THÈSE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Poitiers

École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers
(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

École doctorale : Sciences et Ingénierie des Matériaux, Mécanique, Énergétique - SIMME

Secteur de recherche : Mécanique des Fluides, Acoustique, Aéroacoustique

Présentée par

Yoann BEAUSSE

Etude du bruit tonal généré au bord de fuite d'un profil d'aile NACA 0012 par méthode de formation de voies et de l'écoulement associé par vélocimétrie par images de particules résolue en temps

---

Directeur de thèse : Vincent VALEAU

Co-directeurs de thèse : Florent MARGNAT, Laurent-Emmanuel BRIZZI

Soutenue le 08/07/22 devant la Commission d'Examen

JURY

Emmanuel PERREY-DEBAIN	Professeur, Université de Technologie de Compiègne	Président
Kamel ABED MERAÏM	Maître de Conférences HDR, Université de La Rochelle	Rapporteur
Marc JACOB	Professeur, École Centrale de Lyon	Rapporteur
Emmanuel BÉNARD	Professeur Associé, ISAE-SUPAERO	Examinateur
Laurent-Emmanuel BRIZZI	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
Florent MARGNAT	Maître de Conférences, Université de Poitiers	Examinateur
Vincent VALEAU	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur

Résumé

Cette étude expérimentale s'intéresse au bruit tonal de bord de fuite sur un profil NACA 0012, et en particulier aux effets de l'inhomogénéité en envergure de l'écoulement sur les sources de bruit. L'originalité de l'approche consiste dans la mesure simultanée du bruit rayonné par antennerie acoustique et des champs de vitesse dans le sillage par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) résolue en temps (fréquence de 20 kHz afin de résoudre les échelles de temps acoustiques). Une expérience préliminaire retrouve, comme dans la bibliographie, des résultats de PIV altérés pour des fréquences inférieures à la limite de Shannon, et permet d'identifier l'allure des distorsions liées à cette erreur. La précision de la synchronisation entre le signal focalisé par formation de voies temporelle et les champs de vitesse est ensuite évaluée, et est de l'ordre du centième de milliseconde. La mesure acoustique révèle un bruit tonal (constitué d'un ou plusieurs pics fréquentiels) pour des conditions d'écoulement en accord avec la littérature. La formation de voies permet alors d'identifier des zones sources le long de l'envergure, distinctes pour chaque fréquence. Cela constitue un apport intéressant car les modèles théoriques utilisés pour décrire la formation de bruit tonal au bord de fuite sont bidimensionnels. L'analyse fréquentielle des champs de vitesse dans un plan parallèle au profil d'aile indique un détachement tourbillonnaire variable en fonction de la position en envergure, avec les mêmes fréquences dans les mêmes zones que les sources de bruit identifiées. Il est aussi montré que les zones sources de bruit sont celles où la cohérence transverse du détachement tourbillonnaire présente un maximum. Une mesure dans le plan perpendiculaire à l'aile permet le suivi temporel des tourbillons détachés au bord de fuite, et une comparaison entre le signal de vorticité et le signal acoustique focalisé sur la zone de mesure aboutit à un taux de corrélation satisfaisant, de l'ordre de 60%.

Abstract

In this experimental study about the generation of trailing-edge tonal noise by a NACA 0012 airfoil, we evaluated the effects of flow inhomogeneity in the spanwise dimension on noise sources. In this original approach, the acoustic measurements performed with a microphonic array are used in conjunction with simultaneous time-resolved PIV measurements (20 kHz) in the wake of the wing. In a first part, a preliminary experiment is performed to test the limits of PIV measurements. As was discussed in the bibliography, the results are altered at frequencies lower than the Shannon limit, and the shape of these alterations is identified. Then, another experiment with a piloted micro-jet allows us to affirm that the precision of the synchronisation between the focused time-domain beamforming signal and the velocity field is around a hundredth of a millisecond. The acoustic measurements on the trailing-edge noise reveal tonal noise (with one or multiple frequency peaks), at flow conditions in accordance with literature. With the use of frequency-domain beamforming, multiple noise sources are localised along different positions on the trailing-edge, one for each peak on the far-field spectrum. This constitutes an interesting result, because theoretical models used for the description of tonal trailing-edge noise are bidimensional. Then, the frequential analysis of the velocity field obtained with PIV measurements in the plane of the wing show that the vortex shedding is also dependent on the position in the spanwise dimension. The same frequencies are observed as in the acoustic analysis, and on the same locations on the span. Moreover, the noise sources are shown to be superimposed with the locations of the maxima of the vortex shedding transverse coherence. Finally, a PIV measurement in a plane perpendicular to the wing allows for the assessment of the correlation factor (60%) between the vorticity signal and the focused time-domain beamforming signal.

Remerciements

Je remercie tout d'abord mes encadrants, Vincent Valeau, Florent Margnat et Laurent-Emmanuel Brizzi, pour leur soutien sans faille durant cette (longue) thèse.

Je remercie de tout mon cœur l'ensemble des personnels du B17 pour leur bonne humeur et leur gentillesse. Et en particulier, ce travail n'aurait pas été possible sans le soutien technique de Laurent Philippon, Pascal Biais, Janick Laumonier et Jean-Christophe Vergez.

Je remercie également Patrick Braud pour la formation qu'il m'a délivrée et son soutien pour les expériences.

J'adresse enfin des remerciements à Régis Marchiano, François Ollivier et Pascal Challande pour leur très aimable collaboration dans le cadre du projet MAMIES.

Table des matières

1 Introduction **1**

2 Étude bibliographique **5**

2.1 Écoulement au bord de fuite sur un profil d'aile 6
2.1.1 Analyse de l'écoulement 6
2.1.2 Analyse des sources acoustiques de bord de fuite 8

2.2 Utilisation de TR-PIV dans la recherche de source aéroacoustique 16

2.3 Résumé du chapitre 21

3 Techniques de PIV résolue en temps et validation expérimentale dans le cas d'un écoulement de jet **23**

3.1 Vélocimétrie par image de particules 24
3.1.1 Explication de principe de la PIV 24
3.1.2 Limites de la méthode 27
3.1.3 Dispositif expérimental et paramètres de l'acquisition PIV 29

3.2 Résultats : analyse du contenu fréquentiel des acquisitions PIV 34
3.2.1 Mesure de référence par fil chaud : cascade turbulente 34
3.2.2 Comparaison avec les résultats obtenus pour les deux configurations PIV 35

3.3 Résumé du chapitre 38

4 Protocole expérimental et outils de traitement pour l'analyse conjointe de l'écoulement sur un profil d'aile et de son rayonnement acoustique 39

4.1 Moyens expérimentaux . . . 40
4.1.1 Soufflerie BETI . . . 40
4.1.2 Aile NACA 0012 . . . 42
4.1.3 Antenne microphonique Mégamicros . . . 43
4.1.4 Dispositif d'acquisition PIV . . . 48
4.1.5 Carte et logiciel d'acquisition synchronisée PIV - acoustique . . . 50
4.1.6 Configurations sifflantes / non sifflantes . . . 52

4.2 Explication de principe des algorithmes de formation de voies utilisés . . . 53
4.2.1 Formation de voies temporelle . . . 53
4.2.2 Formation de voies fréquentielle . . . 55

4.3 Améliorations dans l'implémentation de la formation de voies . . . 56
4.3.1 Corrections d'hypothèses physiques fortes . . . 56
4.3.2 Méthodes de déconvolution . . . 58

4.4 Validation de la synchronisation Acoustique-PIV : expérience du jet piloté par une électrovanne . . . 61

4.5 Résumé du chapitre . . . 62

5 Identification des sources par formation de voies fréquentielle et temporelle 65

5.1 Étude des spectres acoustiques . . . 66

5.2 Estimation spatiale des sources aéroacoustiques dans le domaine fréquentiel 72
5.2.1 Dans un plan parallèle au profil . . . 72
5.2.2 Validation avec le plan de microphones opposé . . . 77
5.2.3 Dans un plan perpendiculaire au profil . . . 78

5.3 Étude des sources par investigation du signal focalisé (formation de voies temporelle) . . . 80

5.4 Résumé du chapitre . . . 85

6 Analyse temporelle et fréquentielle des champs de vitesse dans le sillage et autour de l'aile - Comparaison avec l'analyse acoustique 87

6.1 Étude dans un plan parallèle au profil 88
6.1.1 Analyse de l'écoulement dans le domaine temporel 88
6.1.2 Analyse dans le domaine fréquentiel 101

6.2 Étude dans un plan perpendiculaire au profil 113
6.2.1 Champs de vitesse et de vorticité 113
6.2.2 Étude spectrale du champ de vitesse dans le sillage de l'aile 117
6.2.3 Synchronisation de l'étude cinématique dans un plan perpendiculaire au profil et de l'étude acoustique 118

6.3 Résumé du chapitre 123

7 Conclusion 125

Annexe : Tableau récapitulatif des configurations expérimentales 127

Chapitre 1 Introduction

Le bruit produit par les véhicules est un sujet d'inquiétude dans notre société moderne. Au-delà de l'inconfort qu'il provoque, qui est déjà bien sûr un motif d'amélioration en tant que tel, les nuisances sonores constituent un véritable enjeu de santé publique, notamment dans le cadre d'expositions répétées sur le long terme. Dans ce cadre, le bruit produit par les avions en particulier est principalement un souci à proximité des aéroports, où les logements abritent des personnes exposées à ce bruit de nombreuses fois par jour. Si ces logements ne sont normalement pas suffisamment proches des aéroports pour que les niveaux de bruits atteints puissent causer des dommages sur l'audition des habitants, d'autres effets sanitaires peuvent être causés même par ces expositions régulières à des niveaux plus faibles. En France, la commission ministérielle compétente dans le domaine est le Conseil National du Bruit (qui dépend du ministère de l'Environnement), et elle fournit le tableau récapitulatif présenté en Figure 1. On y voit que les conséquences varient de la simple gêne exprimée à des effets sur la santé en général, avec notamment des augmentations du risque d'accidents cardiovasculaires (les pathologies cardiovasculaires constituant d'après l'INSEE la deuxième cause de mortalité en France).

Les mécanismes qui aboutissent à la production de bruit par un avion en vol sont nombreux, mais deux d'entre eux dominent : la contribution des moteurs, et le bruit dit aérodynamique, lié à l'avancement de l'avion dans l'air. Nous ne nous intéresserons pas dans ce travail au bruit produit par les moteurs. La contribution aérodynamique, bien que généralement plus faible que celle des moteurs, n'est toutefois pas négligeable. C'est particulièrement vrai à l'atterrissage, où la relativement faible puissance des moteurs, la sortie du train d'atterrissage et le déploiement de volets visant à augmenter la traînée tendent à augmenter la contribution relative du bruit aérodynamique. D'une manière générale, une grande partie de ce bruit aérodynamique est généré au niveau de toutes les excroissances qui émergent du fuselage. Cela inclut donc le train d'atterrissage lors des phases de décollage et d'atterrissage, mais aussi les surfaces portantes (ailes et dérive) tout le long du vol, comme on peut le voir en Figure 2. Les mécanismes de production de bruit par une aile sont complexes, et diffèrent largement entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Nous nous concentrerons dans ce travail sur le bruit produit au niveau du seul bord de fuite d'une aile.

L'objectif de ce travail est d'observer expérimentalement les caractéristiques du bruit émis par le bord de fuite d'une aile, ainsi que les phénomènes aérodynamiques à l'œuvre. L'originalité de la démarche réside en particulier dans l'utilisation conjointe et synchronisée de mesures acoustiques via une antenne microphonique et de vélocimétrie par images de particules résolue en temps (*Time-Resolved Particle Image Velocimetry*, TR-PIV).

L'étude est effectuée dans une soufflerie anéchoïque, et décrit le comportement d'une aile très classique dans la littérature, un profil NACA 0012. On s'intéresse en particulier au bruit tonal produit dans certaines conditions au bord de fuite de l'aile, plutôt qu'au bruit

Effets sanitaires	Valeurs guide relatives aux effets sanitaires Seuils retenus	Effets mesurés	Références
Santé en général	Lden = 50 dB(A) en extérieur (bruit incident) A confirmer	Santé en général	OMS 2017 (en cours de validation)
	Ln = 40 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Santé en général	OMS 2009
Perturbation du sommeil	Ln = 42 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Accroissement de l'activité motrice durant le sommeil	OMS 2009 ANSES 2013
		Perturbation du sommeil (autodéclaration)	
		Insomnie environnementale	
	LAmax = 35 dB(A) de nuit en intérieur	Modification de la structure du sommeil	OMS 2009
		Activation de l'électro-encéphalogramme («arousal»)	
	LAmax = 42 dB(A) de nuit en intérieur	Eveil durant la nuit	OMS 2009
Gêne	LAeq 6-22h = 50/55 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Gêne exprimée modérée/sérieuse	OMS 1999
	Lden = 42 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Gêne exprimée	OMS 2011
	LAmax = 65 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Gêne exprimée	Martin, Tarrero et al. 2006[22]
Effets sur le système cardiovasculaire	Ld = 57,5 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Risques d'accidents cardiovasculaires	OMS 2011
	Ln = 50 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Risques d'hypertension	OMS 2009
		Risques d'infarctus du myocarde	
	Ln = 55 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Effets cardiovasculaires	OMS 2009
Diminution des performances scolaires	Ldn = 50 dB(A) en extérieur (bruit incident)	Diminution des performances cognitives	OMS 2011
	Bruit de fond durant la classe (intérieur) = 35 dB(A)	Perturbation de l'intelligibilité de la parole	Ziegler J.C. et al. 2005[23]
	LAmax = 50 dB(A) de jour en intérieur	Intelligibilité de la parole à 1 m	Afnor NF S31047
Effets sur l'audition	LAeq 24h = 70 dB(A) en intérieur comme en extérieur	Risques auditifs	OMS 1999 (en cours de réactualisation)
	LAeq 1h = 85 dB(A) pour écoute de musique au casque ou dans lieux publics		
	Moins de 5 événements festifs par an avec LAeq 4h = 100 dB(A)		
	LAmax = 110 dB(A)		

FIGURE 1 – Principales valeurs guides concernant les effets sanitaires du bruit. Tableau édité par le Conseil National du Bruit. [32]

large bande qui peut aussi y apparaître. Ce choix fut justifié par une plus grande efficacité des outils de mesure utilisés dans le cas d'un bruit tonal. Toutefois, la seule étude du bruit tonal de bord de fuite du NACA 0012 constitue déjà une tâche très importante et largement discutée dans la communauté lors des décennies précédentes. L'étude s'appuie ainsi sur une abondante littérature préexistante, et prétend la compléter par un positionnement original. Premièrement, l'analyse se concentre sur les effets transverses et les variations d'émission de bruit dans le sens de l'envergure dues à des inhomogénéités de l'écoulement. Le phénomène est certes connu, mais bien moins décrit que le mécanisme bidimensionnel à l'origine du bruit à une envergure donnée, alors que comme présenté plus avant, il est important dans la description du phénomène dans le cas d'un écoulement réel sur une aile. De plus, l'instrumentation utilisée combine une antenne microphonique bien résolue à un dispositif de PIV lui aussi finement résolu (en temps et en espace), et la modernité de ces outils est un avantage technique dont personne ne disposait il y a ne serait-ce

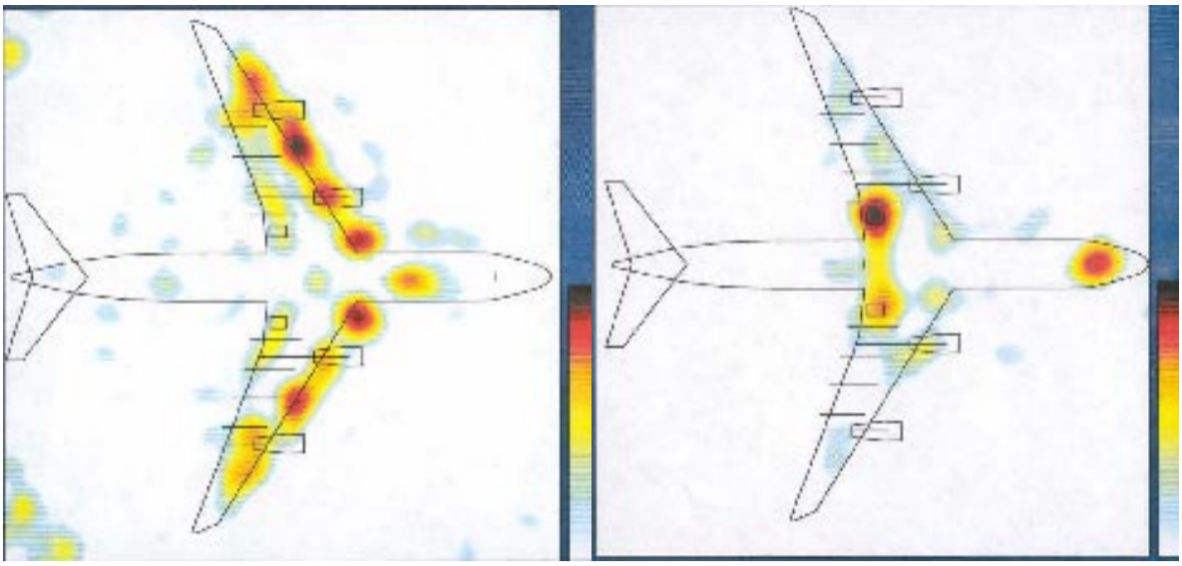

Fig. 3 Slat/flap deflected Landing Gear up Fig. 4 Slat/flap deflected Landing Gear Down
(medium frequency range; ONERA data)

FIGURE 2 – Cartographie par formation de voies fréquentielle des sources de bruit aérodynamique sur un avion (Airbus A340), pour des fréquences moyennes (entre 400 Hz et 8000 Hz). D'après Chow et al. [16]

que quelques années. Cela permet une description de l'écoulement aux mêmes échelles de temps que l'acoustique, et grâce à un mécanisme de synchronisation des deux mesures (PIV et acoustique), de produire une étude dans le domaine temporel de la production de bruit (en plus de l'étude fréquentielle plus classique en acoustique).

Après une partie dédiée à l'étude de la bibliographie sur les différents domaines abordés dans ce mémoire, nous développerons les leçons tirées dans une expérience préliminaire sur les limites observées lors de l'emploi de TR-PIV pour des analyses fréquentielles, sur un écoulement de jet. Ensuite, le mémoire se poursuivra par une description poussée du protocole expérimental et des outils de traitement utilisés pour l'expérience principale, à savoir un NACA 0012 en incidence. Une sous-partie y sera dédiée à une expérience de test de la synchronisation entre les deux types de mesures, les mesures acoustiques et les mesures de vélocimétrie. Puis nous arriverons au traitement des résultats de l'expérience principale, avec d'abord une partie dédiée aux résultats des mesures acoustiques, analysées dans le domaine fréquentiel et dans le domaine temporel. On y discutera du type de bruit émis et de la localisation des sources acoustiques en fonction de la configuration (incidence, vitesse d'écoulement, présence ou non d'une bande rugueuse). Enfin, une partie supplémentaire développera les résultats de la mesure de vélocimétrie, dans les différents plans Laser utilisés pour les mesures et pour les différentes configurations. Le compor-

tement du champ de vitesse sera en particulier scruté dans les zones identifiées comme sources acoustiques dans la partie précédente, et les inhomogénéités en envergure seront particulièrement discutées. On présentera également les signaux temporels synchronisés des deux types de mesure. Enfin, en conclusion on discutera des résultats obtenus, de leur cohérence ou non avec la littérature existante sur le sujet, et des limites de notre travail.

Chapitre 2 Étude bibliographique

Sommaire

2.1 Écoulement au bord de fuite sur un profil d'aile 6

2.1.1 Analyse de l'écoulement 6

2.1.2 Analyse des sources acoustiques de bord de fuite 8

2.2 Utilisation de TR-PIV dans la recherche de source aéroacoustique 16

2.3 Résumé du chapitre 21

Ce premier chapitre est dédié à l'étude de la bibliographie existante sur les différents aspects du problème traité. Il revient d'abord sur ce qui est connu de l'écoulement sur une aile NACA 0012, puis sur ce qu'on sait des sources acoustiques de bord de fuite (évolution du spectre en fonction des conditions d'écoulement, modèles explicatifs de la génération de bruit). Enfin, les travaux préexistants accomplissant une recherche expérimentale de sources aéroacoustiques via une mesure de PIV résolue en temps sont discutés.

2.1 Écoulement au bord de fuite sur un profil d'aile

2.1.1 Analyse de l'écoulement

Ce travail est centré sur la formation de bruit dans un écoulement sur une aile NACA 0012. Les ailes NACA 0012 sont extrêmement classiques, aussi les caractéristiques primordiales que sont la portance et la traînée en fonction de l'incidence des ces ailes mises en écoulement sont connues depuis longtemps, et sont par exemple citées dès 1959 par Abbott et Von Doenhoff [1]. D'autres paramètres comme le point de transition de la couche limite en fonction de l'incidence étaient eux-aussi déjà étudiés dès 1940, comme on peut le voir en Figure 3, d'après Becker [8].

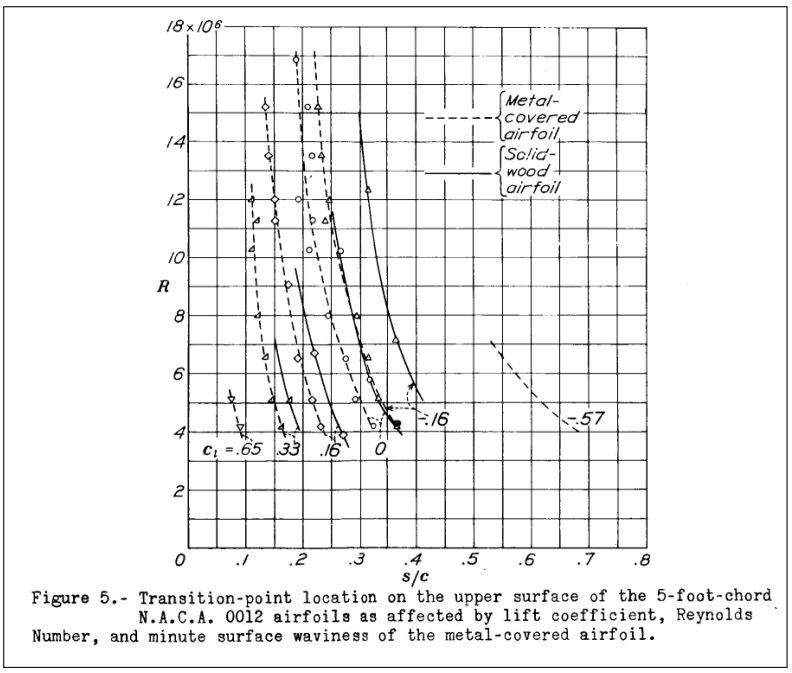

Figure 5.- Transition-point location on the upper surface of the 5-foot-chord N.A.C.A. 0012 airfoils as affected by lift coefficient, Reynolds Number, and minute surface waviness of the metal-covered airfoil.

FIGURE 3 – Mesure expérimentale de la position du point de transition de la couche limite, d'après Becker [8].

De la même manière, l'épaisseur de couche limite a été étudiée en profondeur par Brooks et Marcolini [12]. Dans l'article, les auteurs évaluent également l'impact de l'ajout d'une bande rugueuse sur l'épaisseur de couche limite. Une revue des études expérimentales en soufflerie sur le NACA 0012 a été effectuée par McCroskey en 1987 [37], mais celle-ci décrit mieux les très hauts nombres de Reynolds que ceux qu'on considérera ici, compris globalement entre 4.10^4 et $2.5.10^6$ (voir section suivante) et correspondant à la zone de transition vers la turbulence de la couche limite laminaire au *pressure side* (intrados). L'auteur déplore un manque de cohérence entre les différentes études, et ce problème est

encore noté dans l'article de 2017 de Tank et al. [59], qui, pour des nombres de Reynolds compris entre 1.10^4 et $1.5.10^5$, n'arrive pas non plus à reproduire précisément des résultats précédemment publiés (sur l'évolution de portance et traînée en fonction de l'incidence, par exemple), ni via une simulation, ni par l'expérience.

Depuis les années 1980, les études sur l'écoulement autour d'un tel profil ont tout de même beaucoup avancé dans le domaine des simulations numériques, avec l'apparition dans les années 2000 de calculs en simulation numérique directe (*Direct Numerical Simulation*, DNS), comme Shan et al. en 2005 [55], Hatakeyama et al. en 2006 [22] ou encore Sandberg et al. en 2008 [54]. Ainsi, un calcul numérique des isocontours de vorticité autour d'un NACA 0012 est présenté en Figure 4.

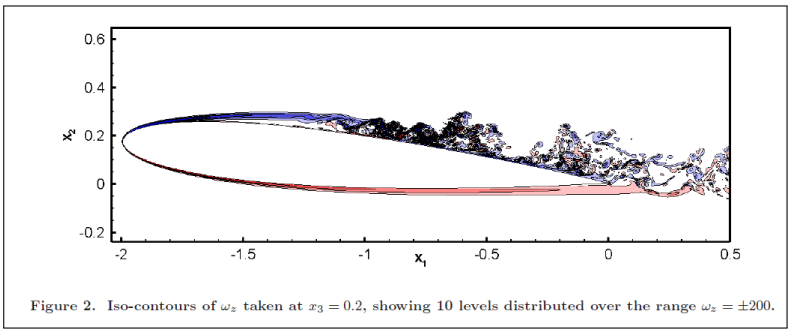

FIGURE 4 – Isocontours de vorticité dans le plan du profil d'aile (NACA 0012). Résultats issus de DNS, d'après Sandberg et al. [54]. On voit des instabilités se développer à partir de la couche limite à l'extrados (*suction side*), rien d'apparent à l'intrados (*pressure side*).

Les différentes sources de bruit possibles dans le cadre de l'écoulement sur une aile NACA sont toutefois connues, quand bien même le détail des mécanismes impliqués reste une source de recherche importante. On retrouvera ainsi la Figure 5 dans l'article de Brooks et al. dès 1989 [13], qui décrit le bruit de bord de fuite (large bande) dans le cas de la couche limite turbulente, le bruit de bord de fuite (tonal) dans le cas de la couche limite laminaire, le bruit de décrochage, le bruit produit en modifiant le bord de fuite et enfin le bruit produit par le tourbillon marginal.

Il arrive que plusieurs de ces phénomènes arrivent en même temps sur une configuration. On peut par exemple le voir dans le travail de Moreau et al. (2014) [40], où l'analyse des sources acoustiques permet de trouver le bruit de bord de fuite tonal, mais aussi, à l'extrémité de l'aile (en envergure), le bruit de tourbillon marginal. Selon la fréquence étudiée, l'un ou l'autre phénomène domine.

Les 3 derniers phénomènes ne correspondent pas à des configurations étudiées dans ce travail. L'existence d'un tourbillon marginal (*tip vortex*) est impossible car on s'intéresse à un profil d'aile traversant l'écoulement de part en part, le bord de fuite est laissé intact (par opposition au *blunt trailing edge* décrit), et l'incidence ne sera jamais assez grande

pour provoquer un décollement (qui causerait le *separation-stall noise*).

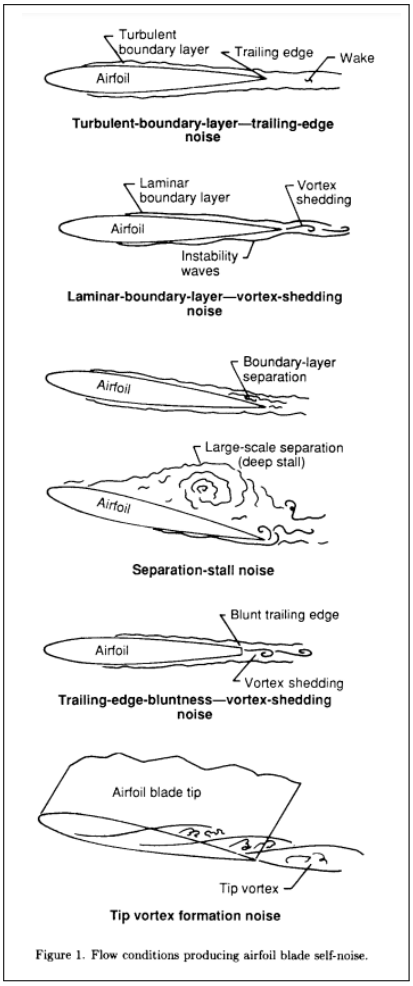

FIGURE 5 – Sources de bruit dans l'écoulement sur une aile, d'après Brooks et al. [13].

2.1.2 Analyse des sources acoustiques de bord de fuite

Le bruit de bord de fuite émis par un profil d'aile NACA 0012 en écoulement peut être de deux natures différentes. Selon les paramètres de l'écoulement, le bruit émis sera soit tonal (une fréquence émerge largement du spectre) soit large bande (l'énergie est répartie sur toute une bande de fréquences).

Le bruit tonal n'est observé que si la couche limite est laminaire sur le côté pression de l'aile (pressure side, l'intrados ici). À l'inverse, le bruit est large bande si cette couche limite est turbulente. De précédentes expériences ([45], [36]) ont permis de déterminer

les conditions à respecter pour retrouver ce phénomène, et font remarquer l'importance particulière de cette couche limite à l'intrados. Un article de de Fosas de Pando et al. (2017) [44] cite même plus précisément la zone autour des 35% de corde comme la zone la plus critique pour le bruit tonal.

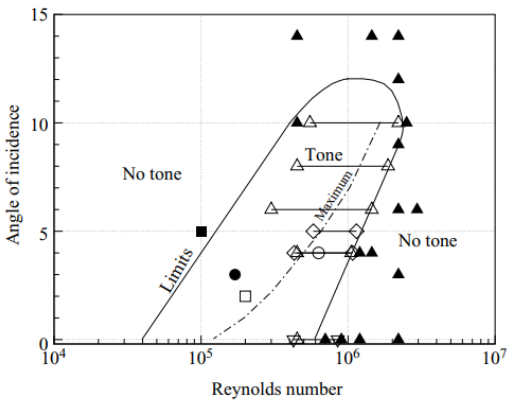

FIGURE 2. Pattern proposed by Lowson *et al.* (1994) in which the tonal noise phenomenon is likely to occur. The two squares indicate the flow configurations retained for the present numerical study. Open symbols correspond to configurations in which the tone noise phenomenon has been observed, while it was not present in the configurations corresponding to filled symbols. □, Case 1; ■, Case 2; △, Paterson *et al.* (1972) tone; ▲, Paterson *et al.* (1972) no tone; ▽, Arbey *et al.* (1983) no tone; ◇, Lowson *et al.* (1994) tone; ○, Lowson *et al.* (1998) tone; ●, Lowson *et al.* (1998) no tone.

FIGURE 6 – Conditions expérimentales d'apparition de bruit tonal sur un NACA 0012, d'après Desquesnes et al. [18].

On voit ainsi sur la Figure 6 que, dans l'hypothèse où aucun dispositif n'est spécifiquement ajouté pour forcer la turbulence de la couche limite à l'intrados (comme une bande rugueuse, ou une grille dans l'écoulement en amont pour augmenter la turbulence de l'écoulement), le type de bruit émis est très prévisible. Il résulte directement des valeurs d'un simple couple de paramètres : l'angle d'incidence de l'aile, et le nombre de Reynolds de l'écoulement. À incidence nulle, on observe le bruit tonal pour des nombres de Reynolds compris entre 4.10^4 et 6.10^5. Augmenter l'incidence tend à augmenter la valeur des nombres de Reynolds minimum et maximum, jusqu'à atteindre un maximum absolu de $2.5.10^6$ pour une incidence de 10°. L'incidence maximale où le bruit tonal est possible selon ce graphe est de 12°, pour $\mathrm{Re} = 10^6$.

La Figure permet aussi de mettre en valeur un phénomène mal expliqué. Si l'absence de bruit tonal sur la zone droite du graphique s'explique tout à fait par la transition vers la turbulence de la couche limite, le fait d'avoir le même comportement sur la zone gauche est moins cohérent avec le modèle développé. L'explication pourrait reposer sur l'absence, pour des nombres de Reynolds faibles, d'ondes Tollmien-Shlichting (T-S) dont l'importance pour l'élaboration du bruit tonal sera précisée plus bas. Toutefois, Lowson

[36] remarquait que ces ondes T-S apparaissent pour des nombres de Reynolds plus faibles que la limite observée pour le bruit tonal. Une explication de cette différence reste à apporter.

La Figure 6 est très largement reprise dans la littérature sur le sujet, mais sa forme exacte est parfois remise en question, par exemple en Figure 7 dans le travail de Moreau et Doolan (2016) [39].

On se concentre, dans la suite de cette partie, sur les études effectuées sur le cas particulier de l'émission d'un bruit de bord de fuite tonal.

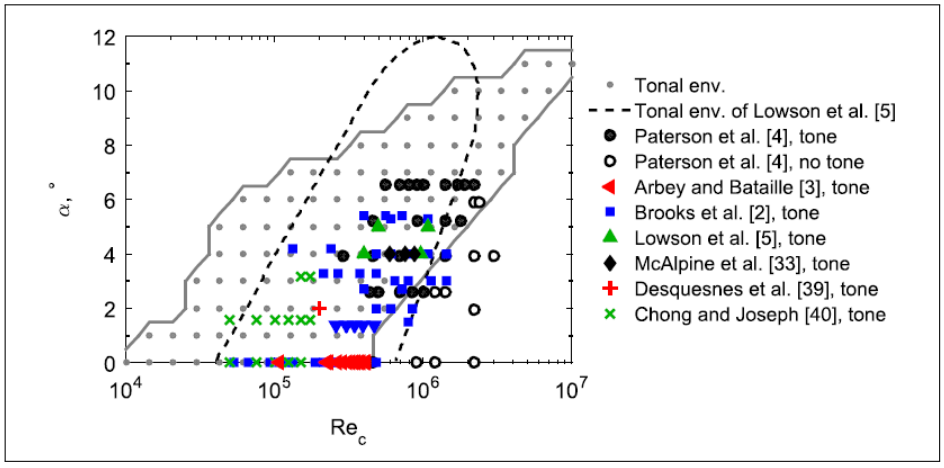

FIGURE 7 – Conditions expérimentales d'apparition de bruit tonal sur un NACA 0012, d'après Moreau et Doolan [39].

Le phénomène de création de ce bruit de bord de fuite tonal est décrit depuis le début des années 1970, via notamment le travail de Paterson et al. [45]. Ces auteurs remarquent notamment que la fréquence du pic principal n'augmente pas linéairement avec la vitesse de l'écoulement (comme attendu si le bruit est directement créé par une allée de Von Karman), mais plutôt par paliers. Un tracé de la fréquence d'émission en fonction de la vitesse d'écoulement se traduit ainsi en une succession de segments parallèles plutôt qu'en une droite. On voit que pour certaines fréquences, deux pics sont présents. L'auteur établit alors deux équations, une "globale" (proportionnelle à $U^{1.5}$) et une "locale" (proportionnelle à $U^{0.8}$), pour traduire l'évolution de la fréquence des pics (voir Figure 8).

Malgré ce comportement "continu par morceaux" assez difficile à expliquer par un unique lâcher tourbillonnaire, cela reste l'explication physique privilégiée par l'auteur. Il observe par ailleurs que le paramètre cohérent pour le calcul d'un nombre de Strouhal n'est pas l'épaisseur du profil, mais plutôt celle de la couche limite.

Un an plus tard, Tam et al. [57] reviennent sur ce problème et abandonnent complètement l'explication de Paterson et al.. L'aspect prédictif du modèle n'est pas jugé suffisamment concluant, et le fait de reprendre le formalisme utilisé pour les corps non profilés est

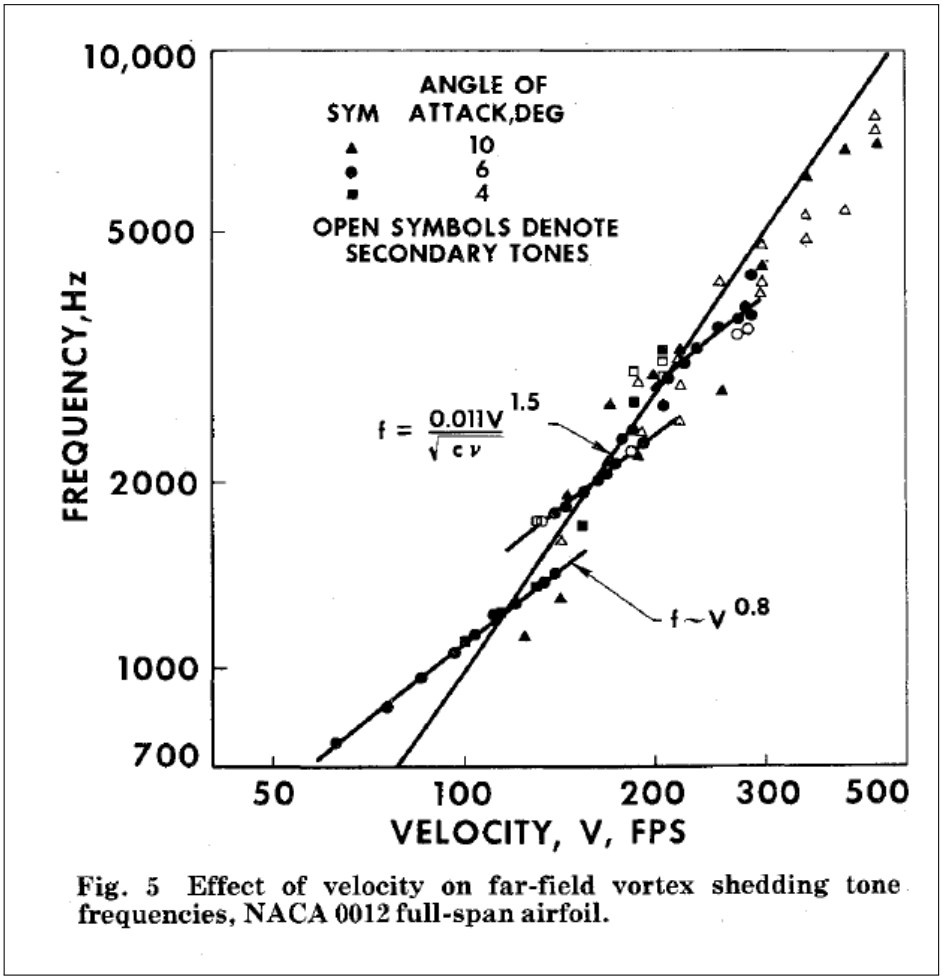

Fig. 5 Effect of velocity on far-field vortex shedding tone frequencies, NACA 0012 full-span airfoil.

FIGURE 8 – Evolution de la fréquence du ton émis par un bord de fuite de NACA 0012 (d'après Paterson et al. [45]).

critiqué. Surtout, l'évolution fréquentielle en paliers n'est toujours pas expliquée. L'hypothèse de multiples lâchers de vortex à des fréquences différentes dans le sillage d'un unique corps profilé semblant peu crédible, ils développent une nouvelle explication : un mécanisme de rétro-action entre l'émission acoustique (auto-induite) et la couche limite laminaire. De petites perturbations dans la couche limite créeraient des ondes de Tollmien-Schlichting qui, en se développant et gagnant en puissance en avançant avec l'écoulement, seraient diffractées au bord de fuite et seraient la cause initiale de l'émission acoustique. Cette émission acoustique, en remontant l'écoulement, exciterait à son tour la couche limite laminaire en amont, le tout aboutissant à une fréquence privilégiée dépendant de la distance entre le bord de fuite et le lieu de cette excitation en amont.

En 1983, une étude par Arbey et Bataille [3] souligne l'allure du spectre acoustique émis en champ lointain, en forme de peigne. Il ne s'agit plus seulement de deux pics concurrents mais bien d'une multitude (voir Figure 9). Dans le modèle d'Arbey et Bataille, le spectre est dû à deux contributions distinctes, une large bande et une discrète. La première, qui cause le pic principal, est due à la diffraction au bord de fuite d'instabilités se développant dans la couche limite laminaire. La fréquence de ce pic principal est estimée avec une étude de stabilité dans la couche limite. La seconde contribution, discrète, cause les pics secondaires et est due au mécanisme de rétro-action mis en avant par Tam et al.. La boucle de rétro-action est supposée avoir lieu entre le bord de fuite et le point de vitesse maximale autour du profil, et cette hypothèse permet de prédire précisément les fréquences des pics secondaires.

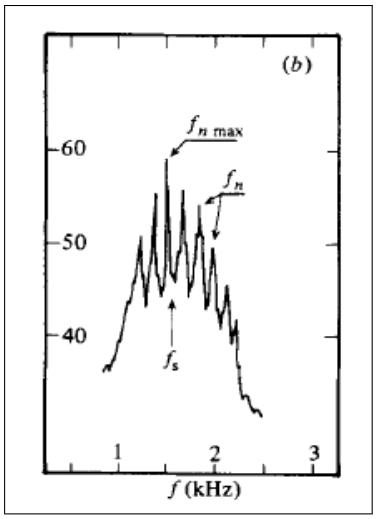

FIGURE 9 – Exemple de spectre en peigne, observé par Arbey et Bataille [3]. La fréquence de la contribution principale est f_s, mais on observe une multitude de pics f_n du fait de la contribution secondaire.

Dans une étude de 2009, Kingan et Pierce [29] développent un modèle théorique capable de prédire les fréquences des tons émis. Les auteurs reprennent le phénomène de rétroaction décrit par Tam, Arbey et Bataille et le développent mathématiquement en partant de l'équation d'Orr-Sommerfeld. Le modèle final prédit assez efficacement les fréquences des pics mais pas leur niveau.

On pourra aussi citer, dans le prolongement de ce travail précédent, l'article de Chong et Joseph [15] qui s'intéresse à l'amplitude des pics. Les auteurs y établissent que l'amplification d'une fréquence (ou plutôt d'une plage de fréquences, ici, ce phénomène étant large bande) via les ondes de Tollmien-Schlichting suit la loi "globale" de Paterson en $U^{1.5}$, alors que la boucle de rétroaction (qui sélectionne quelques fréquences discrètes plus fortement amplifiées) suit elle la loi "locale" en $U^{0.8}$.

Toutefois, une publication de Nash, Lowson et McAlpine (1999) [42] remet en cause l'explication du peigne donnée par Arbey et Bataille. En faisant l'expérience dans une soufflerie fermée (parois proches du NACA), de multiples tons sont d'abord observés, mais le fait d'ajouter de la mousse sur les parois pour approcher de conditions anéchoïques fait disparaître les tons secondaires. Il ne reste qu'un seul pic, dont la fréquence correspond à celle prédite par l'équation "globale" de Paterson et al. (1974). Cependant, aucune évolution en "paliers" n'est observée, la fréquence du pic évolue linéairement avec la vitesse. Il est alors supposé que ces pics secondaires sont dus, non pas à un mécanisme de rétroaction dans la couche limite comme précédemment supposé, mais à des interactions avec l'extérieur. Nash et Lowson avaient déjà évoqué la possible importance des conditions aux limites extérieures dans une précédente publication sur le sujet en 1994 [36], où ils avaient observé un spectre en peigne, mais avec plus de pics, aux fréquences plus rapprochées. Le nouveau mécanisme proposé pour expliquer l'émission de bruit est basé sur le mécanisme de lâcher tourbillonnaire, mais ce lâcher tourbillonnaire est créé par des ondes de Tollmien-Schlichting amplifiées. Un gradient de pression adverse sur l'intrados crée une région avec des profils de vitesse infléchis, jusqu'à une séparation proche du bord de fuite. Une simulation numérique de Tam [58] retrouve, dans des conditions théoriques parfaites, la présence d'un seul ton, et n'observe pas de structure en paliers pour la fréquence des tons.

Malgré tout, la boucle de rétroaction à l'intrados (voir Figure 10) reste la théorie principalement utilisée dans la littérature. On signalera aussi qu'une autre simulation numérique de Desquesnes et al. [18] retrouve elle les pics secondaires observés expérimentalement, malgré l'utilisation d'une condition aux limites sans réflexions et d'une zone éponge avant d'atteindre la limite du domaine. Les simulations récentes effectuées par Ricciardi et al. (2022) [52] corroborent aussi l'idée de la boucle de rétroaction.

Mieux, dans une série d'expériences menée par Plogmann et al. [48], l'ajout d'une bande rugueuse à l'intrados permet, selon son positionnement, de modifier les caractéristiques du bruit tonal créé (nombre de pics, espacement des pics, fréquence principale), comme présenté en Figure 11. On peut aussi citer l'expérience de Inasawa et al. [26], où l'utilisation d'électrodes générant un plasma sur l'intrados (pressure side) permet de supprimer le bruit tonal. Ces éléments semblent clairement démontrer l'importance capitale de l'état de la couche limite à l'intrados (mise en avant depuis l'article de Paterson de 1974 [45]) sur la génération de bruit tonal au bord de fuite.

Récemment, un article de Arcondoulis et al. (2019) [4] a proposé un nouveau modèle avec non plus seulement une boucle de rétroaction dans la couche limite à l'intrados, mais deux boucles de rétroaction dans les deux couches limites. Les deux couches limites généreraient des sources à des fréquences différentes, sauf pour une fréquence qu'elles amplifient toutes deux, la fréquence du pic principal. Ce dernier modèle semble très efficace pour prédire le rayonnement acoustique dans cette publication (Figure 12), mais n'a pas encore été très discuté dans le reste de la littérature, du fait de sa sortie récente.

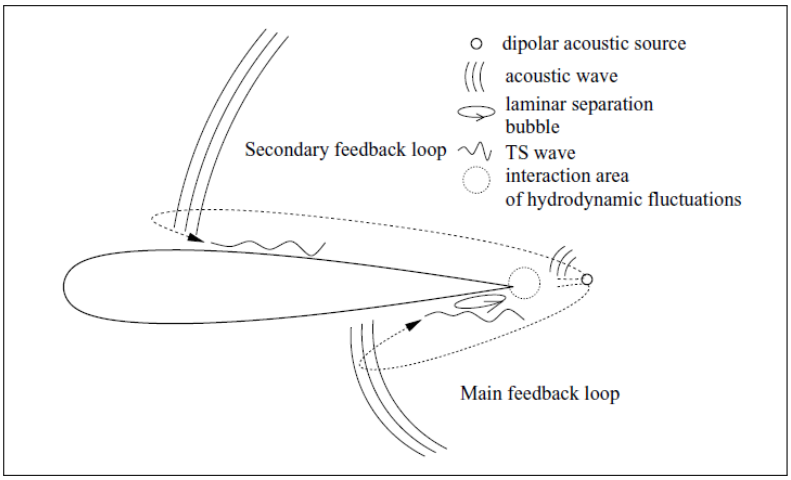

FIGURE 10 – Modèle explicatif de l'émission de bruit de bord de fuite tonal, présenté dans Desquesnes et al. [18].

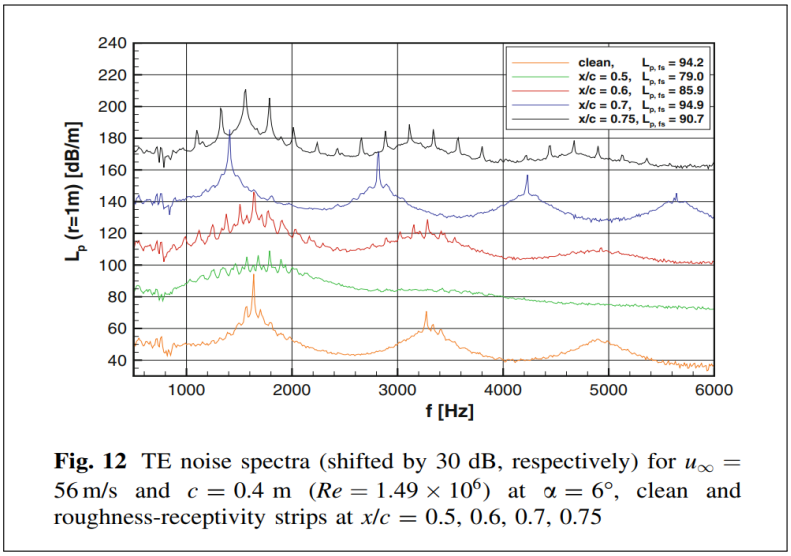

Fig. 12 TE noise spectra (shifted by 30 dB, respectively) for $u_\infty = 56\,\text{m/s}$ and $c = 0.4$ m ($Re = 1.49 \times 10^6$) at $\alpha = 6°$, clean and roughness-receptivity strips at $x/c = 0.5, 0.6, 0.7, 0.75$

FIGURE 11 – Modification du spectre du rayonnement acoustique grâce à l'ajout de bandes rugueuses, d'après Plogmann et al. [48].

Le travail de Yakhina et al. (2020) [62] permet lui de constater l'importance de la présence d'une bulle de décollement pour la génération de bruit tonal au bord de fuite. Cette bulle de décollement, considérée comme un amplificateur des instabilités dans la couche limite, est présentée comme une condition nécessaire mais non suffisante pour la présence de bruit tonal. Il est également noté que la bulle doit être suffisamment proche du bord de fuite pour aboutir à un bruit tonal.

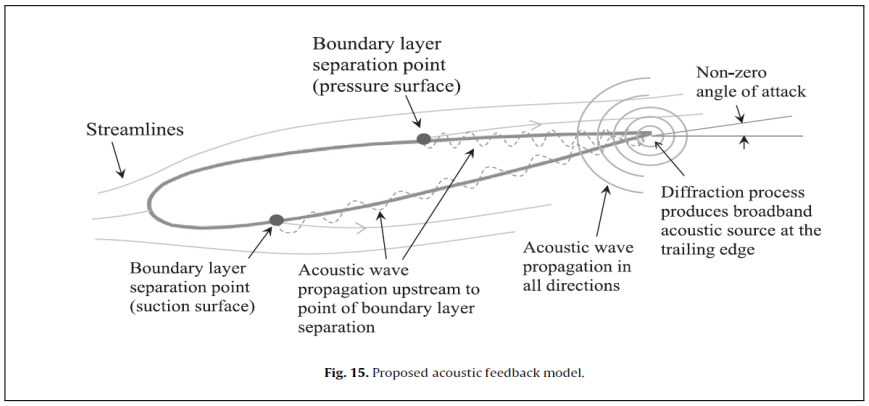

FIGURE 12 – Mécanisme explicatif proposé par Arcondoulis et al. [4] pour le bruit tonal de bord de fuite d'une aile en écoulement.

Les différents modèles développés pour expliquer le bruit de bord de fuite reposent tous sur la diffraction du bruit émis par le passage d'une allée tourbillonnaire au niveau de l'arête du bord de fuite. Le détail mathématique de ce mécanisme est expliqué par Howe [24]. Pour le travail développé dans ce mémoire, on retiendra en particulier que du passage d'un tourbillon (zone dépressionnaire) au niveau du bord de fuite, il résulte une surpression dans le champ acoustique rayonné. Cela est présenté en Figure 13.

Enfin, la directivité du bruit de bord de fuite émis par une aile en écoulement a été étudiée par Moreau et al. (2009) [41]. En effet, la source acoustique considérée n'est pas rigoureusement compacte, et cela influence la figure de directivité théorique, comme on peut le voir en Figure 14. Pour des fréquences faibles, la figure de directivité est celle d'un dipôle compact, avec deux lobes parfaitement symétriques. En augmentant la fréquence, on voit apparaître de plus en plus de lobes, et la répartition de la puissance acoustique rayonnée est modifiée. Dans ce même article, des mesures sont effectuées dans le cas d'un écoulement à 20 m/s sur un NACA 0012 avec une incidence nulle, et le résultat est porté en Figure 15. Manifestement, la figure de directivité n'est pas celle d'un dipôle compact, et les résultats obtenus s'accordent bien avec la théorie. Toutefois, dans le cadre du travail développé dans ce mémoire, nous ferons en connaissance de cause l'approximation d'un dipôle compact, par souci de simplicité.

