux caractériser les structures tourbillonnaires identifiées au cours de l'étude. De telles mesures nécessitent le recours à la stéréo-PIV en raison de la forte composante de vitesse normale au plan de mesures.

D'un autre côté, une application systématique des nouvelles techniques d'analyse testées ici serviraient à cerner de façon plus précise les répercussions des principales perturbations sur le champ de pression. Pour cela il faudrait reprendre l'analyse conditionnelle par ondelettes des champs PIV en optimisant les paramètres d'acquisition et en l'appliquant à d'autres capteurs de pression. De même on pourrait généraliser les mesures de cohérence entre le champ de pression pariétale ou acoustique et la vitesse mesurée par LDA à d'autres zones de l'écoulement et à d'autres capteurs que ceux étudiés. En outre, ces nouveaux outils mériteraient d'une part d'être évalués sur des configurations plus simples et d'autre part d'être étendus aux écoulements plus rapides, ce qui nécessiterait y inclure l'effet Doppler.

Par ailleurs, l'avènement de la PIV résolue en temps permet désormais de mesurer l'évolution spatio-temporelle des champs de vitesse à des fréquences d'acquisition compatibles avec certaines des fréquences typiques de l'écoulement étudié ici. Elle constitue donc un moyen d'investigation prometteur pour des études futures des écoulements de jeu, dont la résolution pourra bientôt rivaliser avec celle des techniques de calcul instationnaire les plus avancées.

D'autre part, notre expérience ayant mis en évidence deux types de sources, l'un attribuable au bruit de jet quittant le jeu, l'autre dû au passage de perturbations près du coin du profil, une extension possible serait de concevoir des expériences génériques dédiées à chacun de ces mécanismes. Par exemple on pourrait envisager pour la source quadripolaire d'étudier des configurations de jets pariétaux transverses débouchant d'une fente située entre deux panneaux orthogonaux, tandis que pour la source de coin il faudrait imaginer une configuration canonique dans laquelle l'écoulement de jeu serait remplacé par une perturbation canonique.

En parallèle de ces perspectives expérimentales, nos efforts de modélisation ont également montré la pertinence de plusieurs approches ainsi que le chemin qu'il reste à parcourir pour obtenir des outils de prédiction utilisables dans le contexte industriel. En particulier, une approche basée sur la théorie d'Amiet devra être complétée par un modèle de prédiction des spectres de pression pariétale près du coin du profil à partir de l'écoulement moyen et du champ d'énergie cinétique turbulente, tels que peut les prédire une simulation de type RANS. Quant aux approches tourbillonnaires que nous avons également examinées en marge de cette thèse, elles nécessiteraient une description statistique et cinétique de la distribution tourbillonnaire à partir des mêmes données RANS avant d'être applicables à des calculs de dimensionnement. Cela ouvre le champ d'investigation très large des champs de pression pariétale dans les écoulements avec gradient de pression et des écoulements tridimensionnels.

Annexe A

Détails des configurations de mesure

La présente annexe regroupe les configurations de mesure adoptées au cours de l'étude. Ces configurations sont organisées par technique de mesure utilisée. Cette annexe est donc organisée de manière similaire au chapitre 2, et ce afin d'en faciliter la lecture.

A.1 Vélocimétrie par Imagerie de Particules

Ainsi qu'il a été mentionné au chapitre 2, le LASER a été monté de part et d'autre du profil. Les lettres J, I et E désignent les mesures où la tranche LASER éclaire respectivement le Jeu, l'Intrados et l'Extrados. La lettre Z désigne quant à elle la cote du plan de mesure. Les tableaux ci-dessous résument les configurations expérimentales adoptées en fonction de l'objet des études poursuivies. Certaines configurations ont été utilisées pour diverses études, ce qui explique le caractère redondant de ces configurations.

A.2 Mesures de pressions pariétales statiques et fluctuantes

A l'instar des mesures par PIV, une étude paramétrique sur les influences de la vitesse amont, du calage et de la taille du jeu. Deux campagnes d'essais ont été menées avec ce montage expérimental, lors desquelles différentes prises de pression ont été instrumentées. C'est pourquoi les tableaux suivants, détaillant les configurations expérimentales retenues, comportent une colonne supplémentaire : celle-ci rend compte des prises examinées lors des mesures. Le détail de ces dernières est donné sur la figure B.3.

Mesures de pression statique moyenne

Mesures de pressions instationnaire

h	α	U_0	Z	Côté
10	15	70	3	J
10	15	70	5	J
10	15	70	7	J
10	15	70	9.5	J
10	15	70	12	E
10	15	70	15	I/E
10	15	70	20	E
10	15	70	25	E
10	15	70	50	E
10	15	70	100	I/E

(a)

h	α	U_0	Z	Côté
0	15	70	50	I/E
0	15	70	100	I/E
0	15	70	150	I/E

(b)

h	α	U_0	Z	Côté
10	15	40	5	J
10	15	70	5	J
10	15	90	5	J
10	15	40	15	I/E
10	15	70	15	I/E
10	15	90	15	I
10	15	40	100	I/E
10	15	70	100	I/E
10	15	90	100	I

(d)

h	α	U_0	Z	Côté
10	0	70	5	J
10	5	70	5	J
10	10	70	5	J
10	15	70	5	J
10	18	70	5	J
10	0	70	15	I/E
10	5	70	15	I/E
10	10	70	15	I/E
10	15	70	15	I/E
10	18	70	15	I/E
10	0	70	100	I/E
10	5	70	100	I/E
10	10	70	100	I/E
10	15	70	100	I/E
10	18	70	100	I/E

(c)

h	α	U_0	Z	Côté
5	15	70	3	J
7	15	70	3.5	J
10	15	70	5	J
15	15	70	7.5	J
5	15	70	7	E
7	15	70	10	E
10	15	70	12	E
15	15	70	20	E

(e)

TAB. A.1: Mesures par PIV : (a) configuration de référence, (b) configuration de bruit de bord de fuite, (c) étude de l'influence de l'angle d'attaque, (d) étude de l'influence de la vitesse incidente et (e) étude de l'influence du jeu.

h	α	U_0
0, 10	15	20
0, 10	15	40
0, 10	15	70
0, 10	15	90

(a)

h	α	U_0
0, 10	5	40, 70
0, 10	10	40, 70
0, 10	15	40, 70

(b)

h	α	U_0
0	15	40, 70
1	15	40, 70
2	15	40, 70
5	15	40, 70
10	15	40, 70

(c)

TAB. A.2: Mesures de pression statique moyenne : (a) étude de l'influence de la vitesse incidente, (b) étude de l'influence de l'angle d'attaque et (c) étude de l'influence du jeu.

h	α	U_0	conf
0, 10	15	20	1, 2
0, 10	15	40	1, 2
10	15	50	2
10	15	60	2
0, 10	15	70	1, 2
0, 10	15	90	1, 2

(a)

h	α	U_0	conf
10	0	40, 70	2
10	5	40, 70	2
10	10	40, 70	2
10	15	40, 70	2
10	18	40, 70	2

(b)

h	α	U_0	conf
0	15	40, 70	1, 2
1	15	40, 70	2
3	15	40, 70	2
5	15	40, 70	2
10	15	40, 70	1, 2

(c)

TAB. A.3: Mesures de pression instationnaire : (a) étude de l'influence de la vitesse incidente, (b) étude de l'influence de l'angle d'attaque et (c) étude de l'influence du jeu.

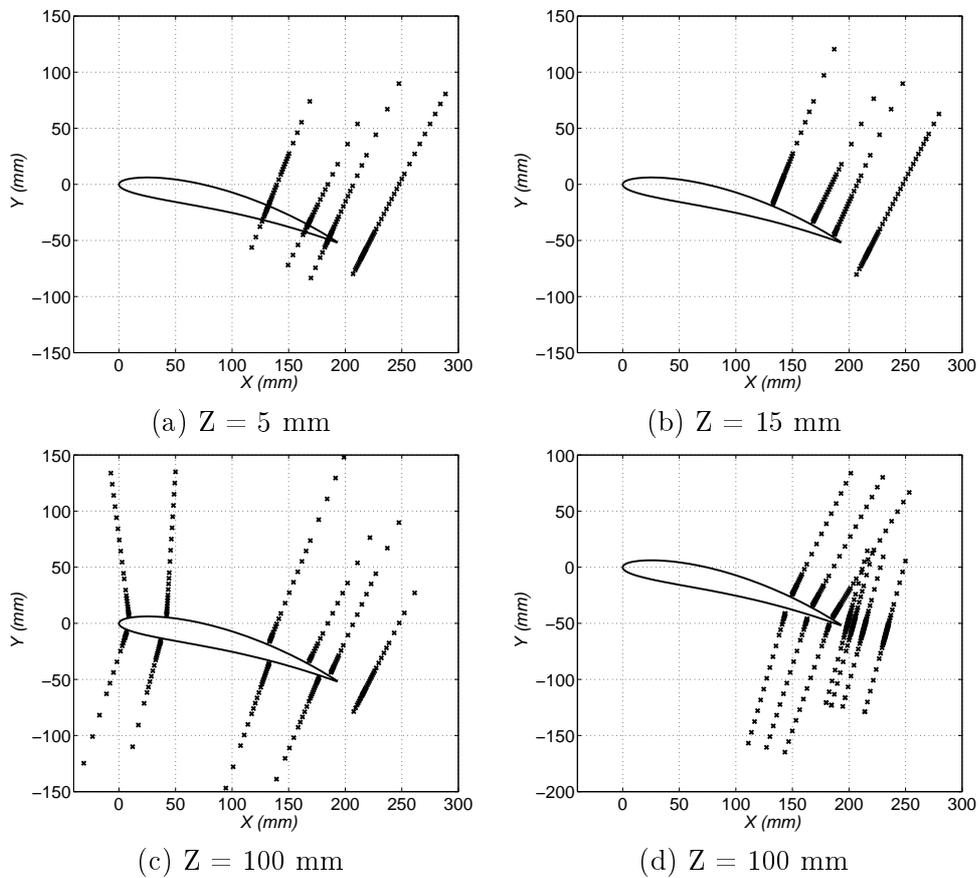


FIG. A.1: Position des points de mesure par fils chauds croisés. Configuration de référence (a,b,c), configuration self-noise (d).

A.3 Anémométrie par fils chauds

Ainsi qu'il a été mentionné en 2.4, trois altitudes différentes ont été explorées lors des mesures en configuration de référence : $Z = 5$ mm (mi-jeu), 15 mm et 100 mm (mi-envergure). Seul le plan de mi-envergure a été exploré en configuration de bruit de bord de fuite. Les positions des points de mesures sont détaillées sur la figure A.1.

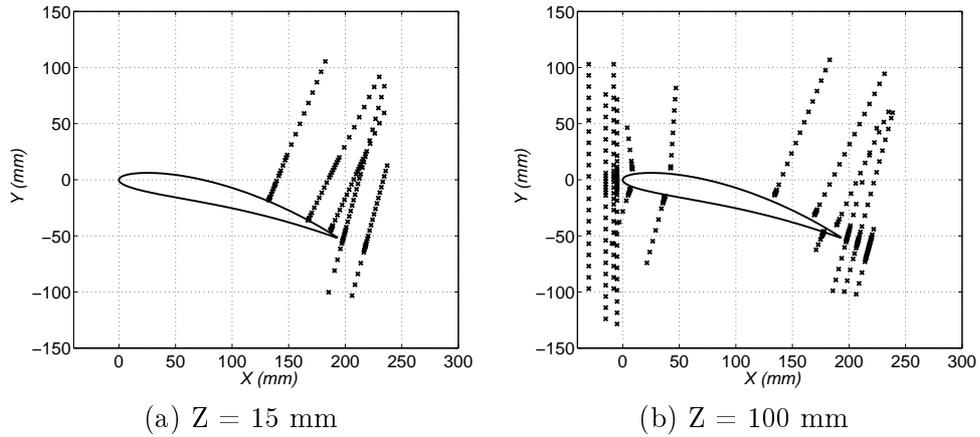


FIG. A.2: Position des points de mesure par LASER Doppler. Configuration de référence.

