



Étude expérimentale et contrôle du couplage hydroélastique de bord de fuite d'un hydrofoil en régime de transition

Paul François

► To cite this version:

Paul François. Étude expérimentale et contrôle du couplage hydroélastique de bord de fuite d'un hydrofoil en régime de transition. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. HESAM Université, 2024. Français. ⟨NNT : 2024HESAE008⟩. ⟨tel-04523114⟩

HAL Id: tel-04523114

<https://pastel.hal.science/tel-04523114v1>

Submitted on 27 Mar 2024

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

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



HAL Authorization



ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR
Institut de Recherche de l'École Navale

THÈSE

présentée par : **Paul FRANCOIS**
soutenue le : **15 Mars 2024**

pour obtenir le grade de : **Docteur HESAM Université**

préparée à : **École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers et École Navale**

Discipline : **Sciences pour l'Ingénieur**

Spécialité : **Interaction fluide-structure**

**Étude expérimentale et contrôle d'un couplage hydroélastique
de bord de fuite**

THÈSE dirigée par :
Professeur Jacques-André ASTOLFI Directeur de l'IRENav

et co-encadrée par :
Professeur Xavier AMANDOLESE LMSSC, Cnam

Jury

M. Olivier BOIRON

M. Antoine DUCOIN

M. Pascal HEMON

Mme. Marie-Laure GOBERT

M. Antoine DAZIN

M. Jacques-André ASTOLFI

M. Xavier AMANDOLESE

Professeur, IRPHE, Centrale Méditerranée

Maître de conférences, LHEEA, Centrale Nantes

Ingénieur de recherche, LadHyx, École polytechnique

Maîtresse de conférences, LaMé, Université de Tours

Professeur, ENSAM, Arts et Métiers ParisTech

Professeur, ENSAM, École Navale

Professeur, LMSSC, CNAM

Président

Rapporteur

Rapporteur

Examinatrice

Examineur

Directeur

Co-Directeur

En 1982, un an après l'échouage accidentel d'un sous-marin russe près de Stockholm, la marine suédoise craignait plus que jamais une invasion soviétique, dans le contexte tendu de la guerre froide. On décrivait partout dans la presse des indices de l'imminence de cette invasion. C'est alors que les "oreilles d'or" de la marine suédoise, officiers marinières chargés d'analyser les sons perçus par les sonars, détectèrent un signal sonore inconnu et inexplicable. Ce "bruit typique" se manifestait dans la même gamme de fréquences que les bruits d'hélice de moteurs.

L'état-major suédois, croyant avoir déjoué une embuscade des sous-marins russes, dépêcha des moyens d'investigation. Des sous-marins furent mobilisés dans le secteur, mais impossible d'établir ne serait-ce qu'un contact radio avec l'origine supposée des bruits, ni de l'observer sur le moindre sonar. Convaincus d'avoir affaire à un ennemi doté d'une puissante technologie de camouflage, les Suédois envoyèrent des avions et des navires de guerre pour quadriller la zone pendant un mois. Toutes les unités reportèrent les mêmes observations : en chaque point d'où provenait le signal, on voyait des bulles d'air remonter en surface, mais le sous-marin demeurait insaisissable. La Suède frisa l'incident diplomatique avec l'URSS, qui niait bien sûr la présence de ses sous-marins dans les eaux baltes. Au cours des mois, puis des années qui suivirent, le dossier de ces sons, dits "sons typiques", fut rouvert à plusieurs reprises. Chaque fois que ces derniers se faisaient entendre, militaires et diplomates tentaient en vain d'éclaircir et de calmer la situation. Pour la marine suédoise, l'insolence et l'agilité avec lesquelles ces sous-marins russes la narguaient étaient un véritable affront. Mais malgré tous les efforts militaires, ces bruits inquiétants continuèrent à semer la panique dans les sonars comme dans la diplomatie, et cela se perpétua bien après la chute de l'Union soviétique. En 1994, le gouvernement suédois, à bout de nerfs sur cette affaire, donna sa langue au chat. Le Premier ministre Carl Bildt écrivit une lettre au président russe Boris Eltsine, lui reprochant d'être incapable de contrôler les déplacements de sa flotte de sous-marins. Bien sûr, Eltsine nia tout.

Ce n'est qu'en 1996 que l'armée suédoise autorisa des civils, l'équipe de bioacousticiens du professeur Magnus Wahlberg, à écouter les sons mystérieux classés secret-défense, pour tenter de les identifier. Les scientifiques, en analysant les "sons typiques", innocentèrent les sous-marins russes et identifièrent le coupable : il s'agissait d'un banc de harengs.

Lorsqu'ils se regroupent pour la nuit, les harengs se livrent à un bavardage assez original : ils communiquent entre eux au moyen... de flatulences ! Leur vessie natatoire, organe qui assure leur équilibre de flottaison, est dotée d'une tuyauterie compliquée, qui produit un gaz, puis l'expulse par les voies naturelles. Ce concert de pets véhiculerait des informations complexes : structurées en répétitions rythmées d'impulsions sonores, toutes les 32 à 133 millisecondes. Les poissons les utilisent pour communiquer, dans une gamme de fréquences qui échappe à l'audition de leurs prédateurs - -excepté les marins suédois. Ces pets génèrent aussi un poétique rideau de bulles autour du banc de hareng, qui les incite à rester groupés dans l'obscurité : les perles d'air remontant parmi les reflets des harengs et du soir forment un spectacle harmonieux, bien plus apaisant que la guerre qu'il faillit déclencher en Europe du Nord.

Remerciements

Je souhaite tout d’abord remercier Jacques-André Astolfi, mon directeur de thèse et directeur de l’Institut de Recherche de l’École Navale, pour son appui déterminant, sa volonté à toute épreuve. Il m’a permis d’intégrer le laboratoire et de prendre part à un sujet de thèse passionnant. Il m’a ainsi offert d’espérer devenir, à mon tour, un expert dans ce formidable domaine qu’est l’hydrodynamique. Cette thèse et tout le travail qu’elle représente n’aurait pu prendre sa forme actuelle sans le concours de mon co-encadrant Xavier Amandolese que je remercie sincèrement pour son investissement et son aide précieuse. Un grand merci enfin à l’École Navale, l’IREnav et tous ceux qu’elle réunit, Amiral, militaires, enseignants, chercheurs, civils et élèves de m’avoir accueilli et fait confiance durant ces trois années.

Je tiens aussi à remercier les rapporteurs de cette thèse, Antoine Ducoin et Pascal Hémon pour leur engagement ainsi que Marie-Laure Gobert et Antoine Dazin qui ont accepté de prendre part au jury. Mes remerciements vont également à Adrien Gaultier Le Boulch, Paul Brandel et Basile Lère pour leur autonomie et pour le travail qu’ils ont fourni afin d’apporter de nouveaux éléments de réponse à la complexe problématique de l’interaction Fluide-Structure. Merci à tous les membres du CEFER, véritables couteaux suisse de l’IREnav pour leur bienveillance, leur disponibilité et leur rapidité extrême. Merci également à Samuel Pinsont et Justine Carpentier pour leur aide précieuse sur l’acoustique, ainsi qu’à Patrick Bot, Thomas Damay et Susan Galand-Jones pour leur soutien respectif.

Je voudrais aussi remercier chaleureusement Yann Watine qui au fil de nos discussions et échanges m’a amené à faire évoluer et d’élargir mon point de vue sur beaucoup de sujets ainsi que Guillaume Fasse et Tom Salic pour m’avoir apporté tous les à-côtés si essentiels à l’épanouissement et à l’accomplissement d’un tel travail. J’ai une pensée pour Emilia Perdigon, Annie Jeanne, Eric Francois et Jeannine Jeanne sans qui cette thèse serait bien moins aboutie aujourd’hui.

REMERCIEMENTS

Résumé

La majorité des bruits anthropiques dans les océans sont dus à la navigation motorisée commerciale, militaire ou de tourisme. Les enjeux de défense et la préservation des écosystèmes sont au cœur de ces préoccupations. Les structures portantes telles que les hydrofoils, les pales d'hélices, les gouvernails, les stabilisateurs et les barres de plongée peuvent vibrer sous écoulement et, sous certaines conditions, produire de fortes émissions sonores au caractère tonal. Diminuer les vibrations et le bruit généré par ce type de structures, très présentes dans le domaine de la construction navale, est donc un enjeu important pour limiter la pollution sonore et améliorer la furtivité des navires. Cette étude, menée à l'Institut de Recherche de l'École Navale (IRENav), a permis de mettre en évidence le mécanisme de couplage hydroélastique responsable des vibrations de bord de fuite et du bruit tonal d'un profil portant, évoluant en régime de transition laminaire-turbulent. Ces recherches expérimentales ont été réalisées dans un tunnel hydrodynamique sur un hydrofoil de profil NACA0015, pour des angles d'incidence allant de 0° à 12° et des nombres de Reynolds variant de 200 000 à 1 200 000. Des moyens expérimentaux avancés tel que la Vélocimétrie par Image de Particules Résolue en Temps (TR-PIV), la Vélocimétrie Laser par effet Doppler (LDV) ou la vibrométrie laser ont été utilisés pour préciser les caractéristiques de l'écoulement en proche paroi ainsi que le comportement vibratoire de l'hydrofoil en fonction de l'incidence et du nombre de Reynolds. Les résultats obtenus ont permis de montrer que le bruit tonal était associé à un régime de couplage fort entre les ondes de Tollmien-Schlichting se développant dans la couche limite en régime de transition et un mode structurel de bord de fuite de l'hydrofoil, produisant un lâcher alterné de tourbillons dans le sillage. Ces travaux ont également permis de préciser qu'un tel couplage hydroélastique est conditionné d'une part, par l'occurrence d'une zone de transition de couche limite proche du bord de fuite et, d'autre part, par l'existence d'un mode structurel de bord de fuite dont la fréquence propre se situe dans la gamme d'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting. Enfin des solutions de contrôle passif telles que la modification géométrique

RESUME

du bord de fuite et le forçage de la turbulence de la couche limite ont été comparées, autant du point de vue de leur efficacité que de leur impact sur les performances hydrodynamiques de l'hydrofoil.

Mots-clés : Hydrodynamique, Interaction Fluide-Structure, Experimental, Vibrations, Bruit Tonal, Contrôle, Hydrofoil, Couplage Hydroélastique, Bord de fuite, ondes de Tollmien-Schlichting.

RESUME

RESUME

Abstract

The majority of anthropogenic noise in the oceans is due to commercial, military or tourist motorized navigation. In that respect, defense issues and preservation of ecosystems are matters of great concerns. Lifting surfaces such as hydrofoils, propeller blades, rudders, stabilizers and dive bars can be prone to flow induced vibration and, under certain conditions, produce tonal noise. Reducing the vibrations and noise generated by this type of structure, which are present in the field of shipbuilding, is therefore an important issue to limit noise pollution and to improve the acoustic discretion of ships. This study, carried out at the French Naval Academy Research Institute (IRENav), highlights the hydroelastic coupling mechanism responsible of trailing edge vibrations and of lifting surface tonal noise evolving in laminar to turbulent transition regime. This experimental research was carried out in a hydrodynamic tunnel on a NACA0015 hydrofoil, for angles of incidence ranging from 0° to 12° and Reynolds numbers varying from 200,000 to 1,200,000. Advanced experimental techniques such as Time-Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV), Laser Doppler Velocimetry (LDV) or laser vibrometry were used to specify the characteristics of the near-wall flow as well as the vibrational behavior of the hydrofoil depending on the incidence and the Reynolds number. The results show that the tonal noise was associated with a strong coupling regime between the Tollmien-Schlichting waves developing in the boundary layer and a trailing edge structural mode of the hydrofoil, producing a vortex shedding in the wake. This work also show that such hydroelastic coupling is conditioned by the occurrence of a boundary layer transition zone close to the trailing edge and by the existence of a trailing edge structural mode whose natural frequency is in the amplification range of Tollmien-Schlichting waves. Finally, a comparison of passive control solutions such as geometric modification of the trailing edge and turbulence boundary layer forcing was done, considering for both their effectiveness and their impact on the hydrodynamic performances of the hydrofoil.