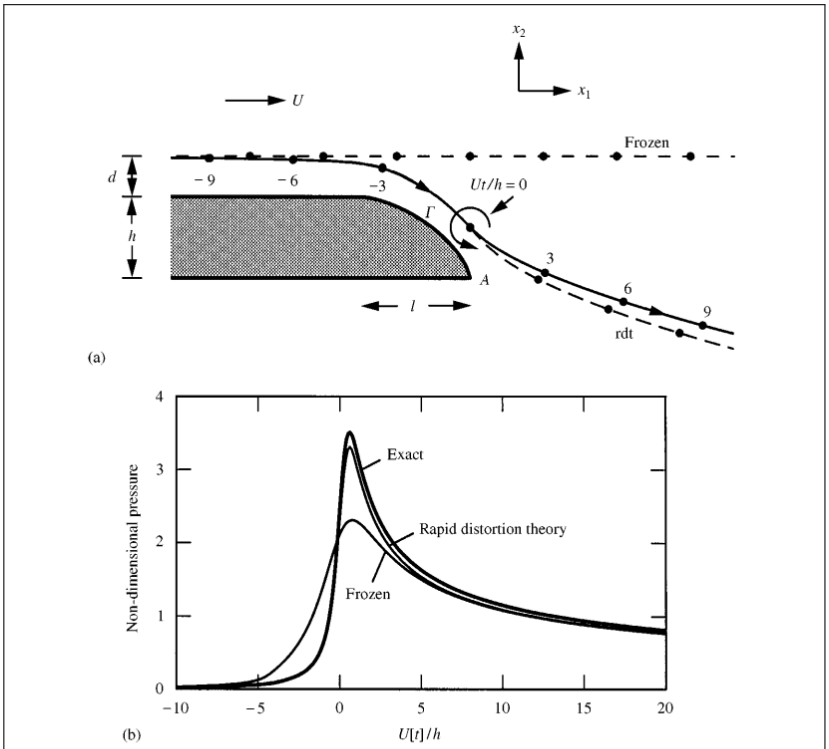

Figure 4. Trajectories of the vortex Γ past the trailing edge when $u = -0{\cdot}1U$, $l/h = 4$, $d/h = 0{\cdot}5$. (b) Acoustic pressure signatures $p/\{\rho_o(\Gamma/h)^2 \sin(\theta/2)\sqrt{h/|\pi \mathbf{x}|/8}\}$; $d/h = 0{\cdot}5$; $\kappa/U = -0{\cdot}1$.

FIGURE 13 – Champ acoustique rayonné par le passage d'un tourbillon devant le bord de fuite d'une aile, d'après Howe [24].

2.2 Utilisation de TR-PIV dans la recherche de source aéro-acoustique

L'utilisation de données expérimentales d'anémométrie en écoulement dans le but de décrire les mécanismes de génération de bruit n'est pas nouvelle. La méthode la plus courante est la mesure par fil chaud, mais si elle comporte encore aujourd'hui des avantages non négligeables (filtre anti-repliement, très haute fréquence d'acquisition, erreur de mesure potentiellement très faible), sa nature intrusive a toujours été un obstacle. La présence d'une sonde dans un écoulement n'est pas anodine, et le rayonnement acoustique de la sonde et de son support peut bien souvent ne pas être négligeable.

Des méthodes non-intrusives ou, du moins, bien moins intrusives, ont été développées au fil du temps, comme l'anémométrie laser Doppler (*Laser Doppler Anemometry*, LDA) ou la vélocimétrie par images de particules (*Particle Image Velocimetry*, PIV). Mais elles ont aussi des défauts : la première ne permet de faire (à un instant donné) une mesure

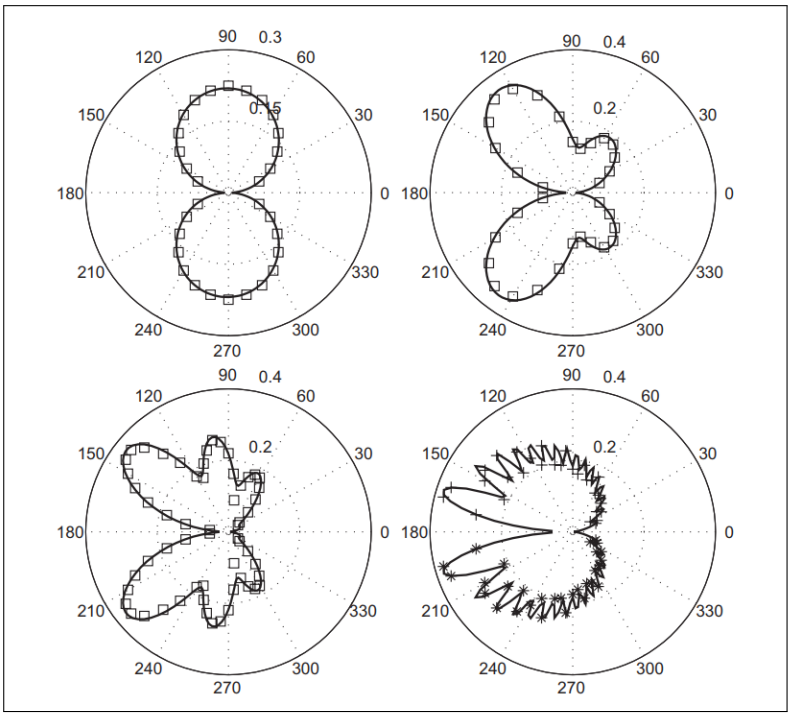

FIGURE 14 – Figures de directivité théoriques du bruit de bord de fuite d'une aile , en fonction du nombre d'onde de la source. De gauche à droite et de haut en bas, kc = 1,5,10,50. $M_0 = 0.05$. D'après Moreau et al. [41].

qu'en un point de l'écoulement, et la seconde a longtemps été limitée par sa fréquence d'acquisition maximale trop faible pour l'acoustique. Pour être plus précis, la fréquence maximale était trop faible pour aboutir à une mesure *résolue en temps* : entre deux instants de mesure, l'écoulement avait trop évolué pour pouvoir suivre une quelconque structure convectée. La PIV non résolue en temps peut toutefois déjà être très utile pour évaluer les valeurs moyennes de l'écoulement et permet d'approcher la notion de moyenne d'ensemble, en tout point de la portion de plan étudiée.

Les avancées technologiques, principalement dans les lasers, ont permis l'augmentation des fréquences d'acquisition en PIV (qui atteignent quelques dizaines de kiloHertz), jusqu'à aujourd'hui où la PIV résolue en temps (*Time-Resolved PIV*, TR-PIV) est une option envisageable dans beaucoup de cas d'étude.

Ainsi, dans les années 2000 et 2010, beaucoup d'articles incluent un comparatif entre des mesures de référence (mesures vélocimétriques par fil chaud ou LDA, mesures acoustiques par microphones) et des mesures PIV, sur toutes sortes d'écoulements ([27, 31, 35]) ou plus spécifiquement dans le cas de l'écoulement sur un NACA 0012.

On peut citer plus particulièrement une publication de Breakey et al. [10] qui revient

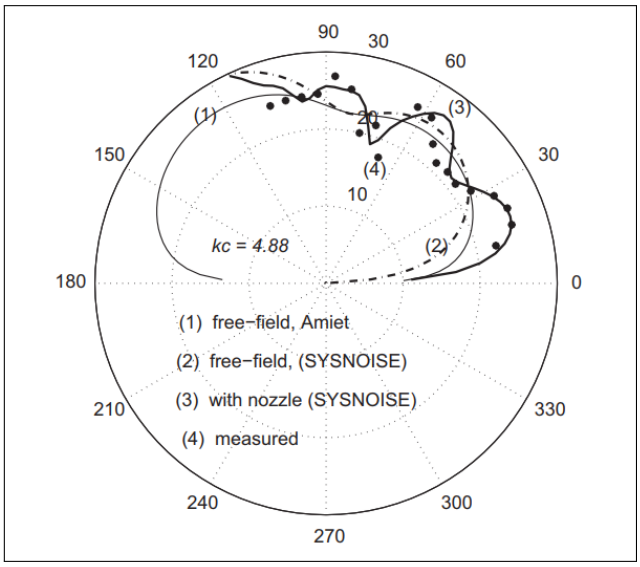

FIGURE 15 – Comparaison des figures de directivité théoriques obtenues avec différents modèles (lignes) avec celle obtenue expérimentalement (points). Niveaux en décibels relatifs. Profil NACA 0012 à $U_0 = 20$ m/s et incidence 0°. D'après Moreau et al. [41].

sur les sources possibles d'erreur en mesure TR-PIV pour l'acoustique et leur estimation. L'article évoque d'abord le revers de la médaille de l'aspect "résolu en temps" : contrairement à ce qu'on avait en PIV classique, chaque champ de vecteur n'est plus indépendant de ses voisins dans le temps... ce qui rend plus complexes les calculs de moyennes statistiques. Il faut s'assurer d'avoir un nombre suffisamment grand d'échantillons indépendants les uns des autres (et donc prendre un nombre de mesures potentiellement bien plus grand qu'en PIV classique).

Une autre source d'erreur évoquée est l'effet du filtrage spatial sur les hautes fréquences, étudié en profondeur par Henning [23]. Ce phénomène, qui aboutit à une modification des spectres de vitesse liée à la taille de la fenêtre d'interrogation utilisée pour la PIV, est présenté en Figure 16 et sera évoqué plus en profondeur en partie **3.2** de ce mémoire.

Enfin, il est rappelé que la précision maximale qu'on puisse raisonnablement attendre d'une mesure PIV est de l'ordre de ± 0.1 pixel de déplacement entre deux images, ce qui doit être traduit en mètres par seconde en fonction de la configuration.

Malgré ces limites connues, les techniques de PIV ont été utilisées pour sonder l'écoulement, et déterminer des profils de vitesse, mais pas seulement. L'idée de comparer les résultats de PIV avec des données acoustiques synchronisées est logiquement apparue, et on peut citer dans cette logique le travail de Henning et al. [23].

Mais aussi, dès 1999, on retrouve dans le travail de Gurka et al. [21] l'utilisation de la PIV afin de remonter jusqu'à la distribution de pression dans l'écoulement, calculée à

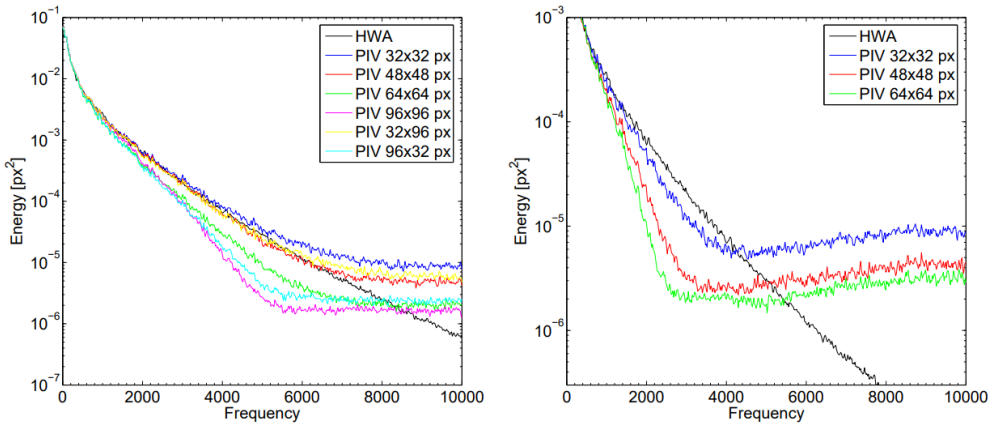

Figure 4: *Grid turbulence* Energy spectrum from the time series obtained by PIV for different IW sizes compared to the hot wire spectrum. *left* $R = 35\,px/mm$, *right* $R = 11.47\,px/mm$.

FIGURE 16 – Mise en évidence du filtrage spatial créé par la PIV, par Henning et al. [23]. Comparaison du spectre de vitesse obtenu pour différentes tailles de fenêtres d'interrogation de PIV.

partir de la distribution de vitesse. Dans le cas (le plus courant) de mesures de PIV bidimensionnelles et non tridimensionnelles, la reconstruction du champ de pression est faite via la résolution de l'équation de Poisson. Cette méthode, bien qu'efficace, fait apparaître des erreurs aléatoires par la succession de calculs. Ainsi, la méthode a été affinée dans le temps afin de réduire cette erreur, avec notamment la contribution de Liu et Katz en 2006 [33].

Une fois cette distribution de pression reconstruite, l'utilisation du modèle de Curle permet d'estimer le rayonnement acoustique, comme dans le travail de Koschatzky (2010) [31], où cette méthode est utilisée dans le cas d'un écoulement sur une cavité rectangulaire. L'estimation fonctionne plutôt bien, avec notamment une distribution spectrale du rayonnement acoustique tout à fait en accord avec les donneés expérimentales, mais quelques différences subsistent, notamment sur l'amplitude des pics, sous-estimée par la reconstruction, comme on peut le voir en Figure 17.

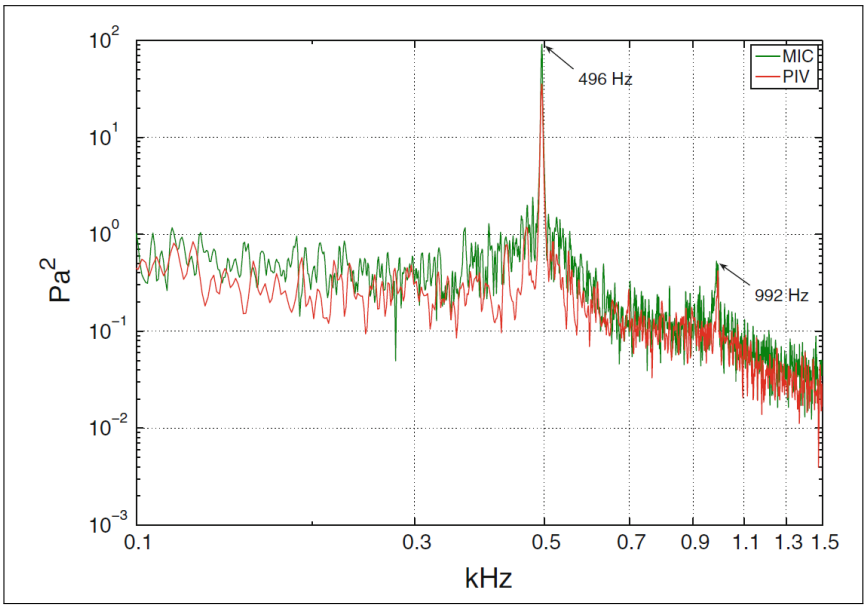

FIGURE 17 – Distribution spectrale du rayonnement acoustique mesuré (MIC) et reconstruit à partir des données de PIV (PIV), par Koschatzky [31]. Les fréquences des deux pics sont identiques dans les deux méthodes.

Lorenzoni et al. (2012) [35] fait le même type de travail dans le cas de l'écoulement sur un dispositif de type *rod-airfoil* (c'est-à-dire un barreau cylindrique placé juste devant le bord d'attaque d'une aile). Les résultats sont très comparables, avec une bonne fidélité sur la fréquence des pics et une imprécision sur l'amplitude des pics (cette fois surestimés par la reconstruction !). Les travaux récents de Zhang et al. (2018) [63] portent sur un profil d'aile modifié avec un flap Gurney, et obtiennent des distributions de pression très convaincantes en Figure 18, grâce à une très bonne résolution spatiale de PIV.

En plus de ces exemples sur des bruits tonaux, la méthode a aussi été validée dans le cadre du bruit large bande, par Pröbsting et al. (2015) [50], avec une technique de PIV tomographique (utilise des caméras aux axes optiques non parallèles) dans le cas d'un bruit de bord de fuite avec une couche limite turbulente. L'utilisation de PIV tomographique permet d'évaluer la vitesse dans les trois dimensions, évitant ainsi la coûteuse résolution de l'équation de Poisson, et la technique a été comparée à la PIV "classique" (dans un plan) par Jacob et al. (2016) [27], sans faire apparaître de problème quelconque dans l'analyse acoustique. Les auteurs vérifient d'abord que les spectres de vitesse sont satisfaisants en les comparant à des spectres obtenus par fil chaud, retrouvent bien la "cascade" turbulente attendue, et font une estimation correcte du rayonnement acoustique.

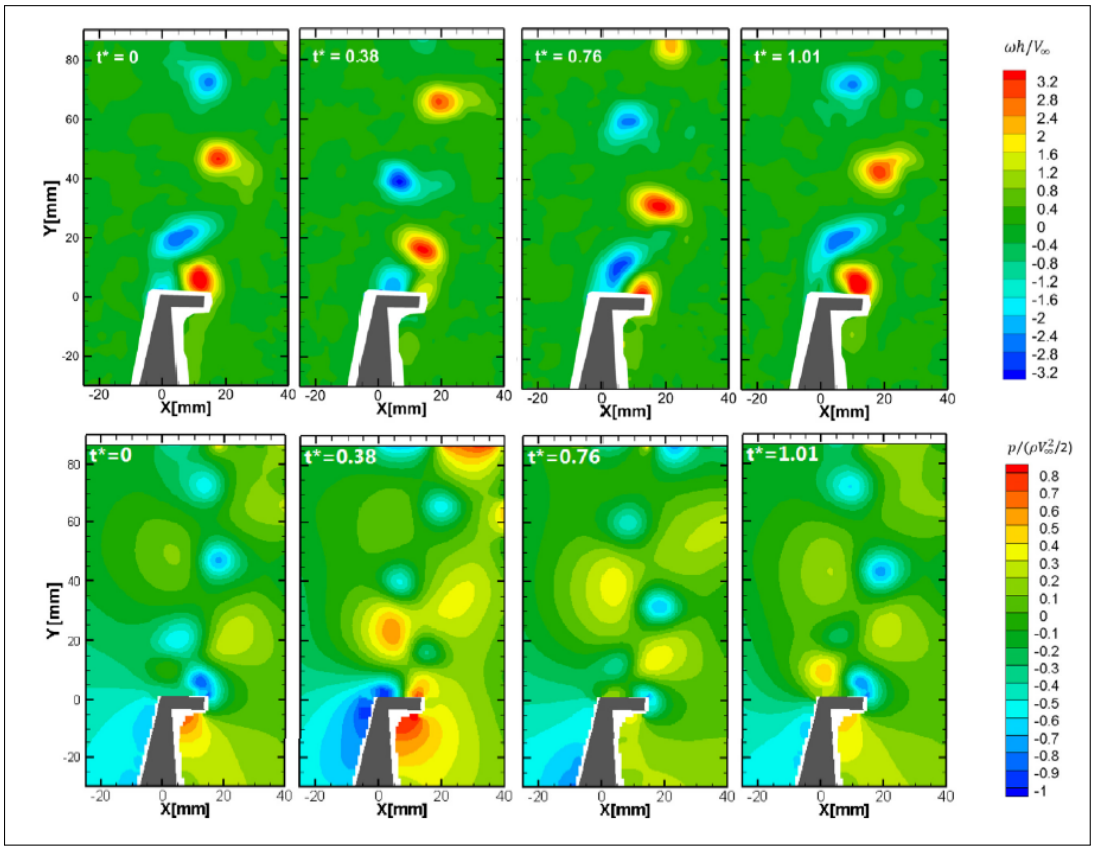

FIGURE 18 – Vorticité (partie supérieure) et pression reconstruite par résolution de l'équation de Poisson (partie inférieure) dans le sillage d'une aile avec un flap Gurney, durant environ une période de lâcher tourbillonnaire. $t* = t/T_{lacher}$. Par Zhang et al. [63].

2.3 Résumé du chapitre

Ce chapitre consacré à l'étude bibliographique du sujet d'étude décrit dans un premier temps les connaissances de la communauté sur l'écoulement autour d'un profil NACA 0012, via expériences et simulations, et les différentes sources de bruit possibles associées à cet écoulement. On s'attache ensuite particulièrement à la description du bruit de bord de fuite, aux conditions (nombre de Reynolds, incidence) dans lesquelles ce bruit est tonal ou large bande, et au mécanisme de production de bruit tonal proposé dans la littérature.

Dans un second temps les travaux précédents qui utilisent une mesure de TR-PIV en lien avec une analyse acoustique sont présentés.

Chapitre 3 Techniques de PIV résolue en temps et validation expérimentale dans le cas d'un écoulement de jet

Sommaire

3.1 Vélocimétrie par image de particules 24
3.1.1 Explication de principe de la PIV 24
3.1.2 Limites de la méthode 27
3.1.2.1 Limite théorique 27
3.1.2.2 Limites technologiques 27
3.1.2.3 Limites liées à l'ensemencement 28
3.1.2.4 Peak-locking 28
3.1.3 Dispositif expérimental et paramètres de l'acquisition PIV . . . 29
3.2 Résultats : analyse du contenu fréquentiel des acquisitions PIV 34
3.2.1 Mesure de référence par fil chaud : cascade turbulente 34
3.2.2 Comparaison avec les résultats obtenus pour les deux configurations PIV 35
3.2.2.1 Rupture de la cascade turbulente et plateau PIV . . . 35
3.2.2.2 Repliement de spectre 37
3.3 Résumé du chapitre 38

Cette partie présente la technique de vélocimétrie par image de particules, et discute en particulier de ses limites. L'impact de ces limites sur le contenu haute fréquence de telles données expérimentales est ensuite testé, via une expérience préliminaire sur un écoulement de jet.

3.1 Vélocimétrie par image de particules

3.1.1 Explication de principe de la PIV

Les techniques de vélocimétrie en écoulement ont logiquement une grande importance dans les études expérimentales en mécanique des fluides. La technique présentée ici est la vélocimétrie par images de particules (*Particle Image Velocimetry*, PIV).

La PIV repose sur l'évaluation du déplacement de particules introduites par ensemencement et portées par l'écoulement. Dans ce but, les particules sont éclairées par une nappe laser et filmées par une caméra très haute vitesse, comme on peut le voir sur le schéma en Figure 19. Le déplacement moyen en nombre de pixels d'une portion d'image (appelée fenêtre d'interrogation) entre deux instants filmés, est ensuite obtenu par corrélation d'images, et converti en vitesse physique.

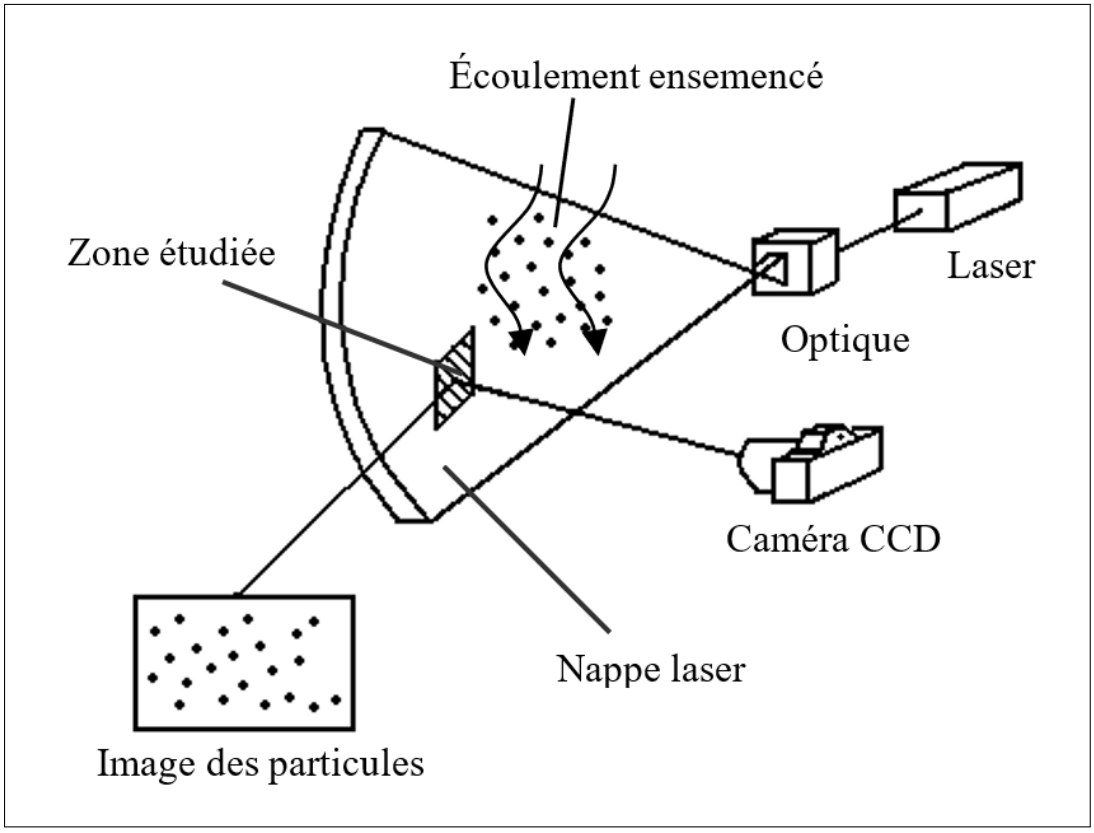

FIGURE 19 – Schéma de principe d'une acquisition PIV, tiré de Riethmuller [53].

Les avantages principaux de cette technique sont l'obtention d'un champ de vitesse sur un plan entier (plutôt qu'en seulement quelques points), et le fait que la technique soit peu intrusive. La présence d'une sonde d'anémométrie (fil chaud, par exemple) au

coeur de la zone d'intérêt peut grandement influencer le comportement du fluide, et la PIV permet d'éviter cela. C'est particulièrement critique dans le cadre de ce travail, où l'on prétend faire une analyse conjointe de la dynamique de l'écoulement et du rayonnnement acoustique. La présence d'une petite sonde peut en effet entraîner un rayonnement acoustique très important, même dans une configuration où son influence sur l'écoulement étudié pourrait être jugée négligeable.

Historiquement, la méthode de capture d'image a évolué. À l'apparition des techniques d'anémométrie par capture d'images, on utilisait pour les délais très courts une image unique, avec un temps d'exposition juste assez long pour que les particules illuminées forment une traînée de lumière sur l'image (faire deux expositions séparées en déplaçant la pellicule entre deux prises de vue étant techniquement complexe sur des temps aussi courts). On parlait alors de *single frame - single exposure*. Une autre technique consistait à faire plusieurs expositions rapprochées sur le même emplacement de pellicule, comme on peut le voir en Figure 20 (technique nommée *single frame - double exposure*). Aujourd'hui, l'utilisation de PIV dite "digitale" est très largement préférée, et l'utilisation de capteurs CCD plutôt que de pellicules argentiques permet de réduire drastiquement le délai entre deux prises d'images. On compare donc généralement les images deux à deux, et cette dernière technique (qui sera exclusivement utilisée dans ce travail) est nommée *double frame - double exposure*.

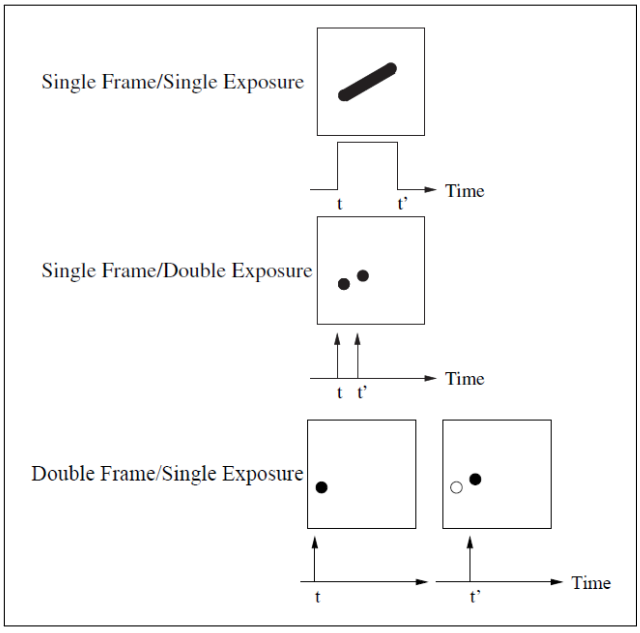

FIGURE 20 – Schéma explicatif de différentes techniques d'enregistrement d'images pour la PIV, tiré de Raffel [51].

Il existe ensuite deux méthodes pour coupler les images filmées entre elles : soit on capture un film continu, avec un délai constant entre chaque image (on parle de *Time-Series Mode*, TSM), soit on capture des couples d'images rapprochées, et on ne fait de corrélation qu'à l'intérieur de ces couples prédéfinis (*Frame-Straddling Mode*, FSM). Les deux méthodes sont décrites en Figure 21. La seconde méthode a été développée afin de permettre d'atteindre des délais très courts entre deux images, car elle permet de s'affranchir de la limite $t = 1/f_{acq}$.

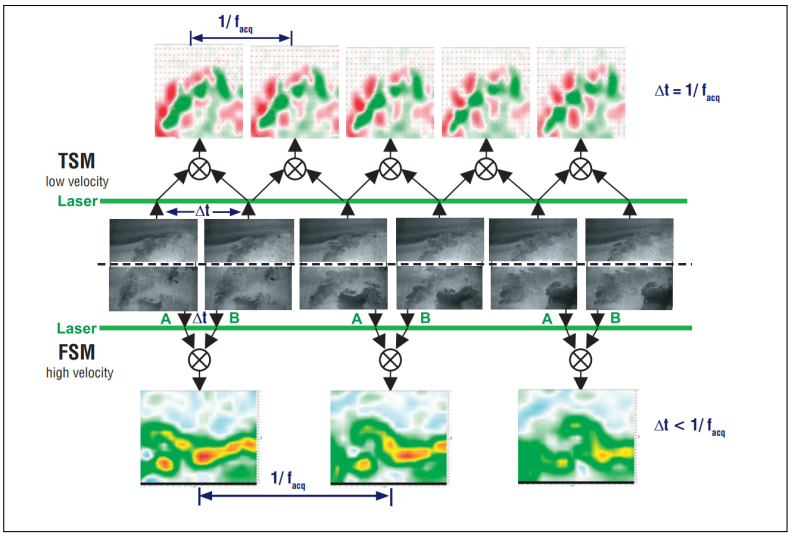

FIGURE 21 – Schéma explicatif des méthodes de PIV en continu (TSM) et par couple d'image (FSM), tiré de *FlowMaster - Time-Resolved Particle Image Velocimetry Systems*, documentation fournie par l'entreprise LaVision, fournisseur du logiciel de traitement PIV DAVIS.

Une fois choisies les deux images à comparer, détaillons le fonctionnement de l'algorithme de PIV. Il découpe d'abord la première image en fenêtres d'interrogation, classiquement de taille 64×64 pixels, et les corrèle à d'autres fenêtres d'interrogation de même taille, dans l'image suivante. Le pic correspondant au maximum de corrélation permet de déterminer le déplacement moyen de cette partie de l'image. L'opération est ensuite répétée avec des fenêtres de plus en plus petites (32x32, puis 16x16...) afin d'améliorer la résolution spatiale, en tenant compte des résultats précédents pour réduire le nombre de calculs. Ainsi, plutôt que de faire une corrélation entre la fenêtre d'interrogation et l'entièreté de la seconde image, le logiciel utilisera le résultat obtenu à l'échelle précédente comme une prédiction autour de laquelle on cherchera le pic de corrélation.

La corrélation d'images ainsi obtenue fournit des déplacements en nombre de pixels, qu'on peut convertir en mètres par seconde grâce à la connaissance du délai entre deux images et à une calibration avec une photographie d'un simple réglet, par exemple (qui

permet la conversion pixels/mètres). On utilise toutefois le plus souvent une mire prévue à cet effet, qui permet, en plus de cette conversion, de repérer et corriger les défauts optiques du dispositif expérimental.

Il existe une réelle contrainte dans l'élaboration de l'expérience, liée à l'ampleur du déplacement entre une image et la suivante. On estime généralement qu'afin de ne pas voir se multiplier des vecteurs de vitesse erronés en sortie d'algorithme, le déplacement ne doit pas être supérieur à la moitié de la fenêtre d'interrogation (par exemple pas plus de 8 pixels de déplacement entre deux images pour une fenêtre 16x16). Cette limitation est donc liée à la fois à la vitesse de l'écoulement, à la valeur choisie pour le Δt entre deux images et à l'échelle de l'image prise par la camera. Si on considère que le Δt est fixé, alors pour une certaine taille d'image, il y aura une limite à la vitesse de l'écoulement, si on souhaite atteindre la résolution correspondant à une taille de fenêtre de 16x16 pixels. Ou, à l'inverse, pour une certaine vitesse d'écoulement, cela imposera de ne pas zoomer au-delà d'une certaine limite pour un Δt fixé.

3.1.2 Limites de la méthode

3.1.2.1 Limite théorique

La vélocimétrie par images de particules a toutefois ses propres défauts. L'un d'entre eux réside dans la résolution finie des caméras utilisées. La précision de la mesure du déplacement entre deux instants est directement liée à la taille réelle de la zone représentée par un pixel sur une image. Les algorithmes utilisés permettent d'obtenir des déplacements plus fins qu'un nombre entier de pixels (on parle de précision sub-pixel), mais la limite absolue est généralement fixée à 0.1 pixel.

Cette limite absolue pousse l'expérimentateur à s'approcher au maximum de la limite de déplacement maximal évoquée en fin de partie précédente (de 8 pixels pour une fenêtre d'interrogation 16x16). En effet, on sait qu'on ne pourra quoi qu'il arrive pas compter sur une précision supérieure à 0.1 pixel. Cette erreur, fixe, a une importance proportionnellement bien plus grande si on s'intéresse à des déplacements de 2 pixels (0.1 pixel $\rightarrow$ 5% d'erreur) que si on a des déplacements de 8 pixels (0.1 pixel $\rightarrow$ 1.25% d'erreur). La dynamique de la mesure est donc de 80.

3.1.2.2 Limites technologiques

Historiquement, la fréquence d'acquisition a avant tout été limitée par l'équipement (caméra haute-vitesse, laser), et cela a longtemps été bien plus limitant que pour de la vélocimétrie par fil chaud ou de l'anémométrie laser Doppler. Et bien qu'aujourd'hui les fréquences maximales atteignables soient très élevées en PIV (de l'ordre de la dizaine de kiloHertz), elles restent inférieures à celles atteignables via ces autres méthodes. Sur

les expériences présentées dans ce manuscrit, les expériences de PIV auront toujours une fréquence d'échantillonnage de 20kHz, alors que certaines autres mesures (anémométrie par fil chaud, mais aussi mesure acoustique par microphones) tournent avec une fréquence d'échantillonnage de 50kHz. Pousser le matériel d'acquisition PIV vers de telles fréquences entraînerait de devoir faire de très forts compromis sur la qualité des mesures : une image avec moins de pixels afin de ne pas saturer la mémoire vive de la camera, moins de puissance laser et donc une zone éclairée moins grande. De plus, des limites infranchissables existent pour le matériel (la fréquence maximale d'acquisition de la camera est aussi liée au déplacement physique d'un obturateur, qui a une vitesse maximale, par exemple).

3.1.2.3 Limites liées à l'ensemencement

Toujours dans la problématique d'observer des phénomènes à très haute fréquence, les traceurs (nom donné aux particules introduites dans l'écoulement et illuminées par le laser) utilisés doivent être les plus petits possibles. Sans cela, leur inertie, plus grande que celle des molécules du milieu étudié, deviendrait un obstacle à l'étude de mouvements très rapides dans l'écoulement. Afin de suivre au mieux l'écoulement, les traceurs doivent aussi avoir une densité très proche du milieu, afin que les effets de flottabilité soit négligeables. Ils doivent aussi être aussi transparents que possible hors du plan laser, afin que la vision dudit plan ne soit pas obstruée par le passage de traceurs entre ce plan et la caméra. Cela pose cette fois une limite haute à la densité d'ensemencement de l'écoulement.

Aussi, si en principe, on aimerait réduire au maximum la taille des fenêtres d'interrogation (pour avoir au final un champ de vitesse très bien résolu en espace), dans les faits ce n'est pas possible. Afin d'avoir des résultats cohérents physiquement, il est préférable d'avoir environ une dizaine de particules par fenêtre d'interrogation, sans quoi le pic maximum de corrélation se détache moins, et les résultats de la corrélation d'image deviennent de plus en plus aléatoires.

3.1.2.4 Peak-locking

Une dernière source d'erreur à prendre en compte est le peak-locking. Il s'agit d'une erreur numérique, qui consiste en une surévaluation du nombre de valeurs de vitesses entières par rapport aux non-entières, comme on peut le voir en Figure 22, tiré d'une expérience de PIV effectuée avant cette thèse, lors du stage de Zheng. Le peak-locking apparaît quand les particules sont sensiblement plus petites qu'un pixel sur l'image, et peut donc, s'il est anticipé, être contré en décalant légèrement la mise au point de l'image par rapport au plan observé (ce qui augmente la taille des particules sur l'image). Sans cela, la reconstruction par l'algorithme d'un déplacement de particule d'un nombre non-entier de pixel devient bien moins facile (et donc improbable devant les déplacements

entiers). Les déplacements correspondant à des nombres entiers de pixels sont alors surreprésentés, engendrant un biais pour les mesures.

Ce phénomène rend très périlleuse la mesure par PIV dans une configuration où la camera est très éloignée (et donc les traceurs très petits sur l'image). Cette configuration, dont l'intérêt évident serait d'avoir de l'information sur une image couvrant plus d'espace, est également mise à mal par la limite de précision à 0.1 pixel, qui devient proportionnellement importante.

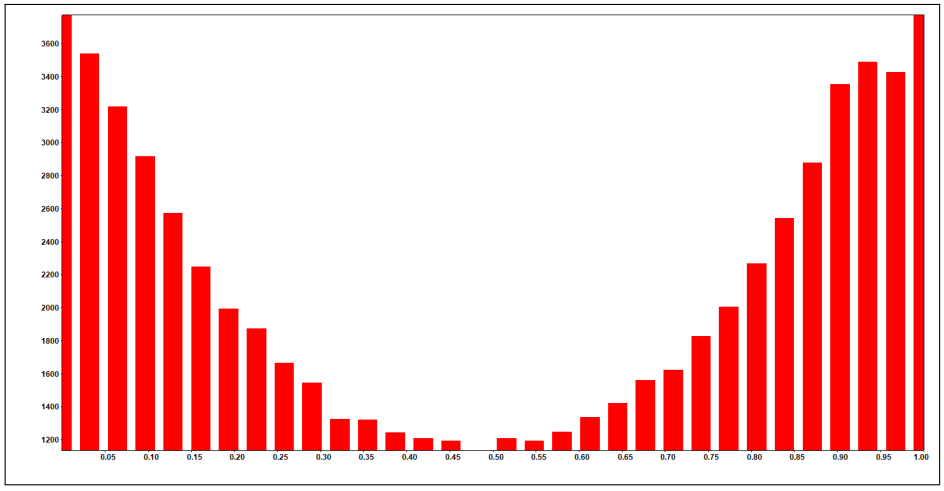

FIGURE 22 – Histogramme des déplacements calculés en PIV (modulo 1), en nombre de pixels, sur un set de données très soumises au peak-locking.

3.1.3 Dispositif expérimental et paramètres de l'acquisition PIV

Le but de ces mesures est de tester l'efficacité de la PIV pour le calcul de spectres de vitesses. La méthode PIV est considérée dans la littérature comme moins efficace que l'anémomètre à fil chaud pour cette application, et on souhaite tester les limites de validité de la PIV. On compare notamment les spectres obtenus avec deux niveaux de zoom différents (nommés configuration 1 et 2), et on utilise une sonde à fil chaud pour mesurer une vitesse puis calculer un spectre de référence. On ajoute ensuite un obstacle dans l'écoulement (un fil métallique, dont on décidera de fixer le diamètre à 2mm), afin de tenter d'observer une allée tourbillonnaire de fréquence connue sur le spectre. Ce dispositif n'utilise pas le banc d'essai BETI décrit plus tard pour l'expérience principale de cette thèse, car il n'était alors pas disponible.

Un schéma du dispositif expérimental est porté en Figure 23, et une photographie en Figure 24.

Pour la série de mesures de PIV, on a utilisé une camera très haute vitesse avec les caractéristiques suivantes : une fréquence d'acquisition (continue, *Time-Series Mode*) de

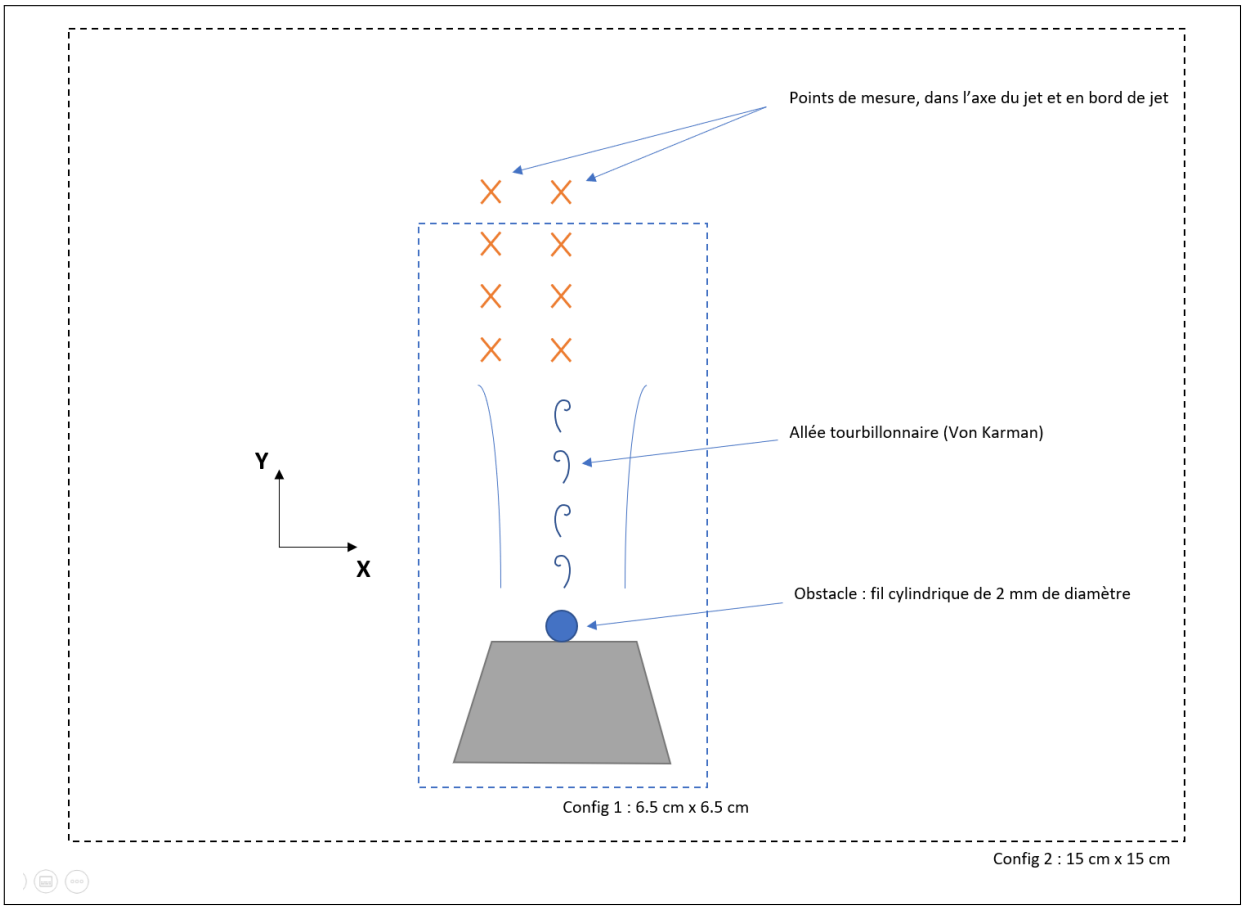

FIGURE 23 – Schéma du dispositif expérimental. Un écoulement de jet circule de bas en haut, et contourne un fil cylindrique placé sur son chemin. L'origine des axes se trouve au centre du jet, dans le plan de sortie de la buse.

20kHz, une résolution d'image de 1024x1024 pixels et une capacité mémoire permettant la prise de 40000 images, soit 2 secondes de mesure. Le jet utilisé est un jet cylindrique de 30mm de diamètre, de vitesse réglable. Comme présenté en Figure 23, on fixe la configuration 1 (zoom maximal) afin de faire en sorte que le jet couvre l'intégralité de l'image (tout en gardant les bords du jet dans l'image). L'image fait alors 65mm x 65mm.

La vitesse est mesurée en plusieurs points de l'écoulement, dans l'axe du jet (x = 0mm) et sur le bord (x = -15mm), à plusieurs hauteurs (y = 10mm, 15mm, 20mm...). On mesure la vitesse en un point, sur deux séries de mesures successives (bien sûr dans des conditions qu'on souhaite les plus proches possibles), avec un fil chaud et la PIV. Une mesure par fil chaud contient 1536000 points, soit 30 secondes échantillonnées à 51.2 kHz. Une mesure par PIV, en comparaison, n'est constituée que de 40000 points dans le temps,

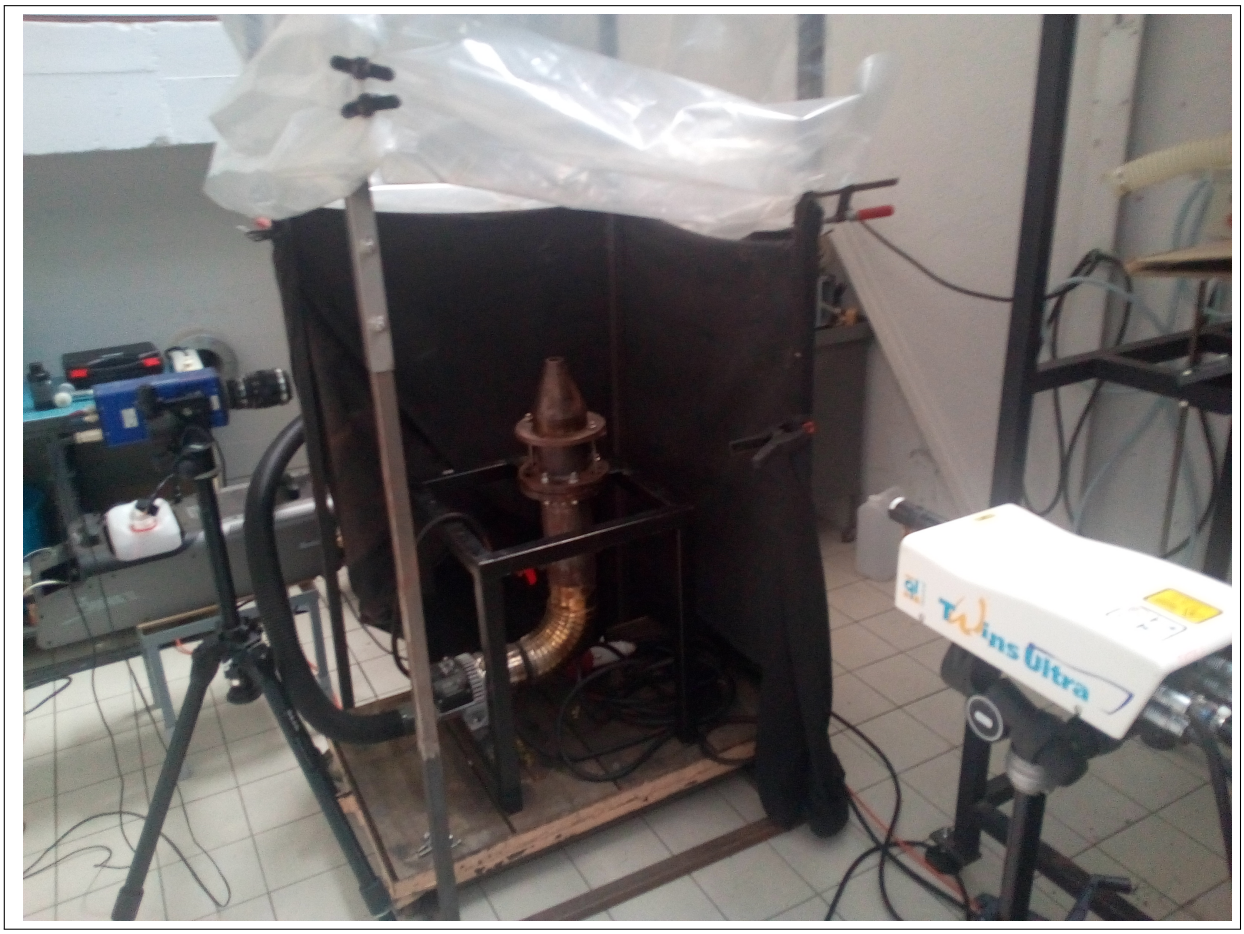

FIGURE 24 – Photographie du dispositif expérimental. Le Laser est positionné à droite de l'image, et vise le jet au centre. La caméra est positionnée à gauche de l'image.

soit 2 secondes échantillonnées à 20 kHz. Dans les deux cas, les spectres calculés seront des spectres moyennés (méthode de Welch) utilisant des fenêtres rectangulaires de 4096 points.

Afin d'avoir une bonne densité de vecteurs vitesse sur l'image, on souhaite décomposer l'image 1024x1024 en fenêtres d'interrogation 16x16. Le mode et la fréquence d'acquisition fixent le délai entre deux images, ici à 50μs. Pour arriver à des fenêtres d'interrogation 16x16, on sait que le déplacement ne doit pas trop dépasser 8 pixels entre deux images. Cela correspond à un déplacement d'environ 0.6mm en 50μs, soit environ 12 m/s. On fixe donc la vitesse de l'écoulement à 12 m/s. Pour la configuration 2, on souhaite conserver le même écoulement, tout en reculant la camera pour étudier l'impact de la résolution spatiale sur le spectre. On sait donc qu'on ne pourra pas avoir un déplacement optimal de 8 pixels, mais changer la vitesse de l'écoulement rendrait la comparaison de spectres

caduques, donc on préfère faire le choix de déplacements un peu plus petits que préconisé. Dans cette seconde configuration, l'image (toujours 1024x1024 pixels) représente dans la réalité une portion de plan de dimensions 15cm x 15cm. Le déplacement entre deux images est alors de 4 pixels environ. On voit que 0.1 pixel (précision maximale en PIV) correspond alors à 2.5% d'erreur.

En plus des calculs de corrélation d'image, le logiciel utilisé (DAVIS, développé par LaVision) propose une multitude de pré-traitements et de post-traitements, très paramétrables. On utilisera ici un pré-traitement (sur les images) et un post-traitement (sur les champs de vecteurs).

Le pré-traitement utilisé est une soustraction de l'image dite "minimale", c'est-à-dire l'intensité minimale observée en permanence, pour chaque pixel de l'image (en principe, on calcule ce minimum sur les 9 images avant et après celle en cours de traitement). Cela permet d'éliminer la majeure partie des réflexions non désirées (zones où l'intensité lumineuse est toujours haute), et d'éviter que l'image ne soit trop polluée. Il est aussi courant de ne considérer que les parties de l'image où la luminosité dépasse une certaine valeur seuil (ce qui permet, dans le cas du jet, de délimiter simplement la zone suffisamment ensemencée pour que la PIV y soit valable).

Une fois le pré-traitement PIV effectué, un post-traitement est aussi généralement nécessaire. En effet, si on doit bien s'assurer que la PIV fournisse un champ de vecteurs globalement cohérent, il est presque impossible que tous les vecteurs le soient. Il y a toujours, en plus des imprécisions déjà évoquées, une part plus ou moins grandes de vecteurs aberrants. Le principal rôle du post-processing est donc de détecter ces derniers et de les remplacer par des approximations plus cohérentes, au vu du reste de l'écoulement.