A.4 Anémométrie par LASER Doppler

Les mesures par LDA ont été réalisées aux mêmes positions que les mesures par fils chauds. Toutefois, des mesures additionnelles ont été réalisées aux altitudes $Z = 15$ mm et 100 mm, c'est pourquoi les positions des mesures par LDA sont représentées en figure A.2.

h	α	U_0
0, 10	15	20
0, 10	15	30
0, 10	15	40
0, 10	15	50
0, 10	15	60
0, 10	15	70
0, 10	15	80
0, 10	15	90
0, 10	15	100

(a)

h	α	U_0
0, 5, 10	0	40, 70
0, 5, 10	5	40, 70
0, 5, 10	10	40, 70
0, 5, 10	15	40, 70
0, 5, 10	18	40, 70

(b)

h	α	U_0
0	15	40, 70
1	15	40, 70
2	15	40, 70
3	15	40, 70
5	15	40, 70
10	15	40, 70
15	15	40, 70
25	15	40, 70

(c)

TAB. A.4: Mesures de directivité : (a) étude de l'influence de la vitesse incidente, (b) étude de l'influence de l'angle d'attaque et (c) étude de l'influence du jeu.

A.5 Directivité du champ acoustique lointain

Les tableaux A.4(a), A.4(b) et A.4(c) détaillent les valeurs des paramètres expérimentaux lors des mesures de pression en champ lointain. Ainsi qu'il a été mentionné en 2.6, la simplicité et la rapidité de ce type de mesure expliquent la finesse de l'exploration des divers paramètres expérimentaux.

Annexe B

Détails du montage expérimental : mesures de pression

Cette annexe a pour objet de préciser certains aspects du montage expérimental utilisé dans le cadre des mesures de pression décrites en 2.3. Les positions des prises de pression sont détaillées et le principe sur lequel repose la calibration des sondes de pression développé par Arguillat [3] est rappelé.

B.1 Détail des sondes de pression

Ainsi qu'il a été mentionné en 2.3, des orifices d'un diamètre de 0.5 mm ont été usinés en divers endroits du NACA 5510 et de la paroi inférieure. Ces orifices communiquent par le biais de tubes emboîtés avec des microphones montés dans un support en résine en tête du profil. Des tubes flexibles de 3 m de long sont montés en sortie des sondes. Ces tubes sont bouchés à l'aide d'une vis, et servent à limiter le taux d'ondes stationnaires à l'intérieur des sondes. Le schéma d'une sonde est proposé en figure B.1.

Une illustration des orifices situés sur l'extrados est donnée sur la photo (a) de la figure B.2. On notera la présence de la sonde à fil chaud simple utilisée simultanément lors des mesures de pression pariétale instationnaire. Une seconde photo proposée sur la figure B.2(b) permet d'observer les microphones et tubes flexibles montés en tête de profil.

La figure B.3 détaille la répartition des prises de pression sur sur le profil et la paroi inférieure. Toutes les prises ont été utilisées lors des mesures de pression statique. Le nombre de capteurs lors des mesures de pression instationnaire étant limité à 29, ces mesures ont été réalisées en deux séries avec des configurations de capteurs distinctes. La configuration "conf 1" a été dédiée à l'étude de la région de mi-envergure, tandis que la configuration "conf 2" à focalisé sur l'étude de la région du jeu. Ces configurations sont illustrées sur les figures B.3 et B.4 par des cercles respectivement bleus et rouges.

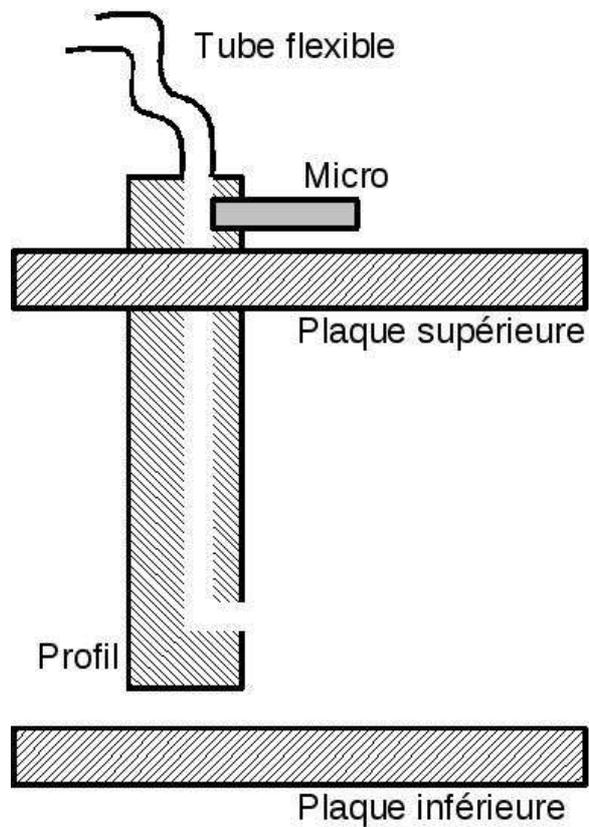


FIG. B.1: Schéma d'une sonde de pression.



(a)

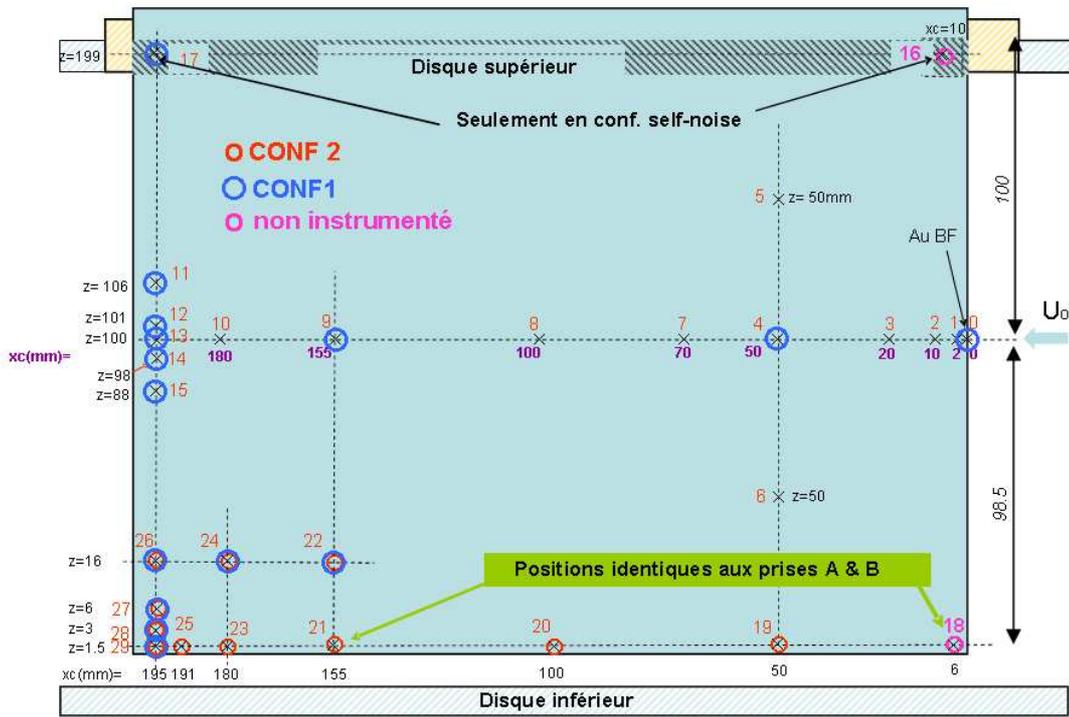


(b)

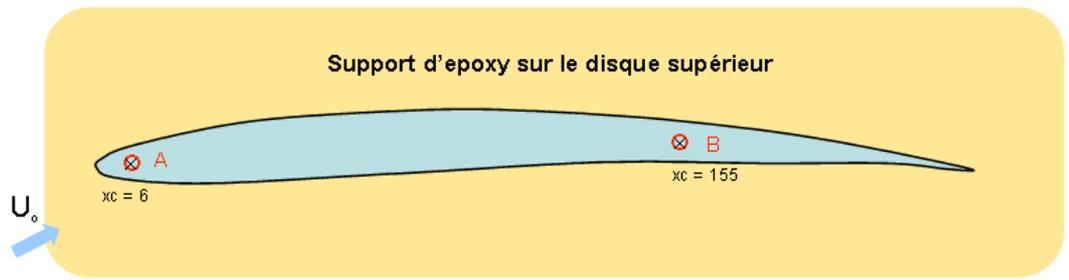
FIG. B.2: Photos des sondes de pression. Orifices usinés sur l'extrados du profil (a) et microphones montés en tête de profil (b).

B.2 Méthode de calibration

La méthode utilisée pour calibrer les sondes de pression a été développée par Arguillat [3] et se décompose en deux étapes. Un haut-parleur est monté sur un dispositif conique en PVC prolongé d'un cylindre. Un microphone est monté au voisinage de l'extrémité du cylindre



Extrados



Extrémité du profil

FIG. B.3: Prises de pression en paroi du profil et la tranche du profil.

(appelé micro 1). Ce dispositif est appliqué sur une paroi contenant un second microphone affleurant (appelé micro 2). Une rondelle de latex est utilisée pour circonscrire les fuites. Le haut-parleur émet un bruit blanc et la pression est mesurée à l’aide des microphones, ainsi qu’il est illustré sur la figure B.5. Cette étape permet d’obtenir la fonction de transfert acoustique entre les microphones 1 et 2, notée $F_{1 \rightarrow 2}$.

Le dispositif de calibration est ensuite appliqué sur les orifices des sondes de pression, et l’opération est répétée. On évalue alors la fonction de transfert acoustique $F_{1 \rightarrow 3}$ entre le microphone 1 et celui de la sonde de pression (appelé ici “Micro 3”). On obtient la fonction de transfert acoustique de la sonde $F_{2 \rightarrow 3}$ à l’aide de la formule suivante :