ABSTRACT

Keywords : Hydrodynamic, Fluid Structure Interaction, Experimental, Vibrations, Tonal Noise, Control, Hydrofoil, Hydroelastic coupling, Tollmien-Schlichting waves.

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	5
Abstract	9
Liste des tableaux	17
Liste des figures	26
Introduction	29
1 Étude bibliographique	31
1.1 Bruit tonal de profil portant en air	32
1.2 Vibration et bruit tonal de profil portant en eau	45
1.3 Comportement de l'écoulement en proche paroi	49
1.3.1 Grandeurs caractéristiques	49
1.3.2 Transition et ondes de Tollmien, Schlichting, Shen, Schubauer et Skramstad (TS)	51
1.3.2.1 Diagramme de stabilité sans gradient de pression	54
1.3.2.2 Diagramme de stabilité avec gradient de pression	56
1.3.3 Bulbe de Séparation Laminaire - LSB	57
1.4 Objectifs de la thèse	61

2	Moyens expérimentaux et méthodes d'analyses	63
2.1	Tunnel hydrodynamique	63
2.2	Mesures d'efforts	64
2.3	Mesures du champ de vitesses (PIV)	66
2.3.1	Velocimétrie par Images de Particules	66
2.4	Post-traitement des mesures PIV	71
2.4.1	Analyse fréquentielle	71
2.4.2	Comptage et analyse statistique	73
2.5	Mesure des profils de vitesses en proche paroi (LDV)	76
2.6	Mesure de vibrations	77
2.7	Hydrofoils testés	81
2.7.1	NACA0015	81
2.7.2	Encastrement	82
2.7.3	Hydrofoil en aluminium	82
2.7.4	Hydrofoil en laiton	84
2.7.5	Hydrofoil tronqué	86
2.7.6	Déclenchement de la turbulence	87
2.8	Caractérisation de l'écoulement de couche limite pour le profil NACA0015	88
2.9	Domaine d'instabilité des ondes TS	93
3	Résultats	97
3.1	Analyse vibratoire	98
3.1.1	Évolution avec le nombre de Reynolds	98
3.1.2	Évolution avec l'angle d'incidence	101
3.1.3	Influence du matériau	103
3.1.4	Influence du bord de fuite	106

TABLE DES MATIÈRES

3.1.5	Influence de la rugosité	109
3.1.5.1	Rugosité intrados	110
3.1.5.2	Rugosité extrados : Cas III	115
3.1.5.3	Comparaison	115
3.2	Analyse de l'écoulement	117
3.2.1	Couche limite intrados	117
3.2.2	Profils de vitesses	119
3.2.3	Instabilités	121
3.2.4	Couche limite extrados	126
3.3	Sillage	128
3.3.1	Analyse fréquentielle	130
3.3.2	Décomposition en modes dynamiques et équation de Lighthill	132
3.3.3	Synthèse	137
3.4	Performances hydrodynamiques	137
3.4.1	Finesse	137
3.4.2	Trainée	139
3.4.3	Moment	140
3.4.4	Portance	142
3.4.5	Synthèse	143
4	Synthèse	145
4.1	Mécanisme excitateur	145
4.2	Conditions de couplage et conséquences	148
4.3	Contrôle	152
5	Cas d'application	153
5.1	Appendices de voiliers	153

TABLE DES MATIÈRES

5.2	Transflytor	157
5.3	Planche à Foil	158
Conclusion		161
Bibliographie		163
A Plans du montage dans la section de test		169
Annexes		168
B Spectrogramme - Hydrofoil aluminium		173
B.1	Cas II	173
B.2	Cas III	174
B.3	Cas V	174
C Spectrogramme - Hydrofoil laiton		175
C.1	Incidence 3°	175
C.2	Incidence 4°	176
C.3	Incidence 5°	176
C.4	Incidence 6°	177
C.5	Incidence 7°	177
C.6	Incidence 8°	178
C.7	Incidence 9°	178
D Analyse fréquentiel du Sillage - Cas I		179
D.1	Incidence 3°	179
D.2	Incidence 4°	180
D.3	Incidence 5°	180

TABLE DES MATIÈRES

D.4	Incidence 6°	181
D.5	Incidence 7°	181
D.6	Incidence 8°	182
D.7	Incidence 9°	182
E	Bibliographie de l'auteur	183

TABLE DES MATIÈRES

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques mécaniques de l'aluminium	83
2.2	Modes de déformation du profil en aluminium dans l'eau sans écoulement	85
2.3	Caractéristiques mécaniques du laiton	86
3.1	Cas étudiés en fonction de la rugosité ou de la troncature associée	97
4.1	Points de transition calculés par XFOIL et déterminés expérimentalement	150

LISTE DES TABLEAUX

Table des figures

1.1	Mécanismes d'émission sonore d'origine géométrique sur un airfoil - T. BROOKS, POPE et MARCOLINI (1989) - gauche (a), centre (b), droite (c)	32
1.2	Effets de la vitesse amont sur la fréquence sonore émise par un NACA 0012 à différentes incidences - RW PATERSON et al. (1973)	34
1.3	Représentation du mécanisme d'émission tonale incriminé sur un NACA0012 à 6° d'incidence - E. NASH, M. LOWSON et MCALPINE (1999)	36
1.4	Isocontour du taux de dilatation autour d'un NACA0012 à 0°(a) et 5°(b) d'incidence - SANDBERG et al. (2009)	38
1.5	Lignes d'iso vitesse pour un NACA0012 à 4° d'incidence - MCALPINE, E.-C. NASH et M.-V. LOWSON (1999)	40
1.6	Schéma du mécanisme d'émission sonore selon DESQUESNES, TERRACOL et SAGAUT (2007)	41
1.7	Schématisation du phénomène de boucle de rétroaction par PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015)	42
1.8	Représentation schématique du mécanisme d'émission sonore et de la directivité cardioïde proposée par WILLIAMS et HALL (1970) - ARCONDOULIS, CJ DOOLAN, ZANDER et L. BROOKS (2010)	44
1.9	Comparaison des amplitudes vibratoires en rotation et des fréquences pour différentes géométries de bord de fuite - TOEBES et EAGLESON (1961)	48
1.10	Représentation de la transition laminaire-turbulente sur une plaque plane AHMED NOUR EL ISLAM (2019)	50

TABLE DES FIGURES

1.11	Visualisation de la couche limite au moyen de fumée et d'un stroboscope à 63 flash par seconde. $U_\infty = 4 \text{ m s}^{-1}$ $\alpha = 0^\circ$ - BERGH (1958)	51
1.12	Schématisation de la couche limite sur l'extrados d'un airfoil - BERGH et BERG (1958)	51
1.13	Représentation des ondes de Tollmien-Schlichting suivies par une transition en régime turbulent - White (2006)	54
1.14	Courbe de stabilité de SHEN (1954) et SCHLICHTING (1933) pour un profil de Blasius comparée aux mesures expérimentales de SCHUBAUER et SKRAMSTAD (1947) (points noirs)	55
1.15	Profils de vitesse expérimentaux obtenus par SCHUBAUER et KLEBANOFF (1951) comparés à la résolution de profils de FALKNER et SKAN (1931), réalisée par WANG et FU (2011) - ici $\gamma = \beta$	56
1.16	Résultats expérimentaux obtenus par SCHUBAUER et KLEBANOFF (1956) au moyen d'un fil chaud	57
1.17	Représentation de l'écoulement et du bulbe de séparation laminaire sur un profil - ROBERTS, FINNIS et KNOWLES (2017)	58
1.18	Variation du point de décollement et de recollement en fonction de l'angle d'incidence - NAKANO, FUJISAWA, OGUMA et al. (2007)	58
1.19	Schématisation et évolution de la dynamique d'un LSB sur un NACA66 - DUCOIN et J. ASTOLFI (2019)	59
1.20	Fréquences des fluctuations de pression à la paroi d'un NACA66 pour $x/c=0.7$ et $x/c=0.8$ - DUCOIN et J. ASTOLFI (2019)	60
1.21	Visualisation du lâcher de tourbillons d'un LSB en fonction de l'incidence sur un profil NACA0015 à $Re=1 \times 10^5$ - LAMBERT et YARUSEVYCH (2019)	60
2.1	Représentation schématique du tunnel hydrodynamique de l'École Navale	64
2.2	Schéma de la section de test du tunnel hydrodynamique de l'IRENav	65
2.3	Schéma de l'hydrofoil dans son référentiel	66
2.4	Schéma du principe de la PIV - Optolution®	67

TABLE DES FIGURES

2.5	Schéma du principe de la Cross-Corelation CHOI et al. (2011)	68
2.6	Schématisation des différents modes d'acquisition d'image en PIV. (Single Frame (i), Double Frame (ii)) - University of Washington	69
2.7	Champ moyen d'une image PIV à l'intrados et au bord de fuite de l'hydrofoil (en blanc)	71
2.8	Représentation schématique de l'algorithme de DMD KUTZ et al. (2016)	73
2.9	Analyse DMD d'un sillage derrière une plaque plane - F.Zigunov (2022)	74
2.10	Exemple d'histogramme de vitesses dans différentes typologies d'écoulement	74
2.11	Occurrences de vitesses inférieures à 40% de U_∞ et histogrammes correspondants . . .	75
2.12	Photographie de l'installation LDV au tunnel hydrodynamique de l'École Navale . . .	76
2.13	Signal temporel enregistré par vibromètre laser	77
2.14	Reconstitution par vibromètre laser d'une déformée modale d'un hydrofoil à un fré- quence donnée - Encastrement à droite	78
2.15	Spectre d'amplitude en fonction du nombre de blocs	79
2.16	Exemple de cartographie vibratoire en fonction du nombre de Reynolds - NACA0015 Aluminium $\alpha = 5^\circ$	80
2.17	Exemple de l'évolution des amplitudes de vibration et des fréquences associées en fonc- tion du nombre de Reynolds - NACA0015 Aluminium $\alpha = 5^\circ$	80
2.18	Représentation de différents profils NACA	81
2.19	Schéma de l'encastrement du profil sur sa queue de montage	82
2.20	Réponse vibratoire de l'hydrofoil en aluminium dans l'eau au repos monté sur la balance hydrodynamique et excité par un pot vibrant	83
2.21	Modes propres en eau du profil en laiton comparés à ceux du profil en aluminium - Montage sur queue et balance	86
2.22	Schéma de l'hydrofoil tronqué	86
2.23	Modes propres en eau du profil tronqué comparés à ceux du profil libre - Montage sur queue et balance	87
2.24	Différentes positions des bandes de rugosité testées sur l'hydrofoil	88

TABLE DES FIGURES

2.25	Coefficient de pression sur un NACA0015 à 6° d'incidence et à $Re=8 \times 10^5$	89
2.26	Coefficient de frottement sur un NACA0015 à 6° d'incidence et à $Re=8 \times 10^5$ - Extrados en bleu et intrados en rouge	90
2.27	Épaisseur de déplacement et de quantité de mouvement sur un NACA0015 à 6° d'incidence et à $Re=8 \times 10^5$	90
2.28	Évolution de la position de la transition, du point de décollement et du point de recollement selon l'incidence pour un Reynolds de 5×10^5 - XFOIL	91
2.29	Évolution de la position de la transition, du point de décollement et du point de recollement selon le nombre de Reynolds pour une incidence de 5° - XFOIL	92
2.30	Évolution de la position du point de transition en fonction du nombre de Reynolds pour des incidences de $2, 5$ et 8° - XFOIL	92
2.31	Représentation des mécanismes de transition sur un hydrofoil et leurs évolutions le long de l'intrados et de l'extrados en fonction du nombre de Reynolds et de l'angle d'incidence	93
2.32	Coefficient de pression à l'intrados proche du bord de fuite pour $Re=8 \times 10^5$ d'après le logiciel XFOIL	94
2.33	Schématisation de l'angle $\pi\beta$ considéré	94
2.34	Courbes de stabilité de profils de FALKNER et SKAN (1931) calculées par OBRMSKI et al. (1969)	95
3.1	Spectrogramme, cas I en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$	98
3.2	Spectre vibratoire pour des Reynolds de $5,1 \times 10^5$ à $Re = 7,1 \times 10^5$, cas I, $\alpha=5^\circ$. . .	99
3.3	Pics d'amplitude maximale en fonction du nombre de Reynolds comparés aux loi de Paterson et Strouhal, cas I, $\alpha=5^\circ$	100
3.4	Spectrogramme, cas I en fonction de l'incidence croissante, $Re = 8 \times 10^5$	101
3.5	Spectre vibratoire pour des incidences allant de 3 à 9° , Cas I, $Re = 8 \times 10^5$	102
3.6	Pics d'amplitude maximale et fréquence associée en fonction de l'incidence, cas I, $Re = 8 \times 10^5$	103
3.7	Spectrogramme, cas VII en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$	104