Une première méthode de discrimination, simpliste mais parfois nécessaire, est d'imposer une gamme de vitesses crédibles. On élimine alors les vecteurs dont la norme est si grande qu'elle en est physiquement impossible. Pour aller plus loin, pour chaque vecteur, on peut calculer la différence avec la moyenne, et on compare cette différence avec l'écart-type de ses voisins (c'est-à-dire la moyenne quadratique de leur différence avec la moyenne). S'il se démarque trop de ses voisins, on l'élimine. Le choix des paramètres de post-processing n'est pas anodin : si la contrainte imposée est trop forte, on peut remplacer des vecteurs qui ont un sens physique par d'autres que l'on a juste "inventés" pour être cohérents avec les autres ! À l'inverse, évidemment, il faut tout de même imposer une contrainte suffisante pour bien remplacer un maximum de vecteurs incohérents. Afin d'avoir un réglage suffisamment fin, on utilise généralement un post-processing itératif (sur un faible nombre d'itérations afin de conserver un temps de calcul acceptable), avec une contrainte relativement faible.

Pour toutes les données étudiées ici, la procédure suivante est appliquée : tous les vecteurs dont la différence avec la moyenne est supérieure à 1.5 fois l'écart-type de ses voisins sont retirés, moyenne et écart-type sont calculés de nouveau, puis on réintroduit les vecteurs dont la différence avec la nouvelle moyenne est inférieure à 2 fois le nouvel

écart-type de ses voisins. Le tout est répété 3 fois. Ce jeu de paramètres a été obtenu empiriquement, en jugeant si après traitement le champ de vitesses final contient visiblement trop de vecteurs incohérents, ou si au contraire on a effacé de trop larges parties de l'image.

Une fois tous ces traitements effectués, le champ de vitesse final ressemble à ce qui est présenté en Figure 25.

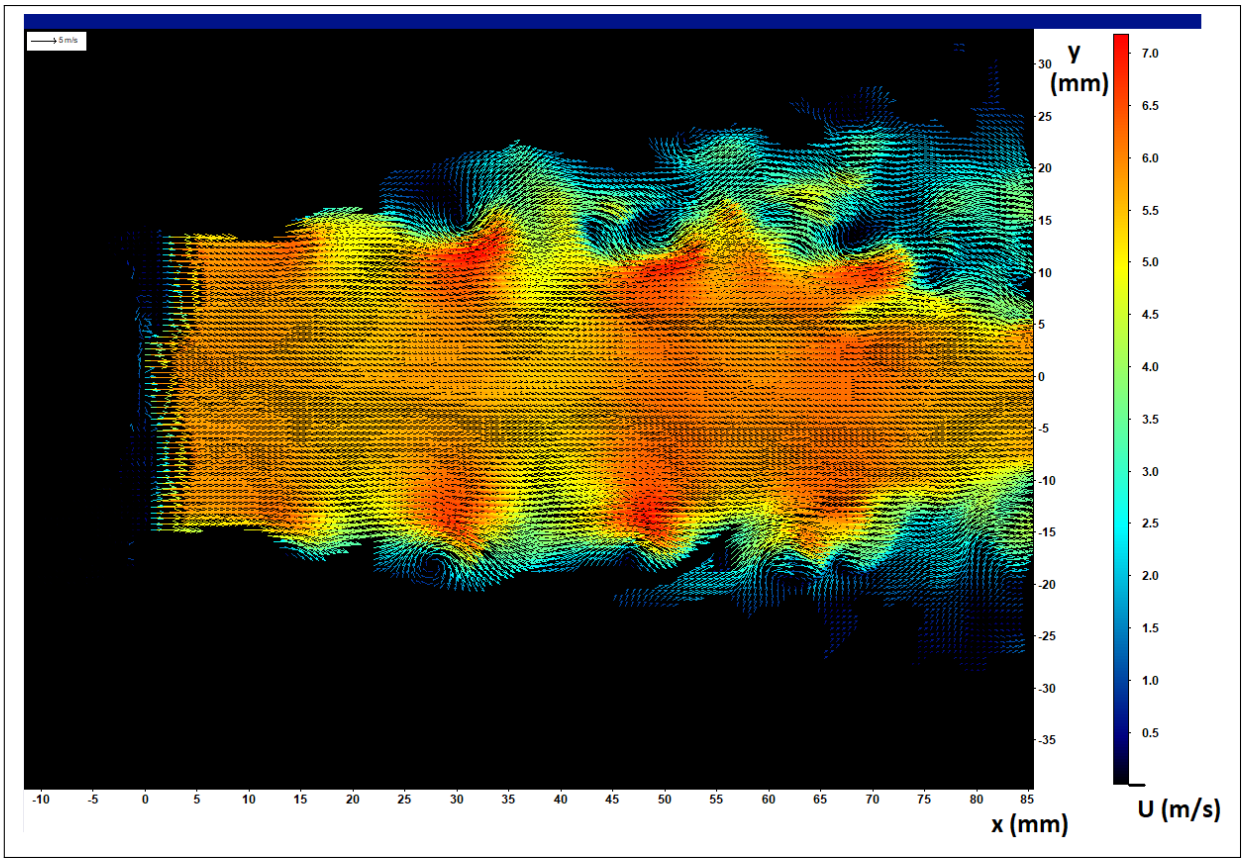

FIGURE 25 – Champ de vitesse instantané obtenu par PIV, écoulement de jet dans l'air, sans obstacle.

3.2 Résultats : analyse du contenu fréquentiel des acquisitions PIV

3.2.1 Mesure de référence par fil chaud : cascade turbulente

Les densités spectrales de puissance obtenues sont présentées en Figures 26 et 27. Le niveau est présenté en dB, avec une référence fixée arbitrairement à 1. Avec ou sans obstacle, et quelle que soit la distance entre le fil chaud et le début du jet, l'allure de la courbe reste la même. Après quelques oscillations pour des fréquences inférieures à 200Hz (et un pic à 190Hz), la densité spectrale décroît inexorablement quand la fréquence augmente, jusqu'à 10 kHz (limite de Shannon pour la mesure PIV, donc on ne s'intéressera pas à ce qui se passe au-delà). La présence d'un obstacle augmente la turbulence et donc l'énergie dans les hautes fréquences, mais aucun pic très visible n'y est relié. Le fil chaud est vraisemblablement trop loin du sillage du très petit obstacle utilisé pour véritablement voir la fréquence de l'allée de Von Karman. En effet, la première mesure est prise à 30mm du début du jet, soit 15 diamètres d'obstacle.

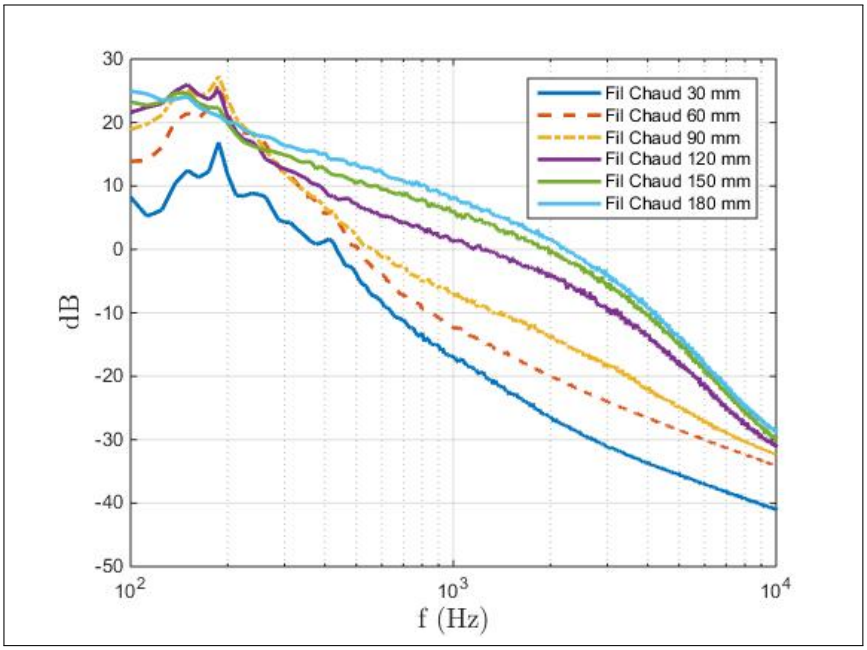

FIGURE 26 – Comparaison de densités spectrales de puissance en fonction de la fréquence (Hz), mesures par fil chaud au cœur d'un jet, sans obstacle.

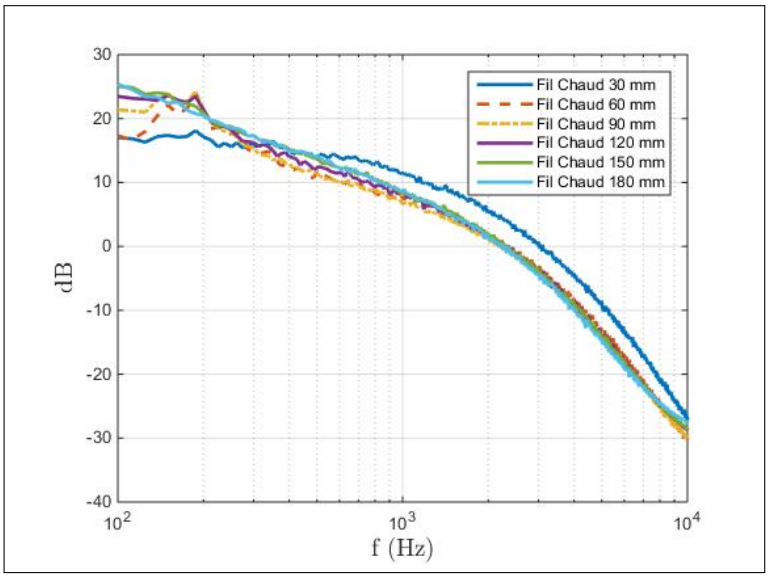

FIGURE 27 – Comparaison de densités spectrales de puissance en fonction de la fréquence (Hz), mesures par fil chaud au cœur d'un jet, avec obstacle.

3.2.2 Comparaison avec les résultats obtenus pour les deux configurations PIV

3.2.2.1 Rupture de la cascade turbulente et plateau PIV

Avec une PIV cadencée à 20kHz, on s'attendrait a priori à pouvoir étudier un spectre cohérent jusqu'à 10kHz (loi de Shannon). Toutefois, lorsqu'on trace un spectre issu de PIV, un plateau est régulièrement atteint (au lieu de la chute de densité spectrale attendue physiquement) à des fréquences bien plus faibles. On voit un exemple de ce plateau en Figure 28. Ce plateau ne correspond à aucun phénomène physique, puisqu'on a vu que le spectre obtenu par fil chaud qui nous sert de référence, continue bien sa descente jusqu'à 10kHz, alors que le plateau observé en PIV apparaît dès 800Hz !

Toutefois, si ce premier résultat est a priori très inquiétant pour la faisabilité réelle de calculs de spectres de vitesses par PIV, il suffit de déplacer le point de mesure au bord du jet (au lieu du centre) pour faire drastiquement augmenter la fréquence d'apparition de ce plateau, comme on peut le voir en Figure 29. En bord de jet, on se trouve dans la couche de mélange, et le taux de turbulence est bien plus élevé, d'où des niveaux d'énergie plus grands dans les hautes fréquences. La mesure PIV ne diffère alors vraiment de la mesure fil chaud qu'à partir d'environ 2000Hz. On voit que le plateau précédemment observé tient plus d'une limite de niveau d'énergie minimal mesurable (ici autour de -10 dB) que d'une simple fréquence de coupure.

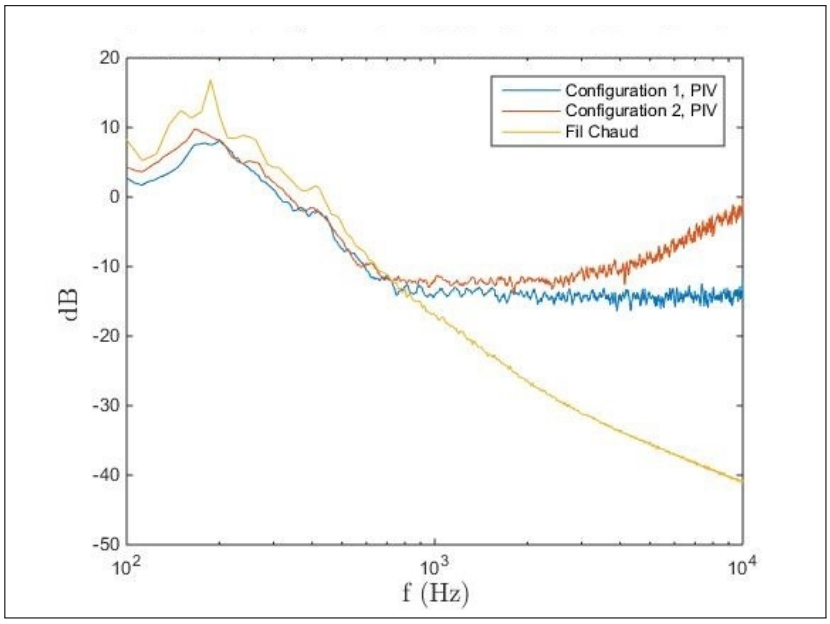

FIGURE 28 – Comparaison des spectres de vitesse PIV avec le spectre obtenu par fil chaud, dans l'axe du jet, sans obstacle.

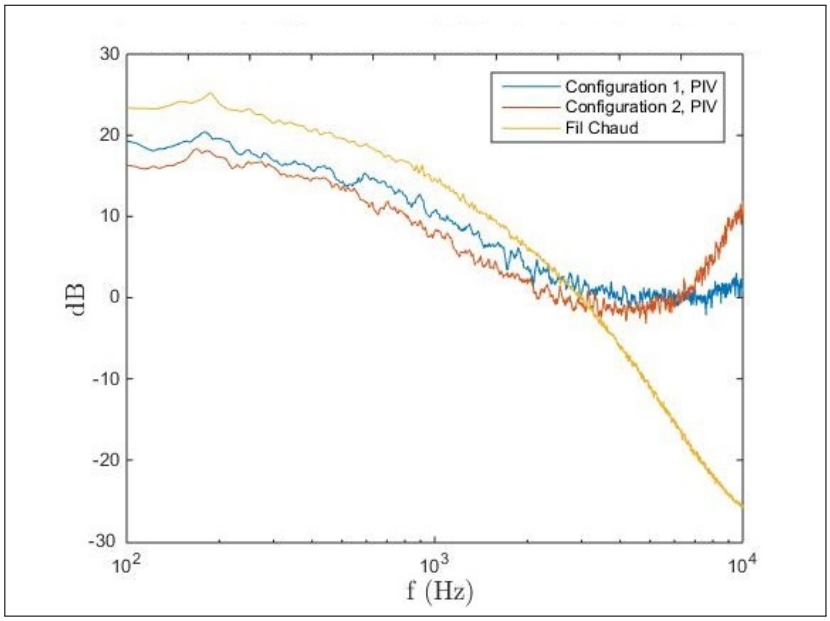

FIGURE 29 – Comparaison des spectres de vitesse PIV avec le spectre obtenu par fil chaud, en bord de jet, sans obstacle.

On regarde ensuite les résultats de PIV dans le sillage de l'obstacle. Pour un lâcher tourbillonnaire derrière un cylindre, on sait que la fréquence caractéristique est directement reliée à la vitesse de l'écoulement et au diamètre du cylindre par le nombre de Strouhal : St $= \frac{fD}{V}$. Avec une vitesse de jet de 12 m/s, un diamètre d'obstacle de 2 mm et un nombre de Strouhal de 0.19, la fréquence du lâcher tourbillonnaire aurait dû être de 1140 Hz. Toutefois, en observant les données de PIV, on voit que la vitesse de l'écoulement n'est pas celle attendue lors de l'essai (probable imprécision de la mesure d'anémométrie effectuée au moment de l'expérience, pour une raison inconnue), et n'est que de 9.1m/s en moyenne au lieu des 12m/s attendus. La réelle valeur de fréquence pour laquelle on attend un pic est donc de 864.5Hz. Ce pic est bien retrouvé avec la mesure PIV, mais seulement si on s'intéresse à la composante transversale de la vitesse. Le spectre en question est présenté en Figure 30.

Par contre, comme présenté en Figure 31, le pic n'apparaît ni sur le spectre de la composante principale de la vitesse obtenue par PIV, ni sur le spectre obtenu via le fil chaud (qui ne permet pas de différencier les composantes de la vitesse).

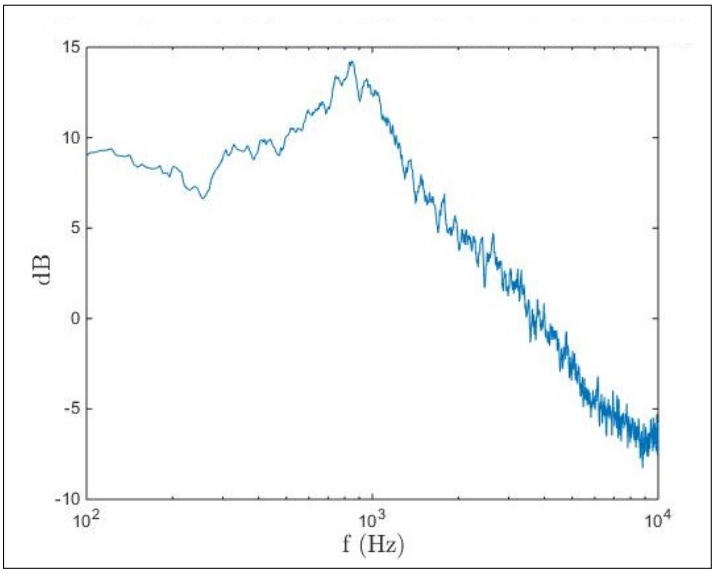

FIGURE 30 – Spectre de la composante transversale de la vitesse dans le sillage de l'obstacle (30 mm en aval), obtenue par PIV. Pic en $f_0 = 860$ Hz.

3.2.2.2 Repliement de spectre

En plus du phénomène de plateau, une remontée du niveau d'énergie est parfois observée (on le voit notamment sur les Figures 28 et 29 dans les très hautes fréquences, et semble attribuable à un phénomène de repliement de spectre : dans cette hypothèse

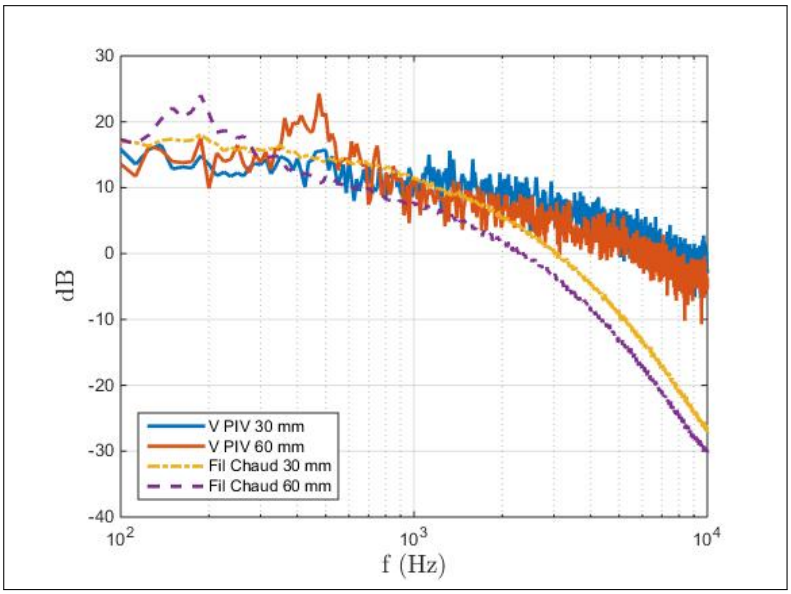

FIGURE 31 – Comparaison des spectres de la composante principale de la vitesse obtenue par PIV et des spectres obtenus par fil chaud, dans le sillage de l'obstacle.

le plateau qui précède la remontée serait aussi une conséquence du repliement. On peut voir notamment sur la Figure 29 que le phénomène apparaît fortement sur les mesures issues de la configuration 2 (plus grande image), alors qu'il est complètement absent des mesures issues de la configuration 1 (plus petite image).

3.3 Résumé du chapitre

Le chapitre présente dans un premier temps la méthode de PIV, ses différentes variantes (choix de couplage d'images) et ses limitations. Une expérience préliminaire est ensuite précisément décrite et exploitée, afin de se confronter auxdites limites, constater leur importance relative et les symptômes dus à l'une ou l'autre de ces limitations quand la configuration est telle qu'elle devient problématique. L'idée principale est de tester les limites des mesures PIV pour ce qui est des analyses à haute fréquence, afin de pouvoir leur accorder une confiance suffisante dans le cadre de l'expérience principale (sans mesure de fil chaud pour éviter le rayonnement acoustique associé).

En particulier, on note la potentielle apparition sur les spectres de vitesse d'un plateau au lieu de la descente exponentielle attendue (et retrouvée sur une mesure fil chaud). Si un tel phénomène semble apparaître sur l'expérience principale, il faudra prendre de grandes précautions sur son origine (réel phénomène physique ou simple limite du dispositif expérimental).

Chapitre 4 Protocole expérimental et outils de traitement pour l'analyse conjointe de l'écoulement sur un profil d'aile et de son rayonnement acoustique

Sommaire

4.1 Moyens expérimentaux 40

4.1.1 Soufflerie BETI 40

4.1.2 Aile NACA 0012 42

4.1.3 Antenne microphonique Mégamicros 43

4.1.4 Dispositif d'acquisition PIV 48

4.1.5 Carte et logiciel d'acquisition synchronisée PIV - acoustique . . 50

4.1.6 Configurations sifflantes / non sifflantes 52

4.2 Explication de principe des algorithmes de formation de voies utilisés 53

4.2.1 Formation de voies temporelle 53

4.2.2 Formation de voies fréquentielle 55

4.3 Améliorations dans l'implémentation de la formation de voies 56

4.3.1 Corrections d'hypothèses physiques fortes 56

4.3.1.1 Correction des effets de l'écoulement 56

4.3.1.2 Prise en compte du caractère dipolaire des sources . . 57

4.3.2 Méthodes de déconvolution 58

4.4 Validation de la synchronisation Acoustique-PIV : expérience du jet piloté par une électrovanne 61

4.5 Résumé du chapitre 62

Ce chapitre décrit de manière détaillée le protocole expérimental élaboré pour l'étude. Après un inventaire des moyens techniques et numériques utilisés pour le traitement des données acoustiques, une expérience est présentée, et permet de valider la précision de la synchronisation temporelle entre les différentes mesures.

4.1 Moyens expérimentaux

4.1.1 Soufflerie BETI

La soufflerie utilisée dans le cadre de ces campagnes expérimentales est la soufflerie *Bruit Environnement Transport Ingénierie* (BETI), qui appartient à l'Institut PPRIME et est située à Poitiers, sur le campus de l'Université de Poitiers. Il s'agit d'une soufflerie anéchoïque à circuit ouvert, de type Eiffel.

Une photographie de la cellule d'essais est présentée en Figure 32. La veine d'essai est ouverte et a une section de 0.7m x 0.7m, et une longueur de 1.5m. Cette veine fait suite à un convergent, dont le rapport de contraction est 10. L'écoulement y est fortement accéléré, et, entraîné par un groupe moto-ventilateur de 75kW, il peut atteindre dans la veine d'essai une vitesse maximale de 60m/s (216km/h). Le taux de turbulence de l'écoulement non perturbé reste quoi qu'il arrive très faible (mesuré inférieur à 0.5% pour un écoulement à 50m/s).

Les dièdres de mousse collés aux parois de la cellule d'essais (dont le volume total est de $90m^3$) empêchent les réflexions acoustiques au niveau des murs pour rendre l'écoulement anéchoïque, pour autant que la longueur d'onde des ondes sonores ne soit pas trop grande. Ainsi, les conditions dites de champ libre sont vérifiées pour les fréquences supérieures à 200Hz.

Une dissymétrie dans la dimension verticale et due à l'installation existe dans notre cas : le collecteur, initialement prévu pour un fonctionnement en soufflerie semi-ouverte (voir Figure 33, n'est pas tout à fait centré sur le même axe que le convergent par lequel arrive l'écoulement. L'extrémité basse du collecteur est alignée horizontalement avec l'extrémité basse du convergent, alors que l'extrémité haute du collecteur est à une altitude plus élevée que l'extrémité haute du convergent (ce qui est logique en fonctionnement semi-ouvert, pour tenir compte de l'évasement du jet en haut, alors qu'un plancher horizontal est placé en bas). Afin d'éviter que l'écoulement issu de la partie basse du convergent ne soit pas capté par le collecteur, un court plancher incliné (d'une longueur de 40 cm et d'un angle de 18° par rapport à l'horizontale) a été ajouté sur la partie basse du collecteur, comme on peut le voir sur la photographie portée en Figure 34. En revanche, les deux côtés latéraux du collecteur sont symétriques l'un par rapport à l'autre. Du fait de ces caractéristiques, on peut s'attendre à un profil d'écoulement présentant de légères dissymétries dans la direction verticale.

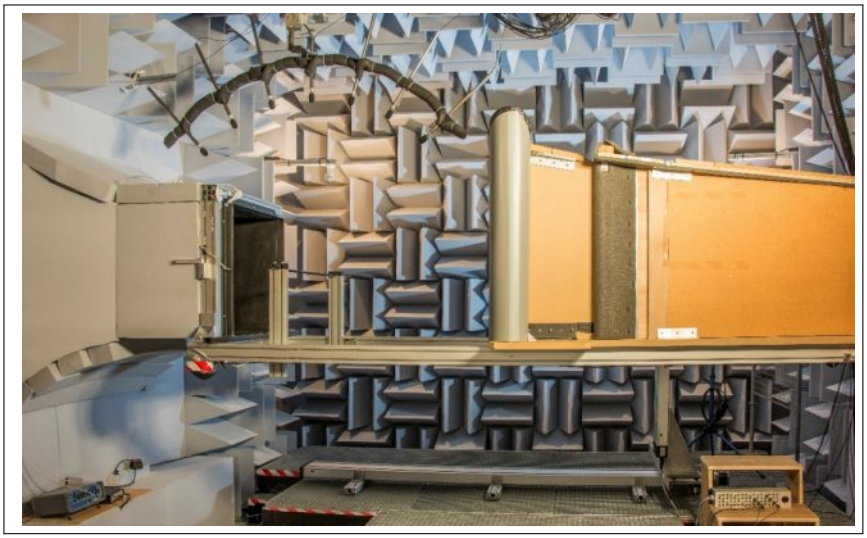

FIGURE 32 – Photographie de la cellule d'essai de la soufflerie BETI. À gauche, le convergent par lequel arrive l'écoulement, à droite, le collecteur par lequel il sort. L'antenne microphonique en arc-de-cercle présente dans la partie haute de l'image n'est pas utilisée dans ce travail.

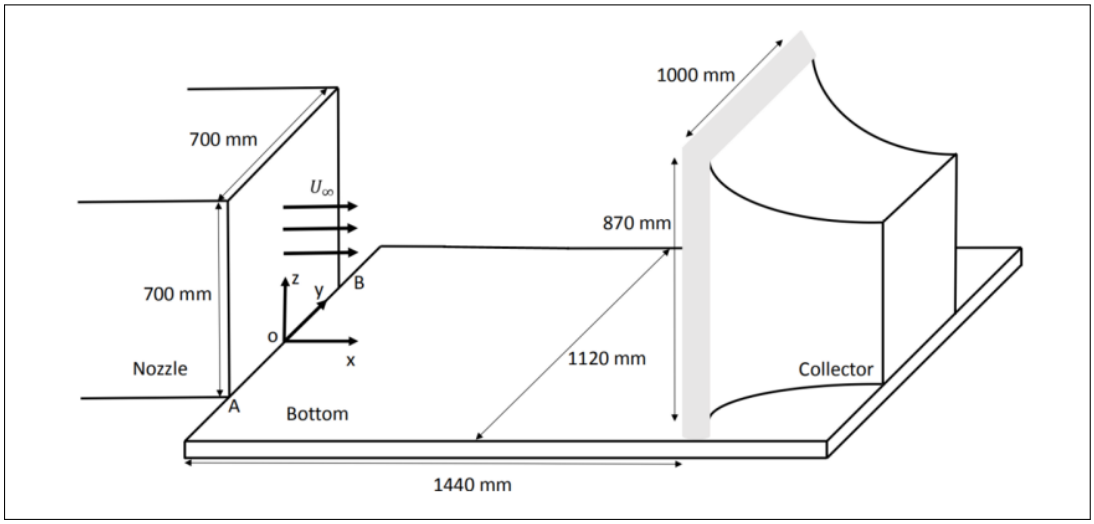

FIGURE 33 – Schéma de la cellule d'essai en configuration semi-ouverte. Dans notre configuration d'essai, le plancher n'est pas présent.

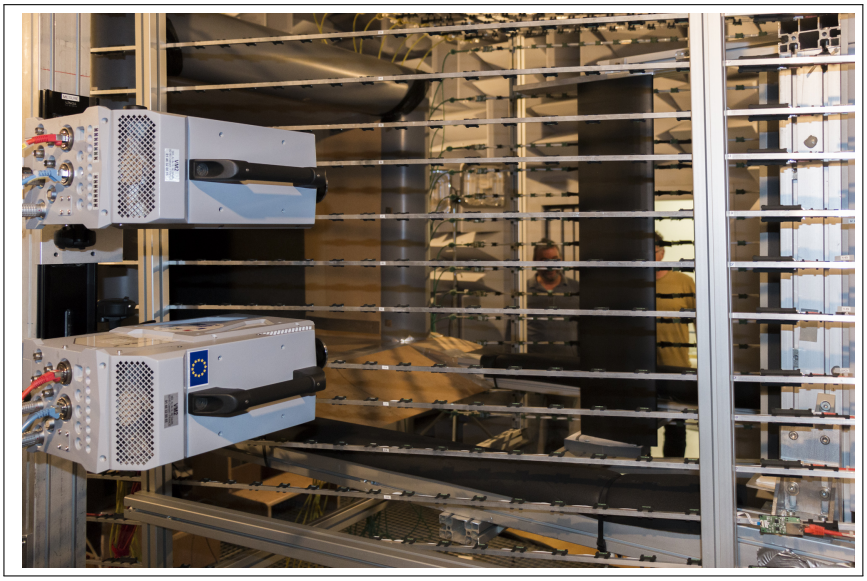

FIGURE 34 – Photographie du dispositif expérimental prise depuis l'emplacement des caméras utilisées pour la PIV. On distingue la dissymétrie entre les parties haute et basse du collecteur, à gauche, avec le plancher incliné sur sa partie basse.

4.1.2 Aile NACA 0012

L'aile utilisée est un profil NACA 0012 d'envergure $L = 890$ mm et de corde $C = 200$ mm. Comme indiqué par la nomenclature du profil, celui-ci est symétrique (d'où le "00", cambrure nulle) et d'épaisseur maximale 12% (soit une épaisseur $e = 24$ mm ici, puisque $C = 200$ mm), atteinte à 30% de corde, soit 60 mm. Le profil est représenté en Figure 35, et suit l'équation $y = \frac{12}{0.2}[0.2969\sqrt{\frac{x}{C}} - 0.1260\left(\frac{x}{C}\right)^2 + 0.2843\left(\frac{x}{C}\right)^3 - 0.1015\left(\frac{x}{C}\right)^4]$.

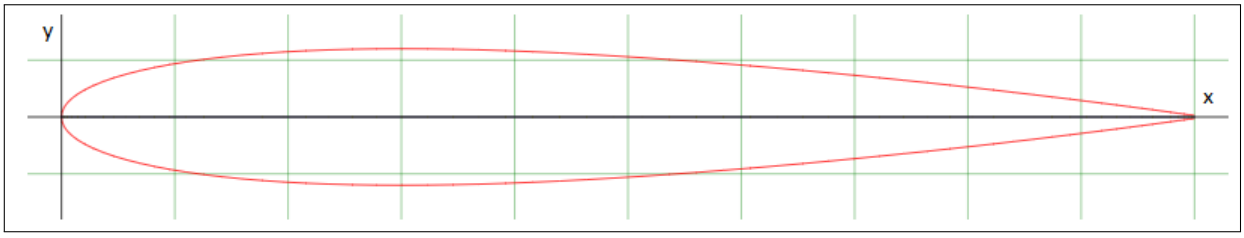

FIGURE 35 – Schéma du profil NACA 0012.

Dans certains essais, une bande rugueuse de 15 mm de largeur est présente sur l'intrados de l'aile, à 10 mm du bord d'attaque. La présence ou non de cette bande rugueuse sur l'intrados a une grande influence sur le type de bruit émis (aucun sifflement possible avec la bande rugueuse à l'intrados).

L'aile est montée verticalement, au milieu de l'écoulement lorsque l'incidence est nulle, sur un axe de rotation piloté électroniquement et situé à 40 mm du bord d'attaque. La section de la veine d'essai n'étant que de 0.7 m, les couches de mélange (entre le jet de la section d'essai et l'air au repos dans le reste de la salle) se développent de part et d'autre de l'écoulement, et viennent interagir avec l'aile. Il faut noter que ces couches de mélange ne sont a priori pas symétriques, du fait de l'asymétrie du collecteur en aval. L'aile finale est schématisée en Figure 36, et une photographie dans la soufflerie est présentée en Figure 37.

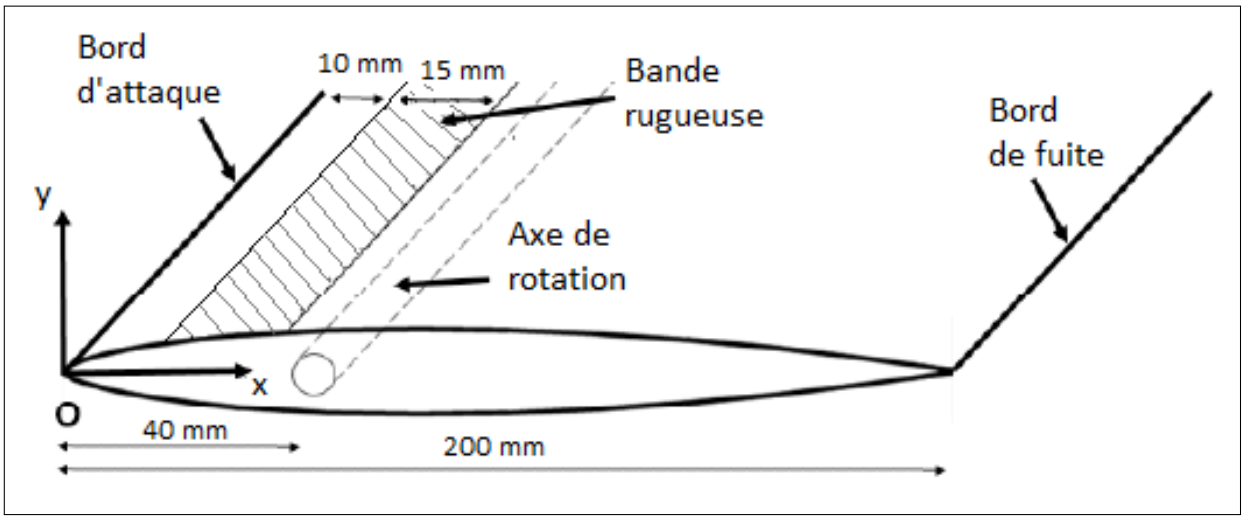

FIGURE 36 – Schéma de l'aile utilisée.

L'aile présente deux défauts par rapport à la forme théorique. Le premier est situé à l'extrémité haute de l'aile, sur le bord d'attaque, et est recouvert d'un carré de scotch aluminium. Il apparaît ainsi en gris clair (argenté) sur les photographies des Figures 37 et 40, et est situé au-dessus du jet de la soufflerie. Il ne posera donc aucun problème pour l'étude. Le second est situé en plein centre de l'envergure (position définie plus tard comme $Z/c = 0$), et son influence sur les résultats n'est donc potentiellement pas nulle.

Dans la campagne d'expériences, seules deux vitesses d'écoulement sont utilisées, 20 m/s et 40 m/s. Avec la corde $C = 200$ mm, cela correspond à des nombres de Reynolds de $2.56.10^5$ et $5.12.10^5$ (écoulement dans l'air à 20°C).

4.1.3 Antenne microphonique Mégamicros

Le système Mégamicros est une antenne microphonique développée par l'Institut Jean Le Rond d'Alembert (Sorbonne Université). L'idée centrale dans le développement de cette antenne a été d'utiliser l'encombrement très faible de la technologie de microphones numériques MEMS (*Micro-ElectroMechanical Systems*) afin de créer une antenne

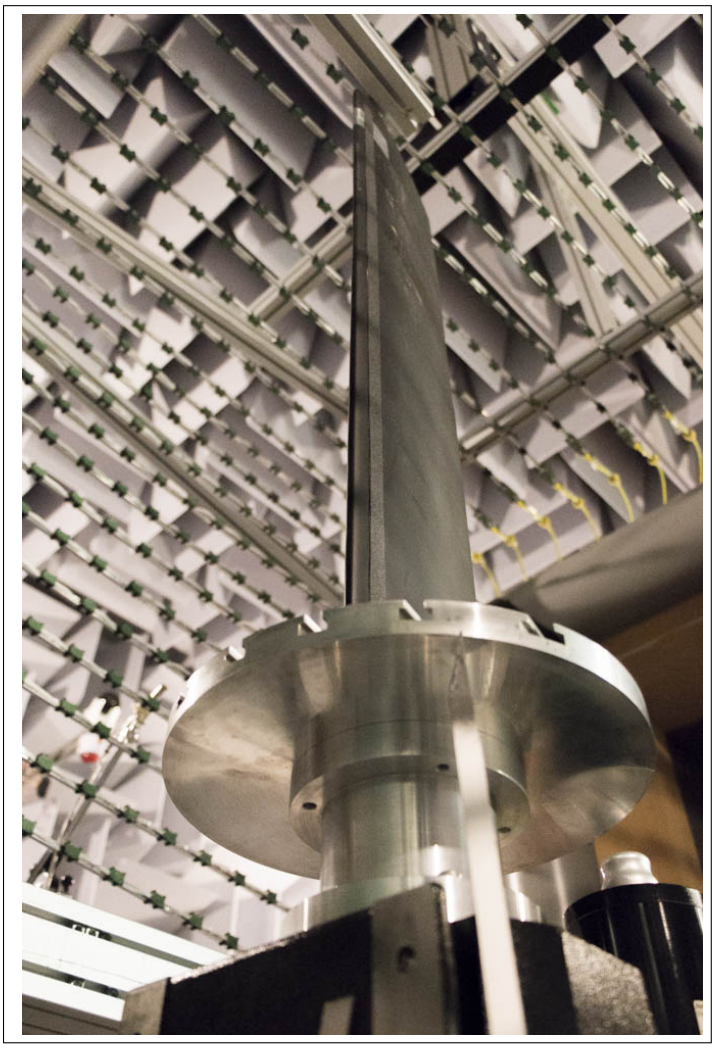

FIGURE 37 – Photographie de l'aile en soufflerie, avec la bande rugueuse.

protéiforme, avec un très grand nombre de microphones. Ces microphones MEMS (la technologie utilisée pour les microphones de téléphones portables) sont assemblées par groupes de 8 reliés à un buffer sur des tiges métalliques, qu'on peut ensuite répartir selon les besoins.

Ici, les tiges métalliques supportent deux buffers soit 16 microphones, et sont regroupées en plans de 16 tiges, soit 256 microphones. Le système d'acquisition supporte jusqu'à 1024 microphones, soit 4 de ces plans pouvant potentiellement former un tunnel de microphones autour de la veine d'étude. Cependant, seulement 3 plans sont installés pour la campagne d'expériences, portant le nombre de microphones utilisé à 768. La raison de ce choix est la géométrie choisie pour l'antenne : elle entoure la veine d'essais,

et ajouter un quatrième plan aurait rendu extrêmement complexe l'accès à ladite veine dans la configuration actuelle de la cellule d'essai. Finalement, les 3 plans sont positionnés comme on peut le voir en Figure 38. Les trois plans de microphones sont disposés dans une forme trapézoïdale en trois dimensions (ou en forme de pyramide tronquée). L'intérêt d'une telle forme évasée est de pouvoir suivre la forme de l'écoulement, qui s'élargit petit à petit après le convergent par diffusion. Les plans A et C font chacun face à un côté de l'aile, et le plan B est lui situé complètement au-dessus de l'aile (faisant plutôt face à une section perpendiculaire à l'aile). Comme expliqué plus haut, au lieu d'un quatrième plan de microphones, un accès est laissé par en-dessous la veine d'essais, afin que les expérimentateurs puissent venir y travailler, comme on peut le voir en Figure 39. On peut également voir sur cette photographie un problème dans la géométrie de l'antenne pour notre étude : sur les deux plans verticaux disposés de part et d'autre de l'écoulement, les 3 barres de microphones les plus basses sont "cachées" du point de vue de l'aile, par les barres métalliques horizontales qui vont du convergent en amont au collecteur en aval. Aussi, bien que les mesures aient été prises sur les 768 microphones, ces 3 lignes de microphones de part et d'autre seront systématiquement retirées avant analyse, portant le total réel de microphones utilisé à 672.

Pour plus de détails sur les caractéristiques précises des microphones MEMS, la technologie de l'antenne est d'abord développée dans un article de Vanwynsberghe [60], décrite en profondeur dans le chapitre 1 de sa thèse "Réseaux à grand nombre de microphones : applicabilité et mise en œuvre" (2016) [61], et la conception spécifique pour la soufflerie BETI est décrite par Zhou et al. [64].

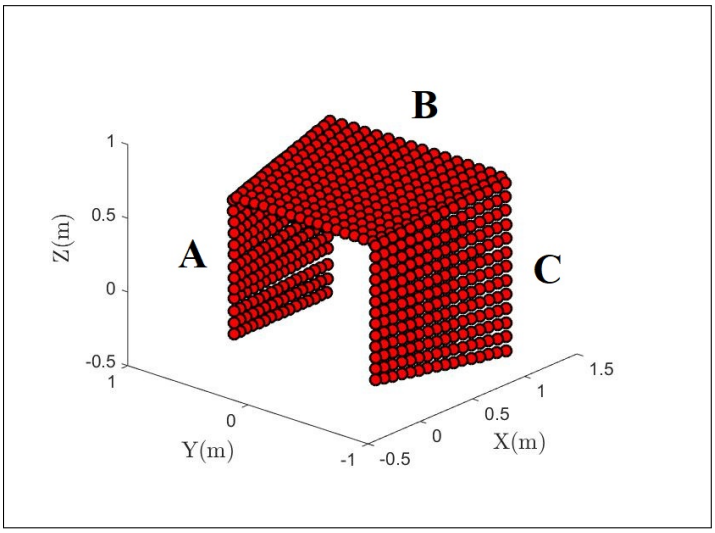

FIGURE 38 – Représentation des positions des 768 microphones de l'antenne Mégamicros, autour de la veine d'essai. Les trois plans sont nommés A, B et C dans la suite de l'étude, par souci de clarté. L'écoulement est orienté selon l'axe des X croissants.

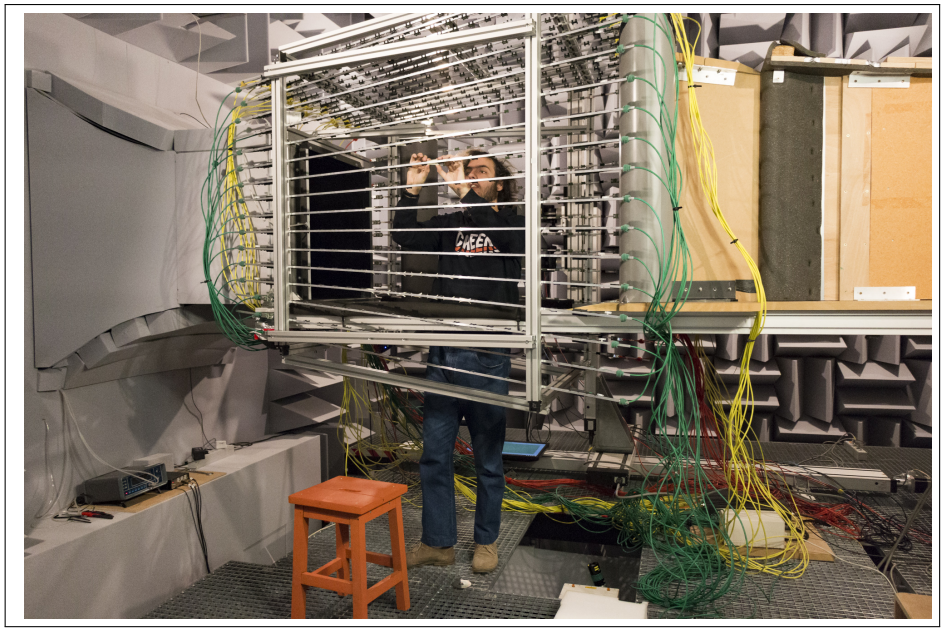

FIGURE 39 – Photographie de l'antenne Mégamicros une fois installée dans la soufflerie BETI. Les 3 plans entourent la veine d'essais, mais permettent un accès aux expérimentateurs.

Dans le cadre de ce travail, on étudiera l'émission acoustique dans deux types de plans de focalisation. On s'intéressera à un plan parallèle au profil (prolongement du plan de la ligne moyenne du profil), et à un plan perpendiculaire au profil (parallèle au sol). Le système d'axes utilisé pour se repérer dans la soufflerie est schématisé en Figure 40. Ainsi, dans le cas particulier d'une incidence nulle, la zone étudiée sera une portion du plan Oxz.

Pour l'étude d'un plan de focalisation parallèle au profil, on utilise l'un des plans latéraux de l'antenne. À l'inverse, pour l'étude d'un plan de focalisation perpendiculaire au profil, on utilise le plan supérieur de l'antenne.

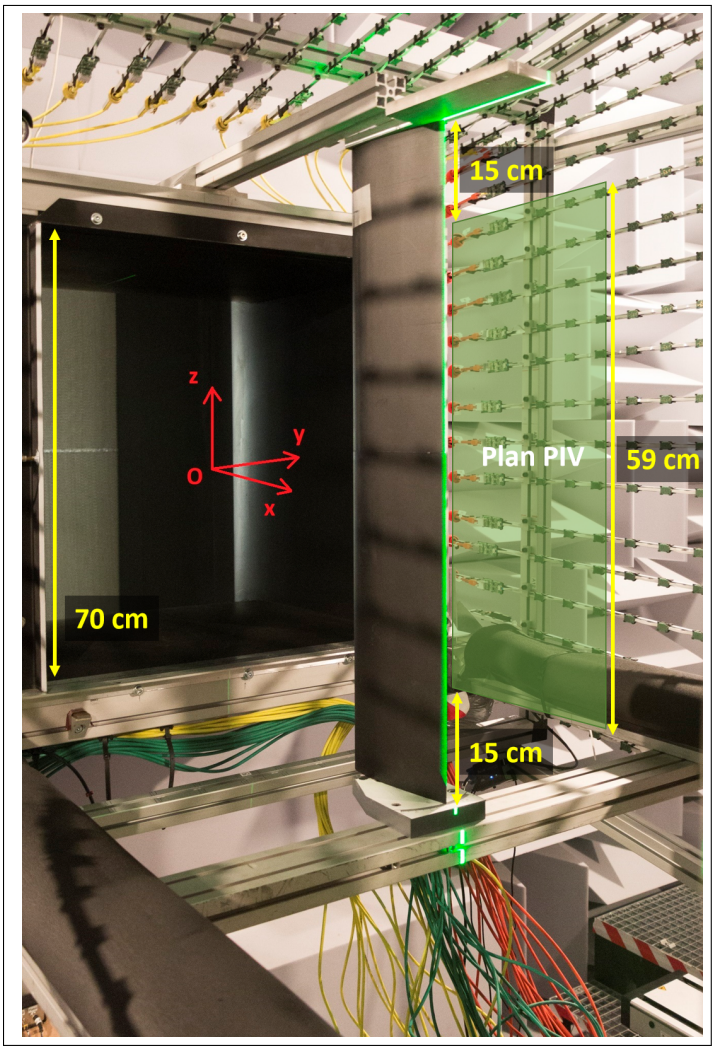

FIGURE 40 – Schéma explicatif de l'orientation des axes x, y et z dans la soufflerie. Le plan Oxy constitue un plan de symétrie pour la veine d'essai et l'aile. D'après Beausse et al. [7]

4.1.4 Dispositif d'acquisition PIV

Le Laser utilisé est un Mesa-PIV [38]. Il s'agit d'un Laser de type Nd-YAG (acronyme de l'anglais *Neodymium-Doped Yttrium Aluminium Garnet*, grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme) de la marque Continuum. Ce Laser est capable d'atteindre une fréquence d'émission de flashs de 30kHz, ce qui est bien suffisant dans le cadre de nos essais de PIV continue à 20kHz.

Les deux caméras utilisées pour la PIV sont des modèles Fastcam SA-Z de la marque Photron [46]. Ces caméras haute-performance permettent de filmer une image de 1024x1024 pixels à une fréquence maximum de 20kHz, et sont notre facteur limitant sur la fréquence d'acquisition de la PIV.

Les mesures de PIV sont faites dans deux types de plans, présentés en Figure 41 : soit des plans parallèles au plan de l'aile, et ce même en incidence (le plan Laser est alors vertical), soit des plans constituant des sections perpendiculaires à l'aile (le plan Laser est alors horizontal). On retrouve ainsi les mêmes plans d'étude que pour l'acoustique (voir partie précédente), à ceci près que la portion de plan étudiée est ici restreinte par l'impossibilité du Laser de traverser l'aile. Dans l'étude PIV, systématiquement, seul un côté de l'aile sera éclairé et donc disponible pour l'étude.

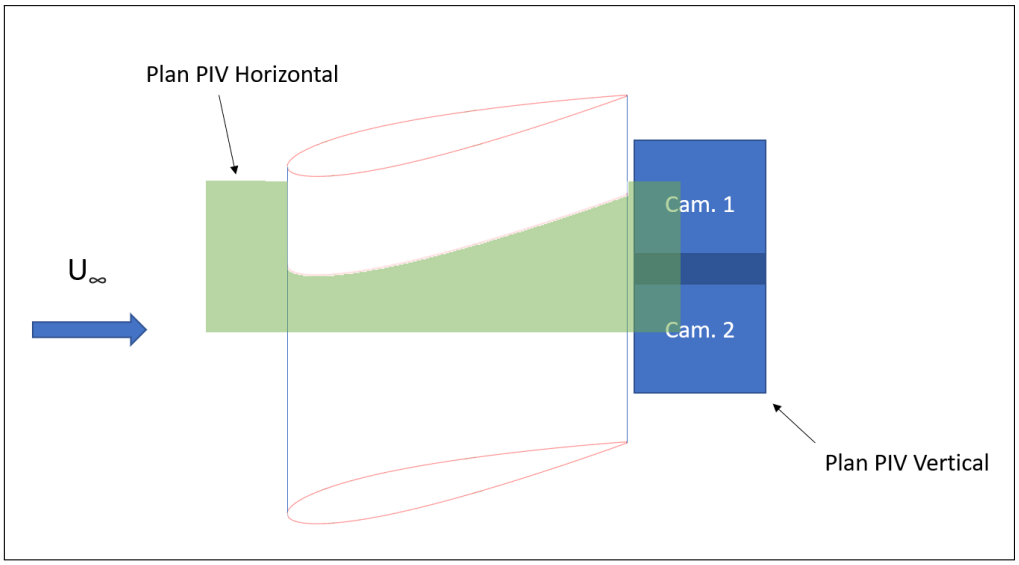

FIGURE 41 – Schéma de la position des plans lasers dans lesquels sont effectuées les mesures de PIV. En bleu, position des images caméras dans le cas des plans parallèles au plan de l'aile (ou plan "vertical"). En bleu foncé, portion d'image captée simultanément par les deux caméras. En vert, position de l'image dans le cas du plan perpendiculaire au plan de l'aile (ou plan "horizontal"). Attention, ce schéma n'est pas à l'échelle (dans la réalité la dimension dans le sens de l'envergure est plus grande).