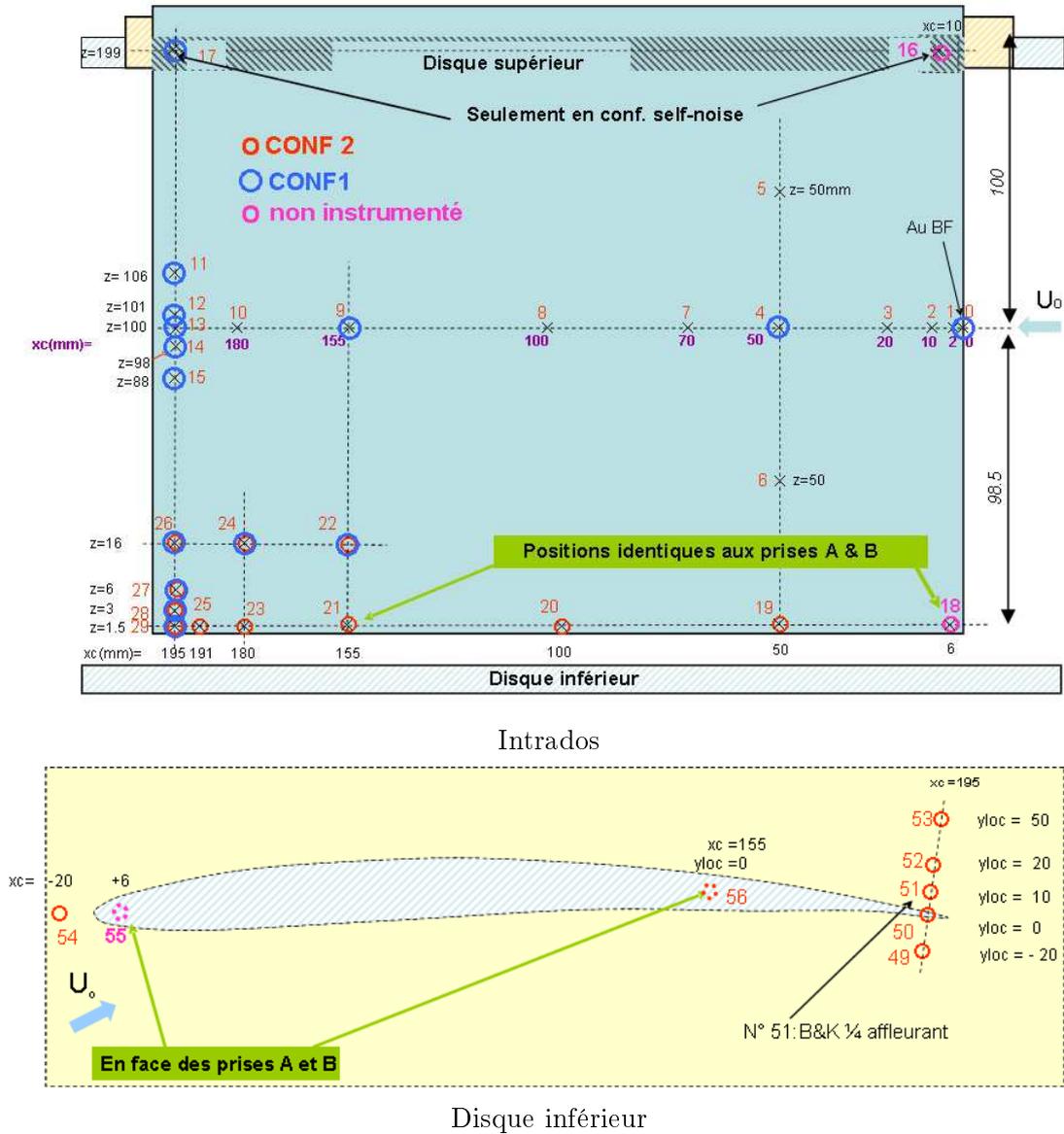


FIG. B.4: Prises de pression sur l'intrados et le disque inférieur.

$$F_{2 \rightarrow 3} = \frac{F_{1 \rightarrow 3}}{s_2 \cdot F_{1 \rightarrow 2}} \quad (\text{B.1})$$

où s_2 désigne la sensibilité du microphone 2, mesurée à l'aide d'un pistonphone.

La base du cône ayant un diamètre relativement important (1cm), plusieurs prises de pression peuvent être calibrées lors de la même acquisition. Cette calibration permet des mesures fiables jusqu'à 6 ou 8 kHz selon les prises de pressions, cette donnée étant estimée par l'expérimentateur en observant la cohérence entre les microphones 1 et 3.

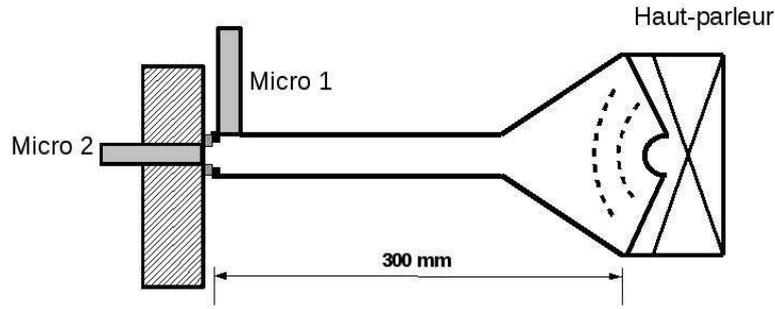
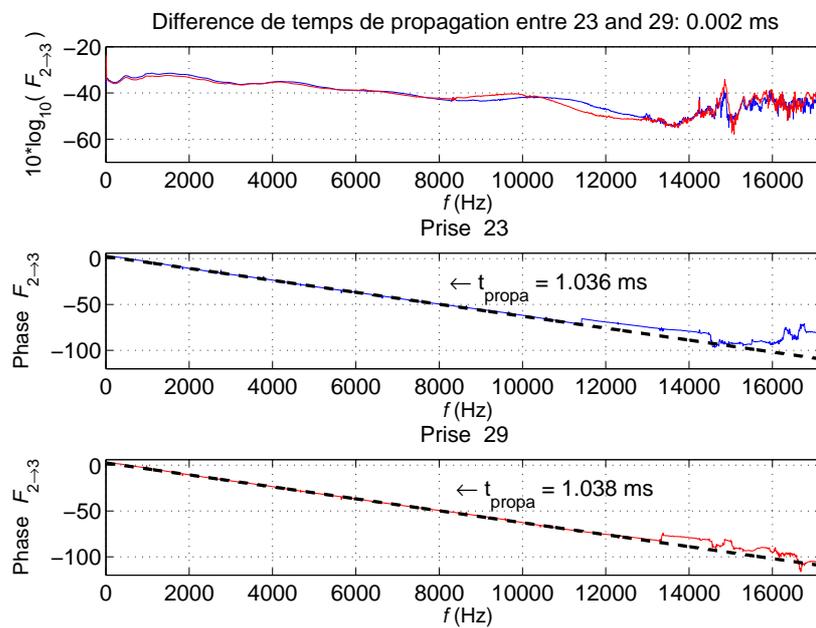


FIG. B.5: Schéma du dispositif de calibration des microphones.

FIG. B.6: Calcul des temps de convections entre les orifices des sondes et les microphones. Exemple des prises 23 et 29 ($x/c = 90$ et 97.5% respectivement).

Cette calibration, fréquentielle, permet de déterminer le temps de propagation t_{propa} lié au tube capillaire (ie. le temps de propagation entre l'orifice de la sonde et le microphone). La procédure est la suivante : la phase de la fonction de transfert associée à la prise de pression correspondante est calculée, puis lissée (moyenne sur plusieurs pas de fréquence, paramètre fixé par l'utilisateur). Cette phase est égale à $-2.\pi.f.t_{propa}$, t_{propa} étant alors obtenu en interpolant sur le plus grand domaine de fréquences utiles.

Les temps de propagation de l'extrémité de la pale au microphone sont de l'ordre de la milliseconde, et de la moitié pour les prises situées à mi-envergure. La précision des temps de propagation est intimement liée au domaine de fréquence choisi pour le calcul, ce qui doit être effectué avec le plus grand soin lorsque l'on cherche à déterminer la différence de temps de propagation d'une source à une autre : ces différences sont d'au moins deux ordres de grandeur plus faibles. Un exemple de calcul le long de l'arête extradados est donné en figure B.6.

Annexe C

Comparaison des divers moyens de mesure

C.1 Comparaison à mi-envergure

Ainsi qu'il a été mentionné en 3.1, l'écoulement à mi-envergure est quasiment bidimensionnel. L'angle d'incidence de l'écoulement sur la sonde à fils chauds croisés étant relativement faible, les mesures effectuées à l'aide de cet outil sont en bon accord avec celles obtenues par PIV et LDA. Deux profils de mesures ont été choisis afin d'illustrer ce résultat : le premier est situé à l'extrados du profil au voisinage du bord de fuite, et le second traverse le sillage (cf. annexe A). Les comparaisons sont représentées sur la figure C.1).

C.2 Comparaison dans la zone de jeu

La figure C.2 donne une comparaison des mesures de vitesse obtenues par PIV, LDA et HWA dans le jeu. Les mesures par HWA dans la zone de jeu sont complètement erronées. Cela est principalement dû à la forte composante transverse de l'écoulement : l'écoulement sort alors de la gamme de réponse en angle de la sonde HWA et n'est donc plus correctement mesuré. On remarquera par ailleurs que les mesures par HWA tendent vers celles obtenues par LDA loin de la zone de jeu, où l'écoulement redevient longitudinal et est donc mieux capturé. Les mesures LDA, quant à elles, présentent un bon accord avec celles obtenues par PIV.

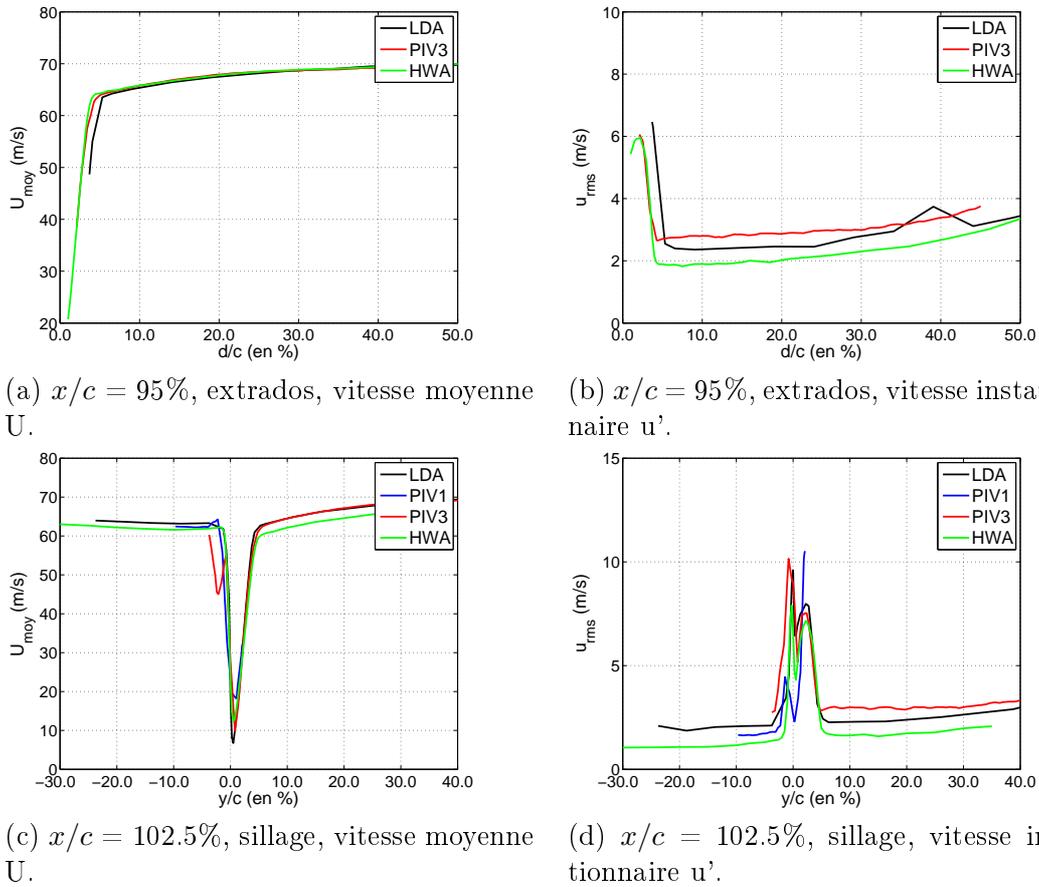


FIG. C.1: Profils de vitesse longitudinale moyenne (gauche) et instationnaire (droite) à mi-envergure, à l'extrados (haut) et dans le sillage (bas). Les résultats obtenus par PIV sont représentés en bleu et rouge (campagnes 1 et 3), ceux obtenus par HWA en vert et ceux obtenus par LDA en noir.