TABLE DES FIGURES

3.8	Pics d'amplitude maximale et fréquences associées pour les cas I (hydrofoil en aluminium) et VII (hydrofoil laiton) en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$	105
3.9	Spectrogramme, cas VII en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	105
3.10	Pics d'amplitude maximale et fréquences associées, cas I et VII en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	106
3.11	Spectrogramme, cas VI, loi de Paterson et Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$	107
3.12	Pics d'amplitude maximale et fréquences associées, cas I et VI en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$	108
3.13	Spectrogramme, cas VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	109
3.14	Pics d'amplitude maximale Cas I et VII en fonction de l'incidence $Re = 8 \times 10^5$	110
3.15	Spectrogramme Cas IV en fonction du nombre de Reynolds $\alpha=5^\circ$	111
3.16	Spectrogramme Cas V en fonction du nombre de Reynolds $\alpha=5^\circ$	112
3.17	Pics d'amplitude maximale et fréquences associées, cas I et V en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha = 5^\circ$	113
3.18	Pics d'amplitude maximale et fréquences associées, cas I et V en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	114
3.19	Niveaux sonores enregistrés par un microphone à l'extérieur du tunnel hydrodynamique, Cas I et V en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	114
3.20	Spectrogramme, Cas III en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=6^\circ$	115
3.21	Cartographie vibratoire en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes positions de la bande de rugosité, $\alpha=5^\circ$	116
3.22	Champ moyen PIV intrados - Cas I pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 3^\circ$	118
3.23	Champ moyen PIV intrados - Cas I pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 5^\circ$	118
3.24	Profils de vitesse issus de mesures de vélocimétrie laser à l'intrados pour $Re = 8 \times 10^5$ pour les cas I et IV	120

TABLE DES FIGURES

3.25	Profils de vitesse issus de mesures PIV à l'intrados pour $Re = 8 \times 10^5$ et une incidence de 6° ou 8°	121
3.26	Comptage des occurrences de vitesse inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=3^\circ$	122
3.27	Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=4^\circ$	122
3.28	Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=5^\circ$	123
3.29	Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=6^\circ$	123
3.30	Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=7^\circ$	124
3.31	Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=8^\circ$	124
3.32	Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=5^\circ$ Cas V	125
3.33	Photographie vue du dessus de l'hydrofoil Cas I pour $Re = 4 \times 10^5$, $\alpha = 7.2^\circ$ et une pression de 100mbar. Fréquence d'acquisition 10 kHz	126
3.34	Coefficient de frottement à la paroi en fonction de la corde selon le logiciel XFOIL Cas I pour $Re = 4 \times 10^5$, $\alpha = 7.2^\circ$	127
3.35	Coefficient de pression en fonction de la corde selon le logiciel XFOIL Cas I pour $Re = 4 \times 10^5$, $\alpha = 7.2^\circ$	128
3.36	Champ moyen PIV dans le sillage - Cas I pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 5^\circ$	129
3.37	Champ moyen PIV dans le sillage - Cas IV pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 5^\circ$	129
3.38	Cartographie fréquentielle du sillage proche pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=8^\circ$ Cas I	130
3.39	Cartographie fréquentielle du sillage proche pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=9^\circ$ Cas I	131
3.40	Cartographie fréquentielles du sillage proche pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=8^\circ$ Cas IV	131

TABLE DES FIGURES

3.41	Modes 0 Hz, 197 Hz et 767 Hz extraits par DMD pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=8^\circ$, Cas I . . .	132
3.42	DMD du sillage pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=8^\circ$ Cas I	133
3.43	Dérivées spatiales du champ de vitesse des modes calculés	135
3.44	Niveaux sonores obtenus avec les deux méthodes	136
3.45	Fréquences détectées dans le sillage par analyse fréquentielle ou DMD, Cas I $Re = 8 \times 10^5$	138
3.46	Spectre fréquentiel des données de portance Cas I $Re = 8 \times 10^5$ $\alpha = 5^\circ$	139
3.47	Finesse pour les cas I, IV et VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	140
3.48	Coefficient de traînée pour les cas I, IV et VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	141
3.49	Coefficient de moment par rapport au quart de corde et position du point d'application de la portance pour les cas I, IV et VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	142
3.50	Coefficient de portance pour les cas I, IV et VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$	142
4.1	Comparaison entre les fréquences expérimentales mesurées et les courbes de stabilité de OBREMSKI et al. (1969)	146
4.2	Amplitude du couplage en fonction du nombre de Reynolds et pour différents angles d'incidence Cas VII	149
4.3	Incidences limites de couplage de la couche limite intrados avec le mode de bord de fuite pour un NACA0015 en fonction du nombre de Reynolds et fréquence correspondante selon la loi de RW PATERSON et al., 1973	151
5.1	Plans du Class 40 Carac	154
5.2	Spectrogramme d'un enregistrement audio à bord du Class 40 Eden Park	155
5.3	Spectrogramme d'un enregistrement audio à bord du trimaran à foils Actual	156
5.4	Projet Transflytor	157
5.5	Photographie d'une personne pratiquant le wingfoil. crédit photo : J.C.Coetzee	158
5.6	Schéma d'une aile de foil - Flysurf.com	159
5.7	Schématisation du phénomène de couplage avec le mode de bord de fuite	162

TABLE DES FIGURES

A.1	Plan de l'hydrofoil avec son talon de montage pour encastrement	169
A.2	Plan du système d'encastrement du profil sur sa queue de mesure	170
A.3	Plan du système de mesure du tunnel hydrodynamique - Vue verticale	171
A.4	Plan du système de mesure du tunnel hydrodynamique - Vue du dessus	172
B.1	Spectrogramme Cas II en fonction du nombre de Reynolds $AoA=6^\circ$	173
B.2	Spectrogramme Cas III en fonction du nombre de Reynolds $AoA=6^\circ$	174
B.3	Spectrogramme Cas V en fonction du nombre de Reynolds $AoA=6^\circ$	174
C.1	Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=3^\circ$	175
C.2	Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=4^\circ$	176
C.3	Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=5^\circ$	176
C.4	Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=6^\circ$	177
C.5	Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=7^\circ$	177
C.6	Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=8^\circ$	178
C.7	Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=9^\circ$	178
D.1	Variations fréquentielles d'amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=3^\circ$ Cas I	179
D.2	Variations fréquentielles d'amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=4^\circ$ Cas I	180
D.3	Variations fréquentielles d'amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=5^\circ$ Cas I	180
D.4	Variations fréquentielles d'amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=6^\circ$ Cas I	181
D.5	Variations fréquentielles d'amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=7^\circ$ Cas I	181
D.6	Variations fréquentielles d'amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=8^\circ$ Cas I	182
D.7	Variations fréquentielles d'amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=9^\circ$ Cas I	182

Nomenclature

Abréviations

Re	Nombre de Reynolds	$\frac{U_\infty C}{\nu_{eau}}$
Re_x	Nombre de Reynolds local	$\frac{U_\infty x}{\nu_{eau}}$
LDV	Vélocimétrie par effet Doppler	
LSB	Bulbe de séparation laminaire	
PIV	Vélocimétrie par images de particules	
St	Nombre de Strouhal	$\frac{fD}{U_\infty}$
TS	Tollmien-Schlichting	

Constantes et Coefficients

ν_{eau}	Viscosité cinématique de l'eau	$1.007 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
C_d	Coefficient de trainée	$\frac{2D}{\rho S U_\infty^2}$
C_l	Coefficient de portance	$\frac{2L}{\rho S U_\infty^2}$
C_m	Coefficient de moment c	$\frac{2M}{\rho S U_\infty^2}$

Symboles

U_∞	Vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai	m s^{-1}
u	Vitesse locale de l'écoulement	m s^{-1}
α	Angle d'incidence	$^\circ$ (degré)

NOMENCLATURE

δ	Épaisseur de couche limite	m
δ^*	Épaisseur de déplacement	m
ρ	Masse volumique de l'eau	kg/m ³
c	Corde du profil	m
D	Trainée	kg m s ⁻²
e	Épaisseur maximale du profil	m
H	Facteur de forme	
L	Portance	kg m s ⁻²
l	Envergure du profil	m
M	Moment	kg m ² s ⁻²
p	Pression locale	N m ⁻²
P_0	Pression de référence de l'écoulement	N m ⁻²
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	N m ⁻²
S	Surface du profil	$c \times l$ en m ²
f	Fréquence	Hz

Introduction

Ce travail de thèse s'inscrit dans les études relatives aux Interactions Fluide Structure menées depuis plusieurs années à l'institut de recherche de l'école navale pour des applications navales. Il s'intéresse en particulier à la compréhension de l'origine de bruits singuliers émis par des hydrofoils dans certaines conditions de fonctionnement.

Les bruits générés par l'activité humaine dans les océans sont à l'origine de nombreuses études. Avec l'évolution croissante du nombre de navires sur les océans, ce sont tous les écosystèmes marins qui sont concernés. L'activité humaine conduit ainsi à des émissions sonores sur la quasi totalité du spectre d'audition des animaux marins.

Le monde de la défense, en particulier navale, partage ce combat pour la réduction des émissions sonores sous-marines pour des raisons opérationnelles de discrétion acoustique. C'est un domaine majeur de la furtivité qui ne cesse de progresser et qui est sujet à de nombreuses recherches. Le bruit généré par les hélices et plus généralement les profils portants constituent un axe principal. La vidéo disponible au lien suivant (<https://youtu.be/ZOHp1-nsfWE> - Activer le son), réalisée dans le tunnel expérimental de l'École Navale sur un profil NACA0015, en est un exemple marquant.

Hélice, gouvernail, aile, hydrolienne, voile, dérive et bateau volant... après près de 200 ans, les profils portants sont toujours plus utilisés. Grâce à la recherche et à l'ingénierie, leurs performances ont évolué tout comme leurs applications. Leur résistance, longévité, efficacité et discrétion sont autant d'enjeux majeurs tant technologiques qu'économiques ou environnementaux.

L'étude de ces profils portants est ainsi primordiale sur bien des aspects. Plusieurs axes d'études peuvent être envisagés comme leurs performances en portance et traînée, la cavitation ou encore les vibrations et émissions de bruit. Tous ces phénomènes trouvent leurs origines dans des mécanismes hydrodynamiques complexes au plus proche du profil. La présente étude se concentrera sur l'identi-

cation des phénomènes vibratoires associés à l'émission de bruit tonal pouvant être rencontrés sur ces profils et proposera des solutions de prédiction et de contrôle. Une première partie présentera l'état actuel des connaissances et les spécificités essentielles à la compréhension de notre sujet. La seconde abordera le dispositif expérimental mis en place pour répondre à la question posée ainsi que le traitement des données récoltées. Une troisième section présentera les résultats expérimentaux obtenus dans les nombreuses configurations étudiées. Enfin une synthèse permettra de revenir sur la multitude de résultats obtenus et d'en tirer une explication sur les phénomènes de couplage au regard des études déjà réalisées.

Une dernière section, précédant la conclusion, présentera trois cas d'application de prédiction de couplage ainsi que la proposition de solutions concrètes d'atténuation.

Chapitre 1

Étude bibliographique

Le bruit tonal de surfaces portantes sous écoulement se caractérise par l'émergence d'un champ acoustique mono-fréquentiel dans un bruit de fond ambiant.