La Figure 42 permet de visualiser le positionnement du Laser utilisé pour les mesures PIV. Pour les plans verticaux, le Laser est positionné sous la veine d'essais, et tire vers le plafond, comme on peut le voir en a). Pour les plans horizontaux, le Laser est positionné sur un chariot élévateur, comme on peut le voir en b), ce qui permet de prendre successivement des mesures sur deux plans à deux hauteurs différentes. Dans la configuration de plan vertical, on pose les deux caméras face au plan laser, l'une juste au-dessus de l'autre, et on utilise les deux caméras synchronisées pour faire une seule grande image (voir Figure 41), allongée dans le sens de la hauteur, dans le plan de l'aile, en aval de celle-ci.

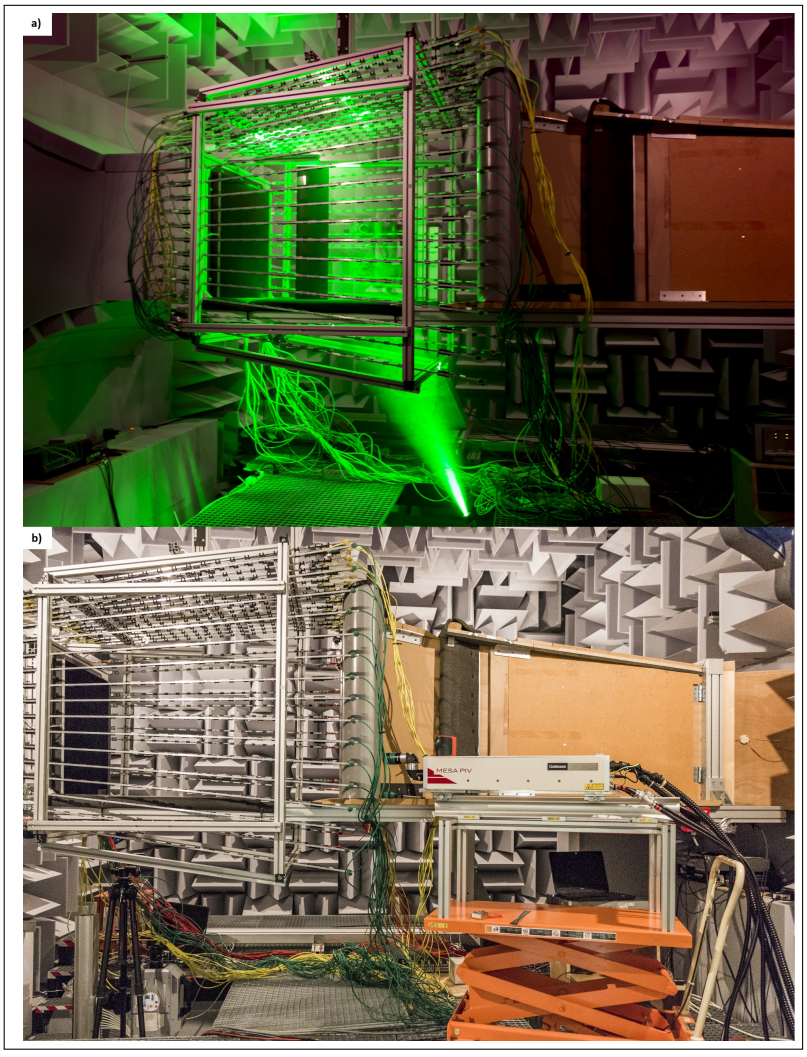

FIGURE 42 – Positions du Laser utilisé pour les mesures PIV. a) Photographie du Laser illuminant un plan vertical pour la PIV. b) Photographie du positionnement du Laser pour illuminer un plan horizontal.

Dans la configuration de plan horizontal, il n'y a plus la place que pour une seule caméra, positionnée en-dessous de la veine d'essai, et filmant vers le haut l'écoulement du côté éclairé de l'aile.

Les acquisitions effectuées pour le calcul de PIV ont une fréquence d'acquisition de 20 kHZ, et durent deux secondes. Les deux caméras utilisées filment chacune une image carrée de 30 cm de côté (soit 1.5 c). Après le calcul des champs de vitesse sur les deux images, ceux-ci sont fusionnés afin d'obtenir un champ sur une zone de dimensions (30x59) cm dans les directions de l'écoulement et transverse (parallèlement au bord de fuite). Un schéma du dispositif complet est présenté en Figure 43.

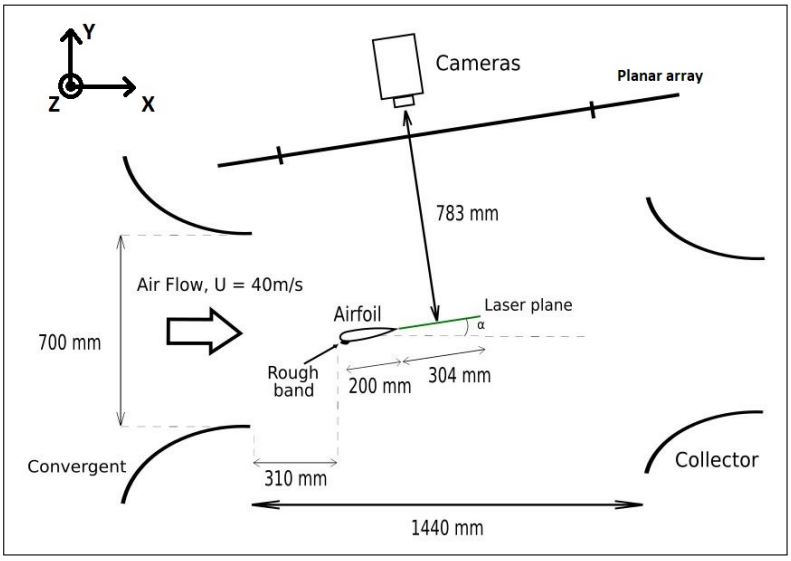

FIGURE 43 – Schéma du dispositif expérimental complet, dans le cas d'acquisition PIV en plan vertical. D'après Beausse et al. [6] *Planar array* : plan d'antenne microphonique (plan A de la Figure 38). *Rough band* : bande rugueuse.

4.1.5 Carte et logiciel d'acquisition synchronisée PIV - acoustique

Un schéma fonctionnel de la carte d'acquisition développée pour l'antenne Mégamicros est décrit en Figure 44. Le logiciel d'acquisition permet de choisir quels microphones sont enregistrés dans la mesure, par groupes de 256, de 8 ou même individuellement.

L'une des voies analogiques de l'interface est utilisée pour recevoir et enregistrer, pendant l'acquisition acoustique, le signal de lancement de la mesure de PIV (qui ne dure que 2 secondes sur les 10 secondes d'une mesure acoustique). Un exemple d'un tel signal est porté en Figure 45. L'instant d'apparition du front haut permet ainsi de connaître le délai entre le début de la mesure acoustique et le début de la mesure PIV.

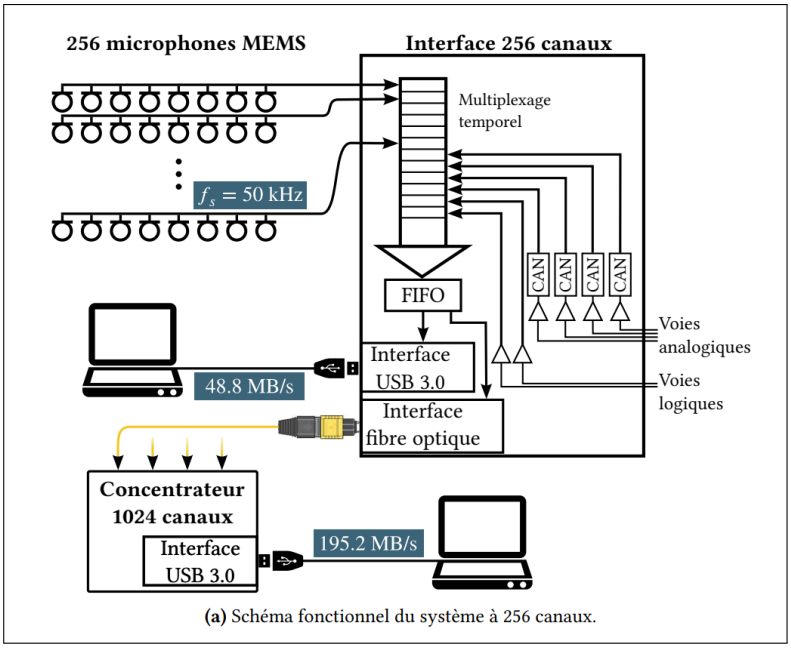

FIGURE 44 – Schéma fonctionnel de la carte d'acquisition de l'antenne Mégamicros. Par Vanwynsberghe [61].

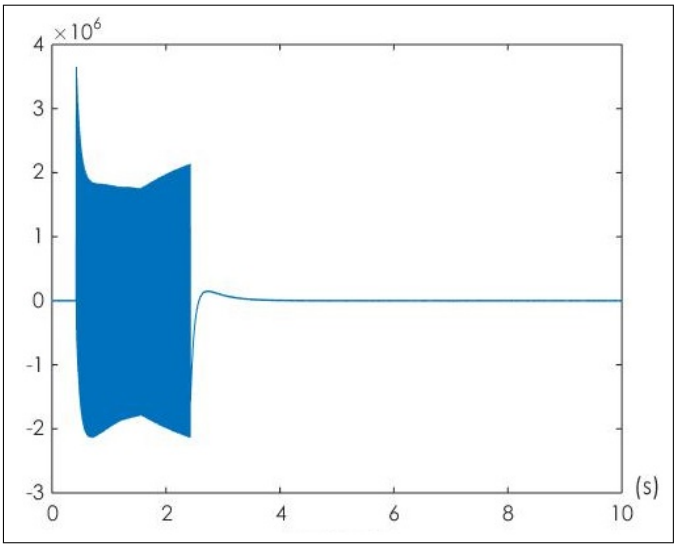

FIGURE 45 – Enregistrement du signal électrique de synchronisation (tension en fonction du temps, unité de tension arbitraire). La mesure acoustique est lancée en t=0, et la mesure PIV est lancée en même temps que l'apparition d'un signal électrique non nul en voie analogique n°0, ici après 0.428s sur les 10 secondes que dure la mesure acoustique.

4.1.6 Configurations sifflantes / non sifflantes

Comme on l'a vu dans l'étude bibliographique en partie 2.1, l'écoulement sur un NACA génère un bruit de bord de fuite qui peut être de deux natures : tonal (sifflement à une fréquence précise) ou large bande (un ensemble continu de fréquences est amplifié). De plus, on sait expérimentalement que la nature du bruit émis dépend du régime (laminaire ou turbulent) de la couche limite à l'intrados. Lorsque ce régime est turbulent, le bruit est large bande, et lorsqu'il est laminaire, le bruit est tonal.

On retrouve ainsi des diagrammes comme celui de Desquesnes et al. en Figure 6. On peut contrôler le régime de la couche limite via la vitesse de l'écoulement incident (proportionnelle au nombre de Reynolds, sur le graphique, avec une aile de corde donnée) et l'incidence de l'aile. Enfin, on peut forcer la transition de la couche limite en ajoutant une bande rugueuse sur l'aile, afin de perturber artificiellement l'écoulement dans cette zone. Empiriquement, cette méthode fonctionne elle aussi très efficacement pour créer un bruit large bande dans des conditions initialement propices à un bruit tonal.

On choisit d'étudier un ensemble de configurations aux comportements volontairement variés, afin de pouvoir comparer les mécanismes de création de bruit tonal et large bande, et de constater l'évolution en fonction de la vitesse, de l'incidence et de la présence ou non d'une bande rugueuse.

Un tableau récapitulatif des configurations expérimentales étudiées sur le profil d'aile NACA 0012 est présenté en annexe de ce mémoire. Afin d'utiliser les mêmes dimensions d'image pour la PIV pour les écoulements à 20 et 40 m/s, la fréquence d'acquisition est adaptée afin de conserver un déplacement convenable entre deux images (autour de 8 pixels de déplacement afin de pouvoir effectuer des fenêtres d'interrogation 16x16 avec une erreur limitée). Une vitesse d'écoulement deux fois plus faible (20 m/s au lieu de 40 m/s) se traduit alors par une fréquence d'acquisition deux fois plus faible (10kHz au lieu de 20kHz).

4.2 Explication de principe des algorithmes de formation de voies utilisés

L'acquisition d'un signal microphonique permet de suivre l'évolution du rayonnement acoustique en un point, mais elle ne permet pas de connaître l'origine de ce rayonnement, ni dans le temps ni dans l'espace. C'est l'un des principaux intérêts d'une antenne microphonique : en connaissant précisément les positions des différents microphones qui composent l'antenne et la célérité des ondes sonores dans le milieu, on peut retrouver les instants et lieux d'émissions de ces ondes. C'est là le principe de la formation de voies (*beamforming* en anglais) temporelle. Cette méthode peut aussi être appliquée dans le domaine fréquentiel. Ainsi, la cartographie obtenue dans le domaine temporel décrit les sources dans l'espace et le temps, celle obtenue en fréquentiel décrit les sources dans l'espace et en fonction de la fréquence.

Il est toutefois important de noter que la méthode s'appuie fortement sur des hypothèses sur la nature de la source (monopolaire, dipolaire...), sa forme, et sur les propriétés de propagation (direction et célérité) des ondes sonores émises.

4.2.1 Formation de voies temporelle

La description ci-dessous est inspirée du travail de L. Koop [30]. On y prend l'hypothèse d'une source monopolaire ponctuelle, qui émet des ondes sonores de célérité constante dans l'air (fluide au repos). On définit la position $\boldsymbol{x}$ et la position de la source $\boldsymbol{x_0}$.

Sous ces hypothèses, l'équation d'onde s'écrit ainsi :

$$\frac{1}{{c_0}^2}\frac{\partial^2 p_a(\boldsymbol{x},t)}{\partial t^2} - \Delta p_a(\boldsymbol{x},t) = q(t)\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_0}), \tag{1}$$

avec c_0 la célérité du son dans l'air, p_a la pression acoustique, q le signal acoustique émis par la source en fonction du temps t et δ la distribution de Dirac (Δ est l'opérateur laplacien).

Cette équation différentielle admet une solution pour p_a :

$$p_a(\boldsymbol{x},t) = \frac{1}{4\pi||\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_0}||} q\left(t - \frac{||\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_0}||}{c_0}\right) = A\left(||\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_0}||\right) q\left(t - \tau(||\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_0}||)\right) \tag{2}$$

On voit apparaître un classique facteur d'atténuation géométrique $A\left(||\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_0}||\right)$, dû à la répartition de l'énergie émise sur une sphère de plus en plus grande au fur et à mesure que l'onde se propage, et un temps de retard $\tau = \frac{||\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x_0}||}{c_0}$ entre la pression au point étudié et le signal source.

L'enjeu de la formation de voies temporelle est, à partir d'informations de pression acoustique, de remonter au signal $q(t)$ et à la position de la source acoustique. Pour cela,

il convient de retourner l'équation précédente en se plaçant sur un microphone placé en $\boldsymbol{x_m}$, et en fixant un point de l'espace $\boldsymbol{x_f}$ (dit point de focalisation). On s'informe alors de la distance $x_{mf} = ||\boldsymbol{x_m} - \boldsymbol{x_f}||$ entre le microphone et le point de focalisation, et la réponse z_m pour un unique microphone s'écrira :

$$z_m(x_{mf}, t) = 4\pi x_{mf} p_a(x_{mf}, t + \tau(x_{mf})) \tag{3}$$

Toutefois, le calcul dépendant seulement de la distance au microphone, cela ne permet pas d'accéder à une information précise sur la position de la source, on accède seulement à une sphère privilégiée autour du microphone. Afin de régler ce problème, on utilise non pas un microphone seul mais une antenne microphonique composée de M microphones positionnés aux points $\boldsymbol{x_m}$ ($m < M$). Et pour chaque point de focalisation, on fait la moyenne des réponses de tous les microphones, auxquelles on a appliqué un temps de retard individuel. De ce procédé vient le nom anglais de *Delay and Sum Beamforming*, et on aboutit à l'équation du signal focalisé au point $\boldsymbol{x_f}$:

$$z(\boldsymbol{x_f}, t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} 4\pi x_{mf} p_a(x_{mf}, t + \tau(x_{mf})), \tag{4}$$

avec $\boldsymbol{x_f}$ la position dans l'espace du point de focalisation.

En supposant l'existence d'une source q_0 au point $\boldsymbol{x_0}$ et en nommant x_{m0} la distance entre le microphone et ladite source, on peut alors constater l'égalité suivante (en combinant les équations (2) et (4)) :

$$z(\boldsymbol{x_f}, t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} \left(4\pi x_{mf} \times \frac{1}{4\pi x_{m0}} q(t + \frac{x_{mf}}{c_0} - \frac{x_{m0}}{c_0}) \right)$$

$$z(\boldsymbol{x_f}, t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} \left(\frac{x_{mf}}{x_{m0}} q(t + \frac{x_{mf} - x_{m0}}{c_0} \right) \tag{5}$$

Grâce à cette dernière équation, on peut constater que placer le point de focalisation sur la position réelle de la source aboutit bien à $z(\boldsymbol{x_0}, t) = q(t)$. On remarque aussi que choisir une autre position aboutira généralement à une réponse plus faible en valeur absolue, quel que soit l'instant choisi. Et surtout, si $q(t)$ admet un extremum, alors $z(\boldsymbol{x_0}, t)$ admettra aussi un extremum, dans le temps et dans l'espace. C'est ainsi par la recherche d'extrema spatio-temporels sur les cartographies de beamforming temporel qu'on retrouvera les localisations d'événements d'émission acoustique. Cette technique est décrite et utilisée notamment par Fischer et al. [20]

Par la suite, ce qu'on nommera le signal focalisé en un point source $z(\boldsymbol{x_0}, t)$ représentera la fluctuation de pression attendue au point source, en se basant sur un modèle de propagation de champ lointain.

4.2.2 Formation de voies fréquentielle

Passer dans le domaine spectral comporte un intérêt certain dans le cas de sources stationnaires. Dès lors qu'on s'intéresse à des phénomènes périodiques, la fréquence d'émission acoustique au niveau de la source est souvent reliée à des paramètres physiques (vitesse de l'écoulement, distance caractéristique). On applique donc la transformée de Fourier à l'équation (4) :

$$Z(\boldsymbol{x_f}, f) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} 4\pi x_{mf} P_a(x_{mf}, f) e^{j2\pi f \tau(x_{mf})}, \tag{6}$$

avec Z la réponse spectrale de l'antenne, f la fréquence d'intérêt et P_a la transformée de Fourier de la pression acoustique.

Dans les faits, plutôt que la réponse spectrale de l'antenne, on étudiera généralement la densité spectrale de puissance S_{zz} :

$$S_{zz}(f) = Z^*(f) Z(f), \tag{7}$$

avec Z^* le conjugué de Z.

Cette dernière formule peut enfin être contractée en utilisant une forme matricielle (on utilise $\mathcal{H}$ pour désigner la matrice transconjuguée) :

$$S_{zz}(f) = \frac{1}{M^2} \boldsymbol{e}^{\mathcal{H}} G \boldsymbol{e} \tag{8}$$

$$\text{On a alors } \boldsymbol{e} = \begin{pmatrix} 4\pi c_0 \tau_{1f} e^{-j2\pi f \tau(x_{1f})} \\ \vdots \\ 4\pi c_0 \tau_{Mf} e^{-j2\pi f \tau(x_{Mf})} \end{pmatrix} \text{ le vecteur de directivité,}$$

$$\text{et } G = \begin{pmatrix} S_{p_1p_1}(f) & S_{p_1p_2}(f) & \dots & S_{p_1p_M}(f) \\ S_{p_2p_1}(f) & S_{p_2p_2}(f) & \dots & S_{p_2p_M}(f) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{p_Mp_1}(f) & \dots & \dots & S_{p_Mp_M}(f) \end{pmatrix} \text{ la matrice interpectrale,}$$

$$\text{avec } S_{p_np_m}(f) = P_n^*(f) P_m(f) \text{ la densité interspectrale.}$$

On notera que la matrice interspectrale est hermitienne : $S_{p_ip_j}(f) = S_{p_jp_i}(f)^*$.

Dans ce travail, on calculera plutôt la densité spectrale de puissance moyennée S_{zz} autour d'une fréquence f :

$$S_{zz}(f) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^{K} Z^*(f_k) Z(f_k), \tag{9}$$

avec Z^* le conjugué de Z, et f_k les K fréquences utilisées pour calculer la moyenne, sur une bande de fréquence (définie soit comme un intervalle centré sur la fréquence étudiée, soit comme une bande de tiers d'octave autour de cette fréquence). On utilisera une bande de 100Hz centrée sur la fréquence d'intérêt (soit $\pm$ 50 Hz).

4.3 Améliorations dans l'implémentation de la formation de voies

4.3.1 Corrections d'hypothèses physiques fortes

4.3.1.1 Correction des effets de l'écoulement

Les hypothèses effectuées lors de l'élaboration de l'algorithme initial de formation de voies sont fortes. On aimerait pouvoir utiliser la méthode dans des cas plus complexes que le rayonnement d'une source monopolaire ponctuelle dans un milieu au repos.

En particulier, dans le travail présenté dans ce mémoire (et comme dans beaucoup d'autres études), la source microphonique sera située dans un écoulement, contrairement à l'antenne microphonique, placée au loin. Ainsi les ondes sonores issues des zones sources de bruit subissent des phénomènes d'advection par l'écoulement de la soufflerie, combinés à de la réfraction au passage des couches de cisaillement du jet de la soufflerie. Ces phénomènes sont présentés en Figure 46, et le fait de ne pas les prendre en compte dans le calcul de la formation de voies entraîne des erreurs de localisation qui peuvent être importantes (décalage apparent de la source vers l'aval). Physiquement, cette disposition de la source et de l'antenne induit une déformation de la trajectoire de l'onde sonore : si on la modélise par des rayons issus de la source, ces rayons ne sont pas linéaires jusqu'aux microphones. Le chemin le plus court (en temps) de ces rayons entre la source et un microphone est constitué de deux segments non parallèles, avec un décalage vers l'aval dans la zone où l'écoulement est présent, qui se traduit par une "cassure" des rayons au passage de la couche de cisaillement. Cette modification de trajet des ondes sonores rentre en claire contradiction avec l'une des conséquences de l'hypothèse de milieu au repos : les ondes sonores étaient jusque là supposées parfaitement sphériques (auquel cas les rayons resteraient bien linéaires).

Ce problème a été étudié par Amiet [2], et celui-ci a proposé une méthode de correction afin de recalculer le retard entre la source acoustique et chaque microphone. Ce retard n'est plus simplement considéré comme proportionnel à la distance entre les deux points, et dépend désormais aussi du nombre de Mach de l'écoulement, et de la position de la couche de cisaillement. La méthode développée par Amiet est décrite (et validée expérimentalement) par Bahr et al. [5].

Cette correction n'est pas parfaite, puisque dans ce modèle, la couche de cisaillement est supposée infiniment fine, et la vitesse de l'écoulement constante côté écoulement et nulle côté extérieur, ce qui ne semble a priori pas correspondre à la réalité physique.

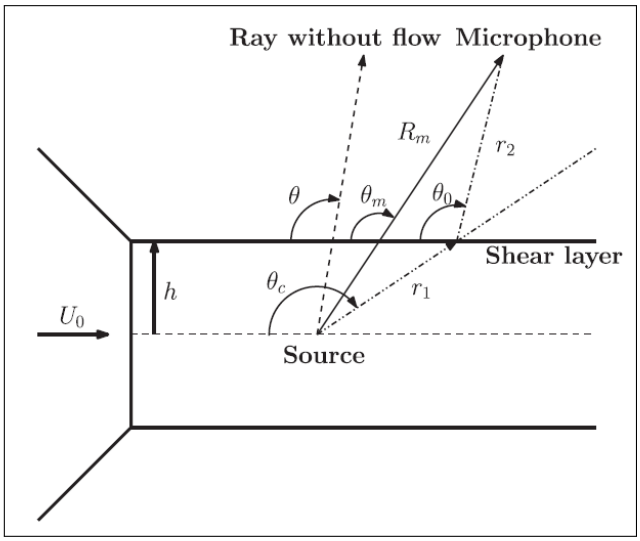

FIGURE 46 – Schéma du trajet réel d'un rayon sonore émis en écoulement, d'après Padois et al. [43]. Le rayon est "cassé" en deux segments, avec un changement d'angle au passage de la couche de cisaillement (*shear layer*).

Toutefois, Padois et al. [43] ont montré que la prise en compte de l'épaisseur de la couche de cisaillement ne changeait que très peu le résultat. La correction utilisée constitue donc malgré tout en une substantielle amélioration de la précision de la localisation de la source (qui, sans cela, serait détectée systématiquement en aval de sa position réelle).

4.3.1.2 Prise en compte du caractère dipolaire des sources

Une autre limitation de l'algorithme classique de beamforming est qu'il suppose que la source recherchée est un monopôle. Dans le cas de sources dipolaires, cette technique ne fonctionne pas bien, comme montré dans le travail de Jordan et al. [28]. Une première méthode de correction y était proposée afin de traiter le cas d'un dipôle, mais une nouvelle méthode développée par Liu et al. (2008) [34] permet d'aussi traiter les cas à multiples sources dipolaires. Un exemple d'application tiré de ce même article est présenté en Figure 47. On y voit qu'un dipôle est, avec cette méthode, correctement reconnu comme tel, au lieu des deux monopôles apparents positionnés de part et d'autre détectés avec la méthode classique.

Cette méthode demande de connaître initialement l'orientation du (ou des) dipôle(s) étudié(s) par rapport au plan d'antenne utilisé. Le principe est d'ajouter, dans le vecteur de directivité e, un paramètre permettant de prendre en compte l'orientation du microphone considéré par rapport à celle du dipôle. La formule se présente ainsi [65] :

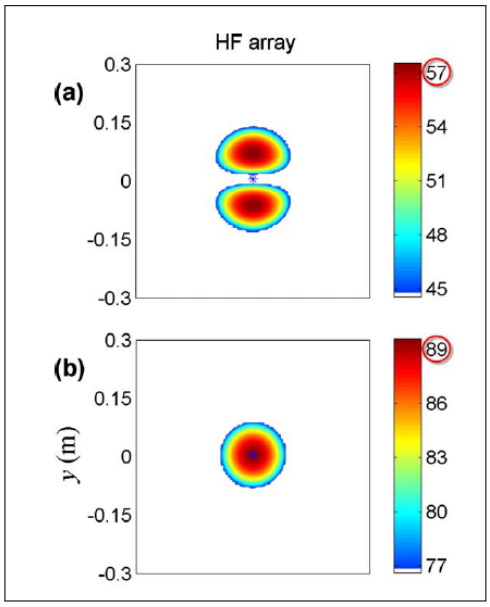

FIGURE 47 – Exemple de correction du beamforming classique, dans le cas d'une source dipolaire. (a) Résultat de beamforming classique dans le cas d'un dipôle en y=0, (b) Résultat de beamforming corrigé par la méthode de Liu et al. D'après Liu et al. [34].

$$e_{\text{dipôle}}(\boldsymbol{x_m}, \boldsymbol{x_f}, \omega) = e_{\text{monopôle}}(\boldsymbol{x_m}, \boldsymbol{x_f}, \omega) \left(\xi . \frac{\boldsymbol{x_m} - \boldsymbol{x_f}}{|\boldsymbol{x_m} - \boldsymbol{x_f}|} \right) \tag{10}$$

avec ξ l'orientation du dipôle source, x_m et x_f les positions du microphone et du point de focalisation considérés, et $e_{\text{monopôle}}$ le vecteur de directivité classique, nommé simplement e dans la partie 4.2.2.

4.3.2 Méthodes de déconvolution

L'un des principaux défauts de la méthode de localisation par formation de voies est la présence parfois très handicapante, en plus du lobe principal qui nous intéresse puisqu'il traduit un phénomène physique, de lobes secondaires ne traduisant rien d'autre que des artefacts de calcul. Ceux-ci sont le fruit de la géométrie de l'antenne et de la fréquence étudiée, et dépendent de la réponse spatiale de l'antenne à une source de bruit donnée.

Ainsi, on peut trouver dans l'ouvrage *Aeroacoustic Measurements* [19] une ancienne méthode utilisée pour ignorer ces lobes secondaires : l'ajout d'un seuil en-dessous duquel les valeurs sont ignorées. Cette méthode, bien qu'intuitive et souvent préférable à l'image brute, n'est pas toujours très efficace et peut pousser à exclure des sources bien physiques (des lobes secondaires de sources particulièrement puissantes peuvent se confondre avec des lobes principaux de sources moins puissantes).

Des méthodes de déconvolution ont alors été développées, afin d'extraire la partie physiquement significative de l'image en veillant à ne pas retirer d'informations physiques. Ainsi, en 2004, Brooks et Humphreys présentent une méthode nommée DAMAS (pour *Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources*) [14, 11]. Cette méthode, applicable à n'importe quel calcul de formation de voies et améliorant systématiquement les résultats, a été largement utilisée et validée par la communauté scientifique.

Toutefois, elle n'est pas utilisée dans ce travail, car il lui est préférée une autre méthode plus récente et moins coûteuse numériquement, dite de CLEAN-SC et développée en 2007 par Sijtsma [56]. Une méthode initialement dénommée CLEAN était utilisée (initialement en radioastronomie [25]) mais avait été rendue obsolète par la plus efficace méthode DAMAS. Cette ancienne méthode est maintenant nommée CLEAN-PSF (pour méthode de CLEAN basée sur la fonction d'étalement de point, la *Point Spread Function*), et une nouvelle méthode a été créée sur ses bases, méthode dite de CLEAN-SC (pour méthode de CLEAN basée sur la cohérence spatiale, la *Spatial Coherence*) [56].

Cette dernière méthode identifie le lobe principal, son centre, et retire tout ce qui est cohérent spatialement avec ce lobe (car on sait que les lobes secondaires sont cohérents avec le lobe principal). On peut voir en Figure 48 l'efficacité de cette méthode pour rendre l'image plus nette et faire apparaître les phénomènes de manière bien plus saillante. La taille du lobe sur l'image finale (Figure 48b) est fixée par un paramètre dit de "beam-width" dans l'algorithme de CLEAN-SC. Il sera fixé à 0.05 m dans ce travail, et est fixé arbitrairement mais de telle manière à rendre les cartographies des sources de bruit facilement interprétables. Toutefois, identifier la position exacte de la source comme étant celle du lobe réduit (plutôt qu'une répartition non ponctuelle dans le lobe originel) peut être remise en question. De plus, l'information de l'étendue spatiale de la source, si elle n'est en réalité pas assimilable à un point, est perdue.

Cette même méthode a été utilisée dans le cadre de recherches à PPRIME et avec les mêmes moyens expérimentaux acoustiques que ceux utilisés pour ce travail (soufflerie BETI, antenne Mégamicros, voir partie 4.1), par Zhou et al. [65], dans le cadre d'analyses en formation de voies tridimensionnelle. L'impact de la méthode CLEAN-SC, adaptée à la formation de voies tridimensionnelle, y est particulièrement fort, déjà sur l'étude du bruit de bord de fuite du NACA 0012 en écoulement (voir Figure 49).

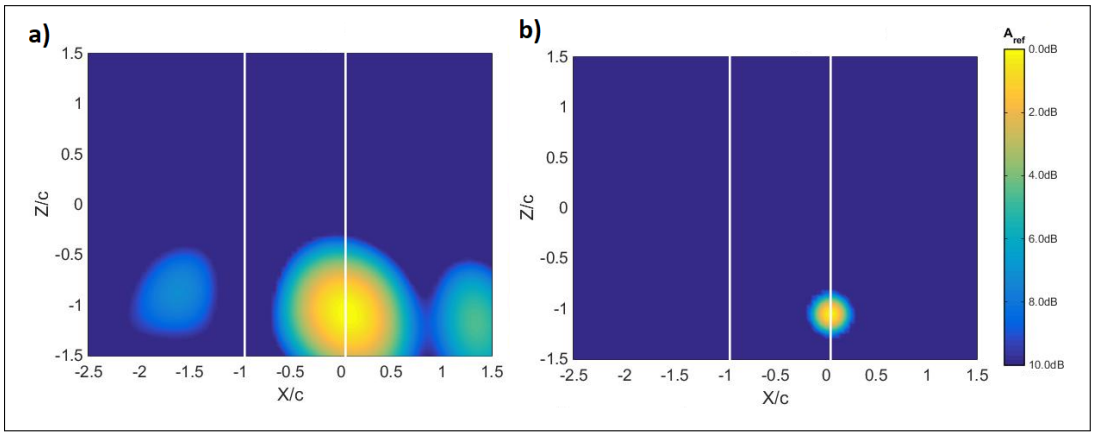

FIGURE 48 – Exemple d'application de CLEAN-SC à des résultats de beamforming. (a) Résultat de beamforming classique sur une aile NACA 0012, (b) Même résultat, corrigé par la méthode de CLEAN-SC. On voit que la source est mieux localisée, et sa position correspond à celle attendue physiquement (bord de fuite). De plus, les lobes secondaires sont éliminés.

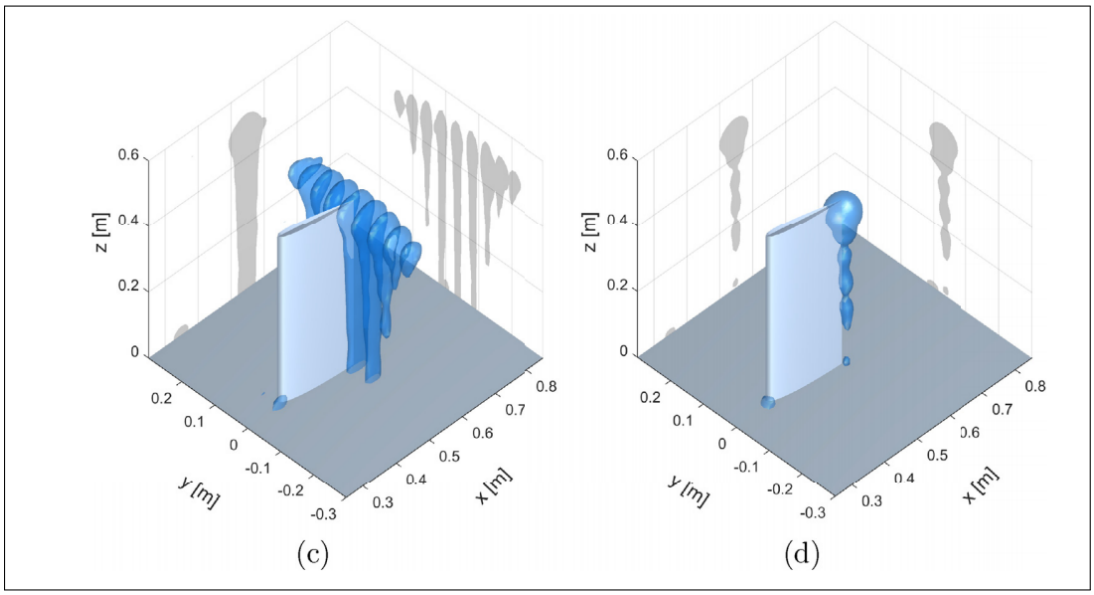

FIGURE 49 – Exemple d'application de CLEAN-SC à des résultats de beamforming tridimensionnel. D'après Zhou et al. [65]. (c) Résultat sans CLEAN-SC, on peut y observer beaucoup de lobes secondaires en plus du lobe principal (d) Même résultat, corrigé par la méthode de CLEAN-SC, sans lobes secondaires. Les lobes secondaires, tridimensionnels, sont intégralement retirés pour faire apparaître le bruit de bord de fuite.

4.4 Validation de la synchronisation Acoustique-PIV : expérience du jet piloté par une électrovanne

Bien que notre dispositif permette théoriquement de synchroniser la mesure de PIV et la mesure acoustique, cela n'a pas été précédemment testé. Afin de valider la méthode utilisée, on fait donc une mesure conjointe acoustique - PIV sur un cas d'écoulement qu'on souhaite très simple à analyser par les deux mesures.

On choisit un écoulement de jet pulsé généré par une petite buse. Au milieu d'un écoulement ensemencé, un jet d'air comprimé, piloté à distance via une électrovanne, apparaît périodiquement. La dynamique de l'écoulement (apparition du jet dans l'écoulement) et de l'acoustique (bruit intermittent à la sortie du jet) sont évidemment reliées, les deux événements apparaissant en même temps. Ainsi, on peut comparer l'instant d'apparition du jet sur la mesure PIV avec l'instant d'apparition d'une source acoustique au niveau de la buse via le beamforming temporel.

La Figure 50 présente l'instant d'apparition du jet vu par la caméra haute vitesse. Il est préférable de s'intéresser aux images brutes plutôt qu'aux résultats de corrélations, car la zone délimitée par le jet n'est pas ensemencée, ce qui entraînerait des résultats de PIV peu précis. La valeur de la vitesse n'ayant aucune valeur ajoutée pour déterminer l'apparition du jet, nous nous contentons très bien des images de la caméra, et en particulier de la première image sur laquelle apparaît le jet. L'image en question étant numérotée et la fréquence d'acquisition connue, on repère l'instant de cet événement dans le référentiel temporel de la PIV. On peut ainsi voir en Figure 50 l'apparition du jet à l'image n°2417, ce qui correspond à un délai de 120.85ms après le début de la mesure.



FIGURE 50 – Suite d'images instantanées capturées par la caméra haute vitesse lors de l'apparition du jet. De gauche à droite, images n°2417, 2418, 2419 et 2420. La fréquence d'échantillonnage est de 20kHz, soit 50µs entre deux images successives. L'écoulement va de la droite vers la gauche. Des pointillés blancs sont dessinés sur l'image pour mieux repérer le contour du jet, et le différencier du sillage de la buse dans l'écoulement.

On recale ensuite cet instant dans le référentiel temporel du beamforming grâce au signal de synchronisation. Le signal de synchronisation est un signal électrique généré par un oscilloscope, qui est constamment nul au début de la mesure acoustique, et dont le

changement en une suite périodique de fronts montants déclenche l'acquisition PIV. Il est représenté en Figure 51, et on trouve ainsi un décalage de 162.06ms entre le lancement de l'acquisition acoustique et le lancement de l'acquisition PIV. L'apparition du jet devrait donc apparaître au bout de 282.91ms (la somme des deux délais précédents). Il ne reste alors plus qu'à se placer à cet instant dans les résultats de beamforming temporel obtenus, en considérant le signal focalisé à la position de la buse.

On retrouve alors effectivement l'apparition, autour de cet instant, d'une source acoustique puissante et quasi-impulsionnelle. La précision de notre synchronisation ne peut cependant pas être meilleure que le temps caractéristique du signal de synchronisation (inverse de la fréquence). Le signal de synchronisation a une fréquence de 5000Hz, donc l'incertitude temporelle attendue est de l'ordre de 0.2ms.

Le résultat de l'algorithme de formation de voies est présenté en Figure 52, et le pic est retrouvé après un délai de 282.90ms. L'erreur observée est donc ici bien inférieure à l'incertitude théorique.

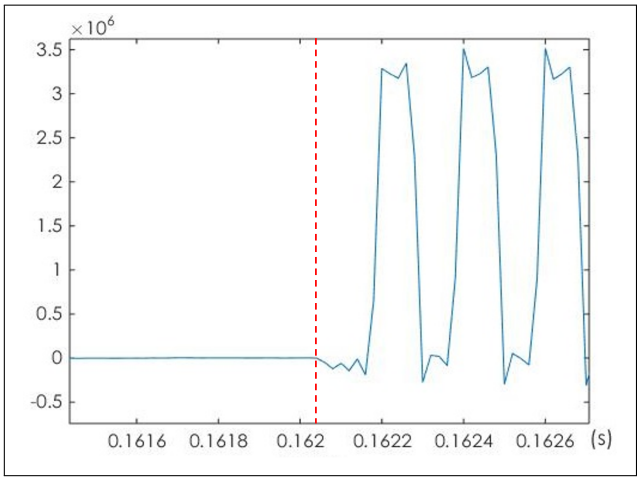

FIGURE 51 – Signal de synchronisation (unité de tension arbitraire), en fonction du temps (en s). L'instant considéré pour synchroniser les signaux est l'apparition d'une valeur non nulle, donc ici à 162.06 ms, avant le premier front montant (instant repéré d'un trait pointillé rouge).

4.5 Résumé du chapitre

Ce chapitre présente le détail de l'expérience principale effectuée dans le cadre de cette thèse. Après un exposé des dispositifs physiques utilisés pour les mesures, les algorithmes de traitement sont également décrits. L'expérience consiste en une mesure conjointe d'acoustique et de vitesses dans l'écoulement sur une aile NACA 0012 de 200

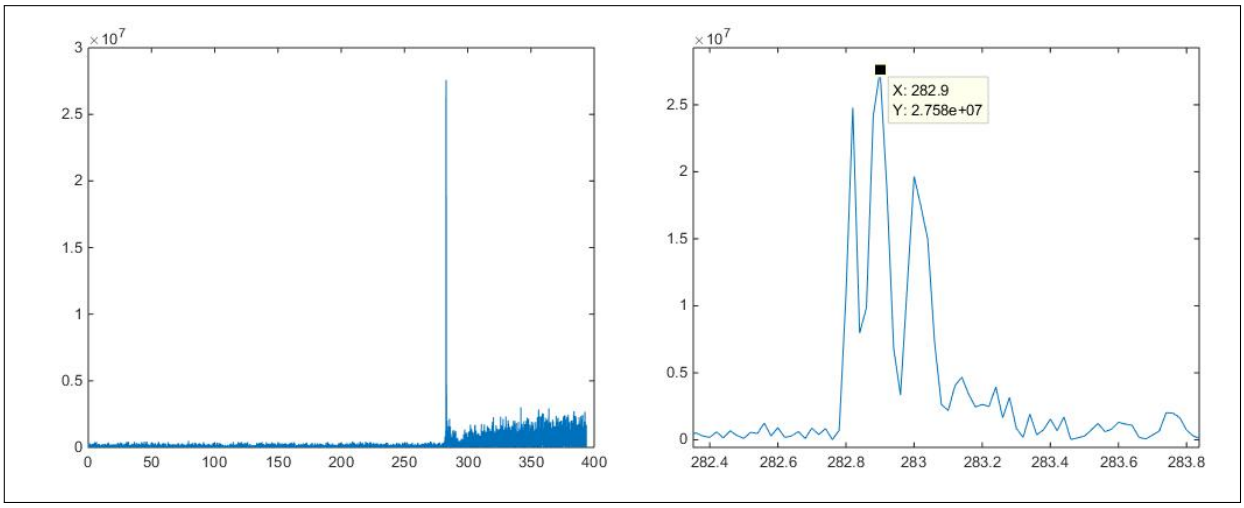

FIGURE 52 – Évolution du signal focalisé (homogène à une pression, unité arbitraire) obtenu par formation de voies temporelle, à la position de la buse, en fonction du temps (en ms). La figure de droite est un zoom autour de l'instant d'émission du jet, qui correspond à t=282.91ms d'après la PIV. L'instant d'émission acoustique correspond ici à l'extremum local, situé en t=282.90ms.

mm de corde, placée verticalement et traversant totalement l'écoulement. L'antenne microphonique est constituée de trois plans englobant l'écoulement. La mesure de PIV est effectuée grâce à deux caméras superposées filmant un plan Laser placé soit dans le plan de l'aile (ou un plan parallèle à celui-ci) soit dans un plan perpendiculaire au plan de l'aile.

Les algorithmes décrits concernent la partie acoustique de la mesure (sur une antenne microphonique), et sont la formation de voies fréquentielle (assez classique en acoustique) et temporelle (moins classique, a un intérêt principalement pour les phénomènes non périodiques). Des corrections adaptées à notre configuration expérimentale sont apportées à ces algorithmes, afin de tenir compte de l'advection des ondes sonores par l'écoulement, du caractère dipolaire des sources.

Enfin, la synchronisation entre les deux mesures (acoustique et vélocimétrique) est testée avec une expérience comportant une source acoustique à caractère quasi-impulsionnel (jet relié à une vanne qu'on peut ouvrir électroniquement à un instant précis). La méthode de synchronisation s'avère finalement très précise, plus même que l'incertitude théorique attendue (erreur de quelques centièmes de millisecondes au plus, pour une incertitude attendue de 0.2 ms).

Chapitre 5 Identification des sources par formation de voies fréquentielle et temporelle

Sommaire

5.1 Étude des spectres acoustiques 66

5.2 Estimation spatiale des sources aéroacoustiques dans le domaine fréquentiel 72

5.2.1 Dans un plan parallèle au profil 72

5.2.2 Validation avec le plan de microphones opposé 77

5.2.3 Dans un plan perpendiculaire au profil 78

5.3 Étude des sources par investigation du signal focalisé (formation de voies temporelle) 80

5.4 Résumé du chapitre 85

Cette partie traite de l'exploitation de la part acoustique des résultats expérimentaux. Après une présentation des spectres acoustiques et leur allure en fonction de la configuration choisie, les résultats de l'algorithme de formation de voies fréquentielle (cartographie moyennée en temps de sources acoustiques pour une fréquence donnée) sont discutés. Enfin, les résultats de la formation de voies temporelle (cartographie instantanée de sources acoustiques, et signal focalisé) sont présentés.

5.1 Étude des spectres acoustiques

L'étude bibliographique permet théoriquement de prévoir si le bruit émis sera tonal ou large bande, selon la configuration choisie (incidence, nombre de Reynolds). Il convient donc dans un premier temps de vérifier la concordance de nos résultats expérimentaux avec ces prédictions.

Un bruit tonal se définit par la présence d'un ou de quelques pics sur le spectre acoustique, alors qu'à l'inverse, un bruit large bande est caractérisé par l'absence de tels pics émergeant significativement du spectre. Le caractère tonal ou large bande des sons émis est évalué à partir d'un microphone donné de l'antenne. En effet, le spectre mesuré varie légèrement d'un microphone à l'autre, mais la nature des sons émis est identique sur l'ensemble des microphones, comme le montre la Figure 53. Dans cet exemple typique, les pics caractérisant un bruit tonal apparaissent aux mêmes fréquences sur les trois microphones, mais avec des amplitudes légèrement différentes d'un microphone à l'autre. Aussi, un microphone a été choisi arbitrairement pour le calcul de tous les spectres suivants : il s'agit du microphone numéro 37, situé dans la moitié haute du plan d'antenne noté A en Figure 38 (X = 0.33, Y = 0.63, Z = 0.44 dans le repère utilisé).

Les spectres sont calculés en utilisant la méthode de Welch, sur des intervalles de 4096 points temporels (ce qui nous permet d'avoir un spectre moyenné sur plus de 100 spectres, puisqu'une mesure dure 10 secondes à 50 kHz). La fréquence d'échantillonnage étant fixée à 50 kHz, la résolution fréquentielle est de 12.2 Hz. Les densités spectrales de puissance (DSP) ont pour dimension Pa^2/Hz, et les niveaux acoustiques sont portés en dB SPL (pression de référence $P_0 = 2.10^{-5}$ Pa)

Le plan de l'expérience comportait 36 configurations, mais comme on ne s'intéresse dans cette partie qu'à des données acoustiques (et pas de PIV, ce qui peut ajouter plusieurs plans lasers différents), les configurations étudiées sont au nombre de 12. L'incidence évolue de 0 à 12 degrés (par paliers de 4 degrés), on considère deux vitesses d'écoulement possibles de 20 et 40 m/s (correspondant à des nombres de Reynolds de $2.56.10^5$ et $5.12.10^5$), et dans le cas des incidences les plus élevées (8 et 12 degrés), on étudie le bruit généré par l'écoulement sur l'aile avec et sans bande rugueuse sur l'intrados. Les configurations étudiées (sans bande rugueuse) sont ajoutées en Figure 54 à un graphe provenant du travail de Desquesnes et al. précédemment cité [18]. La forme centrale y délimite la zone de bruit tonal selon les résultats expérimentaux de la bibliographie.

Pour ce qui est de nos mesures, on voit que les deux seules configurations n'émettant pas de bruit tonal sont soit bien au-dessus de la forme dessinée ($\alpha = 12°$, $U = 20$ m/s, $Re = 2.56.10^5$), soit à droite de cette forme ($\alpha = 0°$, $U = 40$ m/s, $Re = 5.12.10^5$), en cohérence donc avec les observations expérimentales disponibles dans la littérature. Le seul désaccord est le résultat pour une incidence de 12° et un Reynolds de $5.12.10^5$, où nous observons un sifflement, pourtant légèrement au-dessus de la zone décrite par Desquesnes et al. Toutefois, la forme exacte de la limite n'était pas fixée très précisément par des résultats

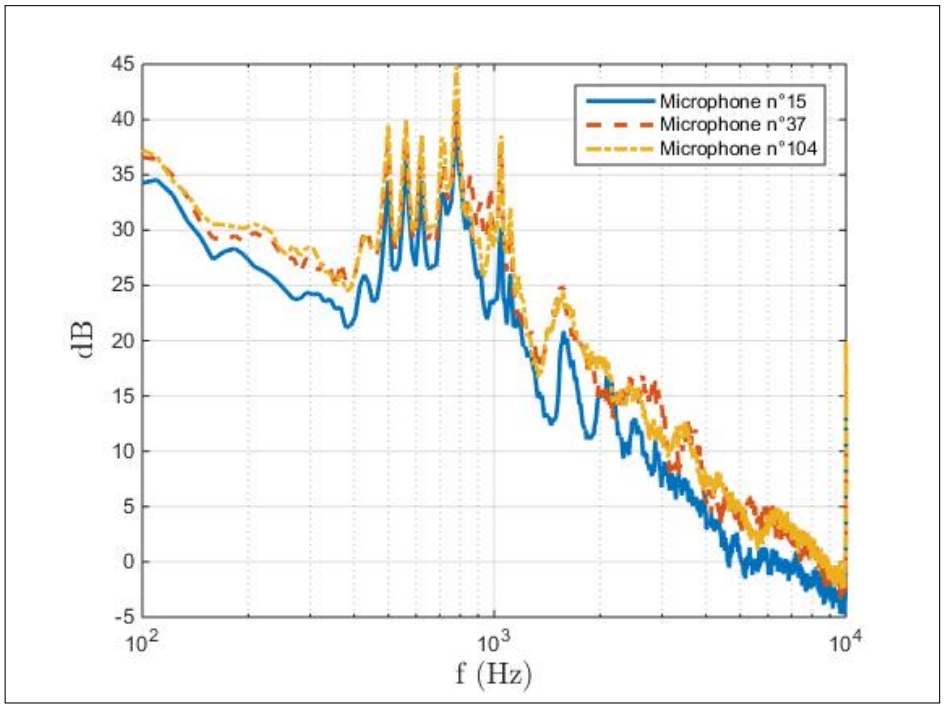

FIGURE 53 – Comparaison de densités spectrales de puissance (en dB) en fonction de la fréquence (en Hz) pour des positions de microphones éloignées. Pression de référence $P_{\text{ref}} = 2.10^{-5}$ Pa. Le microphone n°15 se trouve tout en haut du plan ($X = 0.68$, $Y = 0.68$, $Z = 0.66$), le microphone n°37 dans la moitié haute ($X = 0.33$, $Y = 0.63$, $Z = 0.44$), et le microphone n°104 au centre ($X = 0.54$, $Y = 0.66$, $Z = 0.13$). L'exemple de configuration choisi est $\alpha = 0°$, $U_\infty = 20$ m/s, sans bande rugueuse (configuration générant un sifflement).

expérimentaux dans cette zone. Ou autrement dit, notre résultat expérimental ne rentre pas en claire contradiction avec un autre résultat expérimental de la bibliographie.