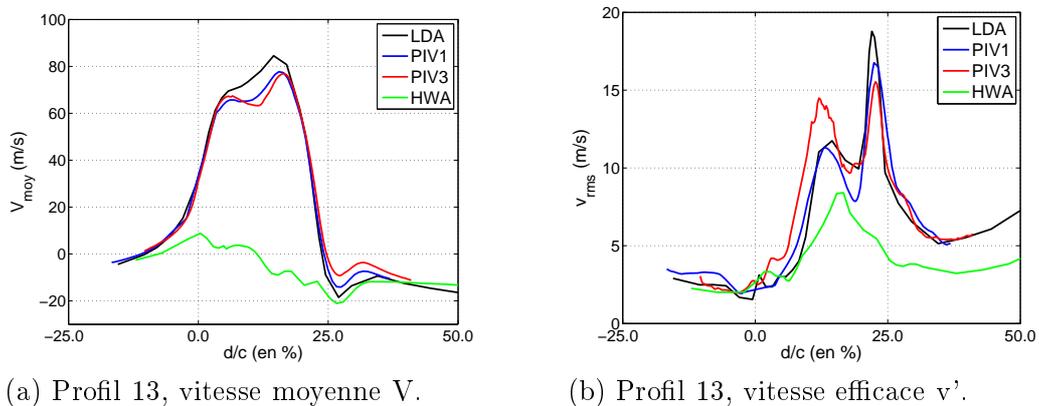


FIG. C.2: Profils de vitesse longitudinale moyenne U (gauche) et instationnaire u' (droite) à mi-jeu. Les résultats obtenus par PIV sont représentés en bleu et rouge (campagnes 1 et 3), ceux obtenus par HWA en vert et ceux obtenus par LDA en noir.

Annexe D

Modèle potentiel du tourbillon de jeu

Un modèle basé sur la théorie potentielle peut expliquer les tendances observées dans nos mesures (cf. 4.3.2). Nonobstant les contradictions inhérentes à ce modèle, plusieurs auteurs ([15, 41]) s'en sont servis avec succès pour analyser le comportement de l'écoulement de jeu et du TJ, rendant compte de l'influence du jeu en particulier. C'est pourquoi nous le reproduisons ici, en soulignant son caractère simplifié et émettant certaines remarques quant à la consistance théorique du modèle.

Ce modèle est basé sur un tourbillon potentiel élémentaire (représentant le TJ) en présence des deux parois constituées par l'extrados du profil et la plaque inférieure. Un schéma du modèle est donné en figure D.1.

Soit un tourbillon potentiel de circulation Γ_0 dans le repère (O_2, Y, Z) , O_2 étant l'intersection entre l'extrados du profil et la plaque inférieure. Soit a la distance de ce tourbillon à l'extrados, et b celle du tourbillon à la plaque. En l'absence d'autres sources d'écoulement, le potentiel complexe s'écrit :

$$W(\xi) = \frac{\Gamma_0}{2i\pi} \cdot [\ln(\xi - \xi_0) - \ln(\xi - \bar{\xi}_0) - \ln(\xi - \bar{\xi}_0) + \ln(\xi + \xi_0)] \quad (\text{D.1})$$

avec ξ la variable du plan complexe ainsi défini et $\xi_0 = a + i(b+h)$.

La vitesse du tourbillon est donnée par la relation :

$$\frac{d\xi_0}{dt} = \lim_{\xi \rightarrow \xi_0} \left(\frac{dW}{d\xi} - \frac{\Gamma_0}{2i\pi} \frac{1}{\xi - \xi_0} \right)^* \quad (\text{D.2})$$

où * symbolise le complexe conjugué. La vitesse du tourbillon s'exprime donc sous la forme :

$$\frac{d\xi_0}{dt} = \frac{\Gamma_0}{2i\pi} \left[-\frac{1}{\xi_0 - \bar{\xi}_0} - \frac{1}{\xi_0 + \bar{\xi}_0} + \frac{1}{2\xi_0} \right]^* \quad (\text{D.3})$$

après calculs, et en posant $d = b + h$, on obtient :

$$\frac{d\xi_0}{dt} = \frac{\Gamma_0}{4\pi} \left[\frac{a^2}{d(a^2 + d^2)} + i \frac{d^2}{a(a^2 + d^2)} \right] \quad (\text{D.4})$$

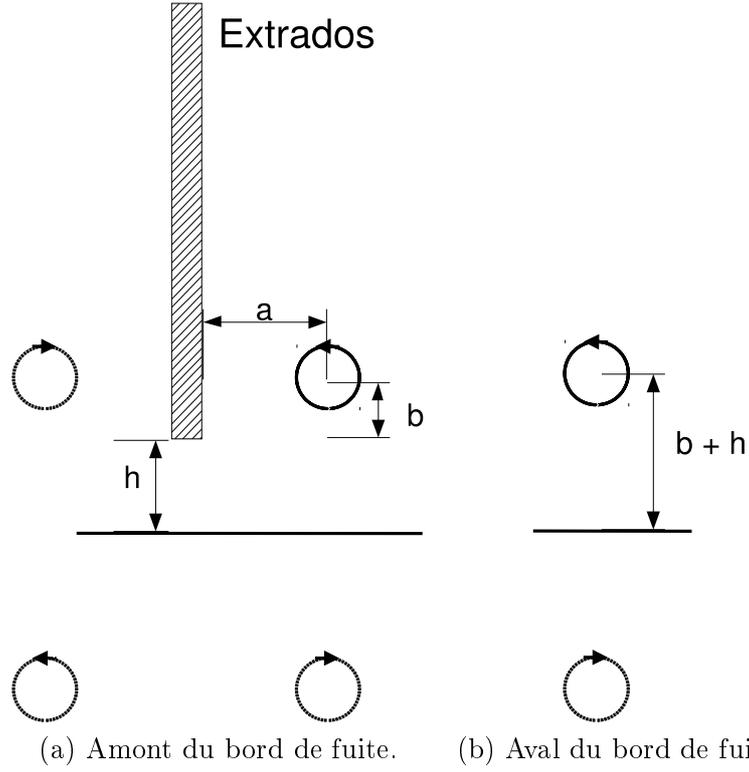


FIG. D.1: Représentation du mouvement du TJ dans le plan (Y,Z) à l'aide de la théorie potentielle, dans le cas où le TJ est soumis à l'influence de la paroi inférieure ainsi que du profil (a) et celui où le TJ n'est soumis qu'à l'influence de la paroi inférieure (b).

En remarquant que $\frac{d\xi_0}{dt} = V_t - iW_t$ (où t fait référence au tourbillon) et développant le calcul, on obtient :

$$V_t = \frac{\Gamma_0}{4\pi} \frac{1}{h+b} \left[1 - \left(\frac{1}{\left(\frac{a}{h+b}\right)^2 + 1} \right) \right] \quad (\text{D.5})$$

$$W_t = \frac{\Gamma_0}{4\pi} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{b+h}{a}\right)^2} - \frac{1}{a} \right] \quad (\text{D.6})$$

$$(\text{D.7})$$

Pour comparaison, la vitesse du tourbillon en l'absence de profil s'écrit :

$$\frac{d\xi_0}{dt} = V_t = \frac{\Gamma_0}{4\pi} \frac{1}{b+h} \quad (\text{D.8})$$

Chen [15] se sert des expressions de V_t dans les cas avec et sans profil pour expliquer le brusque changement de trajectoire du TJ au niveau de bord de fuite du profil observée

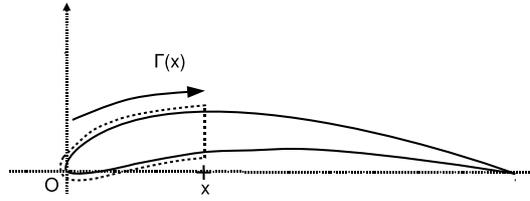


FIG. D.2: Représentation du contour d'intégration pour le calcul de la circulation locale du profil à son extrémité.

expérimentalement par Rains [68]. En aval du bord de fuite, la vitesse transverse est plus importante qu'en amont de ce dernier, ce qui se traduit par un déplacement vers les y croissants plus rapide et donc un angle de la trajectoire du TJ avec l'axe de la corde plus important.

Intaratep [41] utilise ce modèle pour expliquer la proportionnalité observée entre les positions des minima de pression en extrémité de profil, les positions de détachement du TJ et la circulation du TJ lorsqu'il se détache.

Négligeant les effets visqueux, Intaratep écrit la circulation autour du profil selon la formule :

$$\Gamma = \oint_S U_0 \sqrt{1 - C_p} ds \quad (\text{D.9})$$

où s parcourt le contour fermé S représentant la section du profil. Poursuivant son analyse, Intaratep s'intéresse à la circulation "locale" $\Gamma(x)$, reproduisant le calcul précédent en utilisant le contour décrit sur la figure D.2, ce qui lui permet d'évaluer la croissance de la circulation en fonction de l'abscisse x .

Intaratep observe alors deux phénomènes. D'une part la circulation locale normalisée $\Gamma(x)/(U_0 \cdot c)$ est proportionnelle à l'abscisse normalisée x/c au voisinage du bord d'attaque, le coefficient de proportionnalité étant indépendant du jeu. D'autre part, l'augmentation du jeu va de pair avec l'augmentation du domaine de x/c sur lequel cette proportionnalité est constatée.

Intaratep remarque que les structures se détachant de l'extrémité du profil sont captées par le TJ, et émet l'hypothèse d'une proportionnalité entre la circulation du TJ et la circulation locale en extrémité de profil. Elle rappelle ensuite l'expression de la vitesse transverse V_t du TJ en amont du bord de fuite (eq. D.5) et observe que les variables a et $b + h$ sont du même ordre tant que le TJ ne s'est pas détaché. D'où l'approximation :

$$V_t \propto \frac{\Gamma_0}{h + b} \quad (\text{D.10})$$

Or, le maximum de vitesse transverse (observé à l'endroit où le TJ se détache) est indépendant du jeu, ce qui permet d'établir une relation de proportionnalité entre la taille du jeu et la circulation du TJ lorsque ce dernier se détache. Par hypothèse, la circulation du TJ

est proportionnelle à la circulation locale en extrémité de profil, elle-même proportionnelle à l'abscisse x selon ses observations. Intaratep conclue alors à la proportionnalité entre l'abscisse de détachement du TJ et la taille du jeu, ce qui est vérifié expérimentalement (cf. 4.3.2).

Ainsi, ce modèle potentiel a permis d'expliquer deux phénomènes observés expérimentalement, mettant en évidence le rôle joué par la paroi inférieure. Cependant, il est à noter que ce modèle constitue une description extrêmement simplifiée de l'écoulement de jeu (les effets visqueux et tridimensionnels ne sont pas pris en compte). Par ailleurs, si l'expression de la vitesse transverse V_t semble expliquer certains phénomènes, l'expression de la vitesse selon l'envergure est en parfaite contradiction avec les résultats expérimentaux et numériques : une brève analyse des ordres de grandeurs de a et de b montre que W_t est négative au voisinage de l'extrados du profil, tandis que l'axe du TJ suit une trajectoire ascendante.

Il semblerait que cette trajectoire soit due à une augmentation de la section du TJ : le TJ restant au contact de la plaque inférieure, la cote de l'axe du TJ augmente.

Annexe E

Vers la modélisation de la source à hautes fréquences

Ainsi qu'il a été redémontré dans le chapitre 4, le bruit lié à l'écoulement de jeu est beaucoup plus facilement observable à hautes fréquences, le bruit de bord de fuite y étant plus faible. L'étude paramétrique présentée au cours de ce chapitre a montré que ce phénomène était lié aux structures turbulentes convectées dans le jet de l'écoulement secondaire.

Dans le but de prédire le bruit associé à ce phénomène, une recherche bibliographique a été menée, dont les résultats ont conduit à s'intéresser à la théorie des écoulement potentiels, l'écoulement étant incompressible. Deux démarches peuvent alors être adoptées.