Son origine divise depuis des décennies. Après plus de 50 ans, les avis divergent toujours quand au mécanisme précis et à la localisation de la source sonore. L'intérêt grandissant pour ce sujet (voir GOLDSCHMIDT, JONSON et HORN (2019) et MATVEEV (2002)) nécessite d'aboutir à un consensus.

RW PATERSON et al. (1973) ont observé que la fréquence de ce bruit tonal était fortement dépendant de la vitesse de l'écoulement et se manifestait pour des angles d'incidence faible. FINK (1975) constate que l'état, laminaire ou turbulent, de la couche limite joue un rôle clef dans le mécanisme qui est donc influencé par le nombre de Reynolds critique, à savoir le nombre de Reynolds où une transition laminaire-turbulent est présente à la surface du profil.

Ce phénomène concerne donc des applications spécifiques dans l'air telle que des aubes de compresseur, des voilures évoluant à basse vitesse ou des pales d'éoliennes. Il est à l'origine de fortes nuisances sonores qui dégradent le confort, la discrétion acoustique et perturbe l'écosystème.

Dans le cas des profils portants en eau, ce phénomène est accompagné de fortes vibrations qui peuvent endommager la structure et générer d'importantes déformations. Il concerne aussi bien les hydrofoils de navires à grande vitesse que les pales d'hydroliennes ou les barres de plongée des sous-marins. Là encore, l'écosystème est perturbé par l'onde sonore émise, d'autant plus du fait de leur bonne capacité de propagation dans le milieu marin. D'autres enjeux comme celui du confort à bord des navires ou celui majeur de la discrétion acoustique des navires de la défense sont eux aussi au coeur de cette problématique.

1.1. BRUIT TONAL DE PROFIL PORTANT EN AIR

Les études menées ces cinquante dernières années ont principalement concerné le domaine de l'aérodynamique. Une première partie s'attachera à décrire l'état actuel des connaissances sur le bruit tonal de profil portant en air. Une seconde section proposera de compléter cette vision en observant ce phénomène dans l'eau. Dans ce cas, l'interaction entre le fluide et la structure peut être importante.

Les vibrations et le couplage fluide-structure sont des phénomènes incontournables qui doivent alors être pris en compte lors de la conception des profils portants.

Enfin une dernière partie présentera les mécanismes présents à la surface d'un profil portant, afin d'identifier ceux qui pourraient être à l'origine de cette émission sonore.

1.1 Bruit tonal de profil portant en air

T. BROOKS, POPE et MARCOLINI (1989) identifient six mécanismes de génération de bruit de surface portante regroupés en trois grands types :

- Les sons dus à une couche limite turbulente ou instable qui interagit avec le bord de fuite du profil (figure 1.1 (a)).
- Les sons provoqués par un décollement de la couche limite (figure 1.1 (b)).
- Les sons d'origine géométrique provoqués par un bord de fuite droit ou par le tourbillon de bout d'aile (figure 1.1 (c)).

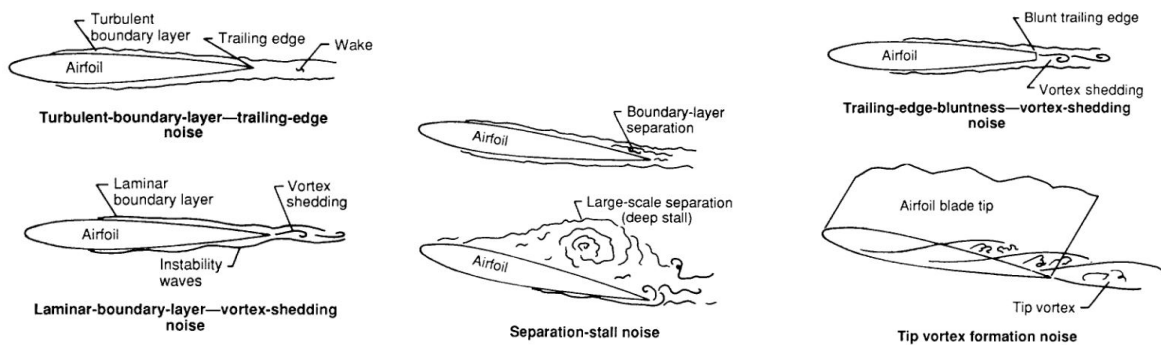


FIGURE 1.1 – Mécanismes d'émission sonore d'origine géométrique sur un airfoil - T. BROOKS, POPE et MARCOLINI (1989) - gauche (a), centre (b), droite (c)

Ce travail de thèse traite d'angles d'incidence modérés en régime laminaire ou de transition correspondant au cas des sons dus à une couche limite laminaire avec bruit d'éjection de tourbillons (Laminar boundary layer - Vortex shedding noise, figure 1.1 (a)), ou éventuellement au cas d'un bruit

de séparation (Separation stall noise, figure 1.1 (b)) en présence d'un bulbe de séparation laminaire. Le bruit d'éjection de tourbillons d'un bord de fuite tronqué (Trailing edge bluntness vortex shedding noise, figure 1.1 (c)) concerne quant à lui les profils dont le bord de fuite est d'une épaisseur supérieure à deux fois celle de la couche limite au bord de fuite. Il sera abordé au cours de cette étude comme moyen de contrôle du mécanisme d'émission tonal.

Dans un travail antérieur, BROOKS, MARCOLINI et POPE (1986) ont montré que, pour les trois mécanismes qui nous concernent, il est possible de corréler le niveau d'émission sonore avec le champ acoustique généré par les fluctuations de pression à la surface du profil, proches du bord de fuite. Ils purent ainsi estimer que le bord de fuite est la source de l'émission.

Les premières études mentionnant une émission sonore générée par un profil portant ont concerné des nombres de Reynolds inférieurs à la valeur critique et des angles d'attaque faibles ou modérés. Les premières mentions remontent probablement à CLARK (1971) et HERSH et HAYDEN (1971). Le premier s'intéressa au son généré par une aube de compresseur dans un écoulement laminaire, correspondant à des profils NACA0009 et NACA0015 pour des nombres de Reynolds allant de 2×10^5 à 8×10^5 . Il trouva que sa fréquence est dépendante du carré de la vitesse de l'écoulement discréditant l'idée d'un mécanisme contrôlé par une loi de Strouhal linéaire.

Quelques années plus tard, RW PATERSON et al. (1973) rapportent que le bruit tonal, qu'ils attribuèrent à un lâcher de tourbillons dans le sillage, concerne les pales des rotors d'hélicoptère, les ailes des planeurs ou plus généralement les profils portants à faible nombre de Reynolds. Ils étudièrent expérimentalement ce phénomène sur des airfoils de type NACA0018 et NACA0012 pour des nombres de Reynolds allant de 8×10^5 à $2,2 \times 10^6$ et une incidence de 6° dans une veine d'essai dont le taux de turbulence était de 0,1%. Ils ont ainsi montré que la fréquence sonore était discrète plutôt que large bande, que la géométrie du profil influençait peu la fréquence de l'émission sonore et qu'une couche limite turbulente à l'intrados et à l'extrados conduisait à la disparition de l'émission sonore. Les résultats obtenus ont également montré une évolution en paliers de la fréquence (voir figure 1.2) émise caractérisé par une évolution de la fréquence en $U^{0,8}$ par palier avec un saut de fréquence à une vitesse donnée donnant, sur une plus grande gamme de Reynolds, une évolution globale de la fréquence en $U^{1,5}$. Cette structure dite en "échelle", est constatée pour des angles d'incidence de 4, 6 et 10° et sera aussi mentionnée plus tard par PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015), E. NASH, M. LOWSON et MCALPINE (1999), DESQUESNES, TERRACOL et SAGAUT (2007) et ARBEY et BATAILLE (1983). Aussi,

1.1. BRUIT TONAL DE PROFIL PORTANT EN AIR

sur la base de leurs travaux, RW PATERSON et al. (1973) ont pu proposer une loi d'évolution de la fréquence du son tonal basée sur un nombre de Strouhal égal à 0,11 dont la dimension caractéristique est le double de l'épaisseur de couche limite intrados au bord de fuite. En utilisant la solution de Blasius pour une plaque plane de corde c $\delta = \frac{5c}{\sqrt{Re}}$:

$$f = \frac{0,011U_{\infty}^{3/2}}{\sqrt{cv}} \quad (1.1)$$

Cela témoigne d'une évolution de la fréquence en $U_{\infty}^{3/2}$, ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux (figure 1.2).

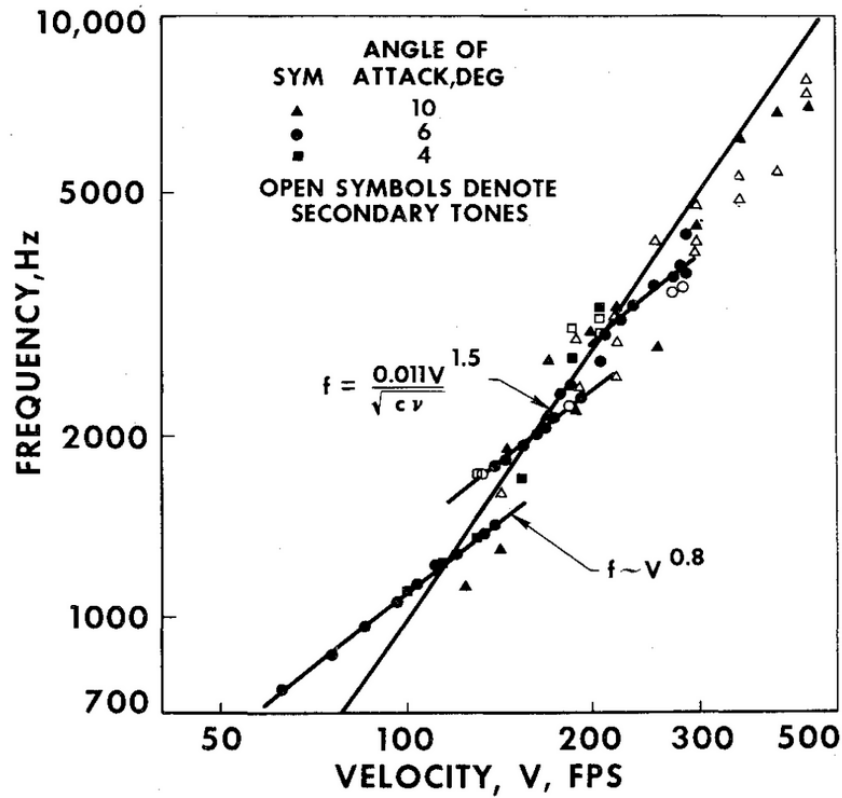


FIGURE 1.2 – Effets de la vitesse amont sur la fréquence sonore émise par un NACA 0012 à différentes incidences - RW PATERSON et al. (1973)

RW PATERSON et al. (1973) associent ainsi la présence de l'émission tonal à l'état de la couche limite intrados du profil. Bien que la loi proposée soit confirmée et réutilisée dans de nombreuses études, sa faiblesse réside dans l'approximation de plaque plane utilisée pour la déterminer. En effet

le point de transition et le profil de couche limite sont connus pour être fortement influencés par les gradients de pression présents à la surface des profils portants.

Peu après, TAM (1974) remet en cause le scénario de type "vortex shedding" associé à un nombre de Strouhal unique évoqué par RW PATERSON et al. (1973). Il suggéra plutôt que le mécanisme soit généré par une boucle de rétroaction entre l'onde sonore émise et les instabilités de couche limite. Il est ainsi le premier à évoquer un phénomène de couplage entre la couche limite et le son émis. TAM (1974) montra que les résultats de RW PATERSON et al. (1973) étaient compris dans les courbes de stabilité de SHEN (1954) et LIN (1944) expliquant que les ondes de Tollmien-Schlichting (TS) dans la couche limite sont connues pour être sensibles aux perturbations extérieures et en particulier aux ondes sonores.