Pour ce qui est du détail des spectres acoustiques lointains observés, la Figure 55 présente les spectres à divers angles d'incidence pour les configurations sans bande et pour un Reynolds de $2.56.10^5$ (U = 20 m/s), en comparaison avec le spectre obtenu sans profil d'aile dans la veine. On peut y voir que pour une incidence de 0°, le spectre est dominé par un peigne fréquentiel allant de 500 à 1050 Hz, avec 5 pics principaux et un maximum à 780 Hz. Dans la configuration à 4°, cette fois deux pics principaux sont visibles, à 537 et 684 Hz. On peut aussi voir leur premier harmonique (respectivement à 1074 et 1368 Hz), et un dernier pic situé à la valeur moyenne de ces deux fréquences (1221Hz), résultant d'une interaction non linéaire entre les deux pics principaux. Pour une incidence de 8°, un pic émerge très largement du reste du spectre, à une fréquence de 793 Hz, avec le premier harmonique de ce pic visible à 1586 Hz. Enfin, on n'observe aucun

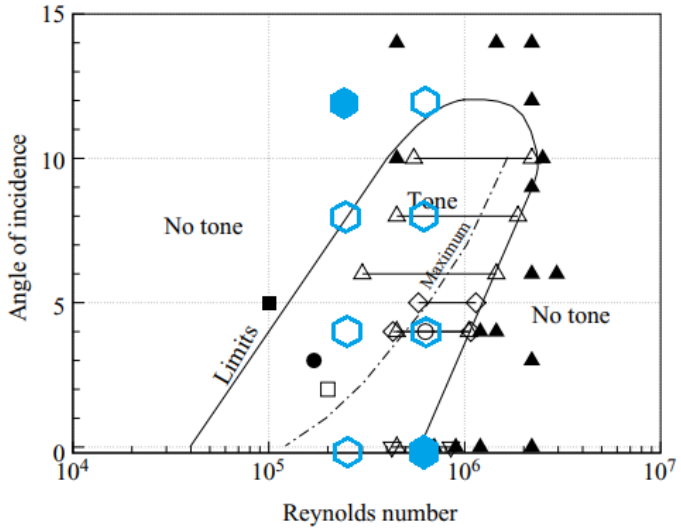

FIGURE 2. Pattern proposed by Lowson *et al.* (1994) in which the tonal noise phenomenon is likely to occur. The two squares indicate the flow configurations retained for the present numerical study. Open symbols correspond to configurations in which the tone noise phenomenon has been observed, while it was not present in the configurations corresponding to filled symbols. □, Case 1; ■, Case 2; △, Paterson *et al.* (1972) tone; ▲, Paterson *et al.* (1972) no tone; ▽, Arbey *et al.* (1983) no tone; ◇, Lowson *et al.* (1994) tone; ○, Lowson *et al.* (1998) tone; ●, Lowson *et al.* (1998) no tone.

FIGURE 54 – Conditions expérimentales d'apparition de bruit tonal, tiré de Desquesnes (2007) [18] et complété par les données expérimentales de ce travail (hexagones bleus). Chaque forme est vide si le bruit tonal apparaît, et pleine s'il n'apparaît pas (bruit large bande). Données de notre expérience : $Re = 2.56.10^5$ ou $5.12.10^5$ ($U_\infty = 20$ ou 40 m/s), α= 0°, 4°, 8° ou 12°.

pic avec l'incidence de 12° (bruit large bande). Seule reste une décroissance exponentielle de puissance (linéaire en échelle log-log), présente dans tous les cas. Le même type de spectre est obtenu dans le cas de la veine vide, avec toutefois un niveau de bruit inférieur, surtout pour les fréquences inférieures à 1000 Hz.

On peut remarquer sur tous les spectres une légère bosse entre 5000 et 10000 Hz, d'origine inconnue (pas liée à l'aile puisqu'observée aussi dans le cas de la veine vide). La différence de niveau par rapport à la décroissance exponentielle est toutefois faible.

La Figure 56 présente à nouveau les spectres pour chaque incidence, cette fois pour les configurations avec $U = 40$ m/s ($Re = 5.12.10^5$, toujours sans bande rugueuse). Le spectre à incidence nulle présente des pics émergeant très faiblement du contenu large bande, comparé aux autres angles d'incidence. Ces composantes tonales n'étant pas audibles après écoute de l'enregistrement, cette configuration est considérée comme émettant un

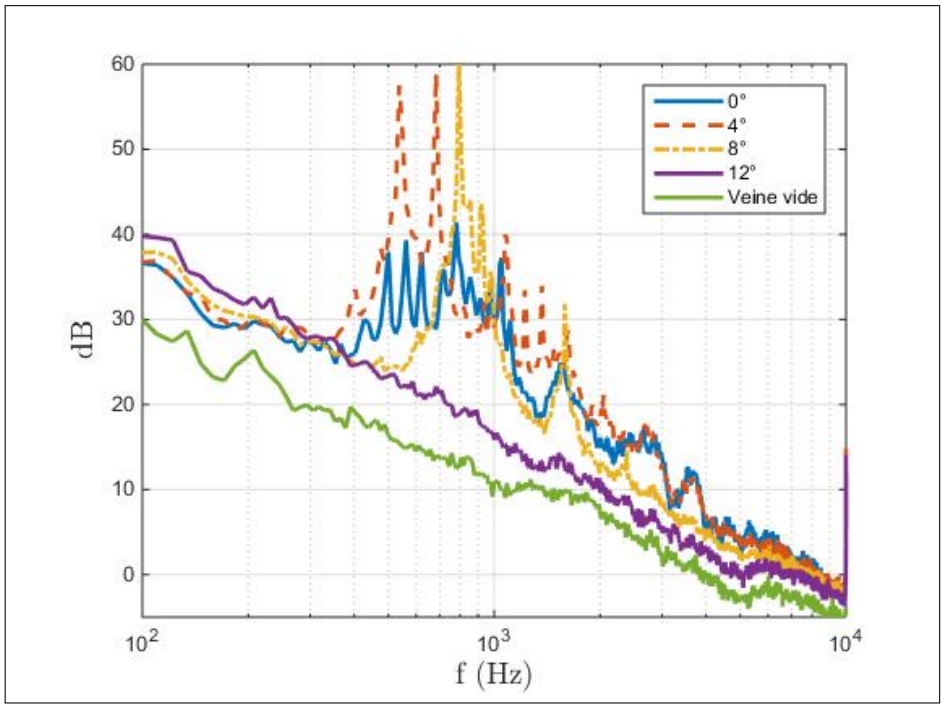

FIGURE 55 – Densités spectrales de puissance (en Pa^2/Hz) dans les configurations à U_∞ = 20 m/s ($Re = 2.56.10^5$), pour différents angles d'incidence, sans bande rugueuse.

bruit large bande. Dans le cas d'une incidence de 4°, un pic unique à 1697 Hz domine largement le spectre. La situation est très proche pour l'incidence de 12°, avec un pic unique là aussi, cette fois à une fréquence de 1940 Hz. La configuration à 8° d'incidence est différente, avec non pas un mais trois pics clairement dominants, respectivement à 1600 Hz, 1710 Hz et 1900 Hz. Enfin, le spectre dans le cas de la veine vide est, comme sur la Figure 55, une décroissance exponentielle. Les niveaux de bruits y sont inférieurs à ceux observés en présence de l'aile, quelle que soit la fréquence considérée. La différence de niveau est toutefois plus grande pour des faibles fréquences (inférieures à 1000 Hz).

On retrouve, comme à 20 m/s (Figure 55), une bosse sur les spectres entre 5000 et 10000 Hz.

Empiriquement et d'après la littérature, on sait que l'ajout d'une bande rugueuse à l'intrados permet, quand la configuration se prête à l'apparition d'un bruit tonal, de contrer le phénomène à l'origine de ce bruit, et de générer un bruit large bande. Physiquement, la bande rugueuse permet de forcer la transition vers la turbulence de la couche limite à l'intrados, empêchant toute boucle de rétroaction utilisant des ondes de Tollmien-Schlichting. Le changement de nature du bruit émis se vérifie très bien sur notre expérience, et les spectres traduisent ce changement.

La Figure 57 présente les spectres sans et avec bande pour U_∞ = 20 m/s (Re =

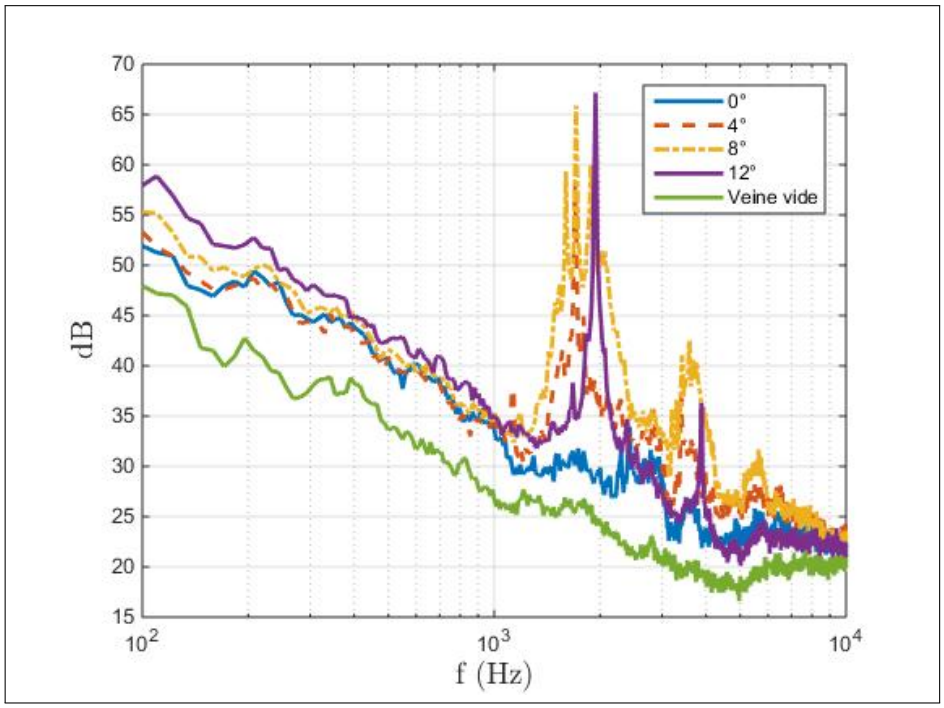

FIGURE 56 – Densités spectrales de puissance (en Pa^2/Hz) dans les configurations à U_∞ = 40 m/s ($Re = 5.12.10^5$), pour différents angles d'incidence, sans bande rugueuse.

$2.56.10^5$), et pour U = 40 m/s ($Re = 5.12.10^5$). On voit bien qu'à l'exception du cas où le bruit était déjà large bande (spectre globalement inchangé par l'ajout de la bande rugueuse), le ou les pics observés disparaissent à l'ajout de la bande rugueuse.

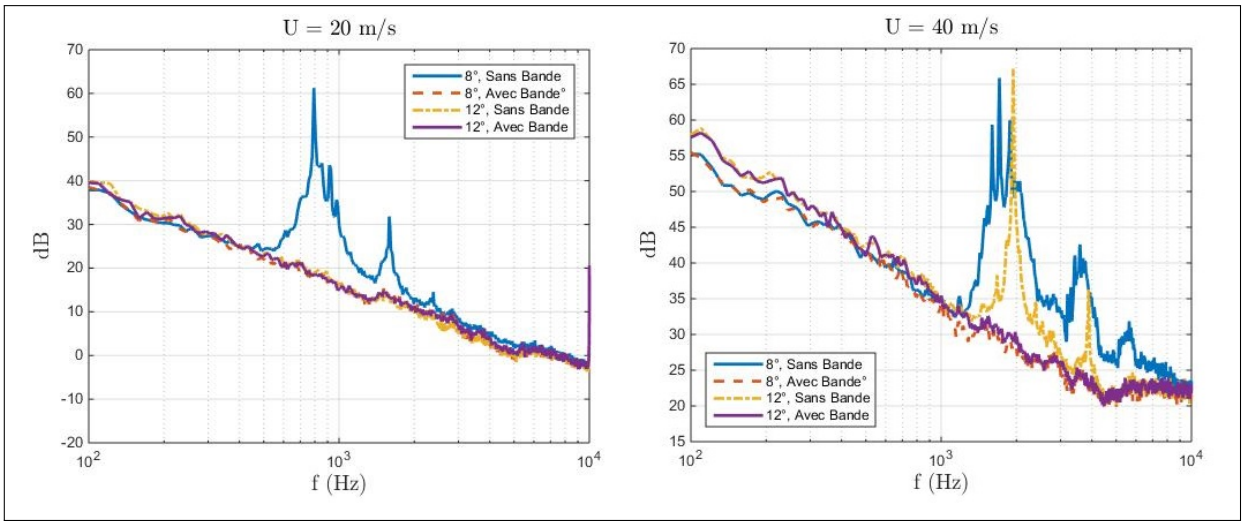

FIGURE 57 – Densités spectrales de puissance (en Pa^2/Hz) du signal acoustique lointain émis par un NACA 0012 en écoulement pour différentes incidences, sans et avec bande rugueuse. $U = 20$ m/s en a), $U_\infty = 40$ m/s en b).

5.2 Estimation spatiale des sources aéroacoustiques dans le domaine fréquentiel

5.2.1 Dans un plan parallèle au profil

La géométrie de l'antenne est composée de 3 plans distincts. Cet agencement permet d'utiliser la formation de voies fréquentielle dans un plan de focalisation parallèle à chaque plan microphonique. Ainsi les sources acoustiques peuvent-elles être estimées dans deux plans perpendiculaires pour effectuer des analyses complémentaires.

Cette partie traite de la configuration où le plan de focalisation est parallèle au plan Oxy (c'est aussi le plan du profil d'aile à incidence nulle), avec un premier plan de microphones, le plan noté A en Figure 38. Les résultats de formation de voies fréquentielle se présentent sous la forme de cartographies de sources acoustiques, pour une fréquence donnée. Les zones sources, avant utilisation de la routine CLEAN-SC, sont des lobes plus ou moins larges (plus larges à basse fréquence). Des lobes secondaires peuvent venir rendre la lecture des résultats encore plus confuse, d'où l'intérêt de la méthode de déconvolution.

L'estimation de sources sur le profil est appliquée au cas de sources tonales. L'algorithme est systématiquement utilisé sur une bande de fréquences de ± 50 Hz, centrée sur la fréquence citée. Un exemple de l'application de la méthode CLEAN-SC est donnée en Figure 58 ($\alpha = 4°$, $U_\infty = 40$ m/s). Le niveau est en dB acoustique (pression de référence $2.10^{-}5$ Pa), et l'échelle affichée prend pour valeur 0 le maximum d'énergie sur l'image, noté A_{ref}. La formation de voies fréquentielle indique une zone source circulaire (de diamètre d'environ une corde), centrée sur le bord de fuite en $Z/c \simeq -0.8$. L'étendue de la tache est liée à la réponse spatiale de l'antenne à la fréquence étudiée. Afin d'éviter une tache de cette taille, on utilise un algorithme de déconvolution. L'algorithme de déconvolution CLEAN-SC identifie une source localisée au même endroit, mais d'étendue plus restreinte ; cette étendue est une conséquence du choix prédéfini du paramètre "beamwidth" dans l'algorithme de CLEAN-SC, fixé à 0.05 m. Cette méthode est par la suite systématiquement utilisée.

L'analyse spectrale a montré que les configurations sifflantes comportent un ou plusieurs pics fréquentiels. Dans les cas où un unique pic émerge largement du spectre, ($\alpha = 4°$ et $U_\infty = 40$ m/s, $\alpha = 8°$ et $U_\infty = 20$ m/s, $\alpha = 12°$ et $U_\infty = 40$ m/s, tous sans bande rugueuse), l'analyse est faite à la fréquence du pic, et la source est localisée en un point du bord de fuite, qui n'est pas toujours à la même position Z/c sur l'aile. On référera par la suite à ces configurations en tant que configurations sifflantes "simples". On peut ainsi voir les résultats pour ces trois configurations portés en Figure 59.

Si, au vu de la géométrie, on aurait pu s'attendre à une source uniformément distribuée le long du bord de fuite (puisqu'a priori liée au lâcher de grandes lignes tourbillonnaires, ou "rouleaux", au niveau du bord de fuite), on voit qu'il n'en est rien. Sur les 10 secondes que durent un échantillon acoustique, dans le cas d'un sifflement "simple" à un seul pic

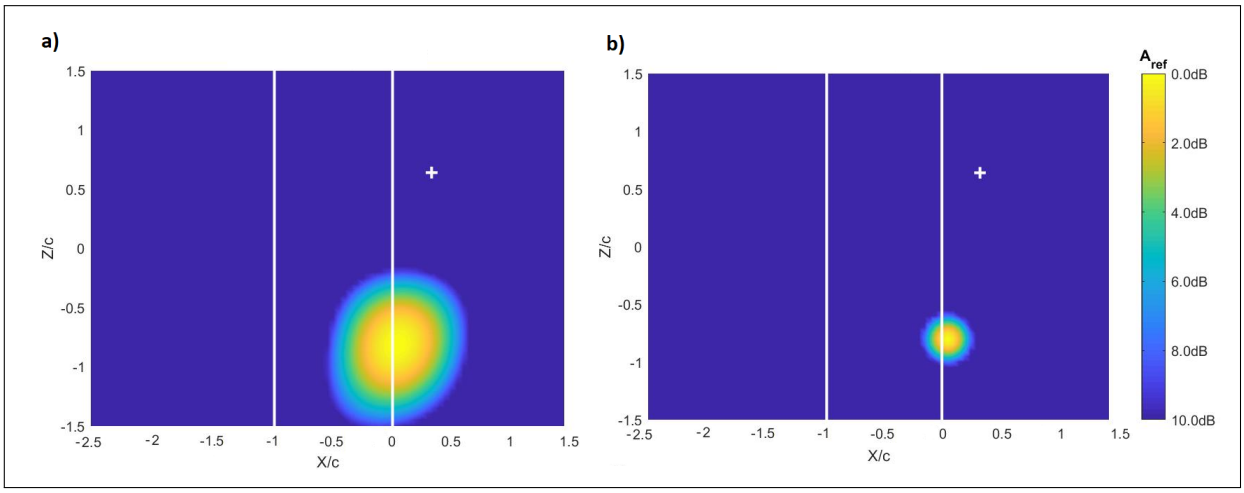

FIGURE 58 – Cartographies de sources acoustiques par formation de voies fréquentielle, sans déconvolution (a) et avec application de la technique de déconvolution CLEAN-SC (b). $\alpha = 4°$, $U_\infty = 40$ m/s.

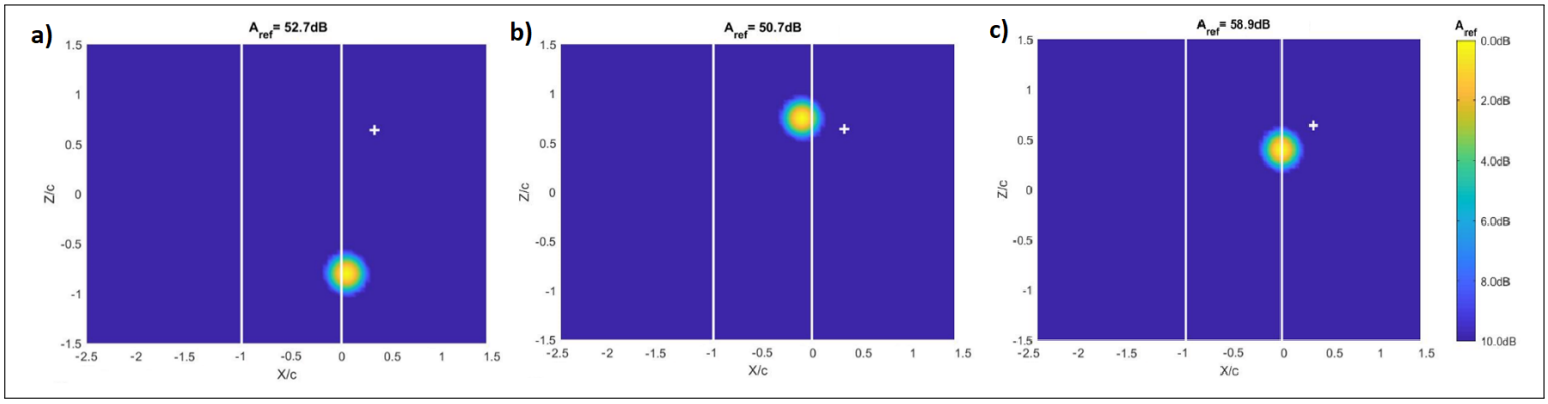

FIGURE 59 – Cartographies de sources acoustiques par formation de voies fréquentielle, configurations sifflantes simples (un seul pic). a) $\alpha = 4°$, $U_\infty = 40$ m/s, $f = 1700$ Hz. b) $\alpha = 8°$, $U_\infty = 20$ m/s, $f = 800$ Hz. c) $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s, $f = 1950$ Hz.

fréquentiel, la source est localisée en un unique point du bord de fuite. La position en envergure de ce point n'est pas corrélée à l'incidence choisie ou à la vitesse de l'écoulement.

Les configurations émettant un bruit large bande ne seront pas analysées en profondeur, mais permettent de se représenter à quoi ressemble une source uniformément distribuée observée via la formation de voies fréquentielle. En effet, les cartographies de sources ont alors la même allure quelle que soit la fréquence et la configuration précise, au niveau de bruit près. Comme on peut le voir en Figure 60, les sources sont alors, comme

attendu, présentes sur toute l'envergure du bord de fuite.

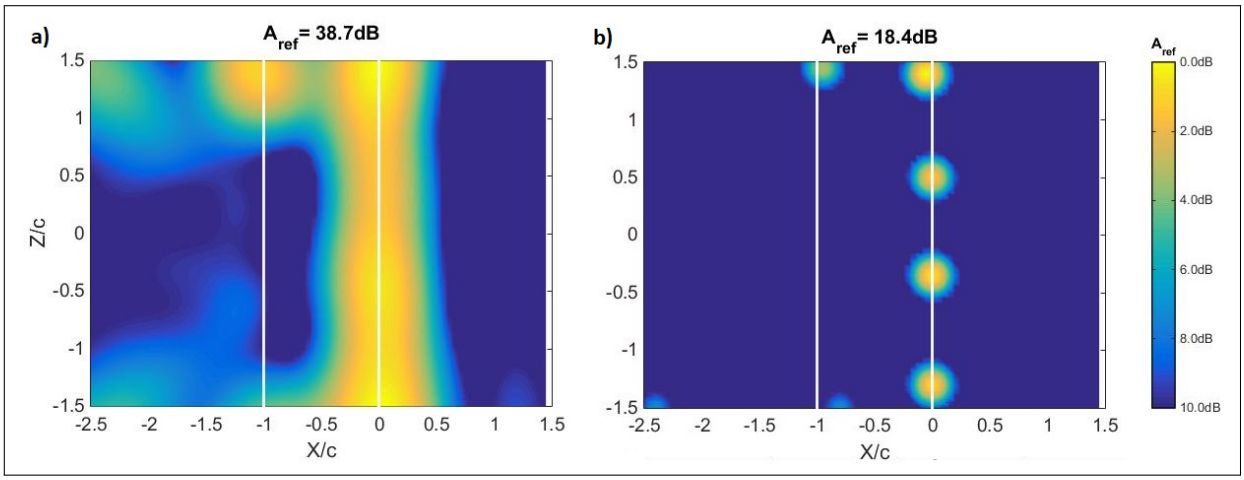

FIGURE 60 – Cartographies de sources acoustiques par formation de voies fréquentielle, configuration bruit large bande (aucun pic). $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s, avec présence d'une bande rugueuse à l'intrados. a) Sans déconvolution, b) Avec application de CLEAN-SC. $f = 800$ Hz.

Enfin, restent les deux configurations émettant un bruit tonal formé de plusieurs pics distincts (on parlera par la suite de sifflement "complexe", par opposition au cas "simple" avec un seul pic fréquentiel). Il s'agit du cas à incidence $\alpha = 0°$ à 20 m/s et du cas à incidence $\alpha = 8°$ à 40 m/s.

La configuration $\alpha = 0°$ à 20m/s montre un phénomène assez surprenant : selon la fréquence étudiée dans le peigne 500 - 1000 Hz, la position de la source n'est pas la même. Ce déplacement de source est présenté en Figure 61. Il est toutefois assez complexe d'isoler strictement un pic des autres, car les fréquences des pics sont très proches les unes des autres, et notre algorithme fonctionne sur une bande de fréquences de 100 Hz centrée sur la fréquence observée.

Enfin, la configuration $\alpha = 8°$ à 40 m/s est particulièrement intéressante, car elle permet d'observer très nettement un phénomène qui n'est pas décrit dans la littérature. Les trois pics observés ont des fréquences suffisamment éloignées pour que l'on puisse très clairement identifier qu'à chaque pic est associé une (et une seule) localisation différente sur l'envergure de l'aile. Comme présenté en Figure 62, le pic à 1600 Hz est associé à une source en Z/c = -1, le pic à 1710 Hz à une source située en Z/c = -0.5 et le pic à 1900 Hz à une source située en $Z/c = +0.5$.

Afin de mieux apprécier le déplacement de la source le long du bord de fuite en fonction de la fréquence, on visualise l'évolution de l'énergie mesurée par formation de voies au bord de fuite en fonction de la fréquence. Pour chaque position en envergure, on fait une

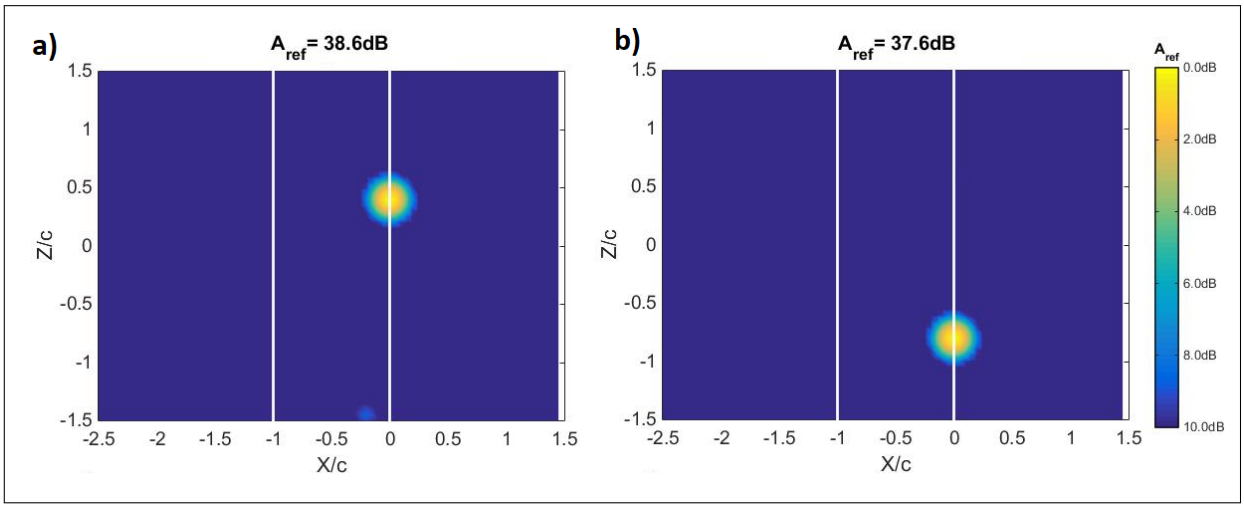

FIGURE 61 – Évolution de la distribution en envergure des sources de bruit au bord de fuite en fonction de la fréquence. Configuration sifflante complexe (peigne fréquentiel allant de 500 Hz à 1000 Hz). $\alpha = 0°$, $U_\infty = 20$ m/s, $Re = 2.6.10^5$. a) $f = 600$ Hz , b) $f = 800$ Hz.

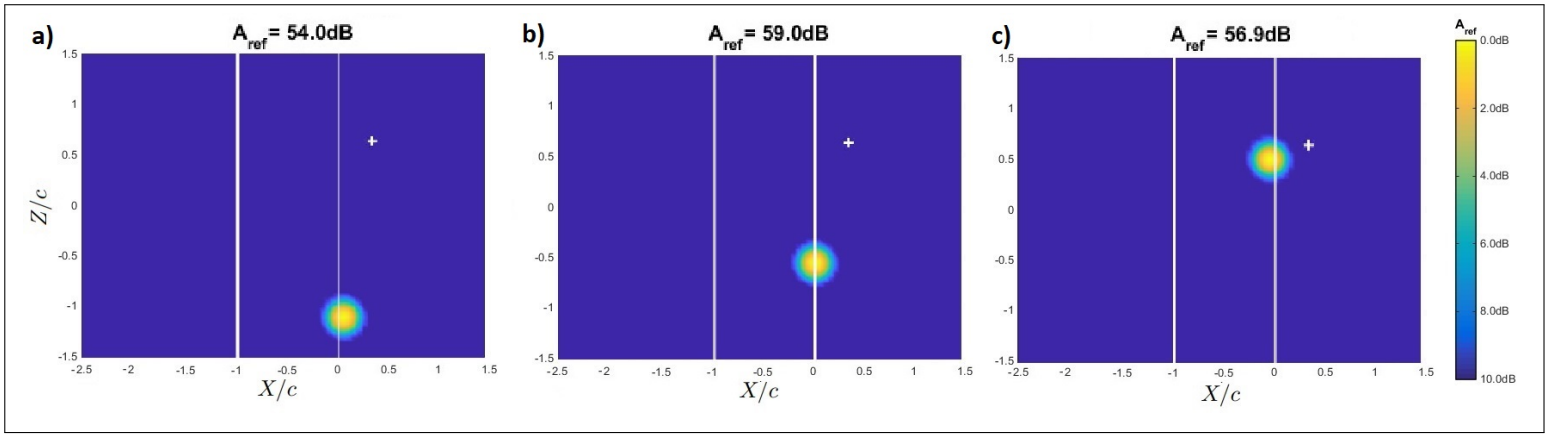

FIGURE 62 – Évolution de la distribution en envergure des sources de bruit au bord de fuite en fonction de la fréquence. Configuration sifflante complexe (visualisation aux fréquences des trois pics, a) $f = 1600$ Hz, b) $f = 1710$ Hz et c) $f = 1900$ Hz). $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s, $Re = 5.2.10^5$.

moyenne dans le sens de l'écoulement sur un intervalle de 8 cm centré sur le bord de fuite. Une telle visualisation est présentée en Figure 63, dans le cas d'une configuration sifflante simple. Comme vu précédemment, on n'observe pas de déplacement de la source acoustique dans ce premier cas ($\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s).

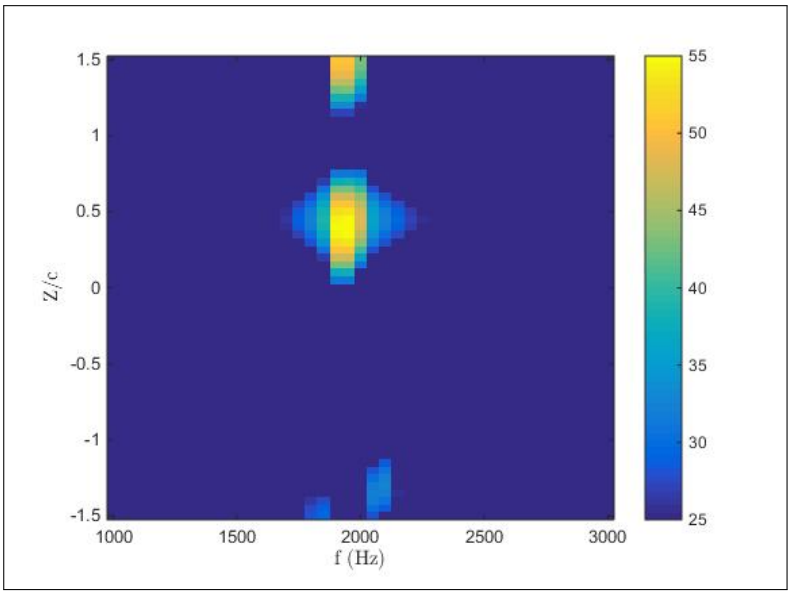

FIGURE 63 – Évolution de la cartographie par formation de voies fréquentielle au bord de fuite en fonction de la fréquence. Configuration sifflante simple, $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s, $Re = 5.2.10^5$. Niveaux en dB.

Toutefois, en reprenant ce type de visualisation dans le cas d'une configuration sifflante complexe ($\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s), on observe bien en Figure 64 un déplacement de la source acoustique en fonction de la fréquence.

Le résultat obtenu sur les configurations sifflantes complexes est plutôt étonnant, car il semble remettre en question le modèle développé dans la littérature pour expliquer la présence de multiples pics fréquentiels sur le spectre. Ce modèle est bidimensionnel, et envisage une répartition uniforme des sources sur l'envergure. Le constat de la localisation ponctuelle (et non répartie tout le long de l'envergure) de la source acoustique pouvait déjà faire sentir la potentielle fragilité de cette hypothèse. Mais ici, le fait que chaque pic semble associé à une position différente en envergure ne peut s'expliquer que par un phénomène fortement tridimensionnel. Une analyse bidimensionnelle dans le plan normal à l'aile semble donc trop limitée.

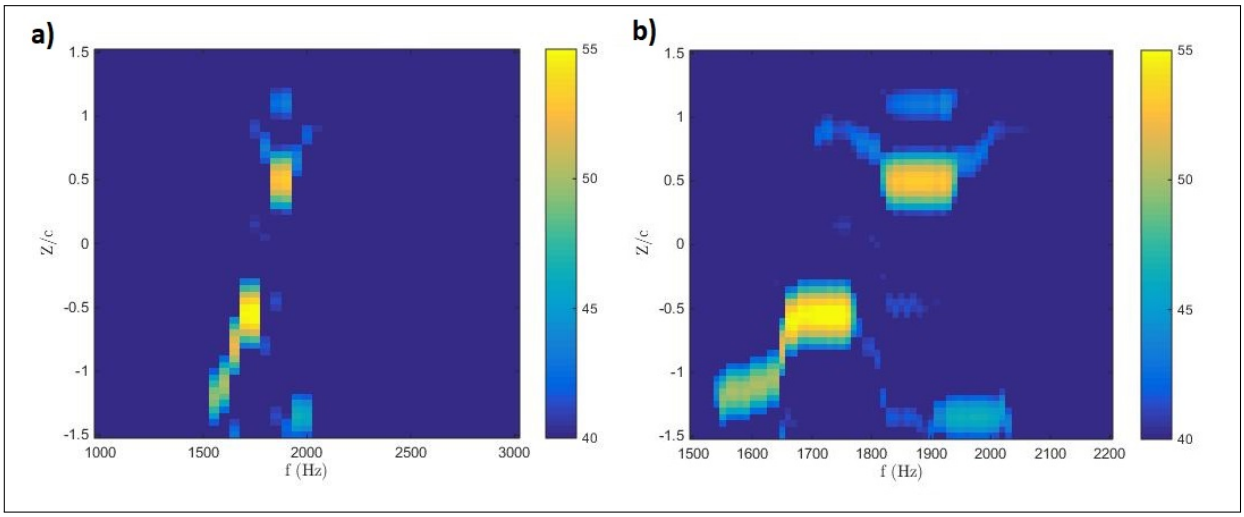

FIGURE 64 – Évolution de la cartographie par formation de voies fréquentielle au bord de fuite en fonction de la fréquence. Configuration sifflante complexe, $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s, $Re = 2.6.10^5$. Niveaux en dB. a) Fréquences de 1000 à 3000 Hz. b) Vue détaillée des fréquences de 1500 à 2200 Hz.

5.2.2 Validation avec le plan de microphones opposé

Afin de valider les résultats obtenus avec la formation de voies fréquentielle, on s'assure de retrouver les mêmes résultats en refaisant les mêmes calculs avec l'autre plan latéral de l'antenne Mégamicros, c'est-à-dire le plan C de la Figure 38.

La méthode fonctionne globalement, à un détail près : l'utilisation de cet autre plan d'antenne implique une baisse de précision des résultats, selon l'axe X. On retrouve ainsi initialement les mêmes positions de source en envergure, aux mêmes fréquences, mais pas forcément localisées précisément sur le bord de fuite. En particulier, certaines sources, bien qu'observées sans problème de l'autre côté de l'aile, sont ici localisées en amont du bord de fuite.

De fait, un décalage constant semble appliqué sur les résultats pour toutes les configurations. Ce décalage semble vraisemblablement lié à une déformation non mesurée de la structure de l'antenne microphonique pour les Y négatifs pendant l'expérience, car il semble purement géométrique (ne dépend ni de l'incidence, ni de la vitesse d'écoulement).

Toutefois, ce décalage est mesurable empiriquement, puisque la position des sources est, selon toute vraisemblance, sur le bord de fuite, dont la position est connue précisément. Une correction de ce décalage est donc appliquée, et on retrouve les résultats obtenus avec le premier plan de microphones, en particulier sur la position en envergure des 3 sources dans la configuration à 3 pics distincts. Ce dernier cas est porté en Figure 65. On retrouve donc la localisation différente sur l'envergure des trois sources tonales avec les

deux antennes de microphones.

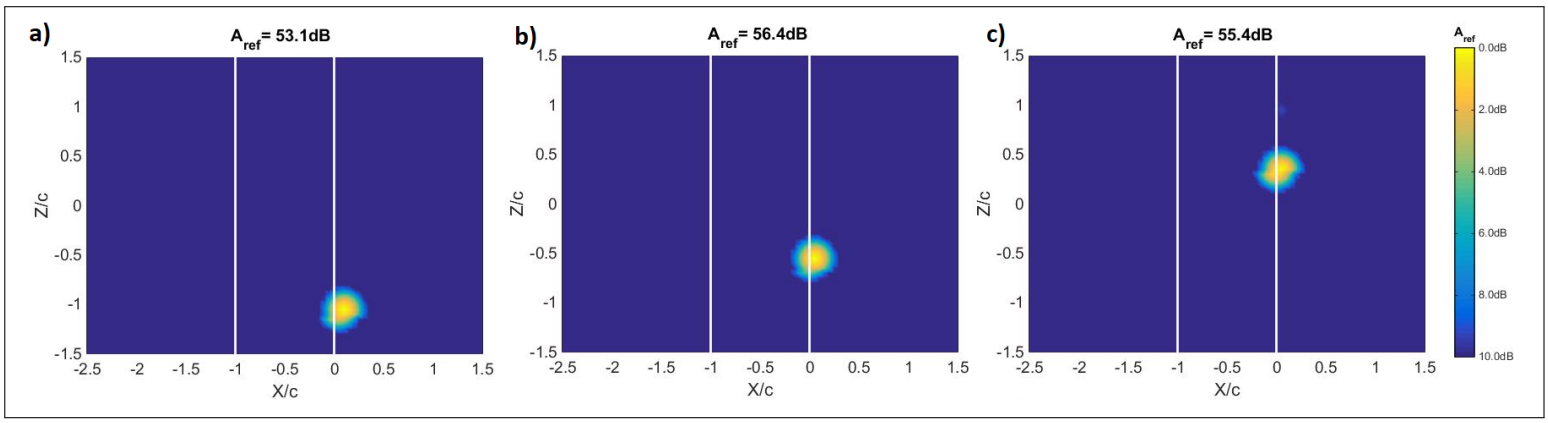

FIGURE 65 – Cartographies de sources acoustiques par formation de voies fréquentielle, plan d'antenne n°2. Configuration sifflante complexe (visualisation aux fréquences des trois pics, a) $f = 1600$ Hz, b) $f = 1710$ Hz et c) $f = 1900$ Hz). $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s, $Re = 5.2.10^5$.

5.2.3 Dans un plan perpendiculaire au profil

On utilise désormais le plan d'antenne perpendiculaire au profil d'aile et situé au-dessus de l'aile (le plan B de la Figure 38), afin de localiser la source aéroacoustique dans un plan de focalisation lui aussi perpendiculaire au profil. Dans ce plan, la source au bord de fuite d'une aile n'est plus assimilable à un monopôle mais à un dipôle. La technique de formation de voies est donc adaptée à la détection d'un dipôle, comme expliqué en section 4.3.1.2. La méthode CLEAN-SC n'a pas été adaptée à ce cas (surtout utilisé comme validation de la méthode) et n'est donc pas implémentée ici. De plus, comme on l'a vu dans l'étude bibliographique, Moreau et al. [41] expliquent que la figure de directivité associée à la source acoustique de bord de fuite de notre aile n'est pas rigoureusement celle d'un dipôle parfait (voir Figure 15), et cela n'est pas corrigé dans notre algorithme, ce qui peut venir ici fausser les résultats.

Les deux configurations étudiées précédemment sont analysées par ce nouveau biais. En Figure 66, on trace la cartographie d'une configuration sifflante simple (α =12°, U = 40 m/s), dans le plan de focalisation correspondant à la position de la source localisée dans la section précédente ($Z/c = 0.5$, voir Figure 59). On trouve à nouveau une source aéroacoustique au niveau du bord de fuite de l'aile, à une fréquence très proche (1940 Hz au lieu de 1950 Hz). La résolution spatiale de cette méthode étant médiocre dans la direction Z (normale au plan de l'antenne), la cote exacte selon Z du plan de focalisation a peu d'importance sur le résultat final. En l'absence de la procédure CLEAN-SC, des

lobes secondaires très marqués sont présents. De tels lobes sont attendus, et déjà observés dans la littérature, par exemple par Porteous et al. [49]. Les résultats observés dans leur étude sont portés en Figure 67 pour comparaison.

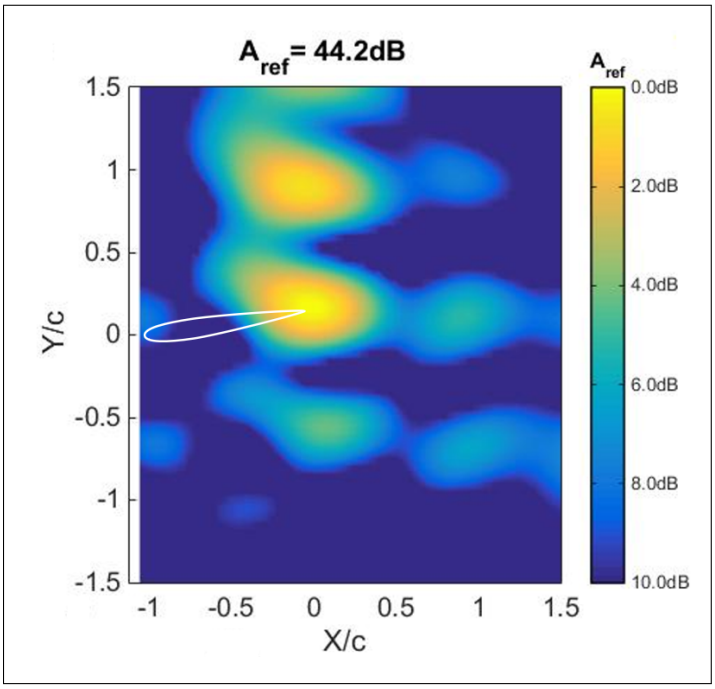

FIGURE 66 – Cartographie de sources acoustiques dipolaires par formation de voies fréquentielle, plan d'antenne perpendiculaire au profil. Configuration sifflante simple. α =12°, $U_\infty = 40$ m/s, plan de focalisation $Z/c = 0.5$, $f = 1940$ Hz.

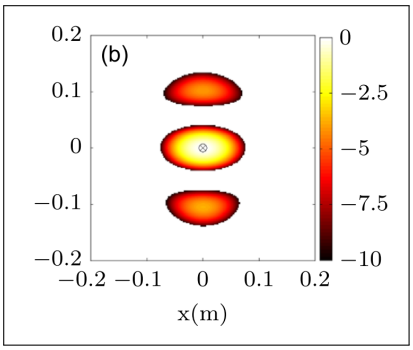

FIGURE 67 – Cartographie d'une source acoustique dipolaire par formation de voies fréquentielle, par Porteous et al. [49].

En Figure 68, on trace la cartographie d'une configuration sifflante complexe (α =8°,

$U_\infty = 40$ m/s). Plus précisément, il s'agit de trois cartographies distinctes, les trois sources se trouvant à trois envergures Z/c différentes. À nouveau, on retrouve systématiquement la source dipolaire au bord de fuite de l'aile, accompagnée d'importants lobes secondaires, aux trois fréquences d'émission précédemment identifiées.

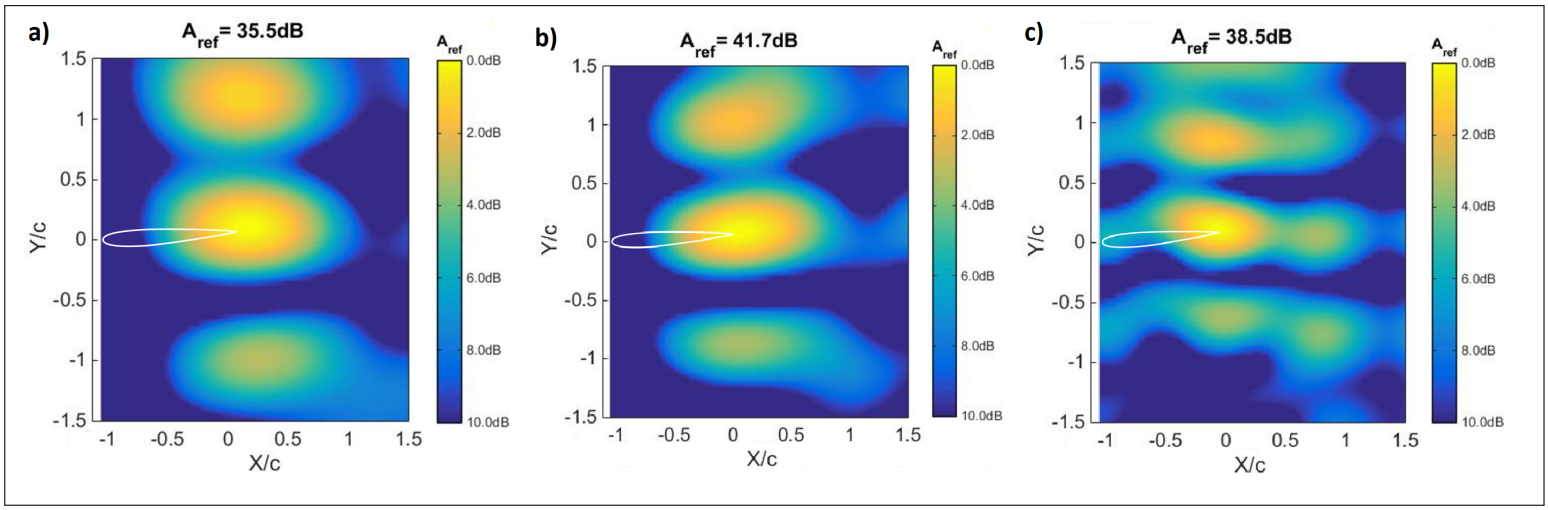

FIGURE 68 – Cartographies de sources acoustiques dipolaires par formation de voies fréquentielle, plan d'antenne perpendiculaire au profil. Configuration sifflante complexe. α =8°, $U_\infty = 40$ m/s. Position de l'aile NACA 0012 dessinée en trait blanc. a) Plan de focalisation Z/c = -1, $f = 1600$ Hz, b) Plan de focalisation Z/c = -0.5, $f = 1710$ Hz, c) Plan de focalisation $Z/c = 0.5$, $f = 1900$ Hz.

5.3 Étude des sources par investigation du signal focalisé (formation de voies temporelle)

En complément de la formation de voies fréquentielle pour localiser les sources aéroacoustiques, on utilise maintenant un algorithme de formation de voies temporelle. Cela permet d'observer l'évolution temporelle de chaque émission acoustique par les sources, par opposition à la formation de voies fréquentielle qui, elle, réalise une moyenne temporelle des sources de bruit. Comme expliqué en section 4.2.1, il s'agit de représenter le signal focalisé de l'équation (5) dans un plan de focalisation parallèle au profil et passant par le profil, en fonction du temps. Pour cette analyse, l'antenne parallèle au profil située du côté $Y > 0$ est utilisée. Cette technique a été utilisée par Fischer et al. [20] pour étudier les événements intermittents à l'œuvre dans l'émission aéroacoustique large bande d'une marche montante dans un écoulement. Ici, la problématique est cependant différente puisque les sources étudiées sont tonales, donc périodiques (ou pseudo-périodiques).

On s'intéresse dans un premier temps à une configuration sifflante simple (à un seul pic) : celle à incidence $\alpha = 12°$ à 40 m/s. On a vu dans la partie précédente (Figure 59) que la visualisation par formation de voies fréquentielle localisait la source acoustique sur le bord de fuite, en $Z/c = 0.5$. On présente en Figure 69 une suite d'instantanés représentant le signal focalisé dans le plan d'étude, à des instants donnés. Visuellement, des cercles concentriques semblent converger vers un point, où la valeur de signal focalisé est la plus grande. En s'intéressant en particulier aux maxima spatio-temporels, on remarque une alternance régulière de surpressions (a, b, c) et de dépressions (d, e, f), localisées sur le bord de fuite, en $Z/c = 0.5$. On retrouve ainsi la même position de source aéroacoustique qu'avec la formation de voies fréquentielle (voir Figure 59). On trace l'évolution temporelle du signal focalisé au point source seulement sur la Figure 70, c'est-à-dire la valeur restituée par l'équation (5) (en partie 4.2.1), au point marqué d'un cercle vert en Figure 69. On observe ainsi une reconstruction de la fluctuation de pression au point source, basée sur un modèle de propagation en champ lointain. Cette fluctuation de pression est périodique, à la période d'émission de la source (1700 Hz). Les fluctuations de la valeur moyenne n'ont a priori pas de signification physique particulière.

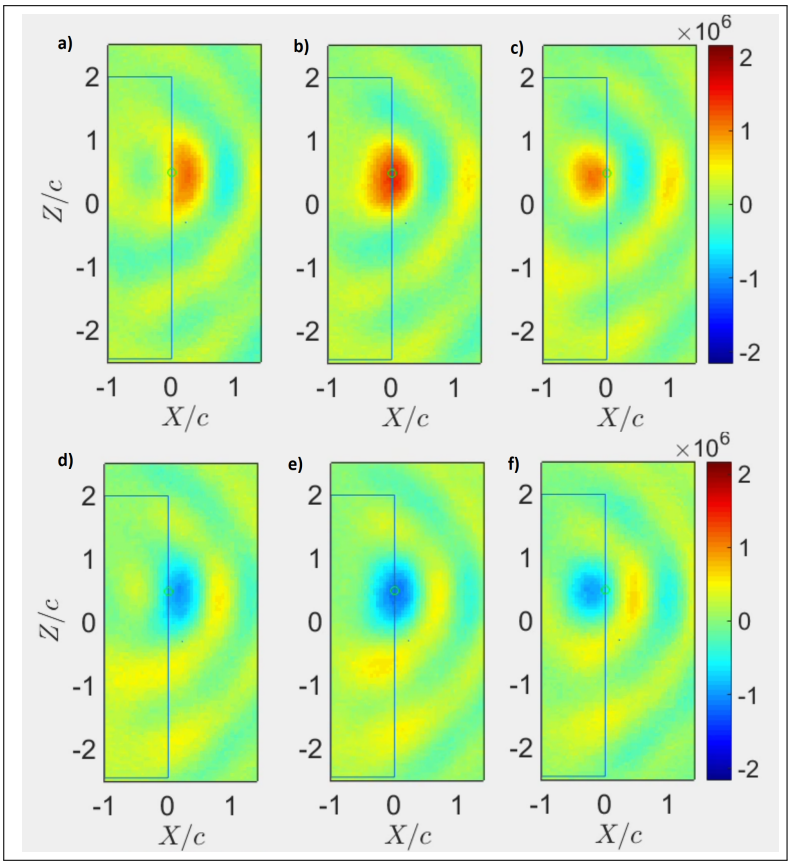

FIGURE 69 – Cartographies instantanées de formation de voies temporelle. Une source acoustique se trouve au maximum spatial sur l'image si c'est aussi un maximum dans le temps. L'emplacement de la source est repérée sur chaque image d'un petit cercle vert. α = 12°, U_∞ = 40 m/s. a) Instant $t = t_0 + T_0/8$, augmentation de pression (surpression). b) Instant $t = t_0 + T_0/4$, maximum de pression. c) Instant $t = t_0 + 3T_0/8$, diminution de la surpression. d) Instant $t = t_0 + 5T_0/8$, diminution de pression (dépression) e) Instant $t = t_0 + 3T_0/4$, minimum de pression f) Instant $t = t_0 + 7T_0/8$, réaugmentation de pression.