Dans les années 70, Howe [38] reformula l'analogie de Lighthill en utilisant la variable *enthalpie totale* du fluide (celle-ci étant liée à la pression acoustique, en champ lointain). L'équation à laquelle il aboutit fait apparaître un terme source lié au champ de vorticité, accessible par la théorie des écoulement potentiels. Il développa également le concept de *fonctions de Green compactes*, également liées à cette théorie. Howe développa nombre de modèles acoustiques prédictifs [39], dont un modèle d'interaction lié à l'écoulement de jeu [22], [21]. Ce modèle est brièvement présenté ici.

Une alternative à cette méthode consiste à évaluer la pression pariétale générée par l'écoulement potentiel, et d'en calculer le rayonnement à l'aide de la théorie de Ffowcs Williams et Hawkings [24]. S'intéressant au bruit de dispositif hypersustentateur, Guo [35] a suivi cette démarche et modélisé avec succès la distribution de vorticité lié à l'écoulement en bord de ce type de dispositif. Cette approche est également présentée, de manière succincte.

E.1 Modèle de Dunne et Howe

Ce modèle est un modèle bidimensionnel, et décrit l'interaction liée à l'ingestion d'un tourbillon potentiel élémentaire par le jet de l'écoulement secondaire, considéré comme un jet

libre. En effet, le passage de ce dernier occasionne la génération de structures tourbillonnaires au niveau de l'extrémité de la pale, lesquelles sont convectées le long de la surface libre du jet. La pression générée par l'ensemble des structures est rayonnée en champ lointain à l'aide d'une fonction de Green adaptée.

Ce modèle est présenté par Dunne et Howe sous la forme temporelle, la pression acoustique étant calculée de manière analytique. Moyennant certaines hypothèses quant à la convection des structures, les auteurs proposent une approximation de leur modèle, laquelle est présentée ici.

E.1.1 L'analogie de Howe

La base du modèle est une formulation de l'équation de Lighthill utilisant la variable enthalpie totale. Dans le cas d'écoulements isentropiques à faible nombre de Mach, Howe aboutit à l'équation :

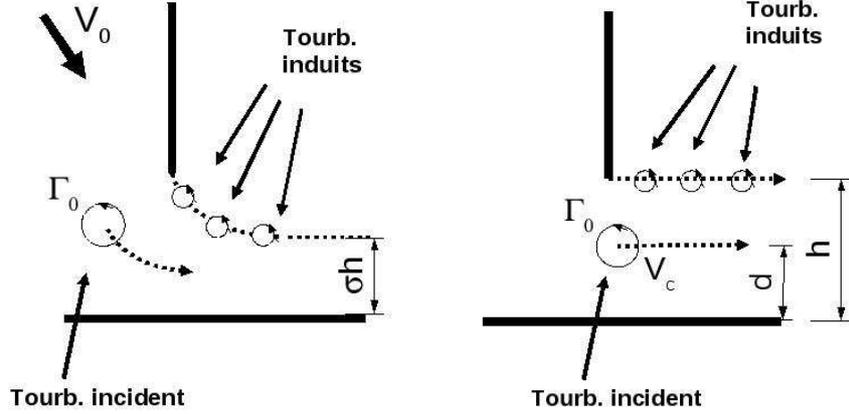
$$\frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} B - \Delta B = \operatorname{div}(\vec{\Omega} \wedge \vec{v}) \quad (\text{E.1})$$

où w et $B = w + \frac{1}{2}v^2$ désignent respectivement l'enthalpie et l'enthalpie totale, et $\vec{\Omega}$ le rotationnel du champ de vitesse \vec{v} . En champ lointain et à faible nombre de Mach, l'enthalpie totale est liée à la pression acoustique par la relation approchée $p \approx \rho_0 B$. Par ailleurs, l'écoulement étant incompressible, le terme source $\operatorname{div}(\vec{\Omega} \wedge \vec{v})$ peut être obtenu par la théorie des écoulements potentiels.

E.1.2 Approximation du modèle en hautes fréquences

Dans le modèle, la pale est considérée comme une plaque infiniment mince située dans un plan perpendiculaire à la paroi, elle-même plane. Les phénomènes sont décrits en coupe, selon un schéma bidimensionnel. Dans le cadre de l'approximation hautes fréquences, le tourbillon incident suit une trajectoire rectiligne uniforme le long de la paroi de carter, à la vitesse V_c et une distance d de cette dernière, tandis que la distribution de tourbillons qu'il engendre au niveau de l'extrémité de la pale suit une seconde trajectoire rectiligne, conformément à la figure E.1. La vitesse de convection V_c est une fraction de la vitesse en amont du jet V_0 .

Cette approximation est valide lorsque $(h-d)/h \ll 1$. La fréquence caractéristique du son émis est alors de l'ordre de $\frac{V_0}{2\pi(h-d)}$, ce qui revient à $f \gg \frac{V_0}{2\pi h}$. Cela suppose que les structures convectées au sein de l'écoulement secondaire passent relativement près de l'extrémité de la pale, le modèle supposant un jet parfaitement détaché. Toutefois, pour une première évaluation du modèle, on se laisse toute liberté quant au paramètre d .



(a) Modèle de Dunne et Howe.

(b) Approximation à hautes fréquences.

FIG. E.1: Schémas de principe du modèle tourbillonnaire.

Les contributions du tourbillon incident et des tourbillons induits au rayonnement acoustique en champ lointain s'écrivent respectivement :

$$\frac{P_1}{P_{ref}}(\vec{x}, t) \approx \frac{-\beta h}{2\pi U_0} \operatorname{Re} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{h}{\sqrt{(d + iV_0(t - \frac{|\vec{x}|}{C_0})^2)}} \right) \right] \quad (\text{E.2})$$

$$\begin{aligned} \frac{P_2}{P_{ref}}(\vec{x}, t) \approx \frac{\beta}{2\pi^2} \left(\frac{V_c}{V_0} \right)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda [2\operatorname{sh}(\lambda)K_0(|\lambda|) - i\pi I_0(|\lambda|)e^{-|\lambda|}]}{2\operatorname{sh}(|\lambda|)K_1(|\lambda|) + i\pi \operatorname{sng}(\lambda)I_1(|\lambda|)e^{-|\lambda|}} \\ \times \operatorname{sh} \left(|\lambda| \frac{dV_c}{hV_0} \right) e^{-i\lambda V_c(t - \frac{|\vec{x}|}{C_0})/h} d\lambda \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

où β est la valeur de l'intégrale suivante :

$$\beta = \int_{-1}^1 \frac{\sqrt{1 - \lambda^2}}{\ln(\frac{2C}{b})\sqrt{1 - \lambda^2 + \varepsilon^2(\frac{2h}{C})^2}} d\lambda \quad (\text{E.4})$$

et la pression de référence (facteur de directivité) s'écrit :

$$p_{ref} = \frac{\rho_0 V_0 \Gamma C^2 \cos \Theta}{4C_0 h^2 |\vec{x}|} \quad (\text{E.5})$$

Les équations E.2 et E.3 peuvent être réécrites dans le domaine fréquentiel (cf. Roger [71]), donnant ainsi :

$$\frac{P_1}{P_{ref}}(\vec{x}, \omega) \approx \frac{i\beta h \omega}{2\pi V_0} e^{i\omega \frac{|\vec{x}|}{C_0}} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \left[\frac{h}{\sqrt{(d + iV_0 t)^2 - h^2}} \right] e^{i\omega t} dt \quad (\text{E.6})$$

Paramètre	Valeur
V_0	101.5 m/s
V_c	71 m/s
h	10 mm
d	7 mm
β	0.44
Γ	0.04 m.s

TAB. E.1: Paramètres du modèle de Dunne et Howe. Approximation à hautes fréquences

$$\frac{P_2}{P_{ref}}(\vec{x}, \omega) \approx \frac{\beta}{2\pi^2} \left(\frac{V_c}{V_0}\right)^3 \frac{h}{V_c} e^{i\omega \frac{|\vec{x}|}{c_0}} \frac{\lambda [2\text{sh}(\lambda)K_0(\lambda) - i\pi I_0(\lambda)e^{-\lambda}]}{2\text{sh}(\lambda)K_1(\lambda) + i\pi I_1(\lambda)e^{-\lambda}} \times \text{sh}\left(\lambda \frac{dV_c}{hV_0}\right) K_1\left(\lambda \frac{V_c}{V_0}\right) \quad (\text{E.7})$$

Dunne et Howe concluent que leur modèle prévoit une croissance de la pression acoustique comme le cube de la vitesse incidente.

E.1.3 Implémentation et résultats

Le modèle est programmé avec les valeurs des paramètres expérimentaux, reportées dans le tableau E.1. La vitesse V_0 est celle mesurée dans le jet, soit $1.45U_0$. La vitesse de convection V_c est fixée à 80% de V_0 , et la distance de convection d à 70 % du jeu. L'intégrale β est calculée à partir de la géométrie du profil. Enfin, la circulation du tourbillon incident est choisie de manière à obtenir un niveau de prédiction analogue aux mesures. Le calcul n'est donc pas prédictif, mais indicatif.

Les prédictions sont confrontées aux mesures sur la figure E.2. Les contributions P_1 et P_2 (respectivement tourbillons incident et induits) sont également représentées.

Le choix des paramètres permet une très bonne adéquation sur le domaine de fréquences attribué à la seconde source acoustique.

On constate par ailleurs que la contribution du tourbillon incident est d'un ordre de grandeur plus élevée que celles des tourbillons induits dans ce domaine de fréquences. A basses fréquences, les tourbillons induits ne sont plus négligeables.

Une étude paramétrique dont les résultats sont donnés en figure E.3 a ensuite été menée afin d'étudier l'influence de la vitesse U_0 . On constate qu'il suffit d'ajuster la circulation du tourbillon incident pour obtenir des prédictions en accord avec les mesures, et ce dans toute la gamme de vitesse de 40 à 100 m/s. Une régression linéaire sur Γ a mis en évidence une loi d'évolution du type $U_0^{0.03}$, ce qui est relativement éloigné de la formule proposée par Dunne et Howe : $\Gamma \approx \alpha U_0 c / 2$, liée au détachement d'un tourbillon d'une pale de corde c sous l'incidence α . Ce phénomène peut être imputable aux effets tridimensionnels de l'écoulement.

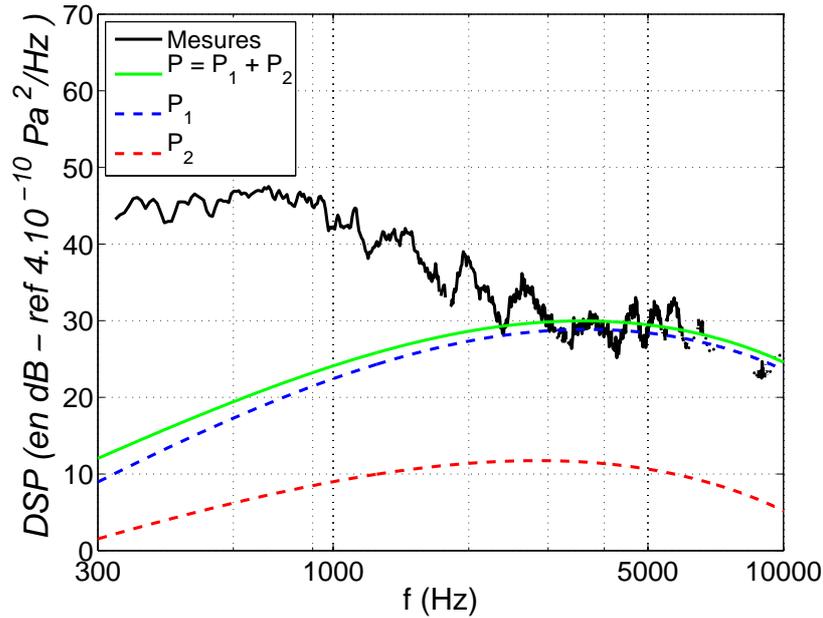


FIG. E.2: Prédictions acoustiques à l'aide de l'approximation hautes fréquences du modèle de Dunne et Howe. Implémentation en configuration de référence.