FINK (1975) montra lui aussi que l'émission sonore disparaissait lorsque le nombre de Reynolds était suffisamment élevé pour que la couche limite intrados soit turbulente, rendant le mécanisme rare sur les profils de corde élevée. Il mentionna lui aussi les ondes de TS comme cause potentielle de l'instabilité dans la couche limite intrados qui génère un son lorsqu'elles dépassent le bord de fuite. Les ondes acoustiques résultantes, aux fréquences pour lesquelles les ondes TS au bord de fuite sont les plus amplifiées, renforceraient les oscillations de la couche limite à ces fréquences générant une boucle de rétroaction acoustique. La fréquence émise serait donc celle du maximum d'amplification de ces ondes dans la couche limite ce qui lui permit de proposer une loi basée sur la plus haute fréquence des courbes de stabilité des ondes TS calculées par SHEN (1954).

ARBEY et BATAILLE (1983) ajoutèrent au travail de TAM (1974) que les instabilités hydrodynamiques à l'origine de l'émission sonore se trouvaient au point où la vitesse dans la couche limite est maximale. Ainsi, lorsque l'onde acoustique et la fluctuation hydrodynamique sont en phase, elles sont amplifiées grâce à une boucle de rétroaction. Ils justifèrent par ailleurs l'évolution en échelle évoquée par RW PATERSON et al. (1973) et TAM (1974), par la diffraction des ondes TS par le bord de fuite.

Tout comme AIZIN (1992) qui incrimina lui aussi les ondes TS dans un mécanisme d'émission sonore au bord de fuite sur une plaque plane.

E. NASH, M. LOWSON et MCALPINE (1999) précisèrent le mécanisme au moyen d'une étude expérimentale. Ils montrèrent que l'évolution par palier du son généré par un airfoil de type NACA0012 à 6° d'incidence pouvait être supprimée dans un environnement anéchoïque. Ce résultat met en évidence

l'importance de la boucle de rétroaction acoustique dans ce mécanisme. E. NASH, M. LOWSON et MCALPINE (1999) purent aussi mettre en évidence au moyen d'un dispositif de Laser Doppler Anémométrie (LDA), la présence de fortes instabilités de couche limite à l'intrados du profil et à proximité du bord de fuite. Ils purent, par ailleurs, détecter des tourbillons de Karman générés par ces instabilités et à une fréquence similaire à celle du son émis. Ils proposèrent alors un nouveau mécanisme basé sur des ondes TS amplifiées à l'intrados dans la couche limite à proximité du bord de fuite (figure 1.3). Leur proposition est basée sur le développement des ondes TS en direction du bord de fuite donnant forme à des enroulements tourbillonnaires qui lorsqu'ils rencontrent le bord de fuite génèrent un champ de pression oscillant à la même fréquence que les ondes TS. Ce champ de pression, en se propageant, remonte le long de la corde jusqu'au point d'instabilité de la couche limite aux environs de la mi-corde. Ceci crée un phénomène d'amplification à la fréquence la plus instable dans la couche limite et qui est à l'origine de l'émission tonale. Ce point d'amplification fait écho aux propos de ARBEY et BATAILLE (1983), à la différence qu'il ne s'agit pas du point de vitesse maximale mais d'une position géométrique fixée.

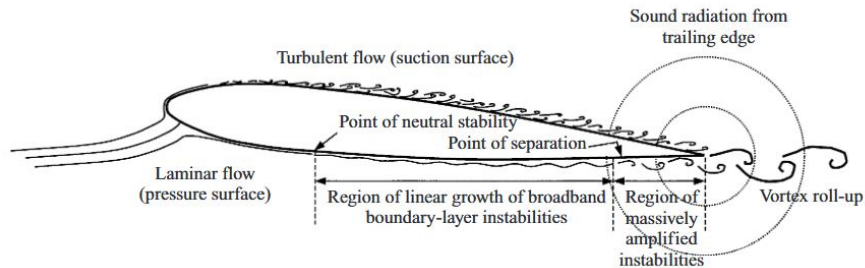


FIGURE 1.3 – Représentation du mécanisme d'émission tonale incriminé sur un NACA0012 à 6° d'incidence - E. NASH, M. LOWSON et MCALPINE (1999)

ALAM et SANDHAM (2000)) ajoutèrent que ces enroulements tourbillonnaires étaient bien corrélés avec la fréquence des ondes TS et à l'origine d'une forte fluctuation acoustique lorsqu'ils passent le bord de fuite.

NAKANO, FUJISAWA et LEE (2006) ont eux aussi montré expérimentalement la présence de structures tourbillonnaires périodiques proches du bord de fuite à l'intrados du profil. Ils ont montré que ces structures, originaires du point de séparation de la couche limite, étaient hautement corrélées avec le signal sonore produit. Ils mentionnent par ailleurs que la fréquence tonale apparaît quand le gradient de pression adverse à l'intrados devient suffisamment fort pour permettre aux instabilités de se

développer le long de la corde jusqu'à se transformer en structures tourbillonnaires qui émettent un son en passant le bord de fuite. Bien qu'ils ne mentionnent pas les ondes TS comme à l'origine de la perturbation, ils évoquent la mise en place d'une boucle de rétroaction entre l'onde sonore produite et les instabilités de couche limite.

KINGAN (2005) étudia pour son travail de thèse deux airfoils, l'un tronqué et l'autre avec un bord de fuite fin, pour des nombres de Reynolds allant de $6,6 \times 10^4$ à $2,65 \times 10^5$. Il définit d'ailleurs un bord de fuite tronqué comme un profil où l'épaisseur du bord de fuite est supérieure à celle de l'épaisseur de la couche limite en ce même point. Il évoque derrière ce type de profil une large allée de tourbillons génératrice de son tonal. A l'inverse, les profils au bord de fuite fin présentent un sillage moins important et selon lui l'émission sonore provient cette fois-ci des instabilités de couche limite.

Peu après, MJ KINGAN et PEARSE (2009) ont analysé l'évolution de la couche limite à la surface d'un airfoil avec le logiciel XFOIL. Ils ont relevé les valeurs de l'épaisseur de déplacement δ^* et le facteur de forme H tous les 2% de la corde, du bord d'attaque au bord de fuite. Afin de résoudre l'équation de Orr-Sommerfeld (ORR (1907a), ORR (1907b) et SOMMERFELD (1908)), le profil de vitesse dans la couche limite en chaque point a été approché par un profil de Falkner-Skan pour un facteur de forme identique à celui calculé. Ils ont ainsi été en mesure de montrer que toutes les configurations menant à l'émission d'une fréquence tonale présentaient un fort niveau d'amplification des ondes TS proche du bord de fuite.

Une étude numérique réalisée par SANDBERG et al. (2009) par résolution directe des équations de Navier-Stokes a montré la présence d'ondes de Tollmien-Schlichting, à l'origine de la transition laminaire-turbulente, pouvant générer un décollement de la couche limite à l'origine d'une couche limite cisailée et oscillante interagissant au bord de fuite et créant un sillage oscillant. Ainsi, SANDBERG et al. (2009) ont montré que l'onde émise était générée au bord de fuite par la différence de pression au passage du bord de fuite pour des angles de 0° et 5° quand une émission de type tonal est rencontrée (figure 1.4).

ARCONDOULIS, CJ DOOLAN et ZANDER (2009) mentionnent des configurations spécifiques de couplage pour cette émission sonore. Ainsi ils mentionnent des plages de nombre de Reynolds d'émission sonore en fonction de l'angle d'incidence, les valeurs de nombre de Reynolds augmentant avec l'incidence. Ils évoquent également une augmentation de l'amplitude de l'onde sonore avec l'élévation du nombre de Reynolds. Plus encore, ils font part de conditions particulières où l'amplitude de l'onde

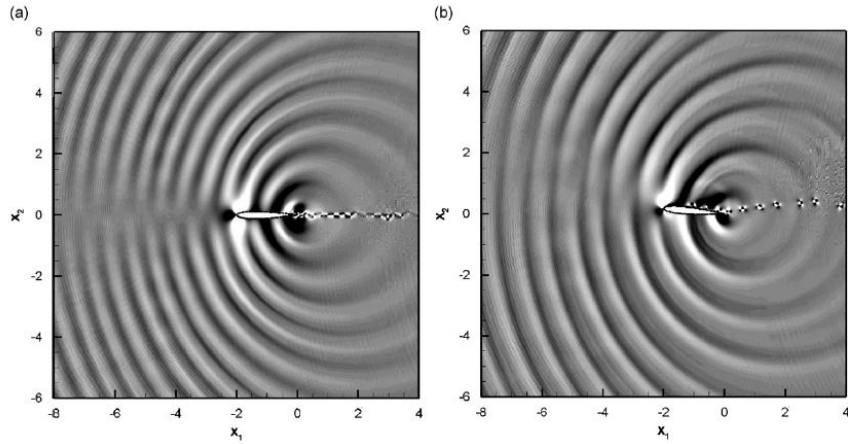


FIGURE 1.4 – Isocontour du taux de dilatation autour d'un NACA0012 à 0°(a) et 5°(b) d'incidence - SANDBERG et al. (2009)

émise est maximale, laissant penser à un phénomène de couplage. Ce résultat avait déjà été constaté par ARBEY et BATAILLE (1983) qui ajoutent que l'onde sonore large bande est due à une diffraction de l'onde de pression acoustique au niveau du bord de fuite. Ils proposent par ailleurs une formule expérimentale pour estimer les fréquences secondaires présentes et régulièrement espacées autour de la fréquence tonale tel que :

$$\delta f = \frac{KU_{\infty}^m}{L} \quad (1.2)$$

Avec L la distance entre le point de vitesse maximale à la surface du profil et le bord de fuite, $K=0.89 \pm 0.05$ et $m=0.85 \pm 0.01$. ARCONDOULIS, CJ DOOLAN et ZANDER (2009) ajoutent cependant qu'aucune méthode n'existe encore pour définir le couple nombre de Reynolds - Incidence qui produit, pour un profil donné, l'onde sonore la plus forte.

Les structures en échelle observées par RW PATERSON et al. (1973) ont été le sujet d'une étude réalisée par CHONG et JOSEPH (2012), basée sur les travaux déjà réalisés sur différentes géométries d'airfoils. Ils précisent ainsi qu'une boucle de rétroaction acoustique seule ne peut expliquer la présence de ces structures en échelle car elle n'explique que la présence de la fréquence tonale principale. Ils ont aussi montré que cette structure en échelle ne pouvait pas venir des ondes TS. Ceci, contrairement à ce que laissaient entendre les travaux de MCALPINE, E.-C. NASH et M.-V. LOWSON (1999) ainsi que DESQUESNES, TERRACOL et SAGAUT (2007), puisqu'elle n'apparaissait pas dans la résolution des équations d'Orr-Sommerfeld. CHONG et JOSEPH (2012) montrèrent ainsi que les structures en échelle sont causées par le déphasage fréquentiel entre le maximum d'amplification des ondes TS, qui sont

proportionnelles à $U^{1.5}$, et les multiples fréquences discrètes proportionnelles à $U^{0.8}$, produites par une boucle de rétroaction acoustique. Ils résument leur propos en précisant que quand un airfoil est à un faible angle d'incidence et que la vitesse d'écoulement est juste suffisante pour initier le phénomène d'émission tonale via les ondes TS, de multiples fréquences discrètes sont présentes autour de la fréquence du bruit tonal. Quand la vitesse de l'écoulement augmente la fréquence tonale augmente plus vite que les fréquences discrètes. Pour certaines valeurs de vitesse, un nouveau mode tonal remplace l'ancien mode dominant ce qui correspond à un saut dans les fréquences. Ce processus continu lorsque la vitesse de l'écoulement augmente et prend fin lorsque la transition laminaire-turbulente apparaît proche du bord de fuite à l'intrados du profil.

MANELA (2013) étudia le champ de pression acoustique d'un airfoil soumis à un mouvement d'incidence sinusoïdale de petite amplitude. Il compara les résultats d'un profil déformable avec ceux obtenus pour une surface rigide. Ses résultats montrèrent une amplification des mouvements de l'airfoil et du son produit par les profils lors des situations de couplage. Pour des fréquences sonores distinctes des modes de structure, ils observèrent une atténuation du champ de pression acoustique qu'il attribua à l'absorption élastique de la structure.