On s'intéresse maintenant à une configuration sifflante complexe, $\alpha = 8°$ et $U = 40$ m/s, à trois pics fréquentiels. Sur la Figure 71, on peut voir qu'on retrouve bien une localisation différente pour les trois sources. Le résultat est plus difficile à analyser car l'importance relative des trois sources varie dans le temps. De plus, les sources n'ont pas la même fréquence, et leur phasage évolue donc constamment. Tout cela rend difficile le suivi d'une source seule, quelle qu'elle soit. On trace en Figure 72 le signal focalisé sur les positions des sources aéroacoustiques. On retrouve bien les fréquences de 1600 Hz, 1710 Hz et 1900 Hz. Les trois sources ne peuvent donc pas être synchronisées (c'est-à-dire

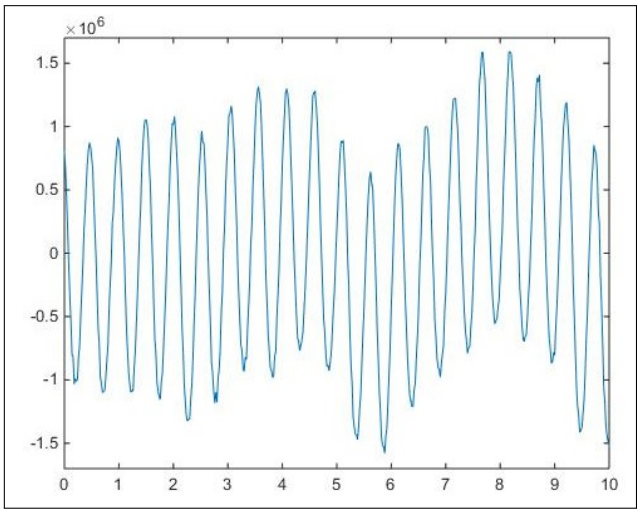

FIGURE 70 – Signal de formation de voies temporelle, focalisé à l'emplacement de la source aéroacoustique, en fonction du temps (en ms). Configuration sifflante simple, $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s.

émettre en phase les extrema de pression), mais on observe toutefois des instants où c'est temporairement le cas (comme pour $t < 2$ ms ici, ou les sources A et B sont en phase, et en opposition de phase avec la source C).

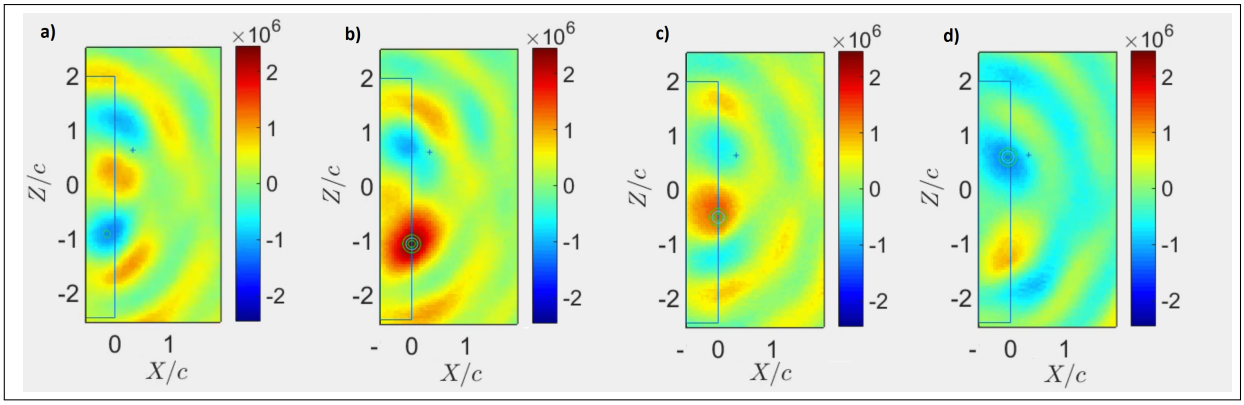

FIGURE 71 – Cartographie instantanée de formation de voies temporelle, configuration sifflante complexe. $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s, sans bande rugueuse. a) Instant $t = 1.12$ ms, on voit l'influence des trois sources en même temps. b) Instant $t = 1.3$ ms, maximum spatio-temporel traduisant la présence d'une source en Z/c = -1. c) Instant $t = 5.48$ ms, maximum spatio-temporel traduisant la présence d'une source en Z/c = -0.5. d) Instant $t = 7.7$ ms, maximum spatio-temporel traduisant la présence d'une source en $Z/c = 0.5$.

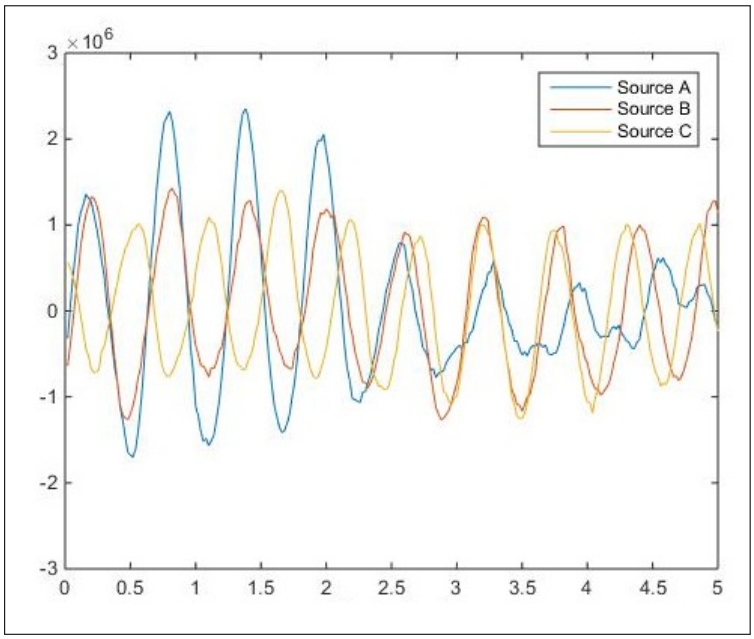

FIGURE 72 – Signal de formation de voies temporelle, focalisé à l'emplacement des trois sources aéroacoustiques, en fonction du temps (en ms). Configuration sifflante complexe, $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s. Source A : $Z/c = 0.5$, source B : $Z/c =$ -0.5, source C : $Z/c =$ -1.

5.4 Résumé du chapitre

Ce chapitre est dédié à l'étude des résultats acoustiques de l'expérience. Le spectre acoustique lointain est d'abord observé, et correspond à ce qui est attendu : selon la configuration, le bruit est tonal ou large bande, et le comportement en fonction de l'incidence et de la vitesse est cohérent avec la littérature.

L'analyse par formation de voies fréquentielle dans le plan de l'aile est ensuite effectuée (sur les données d'antenne provenant d'un seul plan de l'antenne), et sur certaines configurations, les variations en envergure sont importantes. Cela n'est pas le cas sur toutes (dans le cas du bruit large bande, on n'arrive pas à identifier de telles variations, et la source semble uniformément distribuée sur l'envergure), mais sur le bruit tonal, deux comportements sont observés. Dans certains cas (spectres à un seul pic fréquentiel), une source unique est localisée en un point de l'aile (et non sur toute son envergure), et dans d'autres (spectres à plusieurs pics fréquentiels), la localisation de la source sur l'aile varie, et dépend de la fréquence considérée. Ce comportement est ensuite validé en refaisant la même analyse, mais en utilisant cette fois le plan d'antenne opposé. Le troisième plan d'antenne est également utilisé afin de retrouver la position du dipôle au bord de fuite.

Dans une dernière partie, une étude par formation de voies dans le domaine temporel permet d'observer instant par instant l'élaboration d'un tel signal acoustique. Dans le cas d'une source unique en un point du bord de fuite, on retrouve bien les oscillations périodiques de pression attendues au point source. Cependant, le cas à plusieurs sources montre une répartition très complexe des pressions acoustiques sur le bord de fuite, une source pouvant parfois prendre le dessus sur toutes les autres, ou à d'autres instants plusieurs sources pouvant apparaître en parallèle.

Chapitre 6 Analyse temporelle et fréquentielle des champs de vitesse dans le sillage et autour de l'aile - Comparaison avec l'analyse acoustique

Sommaire

6.1 Étude dans un plan parallèle au profil 88

6.1.1 Analyse de l'écoulement dans le domaine temporel 88

6.1.1.1 Champs moyens (vitesse moyenne et taux de turbulence) 91

6.1.1.2 Évolution temporelle du champ instantané 97

6.1.2 Analyse dans le domaine fréquentiel 101

6.1.2.1 Spectres de vitesse 101

6.1.2.2 Spectres de cohérence 104

6.1.2.3 Longueur de cohérence 109

6.2 Étude dans un plan perpendiculaire au profil 113

6.2.1 Champs de vitesse et de vorticité 113

6.2.2 Étude spectrale du champ de vitesse dans le sillage de l'aile . . 117

6.2.3 Synchronisation de l'étude cinématique dans un plan perpendiculaire au profil et de l'étude acoustique 118

6.3 Résumé du chapitre 123

Cette partie est consacrée aux résultats de la mesure vélocimétrique par PIV. En particulier, après une étude des champs moyens et instantanés, l'analyse est également effectuée dans le domaine fréquentiel (spectres de vitesse, cohérence). Les résultats sont discutés à la lumière des localisations de sources acoustiques obtenues dans la partie précédente. Les résultats de PIV dans un plan perpendiculaire au profil sont également présentés, et grâce à la synchronisation des mesures, une comparaison instantanée est effectuée entre le signal focalisé de formation de voies temporelle (acoustique) et le signal de vorticité devant le bord de fuite de l'aile (vélocimétrie).

6.1 Étude dans un plan parallèle au profil

6.1.1 Analyse de l'écoulement dans le domaine temporel

Avant même de considérer les champs de vitesse obtenus, on peut dans un premier temps observer les images capturées par les caméras, et la forme prise par les volutes de fumée. On découvre ainsi en Figure 73 deux instantanés obtenus pour des configurations émettant un faible sifflement (en a, $\alpha = 0°$, $U = 20$ m/s) et un fort sifflement (en b, $\alpha = 8°$, $U = 40$ m/s). On rappelle que les spectres acoustiques correspondant à ces sifflements ont déjà été présentés en Figures 55 et 56. Sur ces instantanés, les variations de densité de fumée traduisent la présence de structures tourbillonnaires.

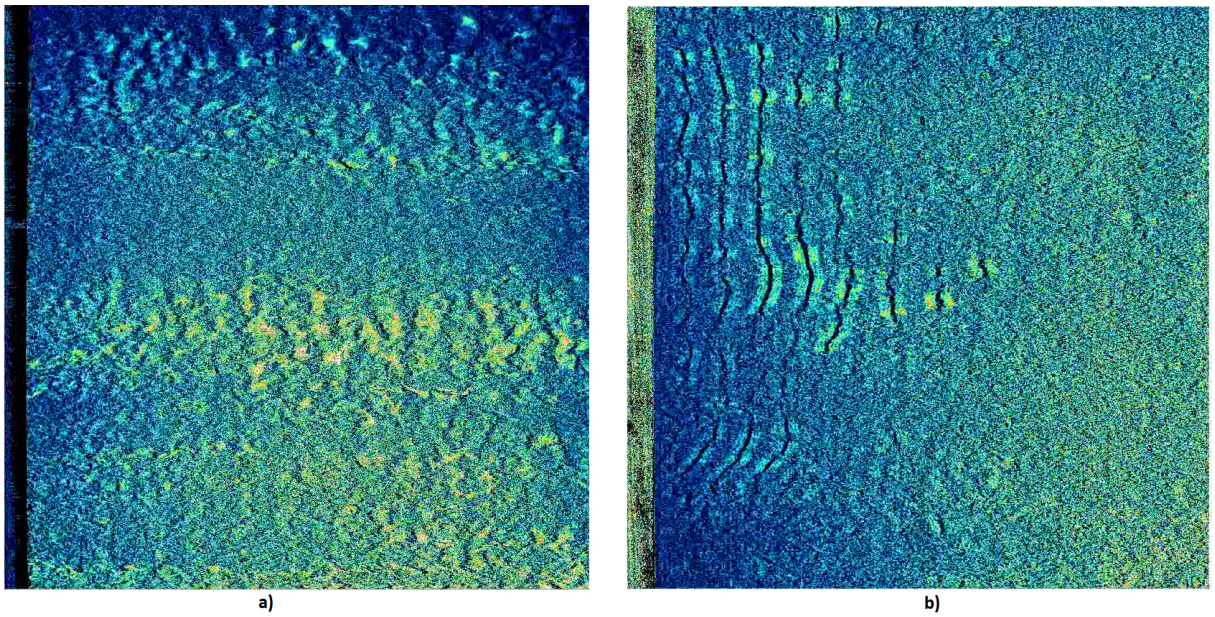

FIGURE 73 – Images instantanées capturées par l'une des caméras utilisées pour la PIV. L'image est un carré de 30 cm de côté. En a), incidence $\alpha = 0°$, U = 20 m/s (faible sifflement). En b), incidence $\alpha = 8°$, U = 40 m/s (fort sifflement). Les couleurs ont été modifiées (images initiales en niveaux de gris), et le sens de l'image a été inversé par rapport à l'image originale. Le bord de fuite de l'aile se trouve à gauche de l'image et l'écoulement traverse l'écran de la gauche vers la droite. L'image est carrée et de côté 30 cm, soit $1.5c$.

Ainsi, pour $\alpha = 0°$, on voit que même les plus grandes structures ne couvrent pas une envergure très importante. Des trains de volutes existent, mais ils ne semblent pas très réguliers. Tout au plus, certaines zones semblent plus ou moins propices à des structures plus grandes qu'ailleurs sur l'image. À l'inverse, pour $\alpha = 8°$, on peut percevoir des

structures allongées dans le sens de l'envergure, trahissant un comportement bien plus organisé dans le sillage.

Ensuite, on s'intéresse à des instantanés du champ de vitesse obtenu par PIV. En Figure 74, on peut voir une cartographie instantanée du champ de vitesse, dans les mêmes configurations que sur la Figure 73. La principale dynamique facilement observable sur les deux images est l'augmentation de la vitesse moyenne au fur et à mesure qu'on s'éloigne du bord de fuite, le sillage moins rapide se mélangeant petit à petit au reste de l'écoulement par diffusion. Les vitesses les plus faibles (teintes bleutées) sont ainsi retrouvées à proximité du bord de fuite de l'aile, à gauche de l'image, et les vitesses les plus élevées (teintes rouges) sont à l'autre extrémité de l'image. On retrouve le même type de phénomène qu'avec les images instantanées, avec des structures bien plus longues en envergure pour $\alpha = 8°$ que pour $\alpha = 0°$. Cette fois, ce sont des successions régulières de sous-vitesse et de sur-vitesse qu'on observe, mais le comportement est le même. Et grâce aux deux types d'images (champ de vitesse et image caméra), on comprend que l'alternance de sous-vitesse et de sur-vitesse correspond au passage de l'allée tourbillonnaire présente dans le sillage à travers notre nappe Laser. De plus, les variations de vitesse sont plus grandes à proximité du bord de fuite (partie gauche de l'image). L'évolution de la vitesse semble donc à première vue pseudo-périodique. Toutefois, ce premier plan Laser utilisé pour la mesure n'est pas optimal pour analyser cette allée tourbillonnaire, car on ne peut pas connaître avec certitude la position relative de la nappe Laser avec celle de l'allée tourbillonnaire (celle-ci peut se trouver sur une position légèrement décalée en Y par rapport au plan Laser). Il convient donc d'utiliser non seulement ce plan Laser afin d'étudier les effets en envergure, mais aussi un second plan Laser, perpendiculaire à celui-ci, qui permettra notamment de calculer la composante principale de vorticité. C'est d'ailleurs ce que nous ferons dans une partie suivante.

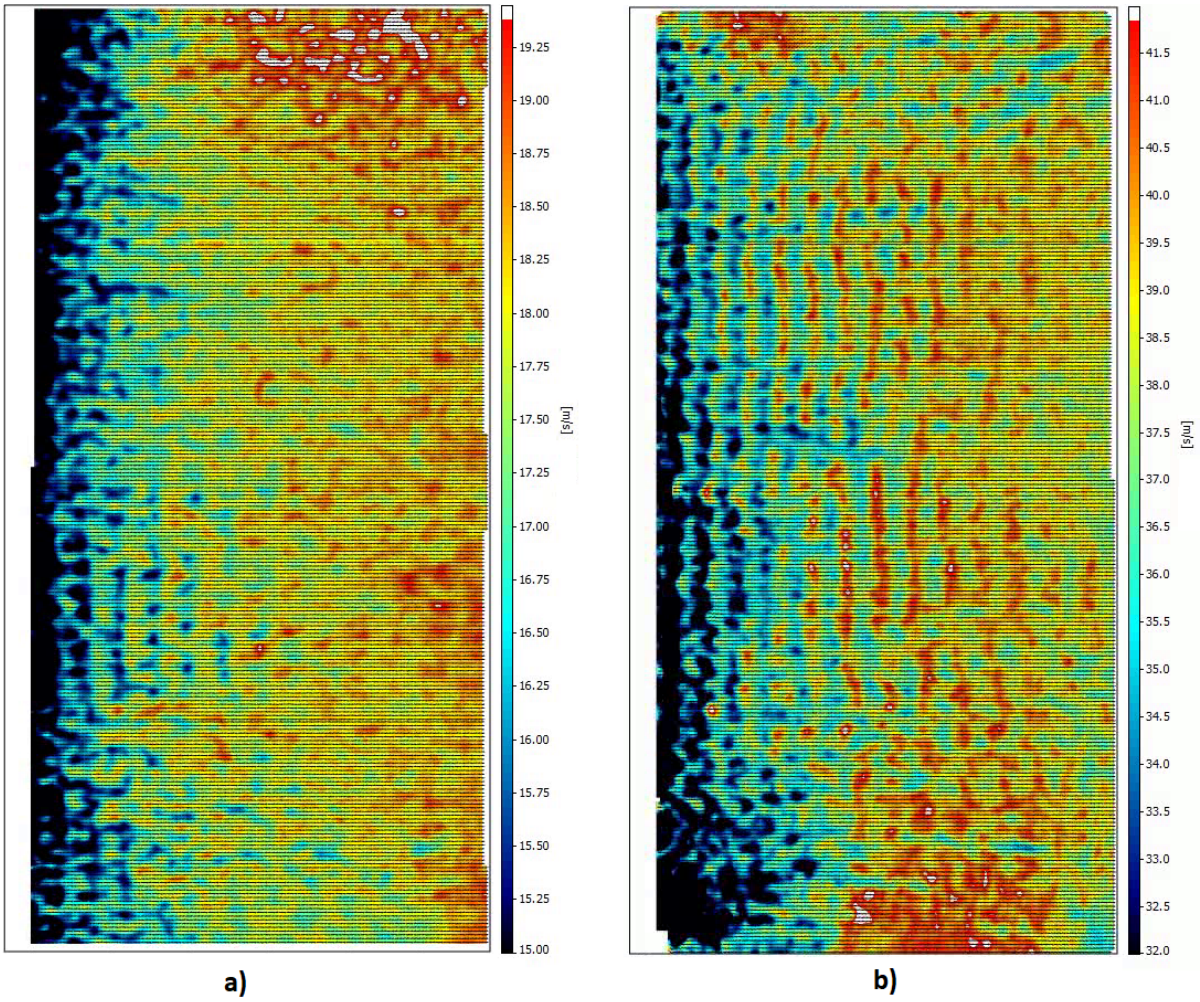

FIGURE 74 – Cartographies instantanées de vélocimétrie par PIV. Ces deux images, obtenues par concaténation des informations issues des deux caméras, couvrent une zone deux fois plus grande en envergure (hauteur) que les images de caméra (60 cm, ou $3c$). Dans le sens de l'écoulement, elles ont une largeur égale à celle des images de caméra (30 cm, ou $1.5c$). En a), incidence $\alpha = 0°$, U = 20 m/s (faible sifflement). En b), incidence $\alpha = 8°$, U = 40 m/s (fort sifflement). Le bord de fuite de l'aile se trouve à gauche de l'image et l'écoulement traverse l'écran de la gauche vers la droite.

6.1.1.1 Champs moyens (vitesse moyenne et taux de turbulence)

On reprend ici deux configurations déjà particulièrement étudiées dans la partie acoustique, l'une désignée comme étant génératrice d'un sifflement simple ($\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s) à un seul pic fréquentiel et l'autre désignée comme étant génératrice d'un sifflement complexe ($\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s).

Les cartes de champs moyens et de taux de turbulence pour la forme $\sqrt{\overline{U'^2}}$) pour les deux composantes de la vitesse sont tracées en Figure 75 dans le cas de la configuration $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s, et en Figure 76 dans le cas de la configuration $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s. L'opérateur "$\overline{\ }$" y est utilisé pour désigner les champs de vitesses moyennes, et on parlera aussi par la suite de champs "R.M.S." (pour *Root Mean Square*) pour désigner les champs de taux de turbulence. Les composantes affichées sont donc le champ moyen de vitesse en X, soit dans le sens de l'écoulement (en a), le champ moyen de vitesse en Z, dans le sens de l'envergure (en b), le champ R.M.S. sur la composante en X (en c) et sur la composante en Z (en d).

Dans les deux configurations, on voit que la composante U_Z (en b) est en moyenne opposée entre les deux moitiés d'envergure, ce qui correspond à un mouvement d'ensemble vers le bord de veine le plus proche. En effet, proches des bords de la veine, le vecteur vitesse tend à s'écarter légèrement de la direction X et pointe vers l'extérieur de la veine. Au vu des Figures 75b et 76b, on peut estimer que les lignes de courant sont orientées dans la direction X pour la portion d'envergure $|Z| \leq 0.8c$ dans le cas du sifflement simple et pour la portion $|Z| \leq c$ dans le cas du sifflement complexe. Dans les deux cas, les couches de mélange inférieure et supérieure se développent au fur et à mesure de l'avancée en X, mais cette évolution est bien plus marquée dans le cas du sifflement simple. Le trait horizontal médian (qu'on voit surtout en b, c et d) n'est que la trace de la fusion des images des deux caméras, au centre de l'image finale, et ne représente aucun phénomène physique. On peut également noter que le taux de turbulence en X est particulièrement élevé pour Z/c compris entre 0.3 et 1 dans le cas du sifflement simple (Figure 75c). Cela contient la position de la zone source trouvée acoustiquement en $Z/c = 0.5$. La même observation sur le taux de turbulence peut être faite dans le cas du sifflement complexe (Figure 76c).

Le tracé de profils (qui sont simplement des coupes horizontales dans les cartes des figures précédentes) permet ensuite de quantifier l'évolution dans le sens de l'écoulement d'une part, et l'inhomogénéité en envergure d'autre part. Des profils du champ moyen sont représentés en Figures 77 et 78, et des profils du champ R.M.S. de vitesse fluctuante en Figures 79 et 80, respectivement pour le cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s (Figures 77 et 79) et pour le cas $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s (Figures 78 et 80).

La tendance d'évolution de la moyenne de la composante U_X est la même dans les deux configurations (croissance jusqu'à un maximum, puis décroissance), mais les valeurs

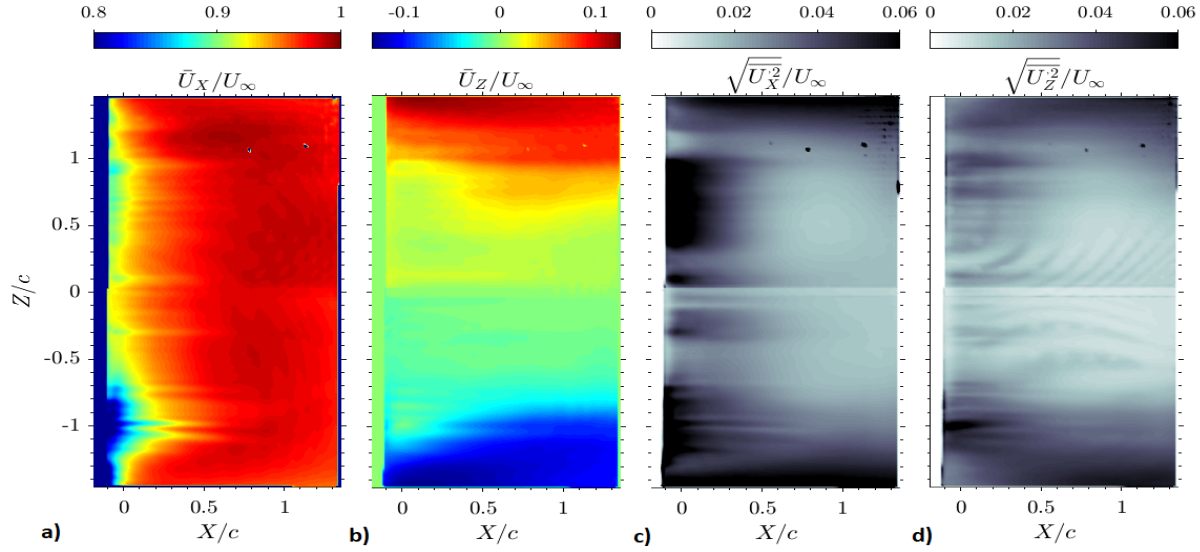

FIGURE 75 – Champs de vitesse normalisés, champs moyens (en a et b) et intensité des fluctuations (c et d) en fonction de la position dans le sillage d'une aile NACA 0012. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement simple).

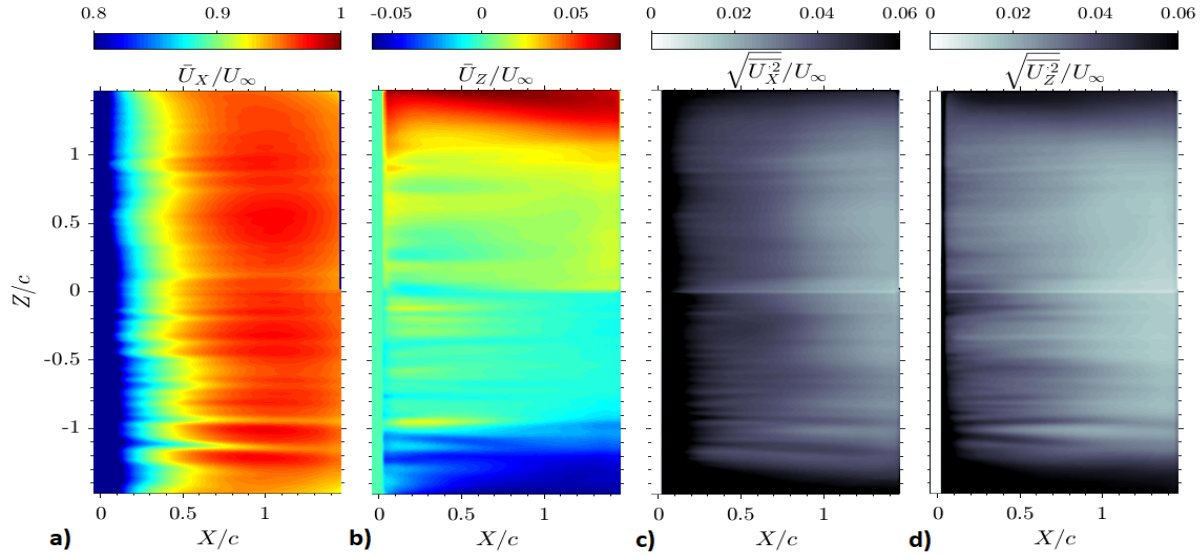

FIGURE 76 – Champs de vitesse normalisés, champs moyens (en a et b) et intensité des fluctuations (c et d) en fonction de la position dans le sillage d'une aile NACA 0012. Cas $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement complexe).

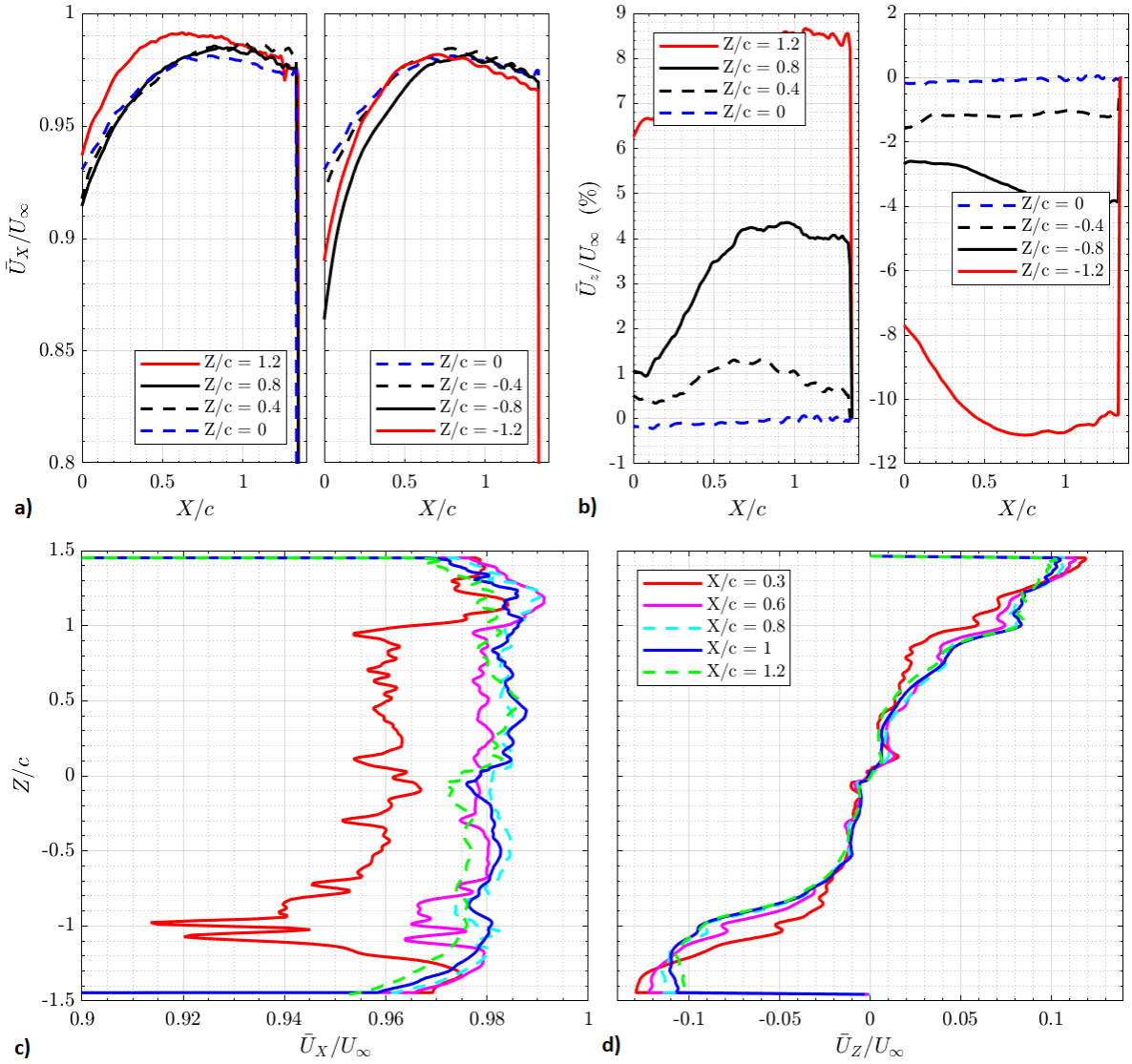

FIGURE 77 – Coupes des champs moyens de vitesse ($\overline{U_X}$ et $\overline{U_Z}$) normalisés, pour une position en envergure Z/c fixée (a et b), et pour une position dans la direction de l'écoulement X/c fixée (c et d). Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement simple).

diffèrent. Dans le cas sifflant simple, la moyenne de la composante U_X est de l'ordre de $0.92U_\infty$ à proximité du bord de fuite, atteint un maximum à $0.98U_\infty$ en $X/c \simeq 0.6$, et rediminue jusqu'à $0.97U_\infty$ (Figure 77a). Dans le cas sifflant complexe, la moyenne de la composante U_X est de l'ordre de $0.7U_\infty$ à proximité du bord de fuite, atteint un maximum à $(0.96 \pm 0.01)U_\infty$ en $X/c \simeq 1$, et rediminue jusqu'à $0.95U_\infty$ (Figure 78a). Si la

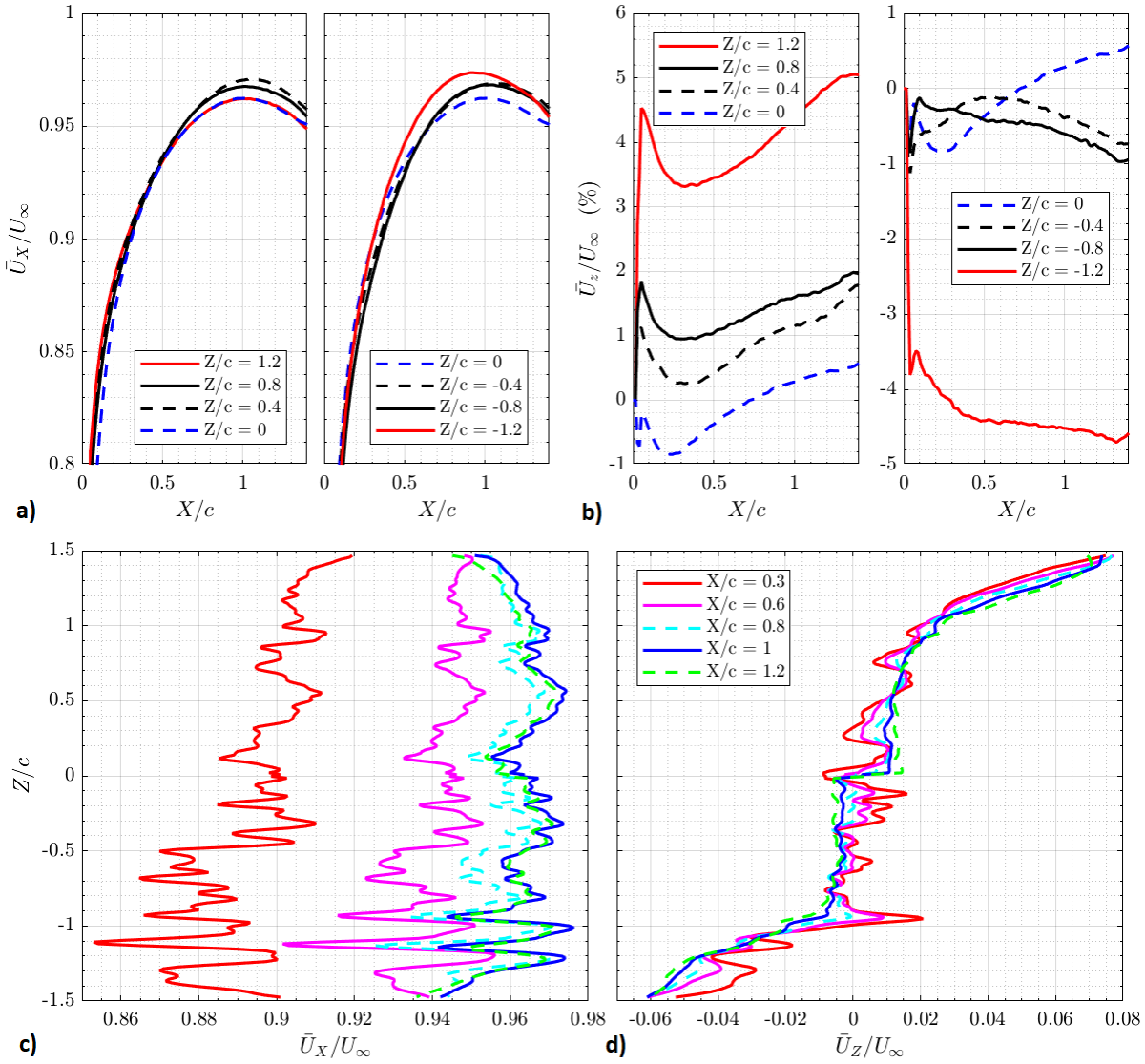

FIGURE 78 – Coupes des champs moyens de vitesse ($\overline{U_X}$ et $\overline{U_Z}$) normalisés, pour une position en envergure Z/c fixée (a et b) et pour une position dans la direction de l'écoulement X/c fixée (c et d). Cas $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement complexe).

croissance de vitesse après le bord de fuite est très logique physiquement (le sillage proche de l'aile étant freiné par la présence de l'aile), la diminution de vitesse qui suit est un petit peu moins intuitive. En réalité, cette diminution de vitesse n'est qu'apparente : il s'agit seulement d'une diminution de vitesse dans la direction mesurée, la direction X du plan laser, parallèle à l'aile. Cela traduit en réalité non pas une diminution de vitesse, mais

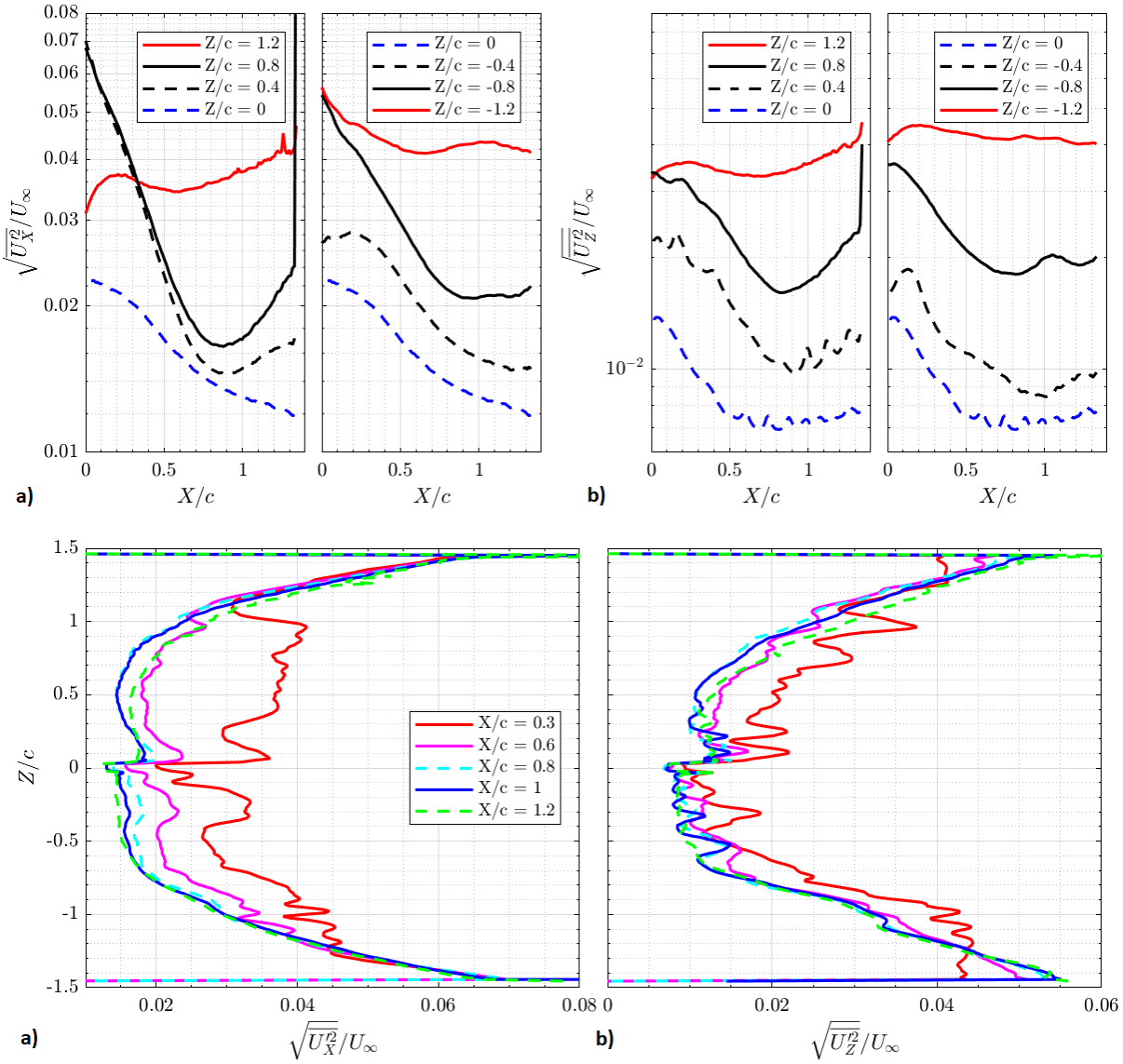

FIGURE 79 – Coupes des champs R.M.S. de fluctuations ($\sqrt{\overline{U'_X{}^2}}$ et $\sqrt{\overline{U'_Z{}^2}}$) normalisés, pour une position en envergure Z/c fixée (a et b) et pour une position dans la direction de l'écoulement X/c fixée (c et d). Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement simple).

un changement de direction de l'écoulement. L'écoulement, qui suivait localement l'aile, est rabattu dans la direction X dans le repère de la veine d'essai, et comme la norme de la vitesse est globalement inchangée, la norme de la projection du vecteur vitesse dans la direction parallèle à l'aile diminue.

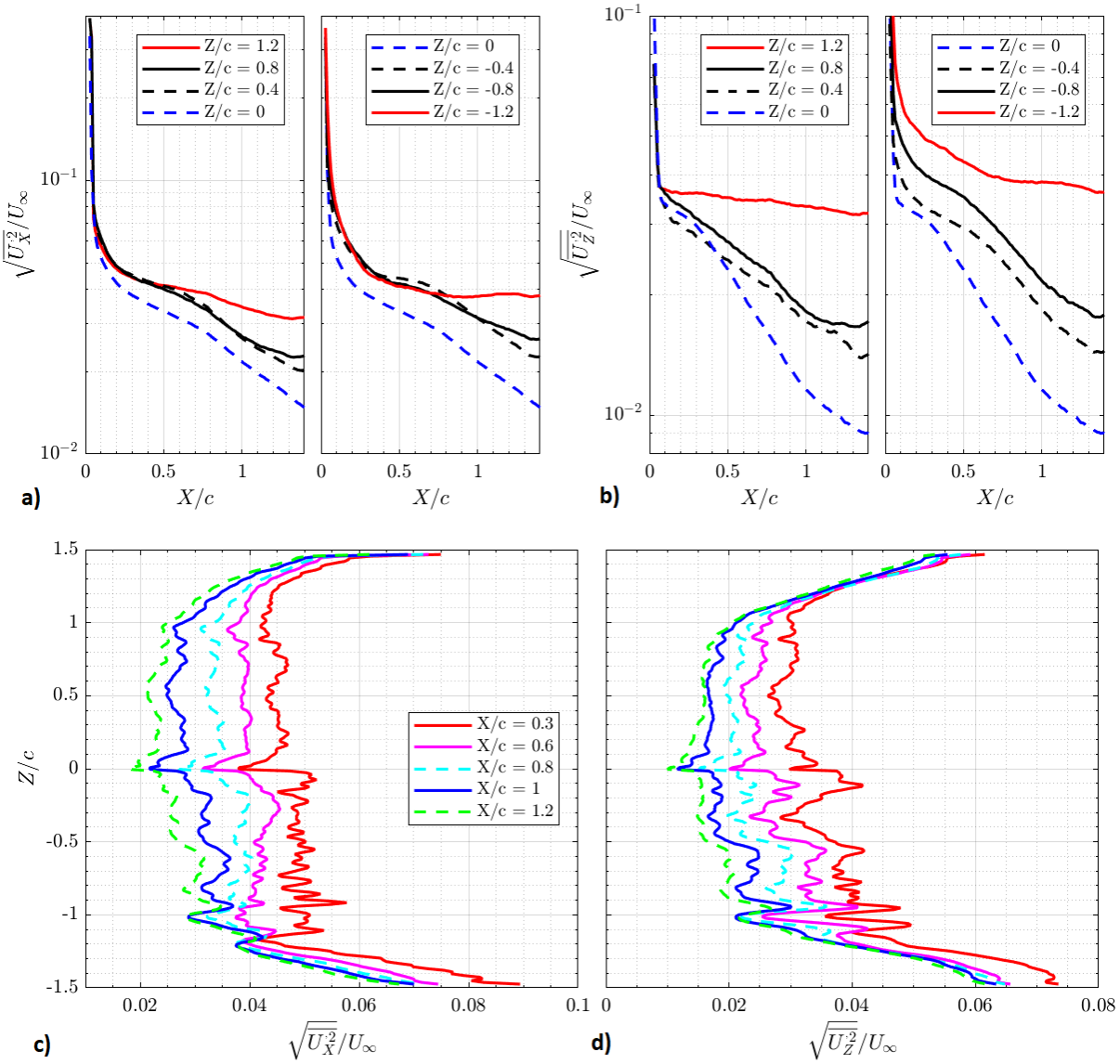

FIGURE 80 – Coupes des champs R.M.S. de fluctuations ($\sqrt{\overline{U'_X{}^2}}$ et $\sqrt{\overline{U'_Z{}^2}}$) normalisés, pour une position en envergure Z/c fixée (a et b) et pour une position dans la direction de l'écoulement X/c fixée (c et d). Cas $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement complexe).

Après avoir atteint la valeur maximale, la baisse peut être due au retour de l'écoulement dans la direction de la veine, suffisamment loin après la déflexion par le profil en incidence (le changement de direction de l'écoulement se traduisant, pour une norme constante du vecteur vitesse, par une baisse apparente de la vitesse dans le plan du Laser).

On voit grâce aux Figures 77b et 78b que U_Z est négligeable au centre de l'image, et clairement non nul seulement aux extrémités haute et basse ($|Z/c| > 1$), à proximité des deux couches de mélange (qui séparent l'écoulement dans la veine d'essai de l'atmosphère au repos dans le reste de la salle d'essai). Comme on le voyait en Figures 75 et 76, l'écoulement diverge légèrement dans ces zones.

L'évolution des champs R.M.S. tracés en Figures 79 et 80 est globalement toujours la même : une décroissance en X, et des valeurs plus grandes aux extrémités haute et basse de l'image. La décroissance des perturbations en X est attendue, du fait de la diffusion progressive des tourbillons après leur création au niveau de l'aile. Aussi, l'augmentation du taux de turbulence est logique dans les couches de mélange de l'écoulement de la soufflerie, soit là où l'écoulement est plus fortement perturbé. En considérant le sillage proche de l'aile ($X/c = 0.3$), le taux de turbulence passe ainsi de 3.5% au centre à 7% dans les couches de mélange dans le cas du sifflement simple, et de 5% au centre à 8 à 9% dans les couches de mélange dans le cas du sifflement complexe.

Sur les Figures 77 et 78, on voit sur les profils c et d, en X fixé (parallèles au bord de fuite) que l'homogénéité moyenne en envergure est acquise à $\pm 0.03.U_\infty$ si on exclut les couches de mélange de la veine, c'est-à-dire pour $|Z/c| \leq 1$. Pour les fluctuations (Figures 79 et 80, c et d), cette tolérance descend à $\pm 1\% U_\infty$. Les profils (moyens et fluctuants) sont globalement moins homogènes pour la partie $Z < 0$. Cette légère dissymétrie sur les fluctuations de l'écoulement incident est vraisemblablement liée à la dissymétrie du collecteur de la soufflerie, évoquée en Partie 4.1.1 de ce travail.

Toutes les tendances citées, si elles diffèrent légèrement d'une configuration à l'autre pour ce qui est des chiffres précis, sont globalement partagées, et semblent plus liées à la géométrie générale de l'écoulement qu'à l'angle d'incidence précis de chaque configuration.

6.1.1.2 Évolution temporelle du champ instantané

L'évolution du champ de vitesse fluctuante peut, dans un premier temps, être observée dans le domaine temporel, avant une étude dans le domaine fréquentiel qui viendra dans la partie suivante. L'allure des cartographies instantanées (Figure 74) montre déjà que dans le cas d'un sifflement simple, le phénomène fréquentiel observé en acoustique se traduit par une évolution pseudo-périodique des vitesses dans le sillage de l'aile.

Afin d'observer l'évolution à la fois spatiale et temporelle des vitesses, on fixe l'une des dimensions spatiales. On obtient alors, en choisissant une configuration de sifflement simple ($\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s) et pour une distance au bord de fuite de $X/c = 0.25$, la Figure 81, avec la position en envergure en ordonnée, et un terme temporel (adimensionné) en abscisse. On y retrouve une série d'oscillations très régulières de la vitesse sur la zone $0 < Z/c < 1$, autour de la source acoustique située en $Z/c = 0.5$ dans cette configuration. La zone s'étend même pour des valeurs de Z/c inférieures à 0 (jusqu'à $Z/c = -1$), mais les oscillations sur cette seconde portion ne sont alors plus en phase. Comme dit plus tôt,

cette suite de sous-vitesses et de sur-vitesses correspond au passage dans le plan Laser de l'allée tourbillonnaire présente dans le sillage. Les formes observées dans le champ de vitesse trahissent donc les formes des structures tourbillonnaires, qui semblent être des structures très allongées en envergure, des "rouleaux" tourbillonnaires. La verticalité de ces structures sur notre graphique montre que le phénomène est fortement réglé en phase (la phase est la même sur toute la portion d'envergure). Ces rouleaux sont très nettement dessinés sur une longueur d'environ une corde (soit 200 mm, entre), puis leur comportement diffère selon l'extrémité considérée. Sur la partie haute de l'image, l'irruption de la couche de mélange coupe brutalement les rouleaux, et on n'observe plus du tout le phénomène. Sur la partie basse, les alternances de sur-vitesses et de sous-vitesses sont toujours présentes, mais le phénomène semble beaucoup moins réglé en phase que dans la zone des rouleaux. On observe ainsi des plus petites structures, en léger déphasage les unes avec les autres (ce qui se traduit par des décalages sur l'axe gauche-droite du graphique).

Enfin, on observe également une alternance de sur-vitesses et de sous-vitesses dans la couche de mélange, mais à une fréquence visiblement bien moins élevée. Cette oscillation basse-fréquence du jet de la soufflerie pourrait être reliée à la distance entre les deux parois de part et d'autre de cette zone, le mur adjacent au convergent en amont, et le collecteur en aval.

On s'intéresse ensuite au cas sifflant complexe, à trois sources acoustiques ($\alpha = 8°$, U_∞ = 40 m/s), et on produit la même représentation (Figure 82). Entre les deux couches de mélange qui se comportent comme dans le cas précédent, on retrouve une allée tourbillonnaire, mais qui ne semble pas aussi nettement dessinée que dans le cas précédent. Il est aussi difficile d'identifier une zone où le réglage en phase est meilleur qu'ailleurs (ce qui se traduirait par des lignes verticales). En fait, tout le sillage est constitué de structures plus petites en envergure, légèrement déphasées les unes avec les autres. Il n'est cette fois pas aisé de retrouver à l'œil les trois zones sources identifiées au chapitre précédent (situées en Z/c = -1, Z/c = -0.5 et Z/c = 0.5, voir Figure 65).