Il semble donc que ce modèle soit bien adapté à la modélisation de la source à hautes fréquences, mais seulement au prix d'un ajustement paramétrique encore trop arbitraire. Trois axes d'amélioration doivent être envisagés.

- Le modèle étant bidimensionnel, il s'agit d'intégrer la composante de vitesse selon la corde dans le modèle, et ainsi prendre en compte les effets de convection dans cette direction. La trajectoire du tourbillon incident se calculant à chaque pas de temps, un moyen d'y parvenir est de translater le plan de convection du tourbillon selon la corde à chaque pas de temps. A partir de cette technique, Chen et al. [15] ont ainsi réalisé un modèle potentiel tridimensionnel de l'écoulement du jeu d'une grille d'aubes.
- Le modèle ne prenant en compte qu'un seul tourbillon incident, il est nécessaire d'affiner la distribution de tourbillons incidents afin de mieux représenter la physique de l'écoulement secondaire. Il faut notamment prendre en compte les effets d'épaisseur de la pale, ce qui est négligé ici. Diverses approches sont proposées dans la section suivante.
- De même que dans le cas du bruit de bord de fuite, l'ultime étape est le lien entre les différents paramètres du modèle et les paramètres aérodynamiques accessibles par des calculs RANS.

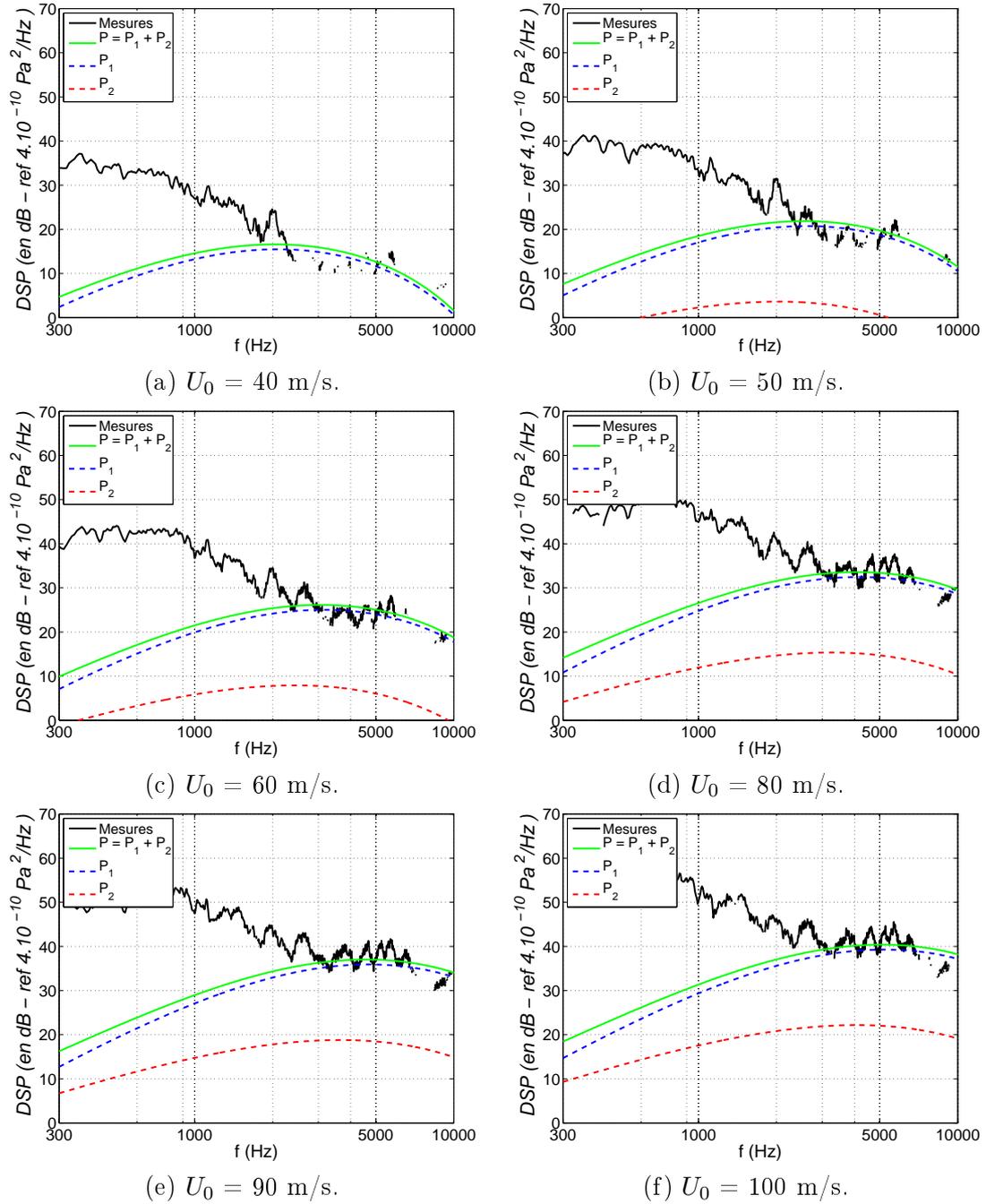


FIG. E.3: Prédiction acoustique à l'aide de l'approximation hautes fréquences du modèle de Dunne et Howe. Influence de la vitesse incidente.

E.2 Dynamique des tourbillons incidents

E.2.1 Modèle de Guo

S'intéressant au bruit des dispositifs hypersustentateurs, Guo [35] a modélisé à l'aide de la théorie potentielle les tourbillons naissant aux coins de l'extrémité d'une pale selon une

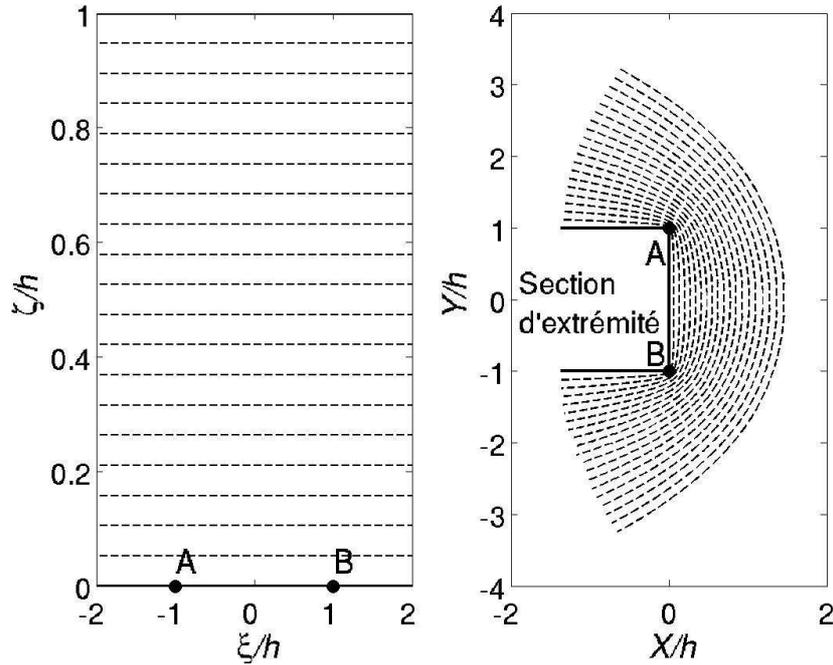


FIG. E.4: Modèle d'écoulement potentiel de Guo. Demi-plan complexe (gauche) et plan physique (droite).

coupe perpendiculaire à la corde. Le principe est d'abord de représenter l'écoulement potentiel par transformation conforme. Cette opération, illustrée sur la figure E.4, consiste à établir une relation entre le demi-plan complexe déterminé par $Im(z) > 0$ et une géométrie plus représentative de l'écoulement à modéliser (dans le cas présent, l'écoulement autour d'une section de pale), que nous qualifierons de plan physique.

La relation ainsi établie permet de simplifier la simulation : l'écoulement est alors simulé dans le demi-plan complexe à l'aide d'une résolution par pas de temps, puis transposée dans le plan physique à l'aide de la relation précédemment établie.

A chaque pas de temps, Guo introduit un tourbillon potentiel au voisinage de chaque coin en calculant la circulation de manière à satisfaire la condition de Kutta. Le champ de vitesse ne doit pas diverger, ce qui est le cas aux coins sans la présence de tourbillons.

Dans le cadre de son modèle, Guo calcule ensuite la pression en paroi à l'aide du théorème de Bernoulli, puis la pression en champ lointain à l'aide de l'analogie de Ffowcs Williams et Hawkins. Cette étape étant secondaire vis-à-vis de nos objectifs, seuls les résultats dynamiques sont présentés ici, l'étude étant à considérer comme prospective.

Un exemple de la distribution de tourbillons ainsi obtenue est donné en figure E.5. Le nombre maximal de tourbillons est fixé, si bien que lorsque ce nombre est atteint, les tourbillons les plus anciens sont supprimés. Deux régimes sont observés :

- Le régime transitoire est caractérisé par un enroulement de la distribution de tour-

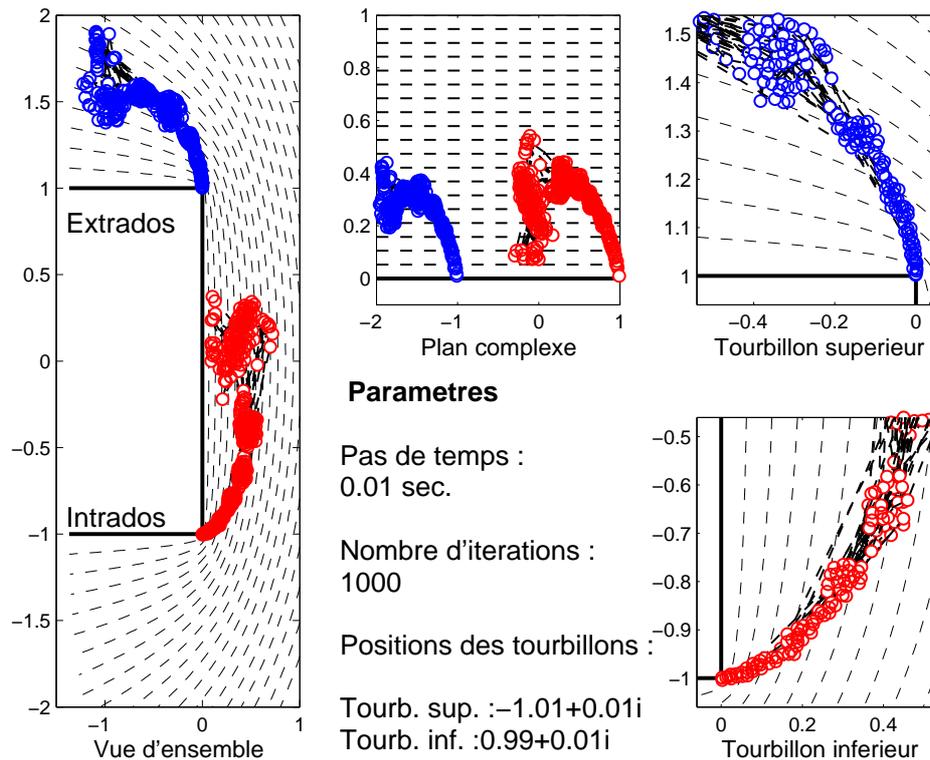


FIG. E.5: Modèle de Guo : résultats numériques montrant les agglomérats de tourbillons potentiels.

billons sur elle-même, représentant la structuration d'un tourbillon macroscopique. Le tourbillon situé en amont finit par interagir avec le second, menant à leur annihilation et au régime permanent.