MCALPINE, E.-C. NASH et M.-V. LOWSON (1999) furent les premiers à incriminer la présence d'un Bulbe de Séparation Laminaire (LSB) dans le mécanisme d'émission tonal. Ils cherchèrent à décrire l'impact de la géométrie du profil sur la fréquence acoustique émise en utilisant deux airfoils différents dont un asymétrique et arrivèrent à la conclusion que l'émission acoustique était largement dépendante de l'existence d'un LSB proche du bord de fuite du profil. Ils évoquèrent un couplage entre les instabilités de couche limite, visibles sur la surface supérieure du profil (figure 1.5) et le sillage et remarquèrent que la fréquence de l'allée de tourbillons était dépendante des instabilités de couche limite. Par ailleurs MCALPINE, E.-C. NASH et M.-V. LOWSON (1999) proposèrent eux aussi une loi d'évolution basée sur le calcul de l'amplification des instabilités dans la couche limite.

MCALPINE, E.-C. NASH et M.-V. LOWSON (1999) mettent également en évidence la forte dépendance entre son tonal et bulbe de séparation laminaire proche du bord de fuite tout en ne réfutant pas l'existence d'une boucle de rétroaction acoustique. Ainsi, ils justifient la fréquence du lâcher de tourbillons dans le sillage du profil par le développement des instabilités de couche limite à l'intrados du profil et ajoutent que cette fréquence peut être prédite en calculant les modes d'amplification dans la couche limite, corroborant les études déjà réalisées.

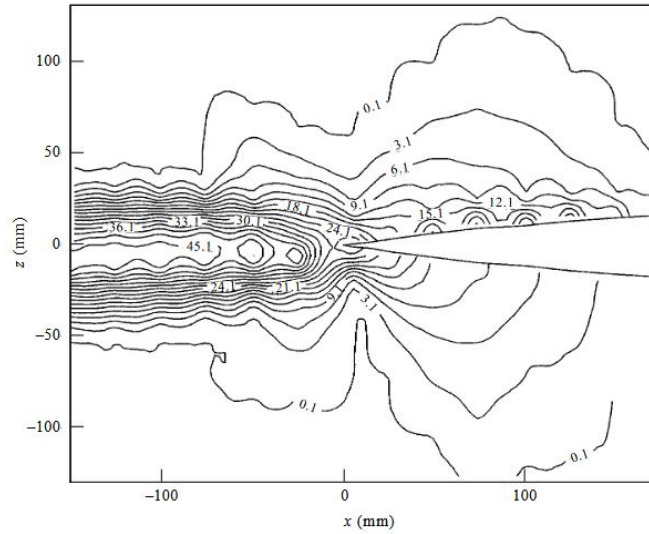


FIGURE 1.5 – Lignes d’iso vitesse pour un NACA0012 à 4° d’incidence - MCALPINE, E.-C. NASH et M.-V. LOWSON (1999)

NAKANO, FUJISAWA, OGUMA et al. (2007) ont cherché à clarifier l’effet de l’angle d’incidence sur l’émission sonore des airfoils pour un nombre de Reynolds de $1,6 \times 10^6$. Grâce à une méthode de visualisation de la couche limite de "liquid-crystal visualisation" et de la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV), ils ont confirmé que l’émission sonore était très dépendante de la position d’un LSB à l’intrados et en particulier de sa proximité avec le bord de fuite. Une analyse par PIV leur a permis de détecter une inflexion dans le profil de vitesse dans la zone de séparation et une augmentation de l’intensité turbulente derrière le point de recollement. Ils ajoutent que ce LSB est à l’origine de la formation de tourbillons périodiques à l’intrados dans la couche limite pour de faibles angles d’incidence. Ainsi leurs résultats montrent que le son tonal généré par un NACA0018 tire son origine des instabilités dans une couche limite séparée à l’intrados avant d’être amplifié par une boucle de rétroaction acoustique entre le bord de fuite et le bulbe de séparation laminaire. Une augmentation de l’angle d’incidence recule le point de transition vers le bord de fuite jusqu’à donner lieu à une couche limite complètement laminaire résultant en la disparition des instabilités et donc de l’onde sonore.

DESQUESNES, TERRACOL et SAGAUT (2007) proposèrent l’explication présentée en figure 1.6. Leur étude numérique a permis d’identifier, pour un airfoil NACA0012 à un angle d’incidence de 2° et un nombre de Reynolds de 2×10^5 , un spectre acoustique avec une fréquence discrète à 830 Hz et des pics secondaires uniformément espacés de 64 Hz. A l’inverse, pour 5° d’incidence et un Reynolds de

1×10^5 le champ de pression acoustique présente un spectre large bande centré autour de 260 Hz sans présence de fréquences discrètes.

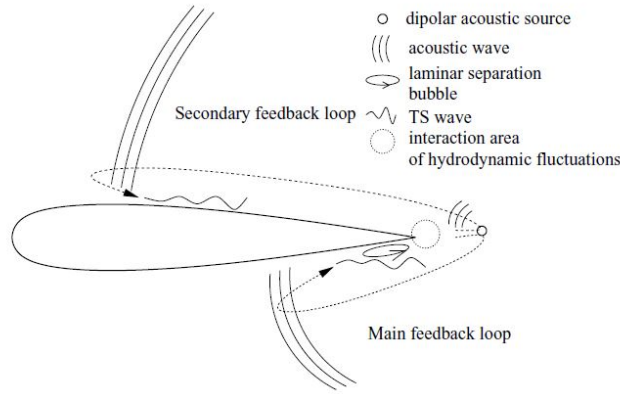


FIGURE 1.6 – Schéma du mécanisme d’émission sonore selon DESQUESNES, TERRACOL et SAGAUT (2007)

Dans les deux cas, la source acoustique apparaît sous la forme d’un dipôle situé dans le sillage, à proximité du bord de fuite. Ils mentionnent par ailleurs que la seule différence entre les deux cas est la présence d’un bulbe de séparation laminaire proche du bord de fuite là où une fréquence tonale est observée. Une transformé de Fourier en espace et en temps des fluctuations de pression à la paroi à l’intrados et proche du bord de fuite a montré la présence de fluctuations d’origines hydrodynamique et acoustique correspondant à la fréquence tonale. Cela accrédite l’hypothèse de la boucle de rétroaction acoustique.

Par ailleurs, dans cette configuration, le domaine d’amplification maximale des ondes TS est centré sur la fréquence de 830 Hz à l’intrados ce qui est cohérent avec la fréquence sonore relevée. DESQUESNES, TERRACOL et SAGAUT (2007) ont aussi montré que la fréquence tonale était présente dans la couche limite avant la formation du bulbe de séparation laminaire, celui-ci ne jouant qu’un rôle d’amplificateur. Les fréquences secondaires régulièrement espacées apparaissent quant à elles comme une modulation périodique de l’amplitude de la fréquence tonale. Les auteurs mentionnent l’interaction avec la couche limite intrados comme cause possible de cette modulation.

Plus récemment, PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015) ont démontré, grâce à des expérimentations avec de la vélocimétrie par image de particules, pour un angle d’incidence faible de $1,2^\circ$ et de faibles nombres de Reynolds allant de $0,65 \times 10^5$ à $4,5 \times 10^5$, l’existence d’une boucle de rétroaction entre le son émis et un bulbe de séparation laminaire à proximité du bord de fuite. L’idée générale est que

le LSB intrados situé proche du bord de fuite engendre un fort lâcher de tourbillons qui eux même génèrent une forte fluctuation de pression lorsqu'ils rencontrent le bord de fuite avec suffisamment de cohérence spatiale. Le champ de pression acoustique généré remonterait alors jusqu'au LSB, générant une amplification des perturbations instables dans la couche limite et conduisant ainsi à une boucle de rétroaction. La figure 1.7 présente leurs conclusions.

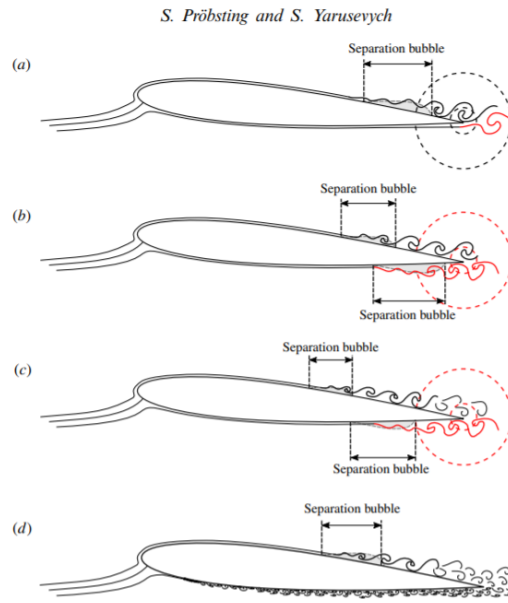


FIGURE 1.7 – Schématisation du phénomène de boucle de rétroaction par PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015)

Pour de faibles nombres de Reynolds, cas (a) aucun LSB n'est présent à l'intrados. Le son émis est alors dominé par le bulbe de séparation laminaire extrados suffisamment proche du bord de fuite. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, le LSB extrados remonte vers le bord d'attaque et un LSB apparaît à l'intrados. C'est ce qui est représenté dans le cas (b) où le LSB intrados, plus proche du bord de fuite, est responsable de la fréquence d'émission sonore qui elle même vient influencer la fréquence du lâcher de tourbillons du LSB extrados. Dans le cas (c), où le nombre de Reynolds a encore augmenté, les LSB ont avancé vers le bord d'attaque, mais seul le LSB intrados est suffisamment proche du bord de fuite pour être responsable de la fréquence émise. A l'inverse une trop forte augmentation de la vitesse de l'écoulement peut conduire à une disparition du mécanisme si le LSB apparaît trop loin du bord de fuite. Dans le cas (d) aucune émission sonore n'est constatée du fait de l'état turbulent de la couche limite à l'intrados et de la trop grande distance du bulbe de séparation extrados avec le

bord de fuite. Ainsi, selon PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015) l'émission sonore est conditionnée à la présence d'un bulbe de séparation laminaire, peu importe le côté, et à une éjection de tourbillons à proximité du bord de fuite.

HERSH et HAYDEN (1971) mentionnèrent dès le début des recherches sur ce sujet qu'il était possible de supprimer le bruit tonal en déclenchant la transition dans la couche limite à l'intrados proche du bord d'attaque, ce que confirmèrent RW PATERSON et al. (1973) et PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015) par la suite.

Un moyen de contrôle passif de l'émission sonore a également été développé récemment par ARIF et al. (2020). Ils ont eu l'idée de fabriquer un airfoil avec une section souple le long de l'envergure. Celle-ci, se déforme sous l'effet de la couche limite et accélère le mécanisme de transition. Cette zone souple étant placée suffisamment loin du bord de fuite, les mécanismes expliqués précédemment ne peuvent se mettre en place, résultant en la disparition de l'émission tonale de bord de fuite. Ils ont ainsi pu montrer une forte réduction de l'émission sonore avec une faible réduction des performances du profil.

La dernière étude en date, proposée par W. CHEN et al. (2023), montre comme celle de K. HANSEN, KELSO et DOOLAN (2012) l'influence du bord d'attaque sur le mécanisme d'émission tonale. Ces derniers ont montré par simulation numérique qu'un bord d'attaque en "queue de poisson" supprime totalement le son tonal mais avait aussi l'inconvénient de dégrader les performances du profil. Ils ont pu attribuer cet effet à la disparition du bulbe de séparation laminaire à l'intrados par la tridimensionalisation du profil selon l'envergure.

ARCONDOULIS, CJ DOOLAN, ZANDER et L. BROOKS (2010) ont cherché à synthétiser les travaux réalisés sur les sons produits par les bords de fuite des airfoils à faibles nombres de Reynolds. La conclusion sans équivoque de l'équipe fut que de nouvelles investigations étaient nécessaires pour comprendre l'origine de ces fortes émissions sonores. Leurs travaux ont montré que les airfoils produisaient un son à la fois tonal et large bande dans une gamme de Reynolds comprise entre 5×10^4 et 2×10^5 qui correspond à une plage largement utilisée dans l'industrie dans le cas des compresseurs, ventilateurs, véhicules et même des sous-marins. Face aux différentes explications proposées, ils constatèrent qu'aucun consensus quant à l'origine de ce phénomène n'avait été trouvé bien que tous les travaux antérieurs s'accordent à considérer le bord de fuite du profil comme source de l'onde sonore.