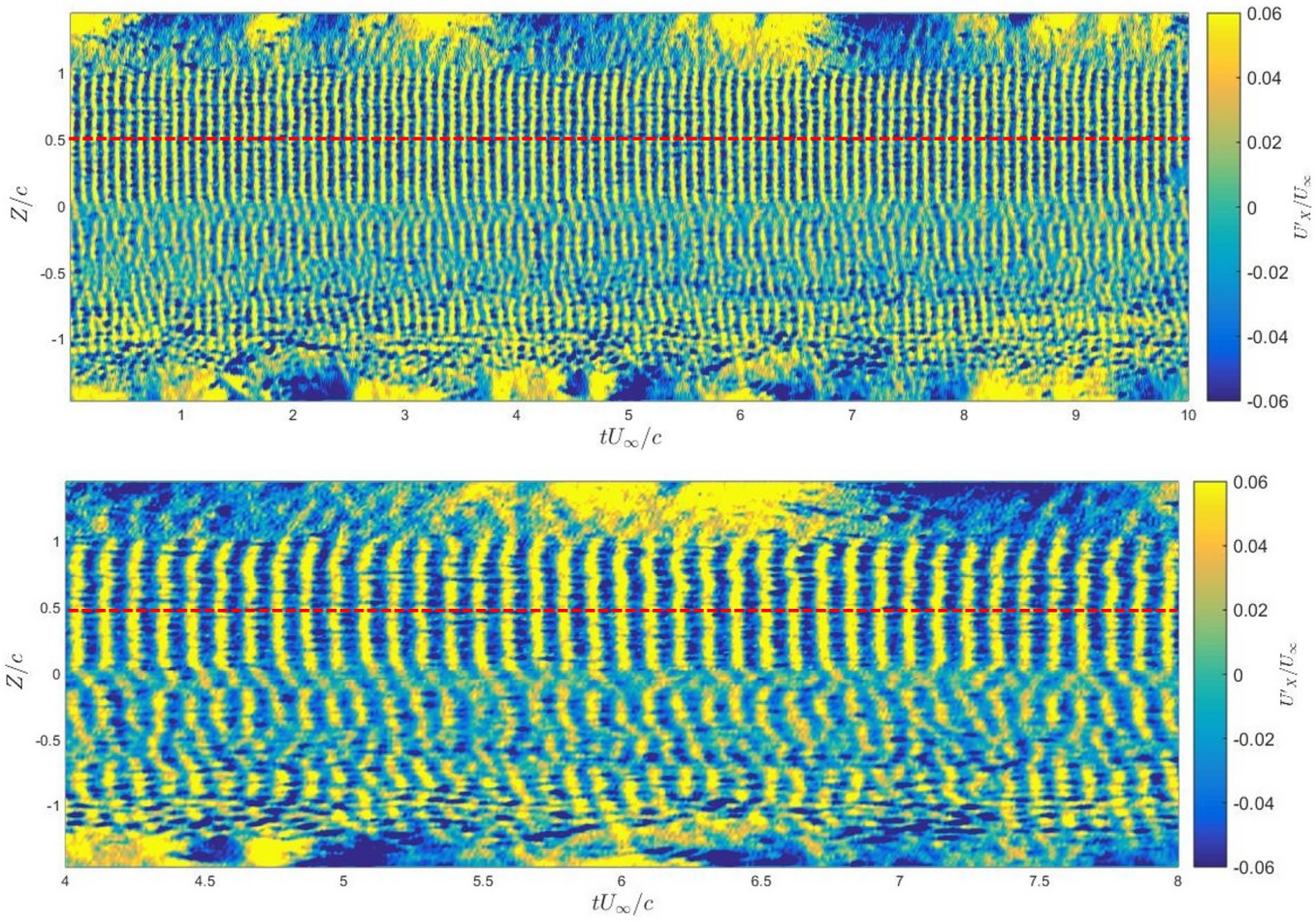

FIGURE 81 – Cartographie de la vitesse fluctuante normalisée U'_X/U_∞ en fonction du temps et de la position en envergure, à distance constante du bord de fuite ($X/c = 0.25$). Configuration sifflante simple à un pic, $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s. Le temps en abscisse est adimensionné selon tU_∞/c ($c = 200$ mm). L'image inférieure est un zoom de l'image supérieure, sur un intervalle de temps plus restreint. Un trait pointillé rouge repère la position de la source acoustique précédemment identifiée ($Z/c = 0.5$).

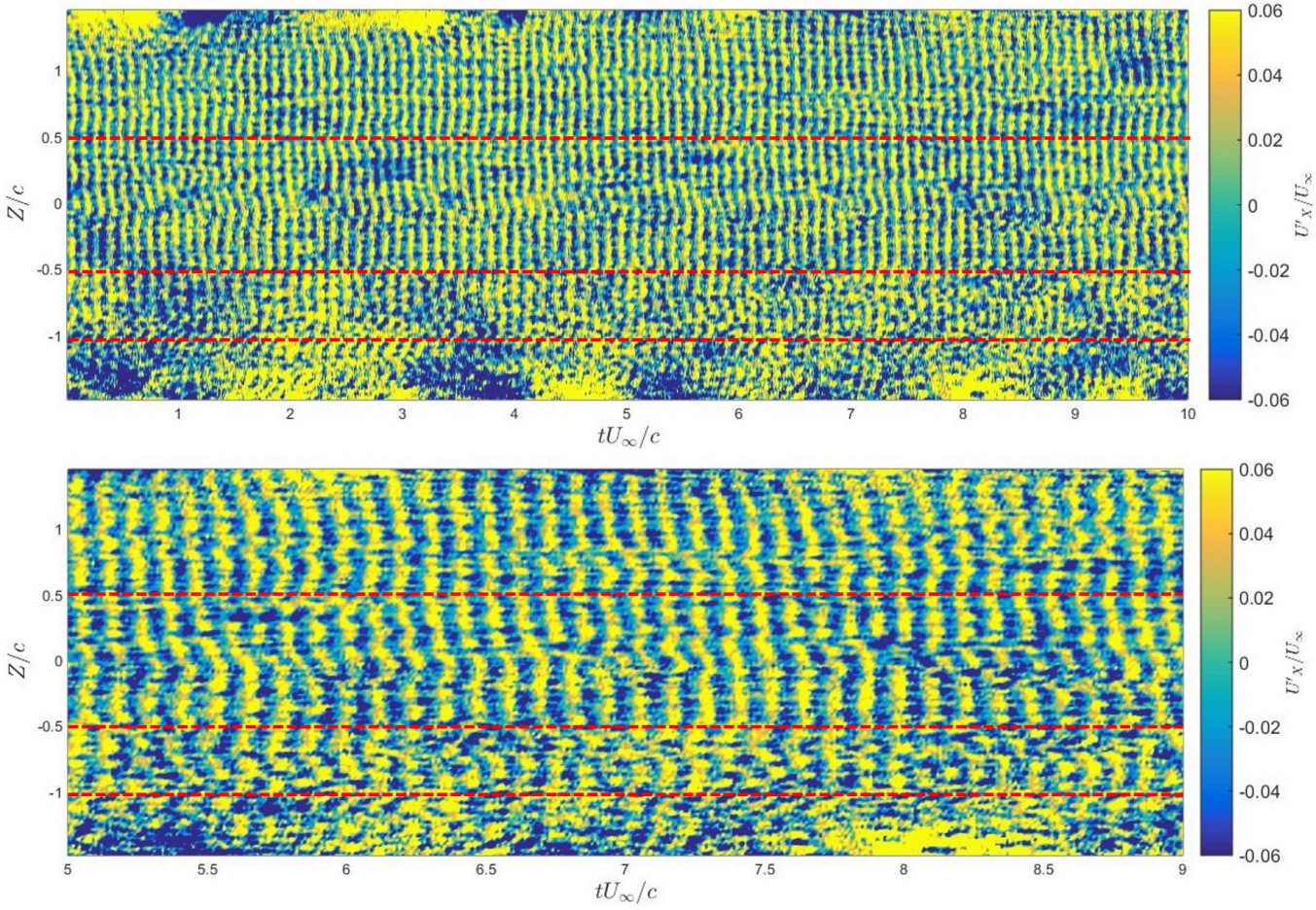

FIGURE 82 – Cartographie de la vitesse fluctuante normalisée U'_X/U_∞ en fonction du temps et de la position en envergure, à distance constante du bord de fuite ($X/c = 0.25$). Configuration sifflante complexe à trois pics, $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s. Le temps en abscisse est adimensionné selon $tU_\infty c$ ($c = 200$ mm). L'image inférieure est un zoom de l'image supérieure, sur un intervalle de temps plus restreint. Un trait pointillé rouge repère les positions des trois sources acoustiques précédemment identifiées ($Z/c = 0.5$, $Z/c =$ -0.5 et $Z/c =$ -1).

6.1.2 Analyse dans le domaine fréquentiel

6.1.2.1 Spectres de vitesse

Les cartographies des sources de bruit présentées au Chapitre 5 indiquent que les sources de bruit tonal sont localisées à certaines positions sur le bord de fuite. Or le bruit tonal émis par un profil d'aile est dû à l'activité tourbillonnaire au niveau du bord de fuite (comme présenté par Curle [17] et Howe [24]). Ainsi on s'intéresse dans cette partie au spectre des fluctuations de vitesse mesurées par PIV dans le sillage à proximité du bord de fuite, afin de vérifier que la ou les fréquences retrouvées dans le bruit émis sont celles du détachement tourbillonnaire. En particulier, on recherchera d'éventuelles inhomogénéités du champ de vitesse le long du bord de fuite et dans la direction transverse. De telles variations pourraient expliquer le caractère inhomogène des sources de bruit estimées.

Les spectres sont calculés en utilisant la méthode de Welch, sur des intervalles de 4096 points temporels (ce qui nous permet d'avoir un spectre moyenné sur environ 10 spectres, puisqu'une mesure dure 2 secondes à 20 kHz), et sont portés en dB. La valeur de référence utilisée pour le passage en décibels est $\rho_{\text{air}} {U_\infty}^2$. La résolution fréquentielle est de 4.9 Hz.

Un exemple de spectre de vitesse est présenté en Figure 83, dans le cas d'une configuration sifflante simple ($\alpha = 12°$, $U = 40$ m/s). Il est calculé à une distance de $0.25c$ en aval du bord de fuite. Ce choix de distance est un compromis entre la volonté de se rapprocher du bord de fuite afin de profiter du maximum d'énergie dans les structures observées (qui s'étalent par diffusion au fur et à mesure qu'elles sont advectées après leur création), et l'impossibilité d'étudier l'écoulement directement au bord de fuite ou trop près de celui-ci, compte tenu de la réflexion du laser sur l'aile (qui augmente fortement les incertitudes dans cette zone). On retrouve sur ce spectre un pic à la fréquence $f = 1950$ Hz, même fréquence que celle de la source aéroacoustique observée en partie 5.2.1 pour cette configuration (voir Figure 63, source unique localisée en $Z/c = +0.5$), ainsi qu'un harmonique très marqué.

On trace aussi l'évolution de ce spectre en fonction de l'envergure, en Figure 84. On voit alors que le spectre évolue relativement peu en fonction de l'envergure, avec toujours un pic qui émerge nettement du spectre en $f = 1950$ Hz, surtout pour Z/c compris entre 0 et 1, ce qui recouvre la position de la source acoustique Z/c=0.5. On peut aussi remarquer deux pics (très) secondaires, un premier en $f = 1650$ Hz pour Z/c = -0.3, et un second en $f = 2100$ Hz pour Z/c = -1. Dans les deux couches de mélange (extrémités haute et basse de l'image), on remarque la présence d'un contenu basse fréquence ($f \simeq 100$ Hz) absent du reste de l'écoulement.

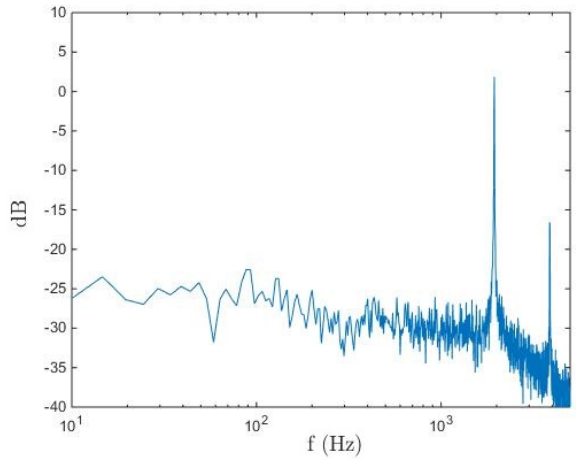

FIGURE 83 – Spectre de vitesse en dB, densité spectrale de puissance de la composante longitudinale de la vitesse U_X avec pour référence la grandeur ρU^2. $X/c = 0.25$, $Z/c = 0.5$. $\alpha = 12°$, $U = 40$ m/s (configuration générant un sifflement simple). Pic principal en $f = 1950$ Hz, second pic (harmonique) en $f = 3900$ Hz.

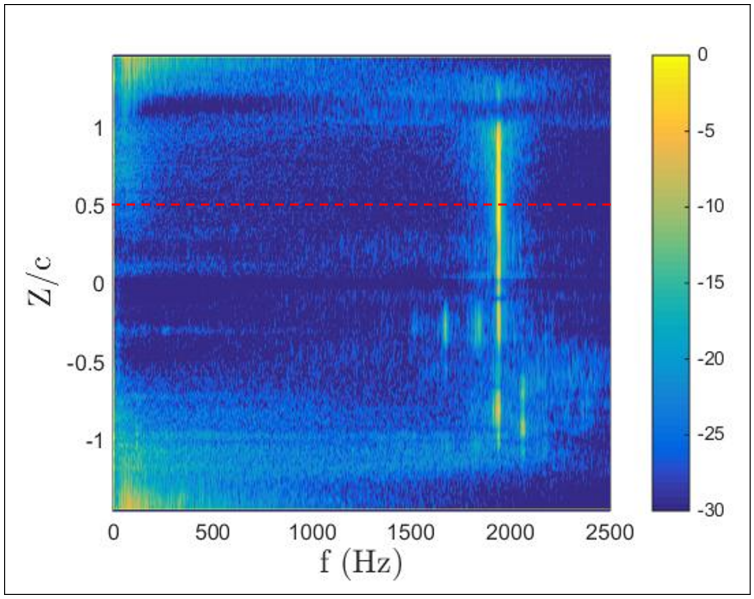

FIGURE 84 – Visualisation des spectres de vitesses (dB, référence ρU^2) en fonction de l'envergure, en X/c = 0.25. $\alpha = 12°$, $U = 40$ m/s (configuration générant un sifflement simple). Un trait pointillé rouge repère la position de la source acoustique précédemment identifiée ($Z/c = 0.5$).

Les mêmes analyses sont désormais effectuées sur le cas plus complexe d'une configuration sifflante à trois pics ($\alpha = 8°$, $U = 40$ m/s). Le spectre de vitesses en $Z/c =$ -0.5 et en $Z/c = +0.5$ est tracé en Figure 85. On retrouve en $Z/c =$ -0.5 des pics aux trois fréquences 1600Hz, 1715Hz et 1880Hz, soit trois fréquences à nouveau très proches de celles des trois sources acoustiques précédemment observées à la partie 5.2.1 (1600Hz, 1710Hz et 1900Hz, voir Figure 64). Un pic séparé est également observé à la fréquence f = 260 Hz (valeur proche de la différence entre les fréquences du premier et du troisième pic principal). Ce premier spectre (en Figure 85a) rappelle celui de la structure en échelle décrite par Paterson et al. [45] dans le cas du spectre de champ acoustique lointain. Toutefois, ce spectre n'est pas présent tout le long de l'envergure, et les trois fréquences ne sont pas présentes quelle que soit la position : le spectre en $Z/c = +0.5$ est clairement différent, bien que l'on retrouve l'un des pics précédents, à 1880 Hz (mais c'est maintenant le pic principal).

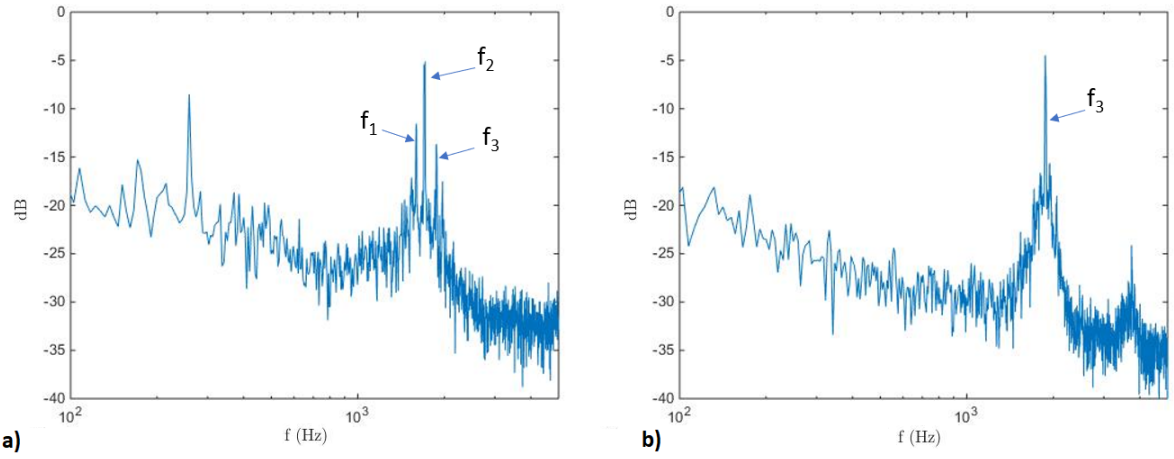

FIGURE 85 – Spectres de vitesse en dB, référence ρU^2. En a), $X/c = 0.25$, $Z/c =$ -0.5. En b), $X/c = 0.25$, $Z/c = +0.5$. $\alpha = 8°$, $U = 40$ m/s (configuration générant un sifflement complexe). $f_1 =$ 1600Hz, $f_2 =$ 1715 Hz et $f_3 =$ 1880 Hz. Le pic secondaire en a) a pour fréquence $f =$ 260 Hz, celui en b) a pour fréquence $f =$ 3900 Hz.

Enfin, l'évolution de ce spectre en fonction de l'envergure est présentée en Figure 86. On voit que le spectre évolue fortement en fonction de la position en envergure, et en particulier que le pic fréquentiel maximal n'est pas le même selon la position. Encore une fois, on retrouve des résultats cohérents avec l'étude acoustique précédente (Figure 64) : une zone basse ($Z/c < -0.5$) avec une fréquence caractéristique de 1600 Hz, une zone médiane ($-0.5 < Z/c < 0$) avec une fréquence caractéristique d'environ 1700 Hz, et une zone haute ($Z/c > 0$) avec une fréquence caractéristique d'environ 1900 Hz.

Il est donc manifeste que le champ de vitesse, pour notre montage expérimental,

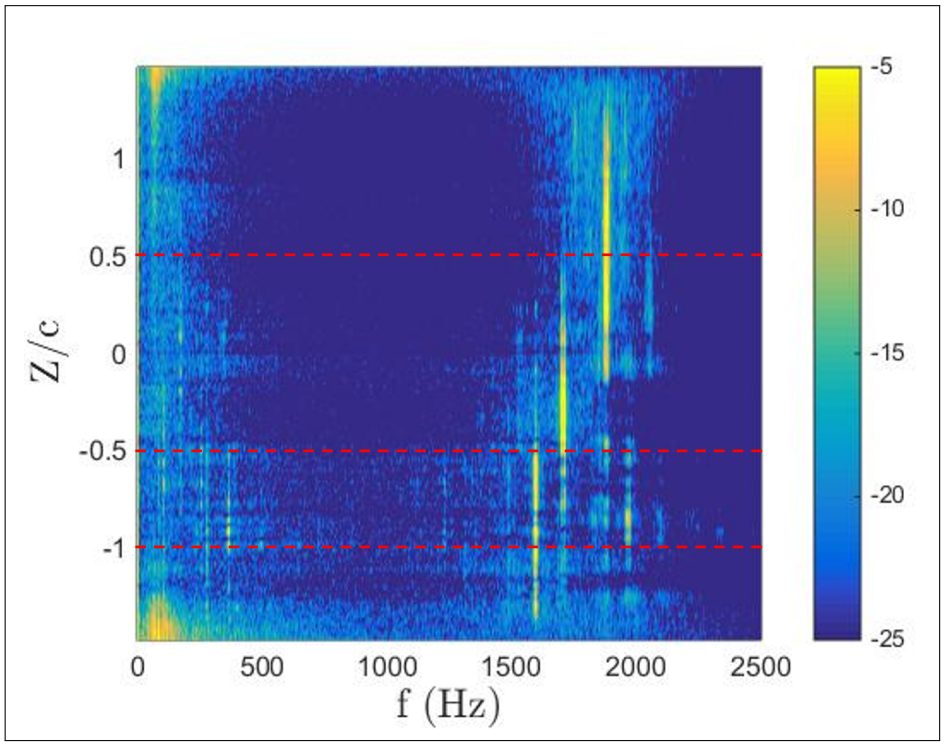

FIGURE 86 – Visualisation des spectres de vitesses (dB) en fonction de l'envergure, en X/c = 0.25. Fréquence en Hz. $\alpha = 8°$, $U = 40$ m/s, sans bande rugueuse (sifflement complexe). Un trait pointillé rouge repère la position de chaque source acoustique précédemment identifiée ($Z/c = 0.5$, Z/c = -0.5, Z/c = -1).

présente des variations dans la direction de l'envergure. Les fréquences dominantes du spectre de vitesse, estimées localement, sont en parfait accord avec les fréquences de sources détectées grâce aux cartes de bruit. Un modèle purement bidimensionnel (invariant en envergure) tel que ceux utilisés dans la littérature (par exemple par Arbey et Bataille [3] et Desquesnes [18]) ne semble donc pas suffisant pour décrire ces sources aéroacoustiques.

6.1.2.2 Spectres de cohérence

On s'intéresse maintenant à la cohérence transverse du champ de vitesse. En effet, cette grandeur a déjà été reliée dans la littérature au bruit rayonné par un obstacle en écoulement en fonction de l'envergure ([47]).

Cette cohérence transverse de l'écoulement entre deux points A et B (de mêmes coordonnées X et Y) est définie comme suit (définition équivalente à celle présentée par

Bendat et Piersol [9]) :

$$\Gamma(f, A, B) = \frac{|S_{A,B}|}{\sqrt{|S_{A,A}||S_{B,B}|}} \tag{11}$$

où f est la fréquence, $S_{A,B}$ est l'interspectre (*Cross Power Spectral Density*) des signaux aux points A et B, et S_{AA} et S_{BB} sont les autospectres, respectivement aux points A et B. La cohérence est une grandeur sans dimension, bornée entre 0 et 1. La matrice interspectrale (matrice des interspectres) est présentée plus en détail en partie 4.2.2. Les périodogrammes sont calculés avec la méthode de Welch, en utilisant cette fois un fenêtrage de Chebychev et un remplissage de zéros (*zero padding*) sur des segments de 512 points, constitués donc de 256 échantillons et d'autant de zéros pour améliorer la résolution fréquentielle.

Pour démarrer l'analyse, on fixe une position Z_0 (ou un point A dans l'équation précédente), dite "de référence" pour l'interspectre, c'est-à-dire par rapport à laquelle va être définie une grandeur $\Delta Z = Z_1 - Z_0$ (point B en Z_1). Pour une configuration sifflante simple ($\alpha = 12°$, $U = 40$ m/s), on observe alors les cartographies $\Gamma(f, \Delta Z)$ sur la Figure 87, tracées pour $X/c = 0.1$. Par définition, $\Gamma = 1$ pour $\Delta Z = 0$ d'où la ligne horizontale. L'estimation spectrale conduit ici à un bruit de fond qui peut aller jusqu'à 0.2 (jaune pâle sur l'image). On choisit comme positions de référence les points $Z_0 =$ 0.49c (position de la source acoustique principale), $Z_0 =$ -0.3c et $Z_0 =$ -0.83c (volontairement dans la partie basse, loin de la source acoustique identifiée). On retrouve bien que la cohérence est plus forte lorsqu'on la mesure par rapport à un point de référence situé sur la source aéroacoustique principale (en $Z_0 = 0.5c$, voir Figure 59c), et ce seulement pour une fréquence proche de celle de la source (1950 Hz). En investiguant à la position $Z_0 =$ -0.3c, on trouve, en plus d'une cohérence encore forte à la fréquence principale, une petite zone de cohérence autour du point de référence pour la fréquence de 1650 Hz. Cette seconde zone est toutefois beaucoup plus restreinte que celle observée pour la fréquence principale. Enfin, en posant un point de référence loin de la source acoustique identifiée, on retrouve malgré tout une cohérence non nulle (mais plus faible) avec la zone source à la fréquence principale.

Ces mêmes données sont représentées sous forme de courbes en Figure 88, pour la fréquence principale (1950 Hz), celle de son premier harmonique (3900 Hz) et celle du pic secondaire évoqué (1650 Hz). Le tout est tracé pour des positions fixées de X/c, et cela permet de mieux visualiser les différentes chutes de cohérence. Pour une valeur de X/c égale à 0.1 comme dans la Figure 87, chaque courbe est une coupe verticale de la cartographie colorée, pour une fréquence donnée. On voit que dans la zone de forte cohérence autour de la source acoustique, la cohérence est comprise entre 1 (sur le point de référence, par définition) et 0.8 (transition du noir vers le rouge), sur une plage d'environ 0.7 corde. On observe aussi, après une chute locale de cohérence en $Z/c \simeq 0.2$, une remontée sur une zone supplémentaire de 0.5 corde (de $Z/c = 0.1$ à $Z/c = -0.4$).

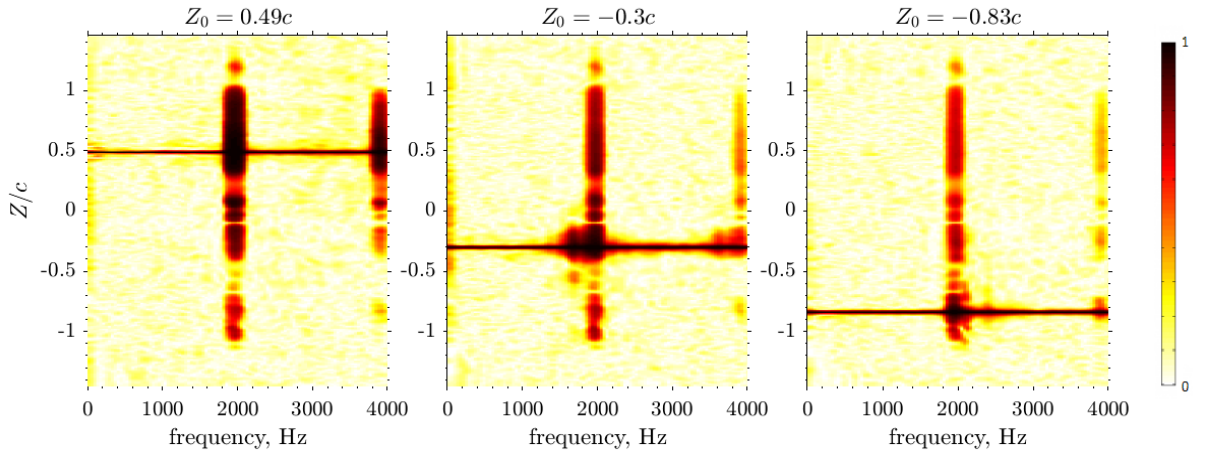

FIGURE 87 – Spectre de cohérence en $X/c = 0.1$, entre un point de référence placé en diverses valeurs de Z_0 et les autres positions le long de l'envergure. Échelle de couleur de 0 (blanc) à 1 (rouge foncé). La source acoustique a été précédemment localisée en $Z_0 =$ 0.5c. Cas $\alpha = 12°$, $U = 40$ m/s.

Le comportement de la cohérence est semblable pour l'harmonique (3900 Hz), avec des valeurs de cohérence globalement plus faibles. À l'inverse, autour du pic secondaire (1650 Hz), la chute de cohérence est bien plus forte, et ce niveau de cohérence entre 0.8 et 1 n'est maintenu que sur une plage d'environ 0.2 corde autour du point de référence.

Dans un second temps, on remarque, lorsque le point de référence est choisi en Z/c = 0.4, deux chutes de cohérence locales pour Z_1/c compris entre 0.1 et 0.3 et en $Z/c =$ -0.1, avant une reprise de cohérence ensuite. La perte de cohérence en $Z/c = -0.1$ a lieu sur un seul point sur l'envergure et pourrait être une erreur de mesure, mais la zone 0.1< Z/c <0.3 s'explique plus difficilement ainsi, et son explication physique nous échappe. Enfin, l'évolution de la cohérence en fonction de la position en X est une décroissance (lente) au fur et à mesure qu'on s'éloigne du bord de fuite.

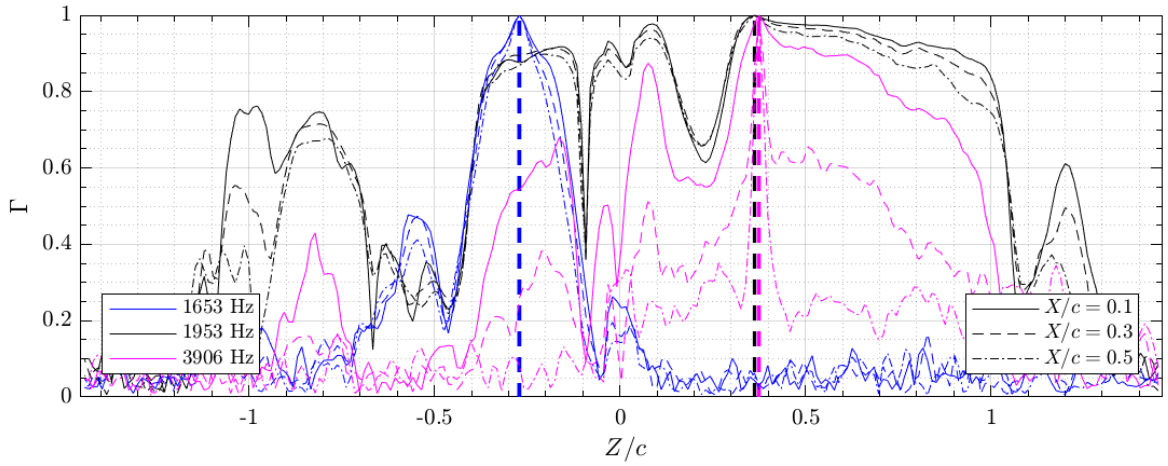

FIGURE 88 – Distribution de cohérence aux trois fréquences principales (la fréquence d'émission acoustique, son premier harmonique, et la fréquence retrouvée faiblement en Figure 87 et pour trois positions dans le sillage. Les lignes verticales pointillées indiquent, pour une fréquence donnée, la position de Z_0, qui est choisie comme celle conduisant au maximum de longueur de cohérence. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement simple).

Avec la même analyse sur une configuration émettant un sifflement complexe, on obtient la Figure 89. On remarque que les valeurs atteintes par la cohérence autour d'une source aéroacoustique y sont plus faibles que dans le cas d'un pic fréquentiel unique (la zone noire, correspondant aux valeurs les plus élevées de cohérence, est moins étendue). Comme on l'a vu en partie 6.1.1.2, les "rouleaux" tourbillonnaires sont moins étendus en envergure que pour le cas de sifflement simple, et cela se traduit ici par des zones de cohérence forte moins étendues. On trace à nouveau ces données sous formes de courbes en Figure 90. On observe alors que la cohérence autour de chaque source n'est pas aussi étendue que dans le cas monosource (mais bien plus grande toutefois qu'autour du pic secondaire). L'évolution de la cohérence en fonction de la position en X, elle, n'est pas jugée significative.

On peut ensuite calculer à nouveau la distribution de cohérence en envergure selon la position de référence retenue, pour chacune des 3 fréquences de sifflement dans la configuration de sifflement complexe. On obtient alors les cartographies de la Figure 91. Une coupe verticale (Z_0 fixé) de cette Figure 91 correspond à une coupe verticale (donc à une fréquence donnée) de la Figure 89. La Figure 91 fait apparaître des zones de forme approximativement carrée, qui indiquent localement une forte cohérence transverse du rouleau tourbillonnaire. Par ailleurs, ce résultat indique que si on prend deux points dans une zone carrée, la position exacte de ces deux points n'a qu'une influence faible sur la

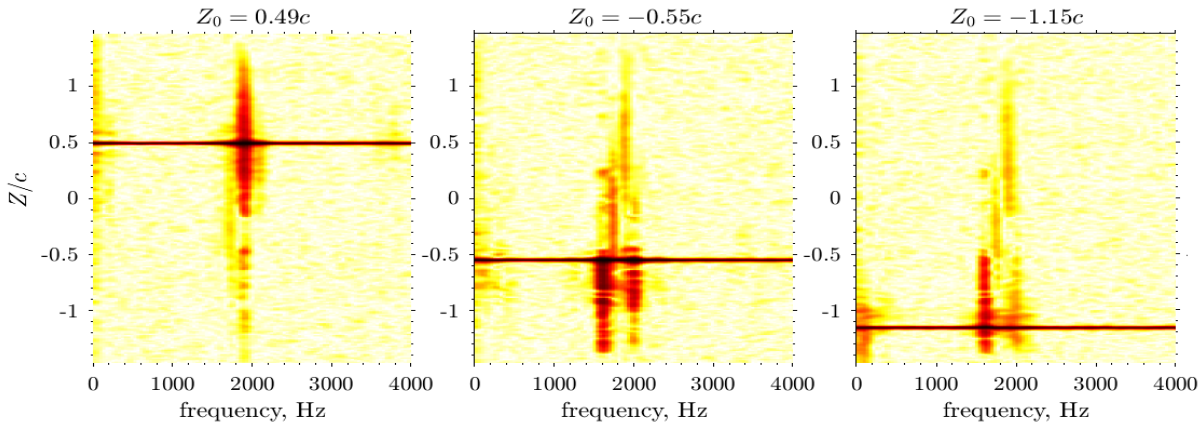

FIGURE 89 – Spectre de cohérence en $X/c = 0.1$, entre un point placé en Z_0 et les autres positions le long de l'envergure. Échelle de couleur de 0 (blanc) à 1 (rouge foncé). Les trois positions Z_0 retenues ici correspondent aux trois sources localisées par les mesures acoustiques. Cas $\alpha = 8°$, $U = 40$ m/s.

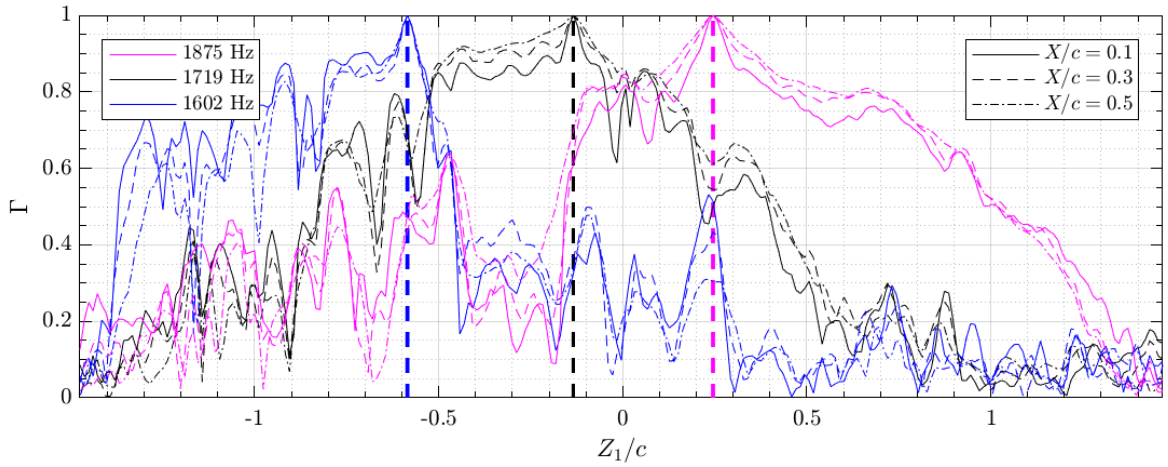

FIGURE 90 – Distribution de cohérence aux trois fréquences principales (les fréquences d'émission acoustique des trois sources acoustiques précédemment identifiées) pour trois positions dans le sillage. Les lignes verticales pointillées indiquent, pour une fréquence donnée, la position de Z_0, qui est choisie comme celle conduisant au maximum de longueur de cohérence. Cas $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement complexe).

distribution de cohérence des sifflements présentée Figure 89. Ceci met en évidence une bonne homogénéité de la cohérence sur une étendue en envergure d'une demi-corde (à

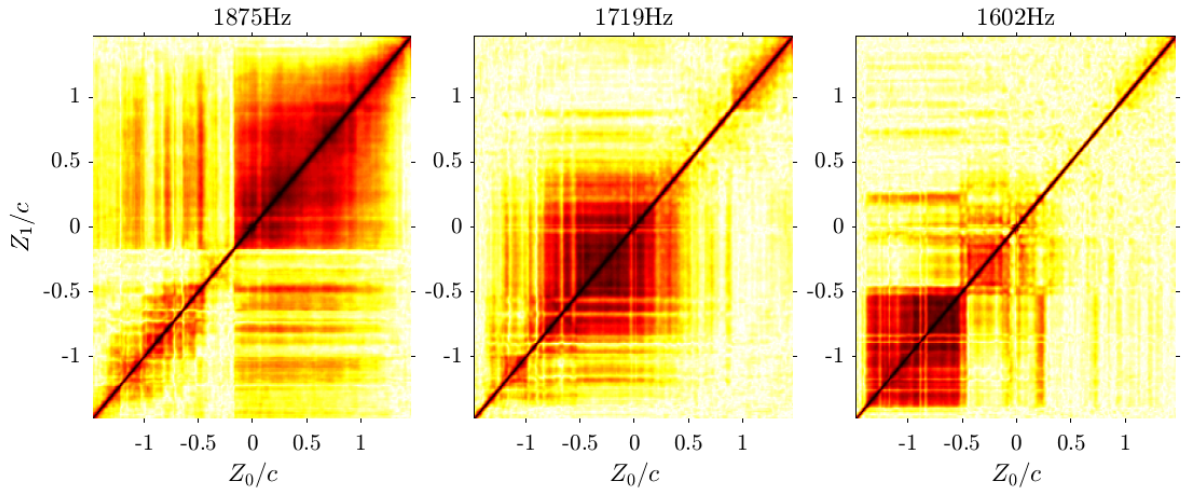

FIGURE 91 – Cartographie de cohérence en $X/c = 0.1$, aux fréquences des 3 sources principales. L'abscisse est la position en envergure du premier signal (Z_0) adimensionnée, l'ordonnée celle du deuxième signal (Z_1), d'où la symétrie du tracé. Cas $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s (sifflement complexe).

1602 Hz, pour $Z/c < -0.5$, et à 1719 Hz, pour Z/c compris entre -0.5 et 0 environ) à une corde (à 1875 Hz, $Z > 0$). On note dans un second temps que ces zones cohérentes sont délimitées de manière très nette, sans aucune transition entre la zone de forte cohérence et une cohérence très faible à peine sorti de la zone. Encore une fois, une zone du bord de fuite précédemment identifiée comme source acoustique à une certaine fréquence est également associée à une forte cohérence du champ de vitesse à cet endroit, à la même fréquence.

6.1.2.3 Longueur de cohérence

L'analyse aéroacoustique de données de PIV résolue en temps, sans exploiter pour l'instant la synchronisation avec la mesure d'antennerie, trouve son aboutissement dans la cartographie de la longueur de cohérence. Celle-ci permet en effet, dans un formalisme de Curle, de quantifier l'efficacité acoustique de la source à partir d'une donnée provenant donc du champ de vitesse[47].

Une définition de la longueur de cohérence (notée L_Z) comme échelle intégrale à une fréquence donnée permet de s'affranchir d'une modélisation de la chute de cohérence (par exemple Gaussienne ou Laplacienne) qui ne serait pas particulièrement représentative des données mesurées, telles que représentées en Figure 90. Les distributions réelles montrent plutôt une première chute de $\Gamma = 1$ à 0.8, puis un relatif plateau autour de $\Gamma = 0.7$ puis

une extinction brutale. C'est pourquoi on utilise ici la définition suivante :

$$L_Z(f, X, Z) = \int_{-H}^{H} \Gamma(f, Z, Z_1)\ \mathrm{d}Z_1 \tag{12}$$

où H est la longueur des plans PIV dans le sens de l'envergure. Ainsi, la longueur de cohérence est précisément "l'aire sous la courbe" dans la Figure 90, avec pour unité d'aire le rectangle de côtés unitaires en abscisse (Z/c) et en ordonnée (Γ).

La longueur de cohérence en fonction de la position est présentée en Figure 92, dans le cas du sifflement simple ($\alpha = 12°$). Elle est alors adimensionnée par la corde (et le sera systématiquement par la suite). On y retrouve, pour la fréquence du pic principal, une zone où la longueur de cohérence est bien plus forte qu'ailleurs (et atteint des valeurs supérieures à 1.5), zone qui se superpose assez bien avec la zone $0 < Z/c < 1$ discutée en partie 6.1.1.2 (pour être précis elle s'étend même au delà de celle-ci, recouvrant $-0.4 < Z/c < 1$ et $-1.2 < Z/c < -0.7$). On retrouve un comportement similaire en traçant les longueurs de cohérence du premier harmonique, avec toutefois des valeurs de longueur de cohérence bien plus faibles (et principalement sur la zone $-0.3 < Z/c < 1$). Enfin, tracer cette grandeur avec une fréquence autre (en l'occurrence, la fréquence liée à une petite zone de cohérence en Figure 87) ne permet pas de voir de valeur importante de longueur de cohérence, où que ce soit sur l'envergure.

La même figure dans le cas du sifflement complexe ($\alpha = 8°$) est en Figure 93, pour les trois fréquences de sifflement. L'échelle de couleur est ajustée en fonction de l'autre configuration ($\alpha = 12°$), et on voit bien que les valeurs maximales de longueur de cohérence sont plus faibles. Les trois zones identifiées acoustiquement se retrouvent ici avec une longueur de cohérence autour de 1 pour la raie supérieure (1875 Hz), et plutôt 0.5 pour les deux autres raies (1715 Hz et 1602 Hz). Ainsi l'efficacité acoustique de la source centrale (1719 Hz) semble fortement affectée par les effets de bords, ou bien les sources secondaires "pompent" une partie de l'énergie de la source principale.

Comme pour la cohérence, on retrouve dans les résultats de longueurs de cohérence des fréquences caractéristiques et des localisations assez similaires à celles obtenues via l'étude acoustique. Dans le cas du sifflement simple ($\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s), on retrouve ainsi une forte longueur de cohérence pour $-0.4 < Z/c < 1$ et $-1.2 < Z/c < -0.7$ à la fréquence 1953 Hz, alors que l'étude acoustique trouvait une source de fréquence 1950 Hz en $Z/c = 0.5$. Dans le cas du sifflement complexe ($\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s), on retrouve trois zones de forte longueur de cohérence, pour $-1 < Z/c < -0.5$ à la fréquence 1602 Hz, pour $-0.9 < Z/c < 0.5$ à la fréquence 1719 Hz et pour $-0.2 < Z/c < 1.2$ à la fréquence 1875 Hz. L'étude acoustique trouvait trois sources aux fréquences 1600 Hz, 1710 Hz et 1900 Hz en $Z/c = -1$, $Z/c = -0.5$ et $Z/c = 0.5$ respectivement.

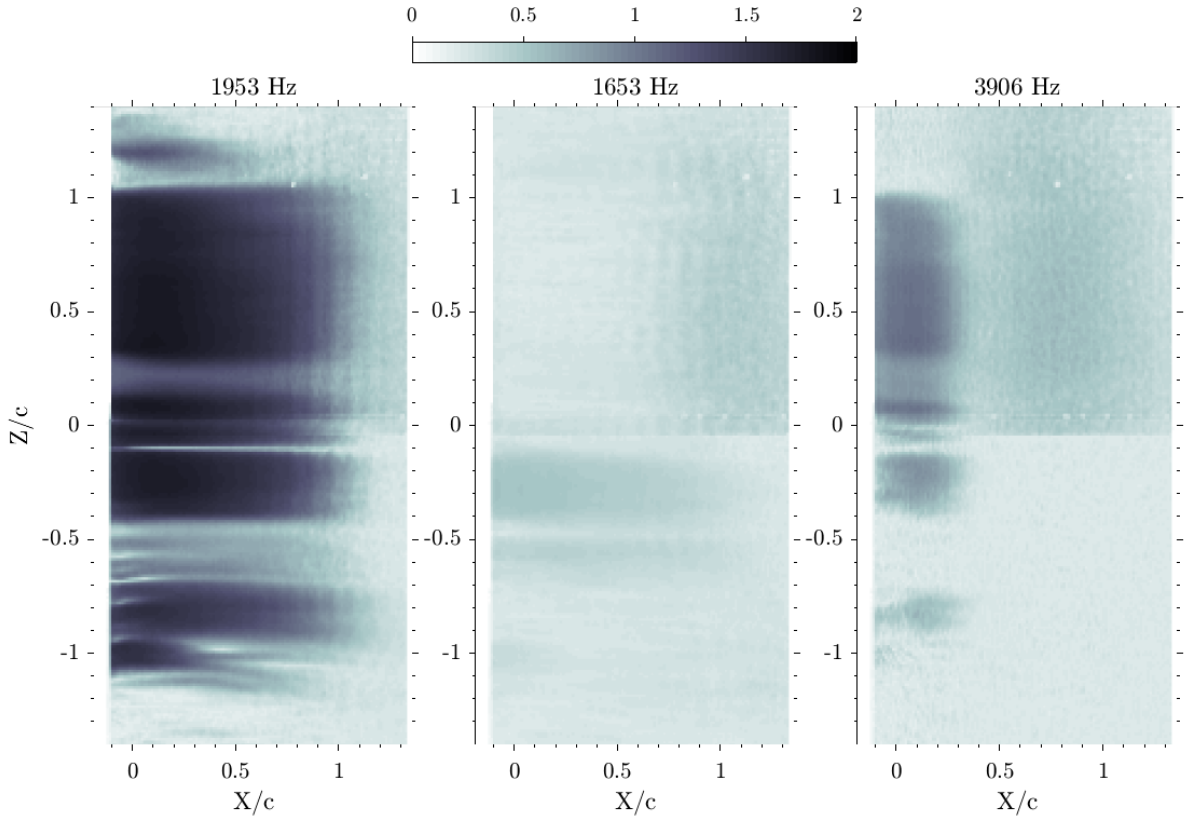

FIGURE 92 – Longueur de cohérence adimensionnée L_Z/c. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s. Les fréquences choisies sont la fréquence de sifflement (1953 Hz), celle de son premier harmonique (3906 Hz), et la fréquence de la petite zone de cohérence secondaire observée en Figure 87 (1653 Hz).

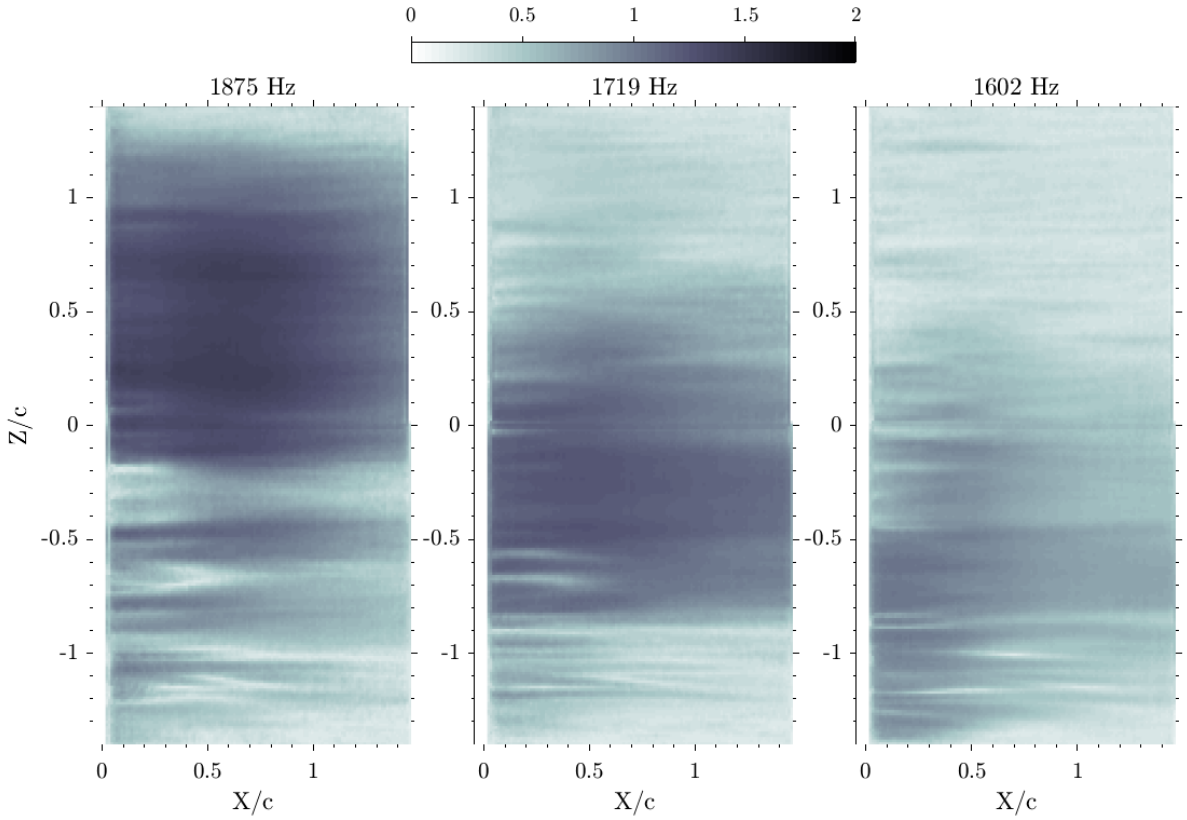

FIGURE 93 – Longueur de cohérence adimensionnée L_Z/c, aux 3 fréquences de sifflement. Cas $\alpha = 8°$, $U_\infty = 40$ m/s.

6.2 Étude dans un plan perpendiculaire au profil

6.2.1 Champs de vitesse et de vorticité

La PIV dans ce nouveau plan perpendiculaire au profil permet d'observer directement la rotation des structures tourbillonnaires, au lieu de l'observation d'une tranche dans le plan Oxz en configuration verticale. Le plan laser Oxy n'est plus parallèle mais perpendiculaire à l'axe de rotation des tourbillons générés, ce qui permet notamment de visualiser la composante principale de la vorticité (notée ω_Z). Le plan choisi correspond à la position $Z/c = +0.5$. La configuration étudiée dans cette partie est une configuration sifflante simple dont la source aéroacoustique unique a précédemment été localisée en $Z/c = +0.5$ ($\alpha = 12°$, $U = 40$ m/s, sans bande rugueuse).

On visualise dans un premier temps les champs de vitesse moyenne et de vitesse fluctuante normalisées, en Figure 94.

Les lignes de courant montrent une déflection massive de tout le tube de courant représenté. Le point d'arrêt au niveau du bord d'attaque et le sillage sont bien visibles sur les trois premiers tracés. On remarque qu'en aval du bord de fuite, la vorticité atteint des valeurs aussi bien positives que négatives, et l'écoulement tient donc davantage du sillage que de la couche de mélange (présence de deux allées tourbillonnaires contrarotatives). L'intensité de fluctuation pour la composante de la vitesse fluctuante U'_Y (suivant l'envergure) n'est pas représentée, mais est identique à celle observée pour U'_X : on ne retrouve des valeurs importantes de fluctuations que dans le sillage de l'aile.

Les deux plans (vertical et horizontal) utilisés pour les mesures PIV partageant une droite commune, une idée assez naturelle est de comparer les résultats obtenus via les deux plans au niveau de cette droite afin de vérifier la validité des champs de vitesse mesurés. Les deux mesures ne sont pas simultanées et on ne peut pas confronter les champs de vitesses instantanés un à un, mais il reste possible de comparer les résultats statistiques (champs moyens) sur l'un et l'autre. Ce processus est présenté en Figures 95, 96 et 97. D'abord, une rotation des données est effectuée (Figure 95a, création d'un nouveau repère X_α, Y_α), puis une interpolation des données (Figures 95b pour le champ de vitesses et 96 pour le champ de vorticité), afin de pouvoir comparer point par point les champs calculés sur deux maillages orientés différemment.