- Le régime développé est caractérisé par deux allées de tourbillons, les distributions étant irrégulières. En effet, les tourbillons élémentaires se regroupent par paquets, donnant lieu à des oscillations de l'écoulement et de la pression pariétale. Ce phénomène est également responsable de la destruction des tourbillons macroscopiques.

Il est à noter que ce type de modèle est très instable, nombre de paramètres étant à choisir avec soin. Le choix des lieux de naissance des tourbillons (i.e. leur distance à la paroi) doit être ajusté avec la définition du pas de temps, afin d'éviter des vitesses de convection trop excessives. De même, le contrôle des trajectoires des tourbillons doit être effectué à chaque pas de temps, afin de s'assurer qu'aucun ne traverse la paroi. Enfin, un moyen simple d'effectuer la suppression des tourbillons les plus anciens est d'ajouter à la circulation de chaque tourbillon potentiel une décroissance temporelle. Cette décroissance a été choisie gaussienne, dans le présent cas.

E.2.2 Autres modèles tourbillonnaires

A ce stade de la modélisation, diverses tentatives ont été menées afin de définir une transformation conforme prenant en compte à la fois l'épaisseur de la pale et la présence du carter, sans résultat probant. Ainsi, d'autres configurations génériques doivent être envisagées. L'idée est de séparer les dynamiques observées à l'entrée et à la sortie du jeu, en réalisant deux modèles distincts. La distribution tourbillonnaire générée autour de l'arête intrados serait ensuite injectée dans le modèle de l'arête extrados.

Ces configurations n'ont pu être testées, cependant les formules des transformations de Schwarz-Christoffel sont données dans ce qui suit à titre d'information, et les géométries représentées en figure E.6.

Écoulement à la sortie d'un puits Le principe de cette géométrie est de tirer partie de la symétrie résultant de l'effet de réflecteur de la paroi de carter. En effet, cette paroi est équivalente à une ligne de courant. On peut donc considérer l'écoulement et son symétrique comme celui à l'entrée d'un puits, ainsi qu'il est montré en figure E.6(a) et (b). La transformée de Schwarz-Christoffel s'écrit :

$$z(\varsigma) = -\frac{2ih}{\pi} \left[\sqrt{\varsigma^2 - 1} - i \ln \left(\frac{1}{\varsigma} (i + \sqrt{\varsigma^2 - 1}) \right) \right] \quad (\text{E.8})$$

Le sens de l'écoulement -rentrant ou sortant du puits- peut ensuite être choisi en plaçant une source ou un puits à l'origine du plan complexe.

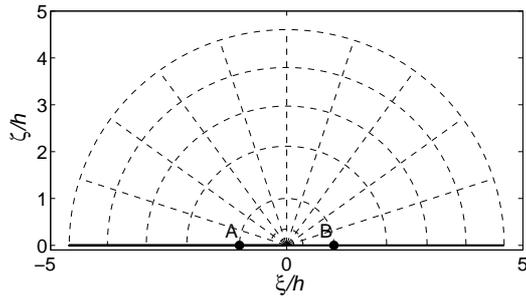
Écoulement autour d'une arête Cette configuration ne s'appuie sur aucune symétrie. Une source est placée à l'origine, déterminant le sens de l'écoulement. La transformée de Schwarz-Christoffel s'écrit :

$$z(\varsigma) = \frac{h}{\pi} \left[2\sqrt{\varsigma + 1} + \ln \left(\frac{\sqrt{\varsigma + 1} - 1}{\sqrt{\varsigma + 1} + 1} \right) \right] \quad (\text{E.9})$$

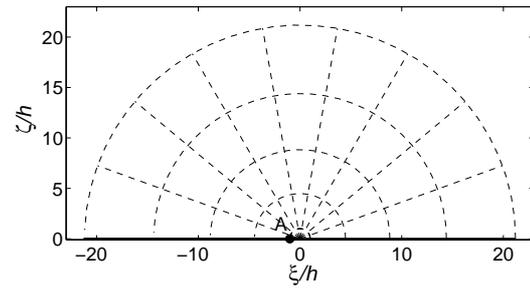
E.3 Conclusions

L'analogie de Howe est une piste très prometteuse en vue de la prédiction des fluctuations de pression acoustiques liée à la convection de structures turbulentes dans l'écoulement secondaire. L'approximation à hautes fréquences du modèle bidimensionnel proposé par Dunne et Howe a été implémentée. Certains des paramètres d'entrée du modèle ont été obtenus expérimentalement mais ont été ajustés de façon empirique. C'est le cas de la distance de convection à la paroi du tourbillon incident et de sa circulation. Un bon accord est alors obtenu entre prédictions et mesures.

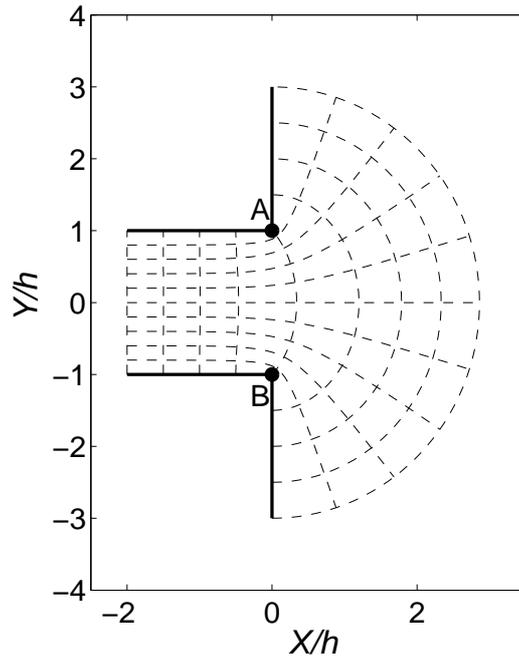
Cette approche s'étant révélée encourageante, plusieurs pistes à explorer lors de recherches ultérieures ont été présentées afin d'obtenir une dynamique tourbillonnaire incidente plus



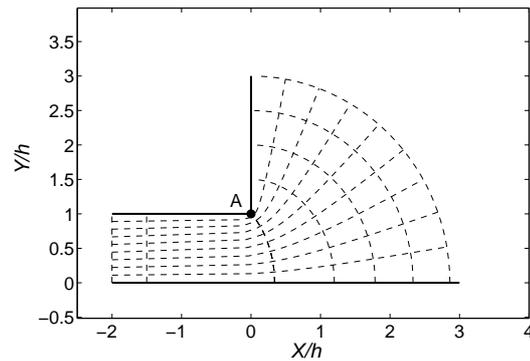
(a) Plan complexe.



(b) Plan complexe.



(c) Plan physique.



(d) Plan physique.

FIG. E.6: Géométries proposées pour la modélisation de la dynamique tourbillonnaire dans le jeu : puits potentiel (gauche) et coin potentiel (droite).

réaliste. Il s'agit en effet de prendre en compte l'effet d'épaisseur de la pale sans perdre celui de la paroi de carter.

Bibliographie

- [1] **Amiet R. K.** : Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *Journal of Sound and Vibrations*, 41(4), p. 407–420, 1975.
- [2] **Amiet R. K.** : Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *Journal of Sound and Vibrations*, 47(3), p. 387–393, 1976.
- [3] **Arguillat B.** : *Etude expérimentale et numérique de champs de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde, avec application aux vitrages automobiles*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2006.
- [4] **Barre C.** : *Jet en écoulement transversal : observations expérimentales et numériques*. Thèse 1998-1496, Université Henri Poincaré, Nancy-1, 1998.
- [5] **Basson A. & Lakshminarayana B.** : Numerical simulation of tip clearance effects in turbomachinery. *Transaction of the ASME*, 117, p. 348–359, 1995.
- [6] **Bendat J. S. & Piersol A. G.** : *Engineering Applications of Correlations and Spectral Analysis*. John Wiley & Sons Inc., New York, 1993.
- [7] **Bindon J. P.** : The measurement and formation of tip-clearance loss. *Journal of Turbomachinery*, 111, p. 257–263, 1989.
- [8] **Bindon J. P. & Morphis G.** : The development of axial turbine leakage loss for two profiled tip geometries using linear cascade data. *Journal of Turbomachinery*, 111(1), p. 198–204, 1992.
- [9] **Boudet J., Grilliat J., Caro J. & Jacob M. C.** : Combined experimental/computational study of tip clearance flow and acoustics. *In 8th European Turbomachinery Conference (ETC)*, Graz (Autriche), 2009.
- [10] **Brooks T. F. & Hodgson T. H.** : Trailing edge noise prediction from measured surface pressures. *Journal of Sound and Vibrations*, 78(1), p. 69–117, 1981.
- [11] **Camussi R. & Guj G.** : Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows : intermittency and coherent structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 348, p. 177–199, 1997.
- [12] **Castelain T.** : *Contrôle de jet par microjets impactants. Mesure de bruit rayonné et analyse aérodynamique*. Thèse 2006-33, Ecole Centrale de Lyon, 2006.

- [13] **Cecco S. D., Yaras M. I. & Sjolander S. A.** : Measurements of the tip-leakage flow in a turbine cascade with large clearances. *ASME Paper 95-GT-77*, June 1995.
- [14] **Chase D. M.** : Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibrations*, 70(1), p. 29–67, 1980.
- [15] **Chen G. T., Greitzer E. M., Tan C. S. & Marble F. E.** : Similarity analysis of compressor tip clearance flow structure. *Transaction of the ASME*, 113, p. 260–271, 1991.
- [16] **Cherry N. J., Hillier R. & Latour M. E. M. P.** : Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 144, p. 13–46, 1984.
- [17] **Clauser F. H.** : Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. *Journal of Fluids Mechanics*, 21(2), p. 91–108, 1954.
- [18] **Coles D.** : The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluids Mechanics*, 1(2), p. 191–226, 1956.
- [19] **Corcos G. M.** : The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 18, p. 353–378, 1964.
- [20] **Dean R. C.** : The influence of tip clearance on boundary layer flow in a rectilinear cascade, mit gas turbine. Rapport technique 27-3, MIT Gas Turbine Laboratory, December 1954.
- [21] **Dunne R. C.** : *Sound produced by a vortex interacting with a blade tip of a ducted rotor*. M.D. thesis, Boston University, College of Engineering, 1995.
- [22] **Dunne R. C. & Howe M. S.** : Wall-bounded blade-tip vortex interaction noise. *Journal of Sound and Vibrations*, 202(5), p. 605–618, 1997.
- [23] **Farge M.** : Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 24, p. 395–457, 1992.
- [24] **FFowcs-Williams J. E. & Hawkings D. L.** : Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A264, p. 321–342, 1969.
- [25] **Fukano T., Ogata N. & Jang C. M.** : Tip clearance noise of axial fan operating under partial load condition. *In Fan Noise Congress*, 2003.
- [26] **Fukano T., Takamatsu Y. & Kodama Y.** : The effects of tip clearance on the noise of low pressure axial and mixed flow fans. *Journal of Sound and Vibration*, 105.
- [27] **Gamet L., Ferrand P. & Jacob M. C.** : Noise prediction of fan-tip/boundary layer interaction. *In Fan Noie 2007*, Lyon, France, Sept 17-19 2007.
- [28] **Ganz U. W., Joppa P. D., Patten T. J. & Scharpf D. F.** : Boeing 18-inch fan rig broadband noise test. NASA/CR-1998-208704 27-3, September 1998.
- [29] **Goody M.** : Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *AIAA Journal*, 42(9), p. 1788–1794, 2004.