1.1. BRUIT TONAL DE PROFIL PORTANT EN AIR

Pour eux, deux principes majeurs s'ajoutent à l'explication de lâchers de tourbillons dans le sillage proposés par RW PATERSON et al. (1973) :

- WILLIAMS et HALL (1970) et SANDBERG et al. (2009) évoquèrent des sources de bruit quadripolaires dans la couche limite qui par à un processus de diffraction au niveau du bord de fuite sont amplifiés en formant un modèle de directivité cardioïde (figure 1.8).
- ARBEY et BATAILLE (1983), NAKANO, FUJISAWA et LEE (2006), CHONG et JOSEPH (2009) et MJ KINGAN et PEARSE (2009) illustrèrent eux une amplification de certaines fréquences via une boucle de rétroaction acoustique à proximité du bord de fuite.

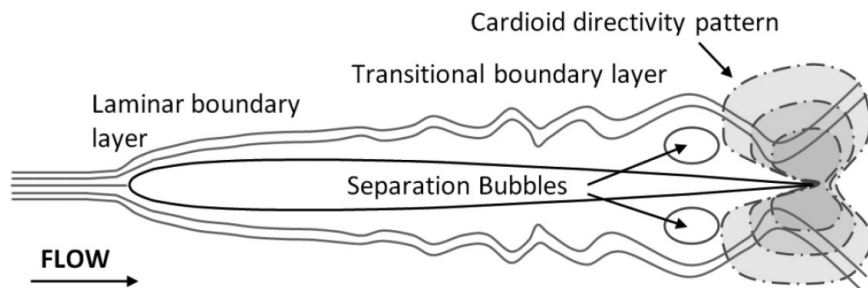


FIGURE 1.8 – Représentation schématique du mécanisme d'émission sonore et de la directivité cardioïde proposée par WILLIAMS et HALL (1970) -ARCONDOULIS, CJ DOOLAN, ZANDER et L. BROOKS (2010)

Bien qu'aucun consensus n'ait été clairement établi, les recherches menées sur ce sujet permettent d'aboutir à des conclusions :

- Le bruit tonal concerne les profils portants en régime de transition (avec ou sans LSB),
- La fréquence se situe dans la gamme d'instabilité des ondes TS,
- Un mécanisme d'amplification a lieu au niveau du bord de fuite,
- Le bruit tonal peut être supprimé en déclenchant la turbulence dans la couche limite

Une idée générale du mécanisme se dégage au fil des années et de l'amélioration des techniques expérimentales et numériques. Elle se résume en cinq points :

- Une zone de transition laminaire-turbulent proche du bord de fuite ;
- Une transition initiée par des ondes de Tollmien-Schlichting ;
- Un bulbe de séparation laminaire à l'origine d'éjections de tourbillons à la fréquence des ondes TS ;
- Des tourbillons qui arrivent avec suffisamment de cohérence et d'énergie au niveau du bord de

fuite pour générer un champ de pression acoustique ;

- Une boucle de rétroaction entre l'onde acoustique et le domaine d'amplification maximale des ondes TS.

Il apparaît clairement que le mécanisme mis en jeu concerne un couplage aéro-acoustique. La masse volumique de l'air étant beaucoup plus faible que celle du profil, les vibrations du profil semblent négligeables et sont rarement mentionnées. On peut alors se demander si ce mécanisme est présent dans l'eau où la masse volumique est bien plus importante. Ce travail de thèse propose de répondre à cette question et la section suivante s'attache à présenter les travaux, bien moins nombreux, déjà effectués dans l'eau.

1.2 Vibration et bruit tonal de profil portant en eau

J. LI et al. (2019) menèrent une étude pour quantifier les niveaux acoustiques dus aux hydrofoils proches d'un port dans la mer Méditerranée. Malgré les difficultés à identifier l'origine des sons perçus, ils montrèrent que le passage d'un navire à hydrofoil augmente significativement le niveau de bruit sous-marin sur une gamme de fréquences bien plus grande par rapport à une coque immergée.

BLAKE, MAGA et FINKELSTEIN (1977) mentionnèrent très tôt la présence de vibrations et d'ondes sonores d'amplitude particulièrement forte pour des vitesses d'écoulement spécifiques sur un hydrofoil. Ils mesurèrent les vibrations du profil induites par l'écoulement pour différentes géométries de bord de fuite ainsi que pour un profil avec différents degrés d'amortissement vibratoire. Ils étudièrent particulièrement les vibrations hydroélastiques dues aux variations de pressions au bord de fuite, l'effet de la vibration du bord de fuite et la boucle de rétroaction fluide-structure générée. Ils constatèrent une forte augmentation du niveau vibratoire lorsque la fréquence du mode de structure coïncidait avec la fréquence du lâcher de vortex dans le sillage pour un hydrofoil à bord droit. A l'inverse un hydrofoil pointu ne présente qu'une augmentation linéaire du niveau vibratoire avec la vitesse d'écoulement.

Quelques années plus tard BLAKE (1984) mentionne trois mécanismes pouvant être responsables des vibrations d'un hydrofoil à faible incidence :

- La turbulence amont du fluide qui génère une excitation large bande sur l'hydrofoil.
- Le chargement instationnaire de l'hydrofoil dû à une couche limite turbulente, principalement pour des nombres de Reynolds élevés.

- Une éjection périodique de vortex dans le sillage du profil au niveau du bord de fuite générant une forte émission sonore.

Dans le cas des profils tronqués avec un écoulement entièrement laminaire, BAUER (1961) proposa une loi pour prédire la fréquence du lâcher de tourbillons dans le sillage basée sur l'épaisseur de déplacement au bord de fuite δ^* , l'épaisseur du bord de fuite h et le coefficient de pression au bord de fuite tel que :

$$\frac{f(\delta^* + h)}{U_\infty \sqrt{1 - Cp}} = [0,2 - 0,26] \quad (1.3)$$

BLAKE (1984) montra par ailleurs que la géométrie du bord de fuite avait une influence primordiale sur le sillage et sur le son produit par les profils portants. Il montra qu'un écoulement turbulent à la surface du profil menait à un sillage tourbillonnaire affaibli et à une émission sonore plus large bande.

Afin d'étudier l'influence des modes propres sur le son généré par un profil portant, Y. XU et TANG (2020) et P. XU et WELLENS (2021) ont mesuré les modes propres ainsi que l'émission sonore d'un hydrofoil dans l'eau pour différentes vitesses d'écoulement. Ils montrèrent ainsi que la fréquence du pic sonore n'est pas modifiée par la vitesse de l'écoulement contrairement aux études menées en air. Avec l'augmentation du nombre de Reynolds, l'amplitude du pic augmente jusqu'à atteindre un maximum avant de diminuer. Ils ajoutèrent que les caractéristiques structurelles du profil ont une forte importance sur la fréquence émise qui est égale au mode de structure.

L. CHEN et MACGILLIVRAY (2011) incriminèrent eux aussi le bord de fuite dans l'émission de l'onde sonore issue d'un hydrofoil. Ils ajoutèrent qu'une source dans le sillage est en mesure de rayonner grâce à la proximité du bord de fuite en raison de la diffusion mécanique et la nature étendue des foils dans le sens de l'envergure. Le bord de fuite est donc responsable de l'efficacité de diffusion de l'onde acoustique.

BOURGOYNE et al. (2002) et DA BOURGOYNE, CECCIO et DOWLING (2005) mentionnèrent une émission sonore importante émanant d'un hydrofoil immergé et non cavitant. Eux-aussi incriminèrent la couche limite instationnaire et turbulente au bord de fuite ainsi que la formation de tourbillons dans le sillage. Ils attribuèrent cependant l'émission sonore à ces tourbillons qui dépendent selon eux de la forme du bord de fuite et du nombre de Reynolds.

Certaines études se sont attachées à contrôler les bruits émis comme DANG, MAO et TIAN (2019)

qui se proposèrent d'étudier par méthode LES un hydrofoil dont la surface était similaire à la peau d'un requin. Cette application du biomimétisme montra une très faible influence sur les performances du profil avec même une légère diminution de la traînée et une forte réduction du champ de pression acoustique généré. Ils attribuèrent cette réduction à des micro-tourbillons générés dans les aspérités de la surface du profil. Pour les trois chercheurs, les tourbillons sont vus comme des "roulements" qui améliorent l'écoulement et le sillage. F. LI et al. (2021) montrèrent quant à eux qu'un bord d'attaque "en vague" était en mesure de supprimer le bruit tonal d'un hydrofoil en influençant peu ses performances.

WATINE, GABILLET, J.-A. ASTOLFI et al. (2020) et WATINE, GABILLET, LOSSOUARN et al. (2023) se sont attachés à décrire le phénomène de vibration induites par un sillage tourbillonnaire et à le contrôler dans le cas d'une plaque plane sans incidence. L'analyse par Proper Orthogonal Decomposition (POD) de l'écoulement autour de la plaque a néanmoins révélé l'existence d'une double excitation fluide. La première associée à un lâcher alterné de tourbillons au bord de fuite, la seconde à un mécanisme également alterné d'instabilités dites de collision de couches cisailées extradors et intrados générées au bord d'attaque. Ces deux mécanismes sont caractérisés par deux nombres de Strouhal conduisant à un double accrochage avec le premier mode de flexion et le premier mode de torsion de la plaque. Ces travaux ont également mis en évidence qu'il est possible de diminuer l'amplitude des vibrations au moyen de patches piézo-électriques.

Un peu plus tôt, TOEBES et EAGLESON (1961) ont montré que la géométrie du bord de fuite avait également un fort impact sur le couplage qui pouvait s'établir entre le lâcher de vortex et les modes propres d'une plaque plane rigide élastiquement supportée en rotation.

On remarque sur la figure 1.9 que comparativement à un bord de fuite pointu, une plaque plane avec un bord de fuite droit présente une amplitude de réponse bien moins élevée et sur une gamme de vitesse plus faible. Par ailleurs, là où les fréquences d'une plaque au bord de fuite pointu laissent apparaître un fort couplage autour de 450Hz pour $U = 7$ à $U = 15 \text{ m s}^{-1}$, le profil avec un bord de fuite droit ne subit quant à lui que très peu l'influence du mode de structure et présente une évolution quasi linéaire de la fréquence de vibration.

Les travaux de GREENWAY et WOOD (1973) ont aussi montré qu'il était possible de contrôler le lâcher de tourbillons avec un bord d'attaque biseauté capable d'assymétriser l'écoulement conduisant à la suppression du détachement tourbillonnaire et donc des vibrations l'accompagnant.

1.2. VIBRATION ET BRUIT TONAL DE PROFIL PORTANT EN EAU

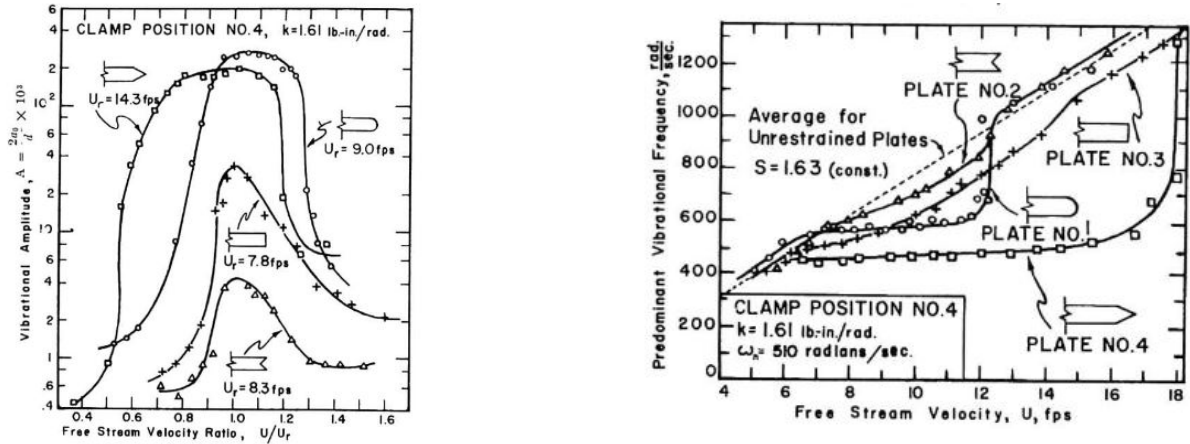


FIGURE 1.9 – Comparaison des amplitudes vibratoires en rotation et des fréquences pour différentes géométries de bord de fuite - TOEBES et EAGLESON (1961)

MATVEEV (2002) étudia le son produit par l'hydrofoil d'un navire à passagers et montra que ce phénomène était dû à une auto excitation du bord de fuite du profil. Ils proposèrent également une nouvelle géométrie de bord de fuite asymétrique pour réduire le son émis.