Enfin, le résultat, la composante de vitesse parallèle à la corde U_α, est tracé en Figure 97. Au final, on y voit que les profils de vitesse ne se superposent pas, et qu'un décalage inexpliqué semble exister entre les deux plans, de l'ordre de 6 mm, ce qui n'est pas négligeable. Il est peu crédible qu'un tel décalage soit simplement issu d'imprécisions au moment de placer les plans Laser (la nappe Laser étant visible lors des mesures sur le bord de fuite, lui-même bien plus fin que 6 mm). Ce résultat inattendu n'est toutefois pas rédhibitoire pour ce qui est de l'analyse dans ce plan : la vorticité y est comme prévu tout à fait visible. Il reste donc encore la possibilité d'une étude synchronisée entre d'un

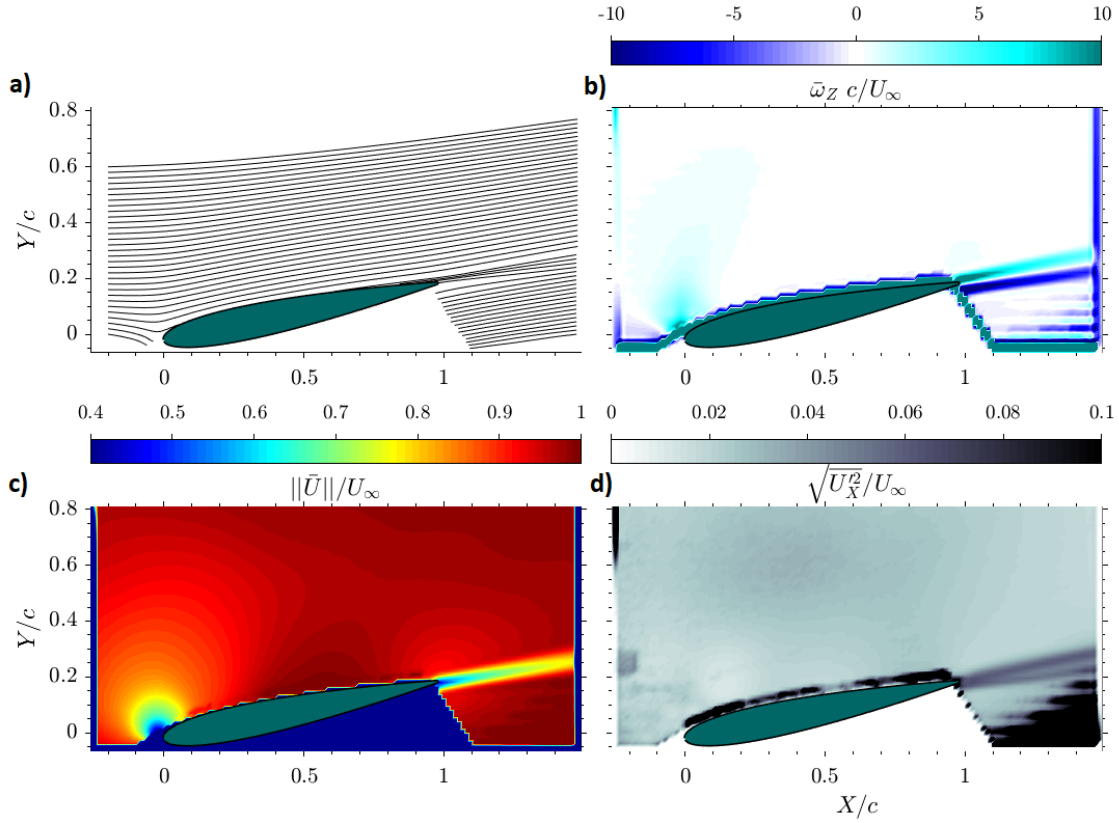

FIGURE 94 – Champs moyens normalisés et intensité des fluctuations dans le plan $Z = +0.5c$. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s. a) Lignes de courants du champ de vitesse moyen. b) Champ de vorticité moyenne normalisée $\overline{\omega_Z}c/U_\infty$. c) Champ de vitesse moyenne normalisée. d) Champ de vitesse fluctuante (R.M.S.) normalisé.

côté l'observation du passage des tourbillons sur ce plan PIV, et de l'autre la formation de voies temporelle qui permet de connaître les instants d'émission acoustique.

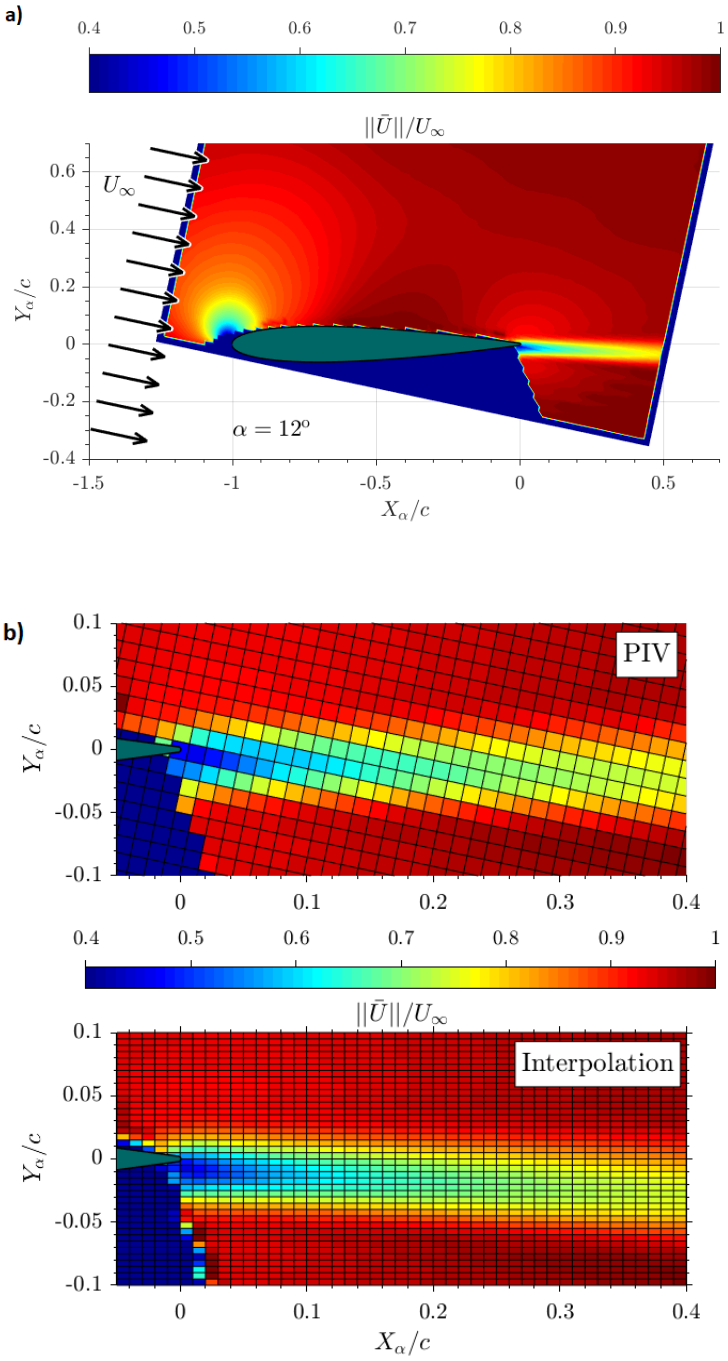

FIGURE 95 – Rotation (en a) et interpolation (en b) des données du plan XY (horizontal, normal au profil) pour confrontation à celle du plan XZ (vertical, dans l'envergure) sur leur ligne commune. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s.

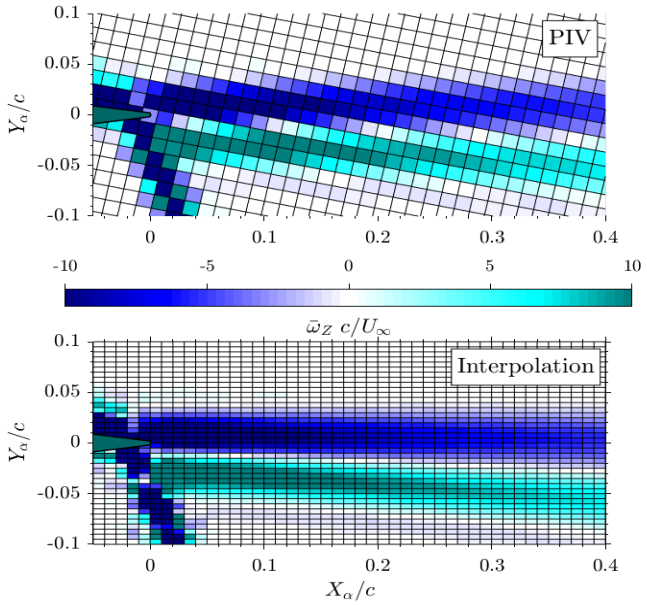

FIGURE 96 – Interpolation du champ de vorticité sur le maillage utilisé en Figure 95b. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s.

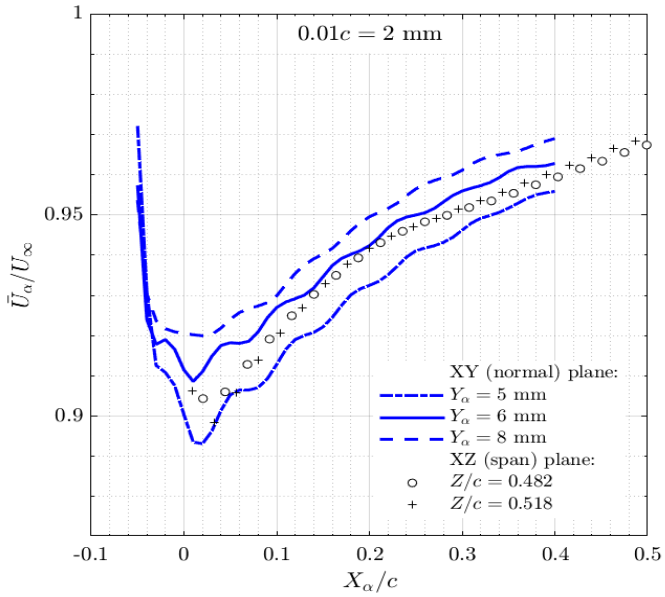

FIGURE 97 – Comparaison des profils de vitesse obtenus sur le plan parallèle à l'aile (XZ) et sur le plan perpendiculaire à l'aile (XY). Les valeurs brutes ne se superposant pas du tout, on trace les profils de vitesse obtenus dans le voisinage de la position d'intersection attendue, avec un décalage Y_α dans le plan XY. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s.

On recalcule ensuite le spectre de vitesses dans le sillage dans le plan perpendiculaire à l'aile. Le spectre obtenu dans le cas du sifflement simple est présenté en Figure 98, où il est comparé avec celui obtenu dans le plan vertical (déjà présenté en Figure 83). On retrouve le pic principal du spectre (pour $f = 1950$ Hz), mais le niveau des fluctuations turbulentes autour de ce pic n'est pas conservé, et le pic correspondant au premier harmonique n'apparaît que dans le plan parallèle à l'aile.

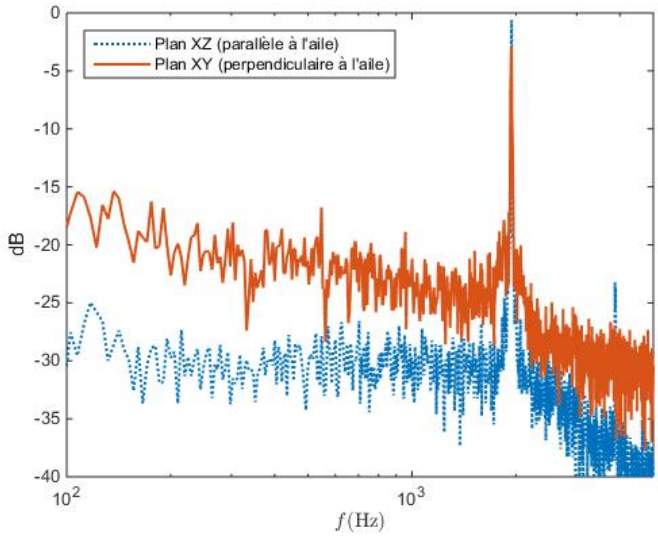

FIGURE 98 – Comparaison des spectres de vitesses obtenus via la PIV, dans le plan Laser parallèle à l'aile et dans le plan Laser perpendiculaire à l'aile. Cas $\alpha = 12°$, $U_\infty = 40$ m/s, $X_\alpha/c = 0.1$, $Y_\alpha/c = 0$, $Z/c = 0.5$. dB ref $\rho_{\text{air}} {U_\infty}^2$.

6.2.2 Étude spectrale du champ de vitesse dans le sillage de l'aile

À partir des champs de vitesses, l'évolution du spectre de vitesse en fonction de la position (non plus en envergure mais perpendiculairement à celle-ci, selon la direction Y_α) est visualisée, avec le même type de représentation qu'en Figures 84 et 86. On aboutit ainsi, dans le cas du sifflement complexe, à la Figure 99. Ce spectre est cohérent avec les résultats présentés jusque là. On retrouve principalement les deux fréquences des sources acoustiques présentes sur la partie basse de l'aile dans cette configuration, soit environ 1600 Hz et 1700 Hz, et il avait déjà été observé que ces deux fréquences apparaissaient à cette position (voir Figure 86). La fréquence de la troisième source acoustique, 1900 Hz, apparaît toutefois ici aussi sur le spectre, mais bien plus faiblement que les deux autres fréquences citées. On peut aussi noter l'apparition de la fréquence $f = 280$ Hz.

On remarque également que les fréquences observées sont les mêmes de part et d'autre de la limite $Y_\alpha/c = 0$, et donc que les fréquences caractéristiques sont les mêmes pour le lâcher tourbillonnaire issu de l'intrados et pour celui issu de l'extrados. C'est un résultat intéressant, car il semble en contradiction avec la récente théorie de Arcondoulis [4] évoquée dans l'étude bibliographique (Partie 2.1.2). Celui-ci proposait l'idée de deux boucles de rétroactions dans les deux couches limites, l'une à l'intrados et l'autre à l'extrados, ce qui expliquerait la présence de différentes fréquences. Ici, nous n'observons pas de différence apparente de comportement en fréquence pour les deux lâchers tourbillonnaires. Cette conclusion doit cependant être nuancée et mériterait une étude plus poussée, car seul le sillage est analysé ici, et le comportement des lâchers en amont (dans la couche limite) est inaccessible.

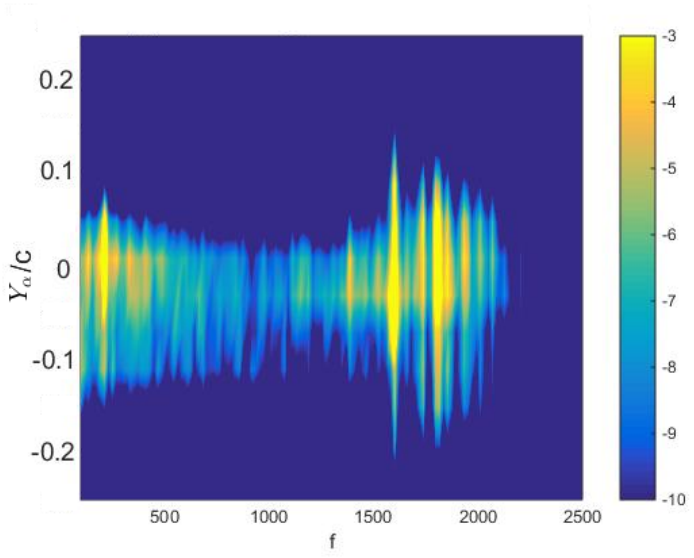

FIGURE 99 – Visualisation des spectres de vitesses (dB, référence ρU^2) en fonction de la position en Y_α, en $X/c = 0.25$ et $Z/c = -0.5$. $\alpha = 8°$, $U = 40$ m/s (configuration générant un sifflement complexe).

6.2.3 Synchronisation de l'étude cinématique dans un plan perpendiculaire au profil et de l'étude acoustique

Des instantanés du champ de vorticité sont présentés en Figure 100. Chaque tourbillon apparaît sur cette visualisation comme un amas de cercles concentriques (isocontours de vorticité). Les tourbillons sont plus visibles et mieux définis sur la partie haute de l'image, qui correspond à la portion de sillage en aval de l'intrados (*pressure side*).

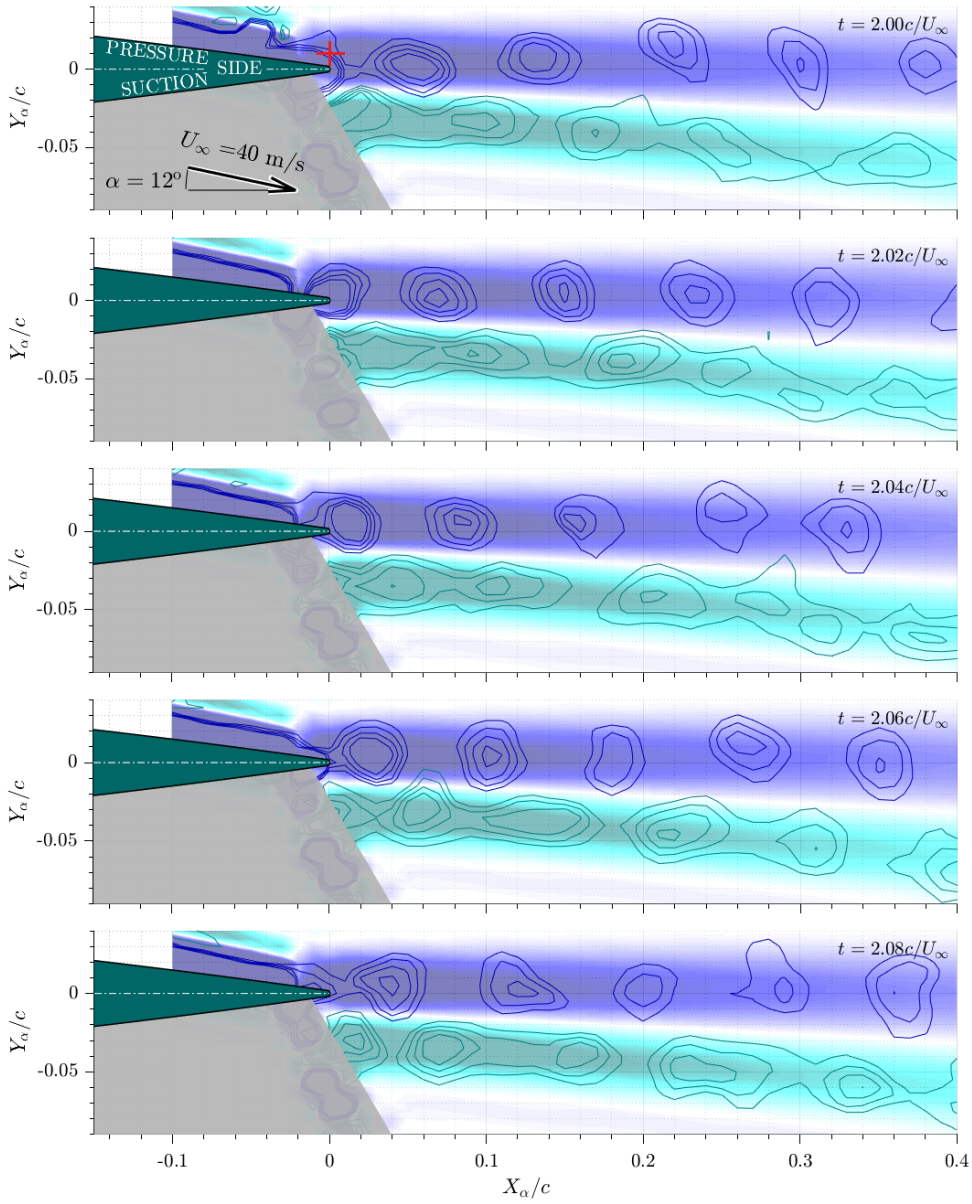

FIGURE 100 – Champs instantanés de vorticité dans le sillage de l'aile, pour différentes valeurs de temps adimensionné. Valeurs positives (sens antihoraire) en bleu clair, et négatives (sens horaire) en bleu foncé. Configuration sifflante simple ($\alpha = 12°$, $U = 40$ m/s). Une croix rouge (sur l'image du haut) repère le point où la vorticité sera mesurée pour les corrélations (dans la suite de la partie).

On rappelle que les émissions acoustiques s'expliquent dans le formalisme de Curle par le passage de chaque tourbillon devant le bord de fuite. Il semble donc particulièrement intéressant de comparer le signal de vorticité à proximité du bord de fuite (à une distance $Y_\alpha/c = 0.01$ du bord de fuite) avec le signal focalisé de pression obtenu par formation de voies temporelle, au niveau de la source acoustique ($Z/c = 0.5$), avec un plan d'antenne (le plan C de la Figure 38). Il est toutefois important de noter que Howe [24], précédemment cité dans l'étude bibliographique (partie 2.1.2, on note toutefois que notre bord de fuite n'est pas une arête parfaite et est semi-arrondi), explique que le passage d'un tourbillon (zone dépressionnaire) devant un bord de fuite se traduit par une surpression dans le champ acoustique rayonné (Figure 13). On tient donc compte de ce changement de signe, et le coefficient de corrélation entre les deux signaux en fonction du temps (normalisé) est présenté en Figure 101. Le coefficient de corrélation Γ de deux signaux A et B calculé ici se définit comme suit :

$$\Gamma_{AB}(t) = \int_{t-\tau}^{t+\tau} A(t')B(t')dt' \tag{13}$$

Pour deux signaux A et B normalisés par leur écart-type (comme cela sera le cas dans la suite), le coefficient de corrélation est proche de 0 si les deux signaux A et B ne sont absolument pas corrélés sur la fenêtre $[t-\tau; t+\tau]$, proche de 1 s'ils y sont très ressemblants et proche de -1 s'ils y sont opposés. Ici, nos deux signaux A et B seront le signal acoustique focalisé sur la source acoustique au bord de fuite, et la vorticité au point repéré par une croix rouge sur la Figure 100 (à la croix rouge pour la mesure à l'intrados, et à la position du symétrique de cette croix par rapport au bord de fuite pour la mesure à l'extrados). Le résultat attendu ici est une forte corrélation positive entre la vorticité à l'intrados et le signal acoustique, car les tourbillons du demi-sillage côté intrados passent beaucoup plus près du bord de fuite que ceux côté extrados, et doivent donc contribuer bien plus largement au bruit émis.

On voit Figure 101 que le coefficient de corrélation fluctue dans le temps, mais est bel et bien supérieur en considérant la vorticité à l'intrados (*pressure side*) plutôt qu'à l'extrados (*suction side*). Le coefficient évolue entre 0.4 et 0.8 à l'intrados, et entre 0 et 0.3 seulement à l'extrados. Cette différence semble au moins en partie due à la qualité inférieure du signal de vorticité à l'extrados, comme on peut le voir sur la Figure 100. L'hypothèse privilégiée pour expliquer ceci est que les tourbillons sont vraisemblablement générés plus en amont à l'extrados qu'à l'intrados, et ont déjà diffusé une part plus grande de leur énergie initiale au moment d'arriver au niveau du bord de fuite. De plus, les tourbillons issus de la couche limite à l'intrados passent plus près du bord de fuite que ceux issus de la couche limite à l'extrados. Il semble donc que le signal acoustique lointain capté par l'antenne soit issu de l'allée tourbillonnaire générée à l'intrados. Quant à l'intervalle de temps choisi pour la corrélation, il semble n'avoir qu'une influence mineure sur la corrélation, la courbe étant seulement plus ou moins lissée selon le nombre de périodes utilisé.

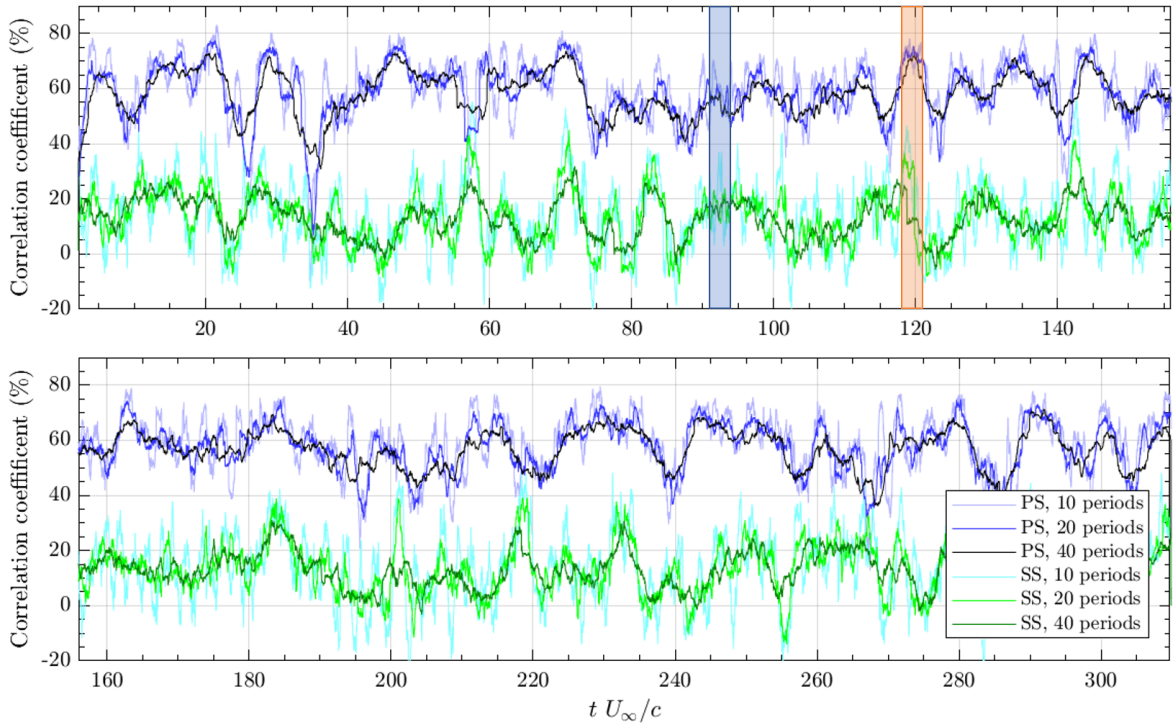

FIGURE 101 – Évolution du coefficient de corrélation croisée entre le signal acoustique focalisé sur la source acoustique au bord de fuite et le signal de vorticité à proximité du bord de fuite ($X/c = 0$, $Y/c = 0.01$). Les deux signaux sont normalisés par leur écart-type. Le coefficient est calculé sur des fenêtres temporelles (2τ dans l'Eq. (13)) de 10, 20 ou 40 périodes (correspondant à la fréquence caractéristique du sifflement $f = 1950$ Hz). En abscisse, temps adimensionné. PS = *Pressure Side*, intrados, SS = *Suction Side*, extrados. Les deux zones surlignées en bleu et marron correspondent aux zooms présentés en Figure 102 et 103 respectivement.

En effet, on constate en superposant le signal de vorticité au bord de fuite et le signal de formation de voies temporelle focalisé qu'ils sont en phase (Figures 102 et 103). Les tracés en Figure 102 et 103 sont ainsi représentatifs de deux niveaux de corrélation différents, mais dans les deux cas les signaux sont presque toujours en phase. Pour rappel, l'incertitude sur la synchronisation est estimée à 0.2 ms (voir section 4.4). Le temps est adimensionné sur les deux figures, et cela correspond à un décalage maximal de 0.04 en tU_∞/c. Si la synchronisation des deux signaux ne fait pas de doute, on note tout de même que sur quelques périodes, la phase des deux signaux peut se décaler, avant de se resynchroniser. Un tel décalage est par exemple observable en Figure 102, pour $tU_\infty/c \in [93.5\,;93.75]$.

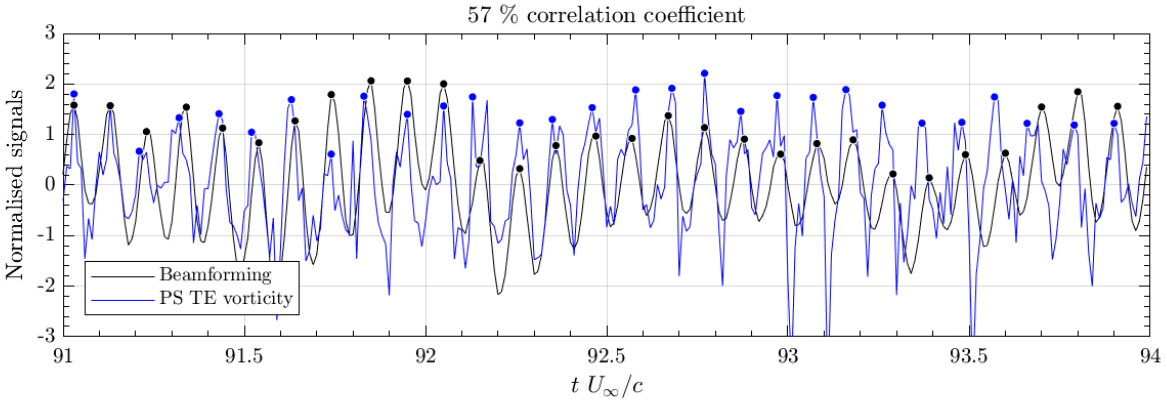

FIGURE 102 – Tracé superposé du signal de formation de voies temporelle (*Beamforming*) focalisé sur la source acoustique et du signal de vorticité à proximité du bord de fuite à l'intrados (appelé *Pressure Side Trailing Edge Vorticity*, et mesuré pour $X/c = 0$, $Y/c = 0.01$), sur une trentaine de périodes. Les deux signaux sont normalisés par leur écart-type. Corrélation de 57% sur l'intervalle de temps présenté (valeur de corrélation dans la moyenne sur notre expérience).

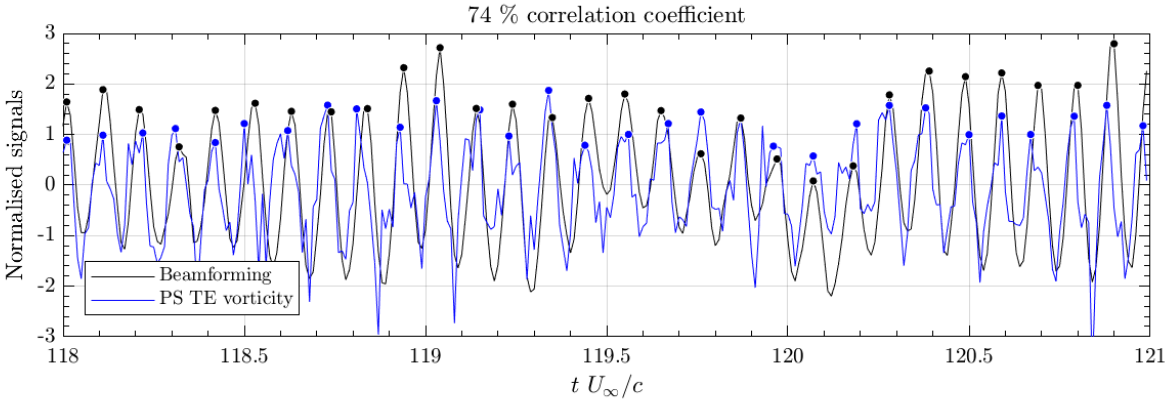

FIGURE 103 – Tracé superposé du signal de formation de voies temporelle (*Beamforming*) focalisé sur la source acoustique et du signal de vorticité à proximité du bord de fuite à l'intrados (appelé *Pressure Side Trailing Edge Vorticity*, et mesuré pour $X/c = 0$, $Y/c = 0.01$), sur une trentaine de périodes. Les deux signaux sont normalisés par leur écart-type. Corrélation de 74% sur l'intervalle de temps présenté (valeur de corrélation haute par rapport à la moyenne sur notre expérience).

6.3 Résumé du chapitre

Ce chapitre décrit l'étude des champs de vitesses obtenues par technique PIV dans le voisinage de l'aile. Sur toute la première partie, on se concentre sur l'étude dans un plan parallèle au profil d'aile, en aval de celui-ci. Les caractéristiques de l'écoulement y sont présentées (profils de vitesse moyenne, de vitesse fluctuante, taux de turbulence). On observe que l'écoulement n'est pas strictement parallèle à l'horizontale (l'évasement du jet se combine à l'asymétrie du collecteur situé en aval), et que le taux de turbulence n'y est pas constant en fonction de l'envergure (principalement du fait des couches de mélange aux extrémités haute et basse de l'écoulement). Des instantanés du champ de vitesse fluctuante sont discutés, et permettent de faire apparaître des différences dans le comportement en envergure, cohérentes avec ce qui a été discuté dans l'étude acoustique. L'étude fréquentielle est ensuite effectuée, avec le tracé des spectres des vitesses après le bord de fuite, en fonction de l'envergure. Encore une fois, le même comportement est observé, aussi bien dans le cas d'une source acoustique unique (on a alors un pic fréquentiel sur le spectre de vitesses dans la zone de la source acoustique) que dans le cas de multiples sources acoustiques (on observe alors aussi sur le spectre de vitesses des pics fréquentiels localisés seulement autour de chaque source acoustique). Le calcul des cohérences et des longueurs de cohérence du champ de vitesse pour les fréquences d'émission acoustique révèlent encore une fois le même phénomène. Les zones où le champ de vitesse présente une forte cohérence et une forte longueur de cohérence pour une certaine fréquence sont ainsi superposées (quoique plus larges en envergure) avec les sources acoustiques identifiées dans le chapitre précédent.

Dans une seconde partie, on s'intéresse à l'étude du champ de vitesse dans un plan perpendiculaire à l'aile, et ce afin de mieux capter le lâcher tourbillonnaire (la vorticité étant observable dans ce nouveau plan d'étude). L'étude s'avère difficile à cause d'une définition spatiale inchangée par rapport à l'autre plan (et probablement insuffisante pour cette nouvelle étude), et d'imprécisions supplémentaires dans le voisinage très proche de l'aile (réflexions du laser). Aussi, les champs de vitesse obtenus ne semblent pas pleinement cohérents avec ceux obtenus dans l'autre plan de mesure (principalement pour ce qui est des normes obtenues). Toutefois, l'étude synchronisée acoustique - PIV s'avère tout de même concluante, et la superposition du signal de vorticité au niveau du bord de fuite et du signal acoustique focalisé à cet endroit permet d'observer une forte corrélation entre les deux signaux. Les résultats présentés sont cohérents physiquement, et permettent de confirmer la validité des techniques utilisées. Des études complémentaires pourraient permettre, dans le futur, de conforter et prolonger ces résultats (en s'intéressant notamment aussi au bruit supposément émis à l'extrados, qu'on suppose en opposition de phase).

Chapitre 7 Conclusion

L'étude bibliographique a révélé une variété de modèles explicatifs des phénomènes de production de bruit aérodynamique au bord de fuite d'une aile. Le principal point de discussion tient dans l'explication des pics secondaires qui apparaissent sur le spectre acoustique lors de la production de bruit tonal (ou sifflement). Si certains points sont consensuels, comme la grande importance générale du comportement de la couche limite à l'intrados, d'autres sont toujours débattus, comme l'importance ou non des conditions limites extérieures (soufflerie anéchoïque ou non, distance des parois extérieures) dans l'apparition des pics secondaires. On a aussi noté que les modèles développés jusque là sont bidimensionnels, et s'attellent donc à expliquer les pics secondaires sur le spectre par un phénomène invariant sur l'envergure de l'aile.

Notre expérience préliminaire de TR-PIV a dans un premier temps révélé une difficulté déjà perçue dans l'étude bibliographique : l'incapacité courante de la PIV d'atteindre la limite de Shannon dans les analyses fréquentielles (contrairement à une mesure d'anémométrie par fil chaud, par exemple). Nous avons pu tester l'importance relative de différents paramètres (taille d'image, taux de turbulence dans la zone étudiée) et repérer les symptômes de telles incohérences spectrales dues à la PIV (plateau fréquentiel bien avant le repliement de spectre), afin de ne pas en souffrir dans l'expérience principale.

Après une description du protocole expérimental principal, les outils et algorithmes de traitement des données issues d'antennes acoustiques ont été explicités (formation de voies, corrections d'écoulement, déconvolution). Une expérience visant à tester la validité de la synchronisation entre la mesure acoustique et la mesure PIV a révélé une incertitude attendue de l'ordre de 0.2 millisecondes (soit approximativement de l'ordre d'un tiers des périodes acoustiques étudiées), et une erreur de synchronisation finalement mesurée comme encore plus faible (quelques centièmes de millisecondes au plus).

Au sujet des résultats acoustiques de l'expérience principale, le comportement du spectre acoustique lointain en fonction de l'incidence et de la vitesse a été totalement cohérent avec les descriptions issues de la littérature : la présence de bruit tonal ou de bruit large bande a été presque parfaitement anticipée (prédiction correcte pour toutes les configurations à l'exception d'une, proche de la limite). L'investigation de la localisation de la source a toutefois révélé, pour le bruit de sifflement, un phénomène bien plus variable en fonction de l'envergure qu'anticipé. Dans le cas d'un pic unique sur le spectre acoustique, la source ne s'est pas révélée uniformément distribuée le long du bord de fuite mais plutôt concentrée autour d'un point sur celui-ci. Et dans le cas (plus discuté dans la littérature comme dit plus haut) d'un peigne fréquentiel avec pic principal et pics secondaires, la localisation de la source acoustique sur l'envergure a été observée comme dépendant fortement de la fréquence, ce qui n'a à notre connaissance jamais été décrit dans ce cadre (profil d'aile traversant un écoulement).

L'étude des résultats de vélocimétrie s'est révélée très cohérente avec ces observations

acoustiques. La fréquence locale du lâcher tourbillonnaire dans le sillage de l'aile suit des variations en envergure concordantes avec les positions observées de la source acoustique en fonction de la fréquence. De plus, la position des sources acoustiques a pu être reliée à des zones de grandes valeurs de longueur de cohérence transverse. Enfin, grâce à d'autres mesures de PIV, cette fois dans le plan perpendiculaire à l'aile, l'observation du passage des tourbillons devant le bord de fuite au niveau de la source acoustique a pu être couplée aux pics temporels d'émission acoustique.

Ce travail a donc permis de mettre au jour l'existence (jusque là peu documentée à notre connaissance) de variations importantes en envergure des fréquences de lâchers tourbillonnaires et donc de l'émission acoustique au bord de fuite d'une aile (et ce sans avoir de phénomènes de "bout d'aile" puisque notre aile traverse l'intégralité de l'écoulement). Cette étude en envergure constituait l'originalité principale de l'étude, et cela s'est avéré payant car des phénomènes liés aux inhomogénéités transverses de l'écoulement ont bel et bien été mis à jour. La mise en œuvre de l'expérience aura été difficile techniquement, mais la base de données créée suite à l'expérience est massive, et de nombreuses configurations pourtant incluses dans l'expérience n'ont pu être analysées dans le cadre de ce mémoire faute de temps. Les configurations émettant un bruit large bande restent notamment largement intouchées. Des analyses supplémentaires seront aussi vraisemblablement effectuées dans la continuité de l'étude synchronisée.

En perspectives, le comportement variable en envergure de l'émission acoustique de bord de fuite soulève de nouvelles questions dignes d'intérêt. On peut ainsi se demander quels paramètres de l'écoulement incident (qui n'est pas étudié ici) influent le plus sur la taille et la fréquence finale de lâcher tourbillonnaire de chaque zone d'émission acoustique tonale cohérente. Ou encore, si l'ajout de dispositifs sur l'aile (forme, modification d'état de surface) sur seulement certaines zones en envergure peut comporter un intérêt pour maîtriser l'émission acoustique. Enfin, des mesures de l'écoulement encore mieux résolues en espace spécifiquement dans la couche limite de l'aile pourraient peut-être permettre d'observer plus en détail la boucle de rétro-action entre l'émission acoustique au bord de fuite et la production d'ondes de Tollmien-Schlichting.

Annexe

Tableau récapitulatif des configurations expérimentales

Bande rugueuse	Vitesse (m/s)	Incidence (°)	Comportement
Sans	20	0	Sifflement complexe
		4	Sifflement complexe
		8	Sifflement complexe
		12	Bruit large bande
	40	0	Bruit large bande
		4	Sifflement simple
		8	Sifflement complexe
		12	Sifflement simple
Avec	20	0	Bruit large bande
		4	
		8	
		12	
	40	0	
		4	
		8	
		12	

Références

[1] Ira H. Abbott et Albert E. Von Doenhoff. *Theory of wing sections - Including a Summary of airfoil data*. Sous la dir. de Dover Publications. 1959.

[2] R. K. Amiet. "Refraction of sound by a shear layer". In : *Journal of Sound and Vibration* 58 (1977), p. 467-482.

[3] H. Arbey et J. Bataille. "Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow". In : *Journal of Fluid Mechanics* 134 (1983), p. 33-47.

[4] Elias Arcondoulis et al. "An investigation of airfoil dual acoustic feedback mechanisms at low-to-moderate Reynolds number". In : *Journal of Sound and Vibration* 460 (2019).

[5] C. Bahr, N. S. Zawodny et T. Yardibi. "Shear layer time-delay correction using a non-intrusive acoustic point source". In : *International Journal of Aeroacoustics* 10 (oct. 2011), p. 497-530.

[6] Y. Beausse et al. "Experimental study of the aerodynamic noise produced by flow-body interaction by synchronous PIV and microphone array measurements". In : *e-Forum Acusticum*. 2020.

[7] Y. Beausse et al. "Identifying spanwise source distribution of tonal trailing-edge noise with microphone array techniques and TR-PIV". In : *28th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2022.

[8] John V. Becker. *Boundary-layer transition on the NACA 0012 and 23012 - Airfoils in the 8-foot high-speed wind tunnel*. NACA Wartime Report, 1940.

[9] Julius S. Bendat et Allan G. Piersol. *Random Data : Analysis and measurement procedures*. Wiley-Interscience, 1986.

[10] David E. S. Breakey, John A. Fitzpatrick et Craig Meskell. "Aeroacoustic source analysis using time-resolved PIV in a free jet". In : *Experiments in Fluids* 54.1531 (2013).

[11] Thomas F. Brooks et William M. Humphreys. "A Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays". In : *Journal of Sound and Vibration* 294 (2006), p. 856-879.

[12] Thomas F. Brooks et Michael A. Marcolini. "Airfoil trailing-edge flow measurements". In : *AIAA Journal* 24 (1986), p. 1245-1251.

[13] Thomas F. Brooks, D. Stuart Pope et Michael A. Marcolini. "Airfoil self-noise and prediction". In : *NASA Reference Publication* 1218 (1989).

[14] Thomas F. Brooks et Jr. William M. Humphreys. "A Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays". In : *AIAA Aeroacoustics Conference*. T. 294. 2004, p. 856-879.

[15] Tze Pei Chong et Phillip Joseph. ""Ladder" structure in tonal noise generated by laminar flow around an airfoil". In : *Journal of the Acoustic Society of America* 131 (2012), EL461-EL467.

[16] L. C. Chow, K. Mau et H. Remy. "Landing Gears and High Lift Devices Airframe Noise Research". In : *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. 2408. Juin 2002.

[17] N. Curle. "The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound". In : *Proceedings of the Royal Society A* 231 (1955), p. 505-514.

[18] G. Desquesnes, M. Terracol et P. Sagaut. "Numerical investigation of the tone noise mechanism over laminar airfoils". In : *Journal of Fluid Mechanics* 591 (2007), p. 155-182.

[19] Robert P. Dougherty. "Beamforming in acoustic testing". In : sous la dir. d'Aeroacoustic Measurements. Springer-Verlag, 2002. Chap. 2, p. 62-97.

[20] J. Fischer, V. Valeau et L.-E. Brizzi. "Beamforming of aeroacoustic sources in the time domain : An investigation of the intermittency of the noise radiated by a forward-facing step". In : *Journal of Sound and Vibration* 383 (2016), p. 464-485.

[21] R. Gurka et al. "Computation of pressure distribution using PIV velocity data". In : *Workshop on Particle Image Velocimetry*. 1999.

[22] Nozomu Hatakeyama et Osamu Inoue. "Direct numerical simulation of noise from an airfoil in a uniform flow". In : *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*. 2006.

[23] Arne Henning et Klaus Ehrenfried. "On the accuracy of one-point and two-point statistics measured via high-speed PIV". In : *14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. 2008.

[24] M. S. Howe. "Trailing edge noise at low mach numbers". In : *Journal of Sound and Vibration* 225 (1999), p. 211-238.

[25] J. A. Högbom. "Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines". In : *Astronomy and Astrophysics Supplement* 15 (1974), p. 417.

[26] Ayumu Inazawa, Chiho Ninomiya et Masahito Asai. "Suppression of tonal trailing-edge noise from an airfoil using a plasma actuator". In : *AIAA Journal* 51 (2013), p. 1695-1702.

[27] Marc C. Jacob, Emmanuel Jondeau et Bo Li. "Time-resolved PIV measurements of a tip leakage flow". In : *International Journal of Aeroacoustics* 15 (2016), p. 662-685.

[28] Peter Jordan, John A. Fitzpatrick et Jean-Christophe Valière. "Measurement of an aeroacoustic dipole using a linear microphone array". In : *Journal of the Acoustical Society of America* 111.3 (2002), p. 1267-1273.

[29] Michael J. Kingan et John R. Pearse. "Laminar boudary layer instability noise produced by an aerofoil". In : *Journal of Sound and Vibration* 322 (2009), p. 808-828.

[30] L. Koop. "Beam forming methods in microphone array measurements Theory, practice and limitations (Part I)". In : *VKI Experimental Aeroacoustics in collaboration with EWA*. 2006.

[31] V. Koschatzky et al. "High speed PIV applied to aerodynamic noise investigation". In : *Experiments in Fluids* 50 (2010), p. 863-876.

[32] *Les effets sanitaires du bruit*. Conseil National du Bruit. Sept. 2017.

[33] Xiaofeng Liu et Joseph Katz. "Instantaneous pressure and material acceleration measurements using a four-exposure PIV system". In : *Experiments in Fluids* 41 (2006), p. 227-240.

[34] Yu Liu et al. "Beamforming correction for dipole measurement using two-dimensional microphone arrays". In : *Journal of the Acoustical Society of America* 124.1 (2008), p. 182-191.

[35] V. Lorenzoni, M. Tuinstra et F. Scarano. "On the use of time-resolved particle image velocimetry for the investigation of rod-airfoil aeroacoustics". In : *Journal of Sound and Vibration* 331 (2012), p. 5012-5027.

[36] Martin Lowson, Steven Fiddes et Emma Nash. "Laminar boundary layer aeroacoustic instabilities". In : *32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 1994.

[37] W. J. McCroskey. "A critical assessment of wind tunnel results for the NACA 0012 airfoil". In : *NASA Technical Memorandum* (1987).

[38] *Mesa PIV - High Power Diode Pumped Nd :YAG Laser*. Continuum. 2021.

[39] Danielle J. Moreau et Con J. Doolan. "Tonal noise production from a wall-mounted finite airfoil". In : *Journal of Sound and Vibration* 363 (2016), p. 199-224.

[40] Danielle J. Moreau, Zebb Prime et Ric Porteus. "Flow-induced noise of a wall-mounted finite airfoil at low-to-moderate Reynolds number". In : *Journal of Sound and Vibration* 333 (2014), p. 6924-6941.

[41] Stéphane Moreau et Michel Roger. "Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing-edge noise model. Part II : Application". In : *Journal of Sound and Vibration* 323 (2009), p. 397-425.

[42] Emma C. Nash, Martin V. Lowson et Alan McAlpine. "Boundary-layer instability noise on aerofoils". In : *Journal of Fluid Mechanics* 382 (1999), p. 27-61.

[43] Thomas Padois, Christian Prax et Vincent Valeau. "Numerical validation of shear flow corrections for beamforming acoustic source localisation in open wind-tunnels". In : *Applied Acoustics* 74 (2012), p. 591-601.

[44] Miguel Fosas de Pando, Peter J. Schmid et Denis Sipp. "On the receptivity of aerofoil tonal noise : an adjoint analysis". In : *Journal of Fluid Mechanics* 812 (2017), p. 771-791.

[45] Robert W. Paterson, Paul G. Wogt et Martin R. Fink. "Vortex noise of isolated airfoils". In : *Journal of Aircraft* 10.5 (1973), p. 296-302.

[46] Photron. *Fastcam SA-Z - High performance high-speed camera system.*

[47] Wagner J. G. S. Pinto, Florent Margnat et Yves Gervais. "Effect of cross-section on flow three-dimensionality for prismatic bodies and the associated noise emission". In : *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. 2019.

[48] B. Plogmann, A. Herrig et W. Würtz. "Experimental investigations of a trailing edge noise feedback mechanism on a NACA 0012 airfoil". In : *Experiments in Fluids* 54.n°1480 (2013).

[49] Ric Porteous et al. "Three-dimensional beamforming of dipolar aeroacoustic sources". In : *Journal of Sound and Vibration* 355 (2015), p. 117-134.

[50] Stefan Pröbsting, Mathijn Tuinstra et Fulvio Scarano. "Trailing edge noise estimation by tomographic Particle Image Velocimetry". In : *Journal of Sound and Vibration* 346 (2015), p. 117-138.

[51] Markus Raffel et al. *Particle Image Velocimetry - A practical guide - Third edition*. Springer, 2018.

[52] Tulio R. Ricciardi, William R. Wolf et Kunihiko Taira. "Transition, intermittency and phase interference effects in airfoil secondary tones and acoustic feedback loop". In : *Journal of Fluid Mechanics* 937 (2022), A23.

[53] M. L. Riethmuller. *Particle Image Velocimetry and Associated Techniques*. Lecture Series Monographs - Von Karman Institute (VKI LS), 2000.

[54] Richard D. Sandberg, Lloyd E. Jones et Neil D. Sandham. "Direct numerical simulations of noise generated by turbulent flow over airfoils". In : *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*. 2008.

[55] Hua Shan, Li Jiang et Chaoqun Liu. “Direct numerical simulation of flow separation around a NACA 0012 airfoil”. In : *Computers and Fluids* 34 (2005), p. 1096-1114.

[56] P. Sijtsma. “CLEAN based on spatial source coherence”. In : *International Journal of Aeroacoustics* 6 (déc. 2007), p. 357-374.

[57] Christopher K. W. Tam. “Discrete tones of isolated airfoils”. In : *Journal of the Acoustical Society of America* 55 (jan. 1974), p. 1173-1177.

[58] Christopher K. W. Tam et Hongbin Ju. “Aerofoil tones at moderate Reynolds number”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 690 (2012), p. 536-570.

[59] J. Tank, L. Smith et G. R. Spedding. “On the possibility (or lack thereof) of agreement between experiment and computation of flows over waings at moderate Reynolds number”. In : *Interface Focus* 7 (2017), p. 20160076.

[60] C. Vanwynsberghe et al. “Design and implementation of a multi-octave-band audio camera for realtime diagnosis”. In : *Applied Acoustics* 89 (2014), p. 281-287.

[61] Charles Vanwynsberghe. “Réseaux à grand nombre de microphones : applicabilité et mise en œuvre”. Thèse de doct. , Institut Jean le Rond D’Alembert, Université Paris VI, 2016.

[62] Gyuzel Yakhina, Michel Roger et Stéphane Moreau. “Experimental and Analytical Investigation of the Tonal Trailing-Edge Noise Radiated by Low-Reynolds Number Aerofoils”. In : *Acoustics* 2 (2020), p. 293-329.

[63] Xueqing Zhang, Andrea Sciacchitano et Stefan Pröbsting. “Aeroacoustic analysis of an airfoil with Gurney flap based on time-resolved particle image velocimetry measurements”. In : *Journal of Sound and Vibration* 422 (2018), p. 190-505.

[64] Yinshi Zhou, François Ollivier et Pascal Challande. “Design and use of a three-dimensional array of MEMS microphones for aeroacoustic measurements in wind-tunnels”. In : *8th Berlin Beamforming Conference*. 2020.

[65] Yinshi Zhou, Vincent Valeau et Jacques Marchal. “Three-dimensional identification of flow-induced noise sources with a tunnel-shaped array of MEMS microphones”. In : *Journal of Sound and Vibration* 482 (2020), p. 115459.