- [30] **Goto A.** : Three-dimensional flow and mixing in an axial flow compressor with different rotor tip clearances. *Journal of Turbomachinery*, 114, p. 675–685, 1992.
- [31] **Govardhan M., Venkatrayulu N. & Vishnubhotla V. S.** : Tip clearances effects on the flow field of an axial turbine rotor cascade. *Proceedings of the 11th ISABE*, 1, p. 598–608, 1993.
- [32] **Gradshteyn I. S. & Ryzhik I. M.** : *Tables of Integrals, Series and Products*. Academic Press, New York, 1980.
- [33] **Greschner B., Grilliat J., Jacob M. C. & Thiele F.** : Measurements and wall modelled les (iddes) simulation of trailing edge noise caused by a turbulent boundary layer. *Under revision for publication in the International Journal of Acoustics*.
- [34] **Grinsted A., Moore J. C. & Jevrejeva S.** : Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. *Nonlinear processes in Geophysics*, 11, p. 561–566, 2004.
- [35] **Guo Y. P.** : Prediction of flap side edge noise. *AIAA Paper*, (1804), p. 35–45, 1999.
- [36] **Heyes F. J. G. & Hodson J. P.** : Measurement and prediction of tip clearance flow in linear turbine cascades. *Journal of Turbomachinery*, 114, p. 643–651, 1993.
- [37] **Howard M. A., Ivey P. C., Barton J. P. & Young K. F.** : Endwall effects at two tip clearances in a multistage axial flow compressor with controlled diffusion blading. *Journal of Fluid Mechanics*, 116(4), p. 635–647, 1994.
- [38] **Howe M. S.** : Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics*, 71(4), p. 625–673, 1975.
- [39] **Howe M. S.** : *Theory of vortex sound*. Cambridge University Press, 2003.
- [40] **Inoue M. & Kuroumaru M.** : Structure of tip clearance flow in an isolated axial compressor rotor. *ASME Journal of Turbomachinery*, 111, p. 250–256, 1989.
- [41] **Intaratep N.** : *Formation and Development of the Tip Leakage Vortex in a Simulated Axial Compressor with Unsteady Inflow*. Ph.D. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2006.
- [42] **Ji M. & Wang M.** : Sound generation by turbulent boundary-layer flow over small steps. *Journal of Fluid Mechanics*.
- [43] **Ji M. & Wang M.** : Aeroacoustics of turbulent boundary-layer flow over small steps. *In 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, Florida, Jan 4–7, 2010.
- [44] **Kameier F. & Neise W.** : Experimental study of tip clearance losses and noise in axial turbomachines and their reduction. *Journal of Turbomachinery*, 119, p. 460–471, 1997.
- [45] **Kameier F. & Neise W.** : Rotating blade flow instability as a source of noise in axial turbomachines. *Journal of Sound and Vibrations*, 203(5), p. 833–853, 1997.

- [46] **Kang S. & Hirsch C.** : Experimental study on the three-dimensional flow within a compressor cascade with tip clearance : Part 1 - velocity and pressure fields. *Journal of Turbomachinery*, 115, p. 435–443, 1993.
- [47] **Kang S. & Hirsch C.** : Experimental study on the three-dimensional flow within a compressor cascade with tip clearance : Part 2 - the tip leakage vortex. *Journal of Turbomachinery*, 115, p. 444–452, 1993.
- [48] **Kang S. & Hirsch C.** : Tip leakage flow in linear compressor cascade. *Journal of Turbomachinery*, 116, p. 657–664, 1994.
- [49] **Kiya M. & Sasaki K.** : Structure of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 137, p. 83–113, 1983.
- [50] **Kunz R. F., Lakshminarayana B. & Basson A. H.** : Investigation of tip clearance phenomena in an axial compressor cascade using euler and navier-stokes procedures. *Transaction of the ASME*, 115, p. 453–467, 1993.
- [51] **Lakshminarayana B., Zaccaria M. & Marathe B.** : The structure of tip clearance flow in axial flow compressors. *Transaction of the ASME*, 117, p. 336–347, 1995.
- [52] **Lee S. W., Moon H. S. & Lee S. E.** : Tip gap height effects on flow structure and heat/mass transfer over plane tip of a high-turning turbine rotor blade. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30, p. 198–210, 2009.
- [53] **Longhouse R. E.** : Control of tip-vortex noise of axial flow fans by rotating shrouds. *Journal of Sound and Vibrations*, 58(2), p. 201–214, 1978.
- [54] **Ma R.** : *Unsteady Turbulence Interaction in a Tip Leakage Flow Downstream of a Simulated Axial Compressor Rotor*. Ph.D. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2003.
- [55] **Mallat S.** : A theory for multiresolution signal decomposition : the wavelet representation. *In Trans. IEEE*, pages 674–693. PAMI, 1989.
- [56] **Marcinowski H.** : Einfluss des laufradspaltes und der luftführung bei einem kühlgebläse axialer bauart. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 14, p. 259–262, 1953.
- [57] **Meneveau C.** : Analysis of turbulence in the orthonormal wavelet representation. *Journal of Fluid Mechanics*, 232, p. 469–520, 1991.
- [58] **Mish P.** : *An experimental investigation of unsteady surface pressure on single and multiple airfoils*. Ph.D. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2003.
- [59] **Moore J. & Tilton J. S.** : Tip leakage flow in a linear turbine cascade. *Journal of Turbomachinery*, 110, p. 18–26, 1988.
- [60] **Moreau S., Henner M., Wang M. & Roger M.** : Analysis of flow conditions in freejet experiments for studying airfoil self-noise. *AIAA Journal*, 41, p. 1895–1905, 2003.

- [61] **Moreau S. & Roger M.** : Effect of airfoil aerodynamic loading on trailing- edge noise sources. *AIAA Journal*, 43(1), p. 41–52, 2005.
- [62] **Mugridge B. D. & Morfey C. L.** : Sources of noise in axial flow fans. *Journal of the Acoustical Society of America*, 51, p. 1411–1426, 1972.
- [63] **Muthanna C.** : *Flowfield Downstream of a Compressor Cascade with Tip Leakage*. M.S. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 1998.
- [64] **Muthanna C.** : *The Effects of Free Stream Turbulence on the Flow Field through a Compressor Cascade*. Ph.D. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002.
- [65] **Muthanna C. & Devenport W. J.** : Wake of a compressor cascade with tip gap, part 1 : Mean flow and turbulence structure. *AIAA Journal*, 42(11), p. 2320–2331, 2004.
- [66] **März J., Hah C. & Neise W.** : An experimental and numerical investigation into the mechanisms of rotating instability. *Journal of Turbomachinery*, 124, p. 367–375, 2002.
- [67] **Perennes S. & Roger M.** : Aerodynamic noise of a two-dimensional wing with high-lift devices. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Toulouse, France, June 2-4 1998.
- [68] **Rains D. A.** : Tip clearance flows in axial flow compressors and pumps. Rapport technique 5, California Institute of Technology, Hydrodynamics and Mechanical Engineering Laboratories, June 1954.
- [69] **Roger M. & Moreau S.** : Broadband self-noise from loaded fan blades. *AIAA Journal*, 42(3), p. 536–544, 2004.
- [70] **Roger M. & Moreau S.** : Back-scattering correction and further extensions of amiet’s trailing-edge noise model. part 1 : Theory. *Journal of Sound and Vibrations*, 286, p. 477–506, 2005.
- [71] **Roger M. & Sabah M.** : Complément à l’étude du bruit à large bande d’une grille d’aube. Rapport technique.
- [72] **Rozenberg Y.** : *Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calculs moyennés de mécanique des fluides*. Thèse 2007-44, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [73] **Sabah M.** : *Etude expérimentale du bruit propre d’une grille d’aubes*. M.S. thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1998.
- [74] **Schlinker R. H. & Amiet R. K.** : Helicopter rotor trailing edge noise. Nasa cr - 3470, 1981.
- [75] **Schloemer H. H.** : Effect of pressure gradients on turbulent-boundary-layer wall-pressure fluctuations. *Journal of the Acoustical Society of America*, 42(1), p. 93–113, 1967.
- [76] **Seippel C.** : The development of the brown boveri axial compressor. *Brown Boveri Rev.*, 26(6), p. 86–91, 1920.

- [77] **Simpson R. L., Ghodbane M. & McGrath B. E.** : Surface pressure fluctuations in a separating turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 177, p. 167–186, 1987.
- [78] **Sjolander S. A.** : Secondary and tip-clearances flows in axial turbines. VKI Lecture Series 01, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, February 10-13 1997.
- [79] **Sjolander S. A. & Amrud K. K.** : Effects of tip clearance on blade loading in a planar cascade of turbine blades. *ASME J. of Turbomachinery*, 109, p. 237–244, 1987.
- [80] **Sjolander S. A. & Cao D.** : Measurement of the flow in an idealized turbine tip gap. *Transactions of the ASME*, 117, p. 578–584, 1995.
- [81] **Staubs J. K.** : *Correlation between Unsteady Loading and Tip Gap Flow Occurring in a Linear Cascade with Simulated Stator-Rotor Interaction*. M.S. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2005.
- [82] **Storer J. A. & Barton J. P.** : An investigation of the flow within the clearance space of a compressor blade tip. *In 10th International Symposium on Air Breathing Engines*. AIAA. ISABE 91-7013, 1991.
- [83] **Storer J. A. & Cumpsty N. A.** : Tip leakage flows in axial compressors. *Transactions of the ASME*, 113, p. 252–259, 1991.
- [84] **Tang G.** : *Measurements of the Tip-gap Turbulent Flow Structure in a Low-speed Compressor Cascade*. Ph.D. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2004.
- [85] **Tian Q.** : *Near wall behaviour of vortical flow around the tip of an axial pump rotor blade*. Ph.D. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2006.
- [86] **Wang Y.** : *Tip leakage flow downstream a compressor cascade with moving end wall*. M.S. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2000.
- [87] **Wang Y. & Devenport W. J.** : Wake of a compressor cascade with tip gap, part 2 : Effects of endwall motion. *AIAA Journal*, 42(11), p. 2332–2340, 2004.
- [88] **Wenger C. W.** : *Analysis of Two-point Turbulence Measurements for Aeroacoustics*. M.S. thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 1999.
- [89] **Wenger C. W., Devenport W. J., Wittmer K. S. & Muthanna C.** : Wake of a compressor cascade with tip gap, part 3 : Two-point statistics. *AIAA Journal*, 42(11), p. 2341–2346, 2004.
- [90] **Yaras M. I. & Sjolander S. A.** : Flow field in the tip gap of a planar cascade of turbine blades. *ASME J. of Turbomachinery*, 111, p. 276–283, 1989.
- [91] **You D., Wang M., Mittal R. & Moin P.** : Large-eddy simulation and analysis of tip-clearance flows in turbomachinery applications. *In DoD High Performance Computing Modernization Program Users Group Conference*, Bellevue, Washington, June 9-13,2003.

-
- [92] **You D., Wang M., Moin P. & Mittal R.** : Effects of tip-gap size on the tip-leakage flow in a turbomachinery cascade. *Physics of Fluids*, 18, 2006.
- [93] **You D., Wang M., Moin P. & Mittal R.** : Effects of tip-gap size on the tip-leakage flow in a turbomachinery cascade. *Transaction of the ASME*, 129, p. 1002–1014, 2007.
- [94] **Zierke W. C., Farrell K. J. & Straka W. A.** : Measurements of the tip clearance flow for a high-reynolds-number axial-flow rotor. *Journal of Turbomachinery*, 117, p. 522–532, 1995.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande des Directeurs de Thèse

Monsieur M. ROGER et Monsieur M. JACOB

et les rapports de

Monsieur S. MOREAU
Professeur - Local C1-4046 - Faculté de Génie - Département de Génie Mécanique
Université de Sherbrooke - 2500 bd de l'Université - SHERBROOKE (QUEBEC) J1K 2R1 - CANADA

et de

Monsieur G. BOIS
Professeur - Labo Méca - ENSAM - 8, bd Louis IV - 59000 LILLE

Monsieur GRILLIAT Julien

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE (MEGA)

Fait à Ecully, le 14 décembre 2009

P/Le Directeur de l'E.C.L.
La Directrice des Etudes



M-A. GALLAND