Ces études montrent que le bruit tonal de surface portante largement étudié en air est aussi présent dans l'eau mais associé à des vibrations. En effet, là où dans l'air l'amplification est de type fluide-acoustique, elle semble être de type fluide-structure dans l'eau avec une forte dépendance des modes de structure sur la fréquence émise. C'est le couplage avec un mode de structure qui, dans l'eau, sert de mécanisme amplificateur là où le champ de pression acoustique est suffisant dans l'air pour entretenir le mécanisme.

La majorité des études réalisées dans l'eau ont porté sur le sillage tourbillonnaire aussi bien pour des profils à bord de fuite épais que fin. Le mécanisme évoqué dans l'air et incriminant les ondes TS est ici très peu considéré alors qu'il a été également constaté que le bruit tonal pouvait être supprimé sur un hydrofoil en déclenchant la transition dans la couche limite.

De la même manière, les réponses vibratoires de la structure dans les cas d'émissions de bruit tonal ont elles aussi été négligées. Il reste en particulier à mieux caractériser l'influence de l'incidence, du nombre de Reynolds et des modes propres sur les vibrations et l'onde sonore émise.

1.3 Comportement de l'écoulement en proche paroi

La couche limite, zone de fort ralentissement de la vitesse de l'écoulement proche de la paroi, est propice à la formation de nombreux phénomènes. En particulier lors de la transition d'un écoulement laminaire stable à turbulent plus chaotique. La position de cette transition et les mécanismes mis en jeux peuvent fortement varier en fonction du gradient de pression à la surface du profil.

Cette section s'attache à présenter plus en détail les mécanismes et notions utiles pour comprendre l'origine des sources d'excitation hydrodynamiques pour les profils portants en régime de transition.

1.3.1 Grandeurs caractéristiques

La couche limite est la zone fluide qui est ralentie au contact de la surface d'un solide. Son épaisseur δ est considérée traditionnellement comme la valeur de y où u , la vitesse locale dans la direction de l'écoulement moyen est telle que $u = 0.99U_\infty$. La solution de Blasius pour une couche limite de plaque plane sans gradient de pression donne $\delta = \frac{4,92x}{\sqrt{Re_x}}$ où x est la position le long de la corde et Re_x le nombre de Reynolds associé.

L'épaisseur de déplacement δ^* correspond à la perte de débit massique d'une section de la couche limite comparée au même écoulement dans un fluide parfait. Elle s'exprime telle que :

$$\int_0^\delta \rho U_\infty dy - \int_0^\delta \rho u dy = \rho U_\infty \delta^* \quad (1.4)$$

soit

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy. \quad (1.5)$$

L'épaisseur de quantité de mouvement θ correspond quant à elle à la perte de quantité de mouvement dans la couche limite par rapport à un écoulement en fluide parfait. Elle est notée :

$$\left(\int_0^\delta \rho u dy\right) \times U_\infty - \int_0^\delta \rho u^2 dy = \rho U_\infty^2 \theta \quad (1.6)$$

soit

$$\theta = \int_0^\delta \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy. \quad (1.7)$$

1.3. COMPORTEMENT DE L'ÉCOULEMENT EN PROCHE PAROI

Le facteur de forme, noté H , est un paramètre qui permet d'apprécier l'état de la couche limite. C'est le rapport entre l'épaisseur de déplacement δ^* et l'épaisseur de quantité de mouvement θ

On trouve $H = 2,59$ dans le cas d'un profil de BLASIUS (1913) laminaire alors que d'après Schlichting GERSTEN (2009) il est de 1,4 pour une couche limite proche de la transition laminaire turbulente et inférieur à 1,3 pour une couche limite turbulente. KLINE, BARDINA et STRAWN (1983) ajoutent que la couche limite est considérée comme attachée lorsque $H < 2,2$, complètement détachée pour $H > 4$ et qu'un décollement intermittent est observé pour $H \approx 2,7$.

En effet, dans une couche limite laminaire lorsque le nombre de Reynolds devient trop important, on observe une modification du profil de vitesse. Des instabilités à l'origine de la turbulence apparaissent. Cela sous entend que les forces d'inertie du fluide l'emportent sur la viscosité. C'est pourquoi celle-ci apparaît pour des nombres de Reynolds élevés.

Ces instabilités résultent de l'amplification de perturbations locales. L'écoulement a donc une apparence très désordonnée et difficilement prévisible. L'état de surface a une grande importance sur le déclenchement de la turbulence et reste un domaine de recherche encore ouvert. FLACK et SCHULTZ (2014) ont montré encore récemment qu'il est ainsi possible de déclencher volontairement la turbulence par des effets de surface et ont pu analyser les effets de la rugosité sur la couche limite turbulent.

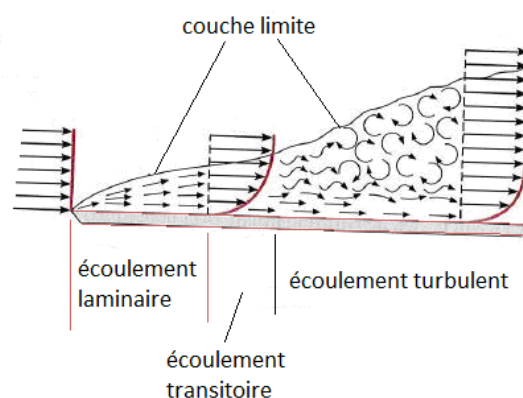


FIGURE 1.10 – Représentation de la transition laminaire-turbulente sur une plaque plane AHMED NOUR EL ISLAM (2019)

1.3.2 Transition et ondes de Tollmien, Schlichting, Shen, Schubauer et Skramstad (TS)

La transition laminaire à turbulente d'une couche limite s'effectue souvent par un phénomène d'instabilité faisant apparaître des fluctuations de vitesse dans la couche limite. Après avoir mis au point une méthode pour visualiser la couche limite sur un airfoil au moyen d'un stroboscope et de fumée, BERGH (1958) a montré qu'il était possible de modifier artificiellement la fréquence d'un phénomène périodique dans la couche limite avec un haut parleur. Il a ainsi démontré l'impact que pouvait avoir une boucle de rétroaction acoustique sur la couche limite d'un profil portant.

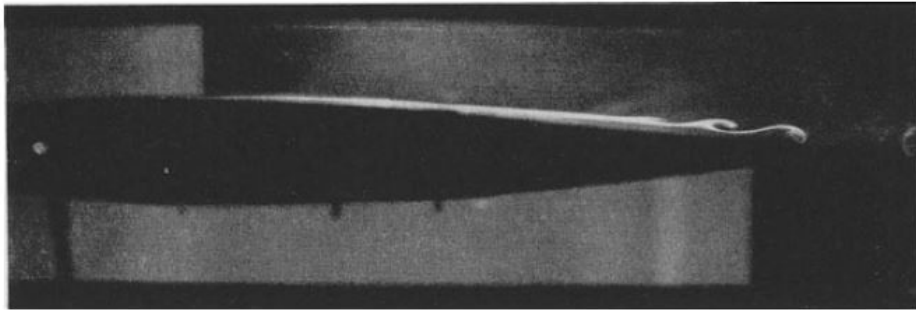


FIGURE 1.11 – Visualisation de la couche limite au moyen de fumée et d'un stroboscope à 63 flash par seconde. $U_\infty = 4 \text{ m s}^{-1}$ $\alpha = 0^\circ$ - BERGH (1958)

Il mentionne qu'une augmentation de la vitesse de l'écoulement engendre une migration de ces structures vers le bord d'attaque ainsi qu'une augmentation de leur fréquence. Cette fréquence est d'ailleurs apparue comme étant en excellente adéquation avec la borne inférieure de la courbe de stabilité de TIMMAN, BURGERHOUT et ZAAT (1956), elle même très similaire à celle de SHEN (1954).

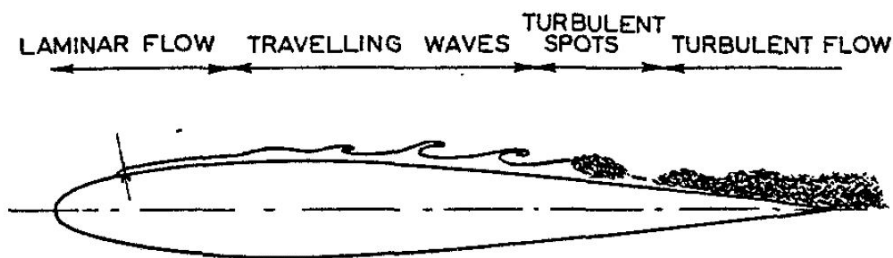


FIGURE 1.12 – Schématisation de la couche limite sur l'extrados d'un airfoil - BERGH et BERG (1958)

La figure 1.12 représente ce qui a été observé par BERGH et BERG (1958). Dans un premier temps une zone laminaire non perturbée précède à une zone d'apparition et de développement d'ondes. Leur amplitude augmente durant le trajet vers le bord de fuite tout en se courbant pour prendre la forme de

1.3. COMPORTEMENT DE L'ÉCOULEMENT EN PROCHE PAROI

tourbillons. A un certain point ces structures sont soudainement diffusées, phénomène typique d'une couche limite turbulente, ce qui laisse à penser qu'il s'agit du point de transition. Il est important de noter que le motif de fumée ne doit pas être confondu avec des lignes de courant. En effet, celui-ci montre uniquement les étapes successives de développement de la déformation d'une couche de fumée non perturbée à l'origine.

SCHLICHTING et GERSTEN (2016) résument l'écoulement turbulent comme une distribution de vitesses plus uniforme que dans le cas laminaire et de forts mouvements transverses encourageant le mélange. Malgré tout, cette vitesse fluctue et n'est pas constante dans le temps, apportant un contenu fréquentiel. Ils réduisirent le problème de la transition à un problème de stabilité, se basant sur l'idée que la transition est initiée par des petites perturbations telles que le taux de turbulence ou la rugosité. KUNDU, COHEN et DOWLING (2015) montrent que cette instabilité tire son origine de l'énergie cinétique d'une perturbation :

$$\frac{d}{dt} \int \frac{1}{2}(u^2 + v^2)dV = - \int uv \frac{\delta U}{\delta y} dV - \Lambda \quad (1.8)$$

où V est un volume en contact avec la paroi qui respecte la condition de vitesse nulle à la paroi et Λ est la dissipation visqueuse de l'énergie cinétique dans le volume V .

Dans le cas d'un fluide non visqueux, le produit uv moyenné sur une période est nul si les composantes des vitesses sont en phase. Ainsi, les perturbations ne peuvent pas extraire de l'énergie du volume ce qui conduit à un écoulement stable. A l'inverse, la viscosité perturbe la couche limite et change la phase entre u et v . Le produit $-\int uv \frac{\delta U}{\delta y} dV$ devient alors positif et même supérieur à la dissipation visqueuse de l'énergie cinétique ce qui est à l'origine d'une instabilité. L'équation dite de Orr-Sommerfeld (ORR (1907a), ORR (1907b) et SOMMERFELD (1908)) permet d'effectuer une analyse de stabilité de perturbations infinitésimales de l'écoulement en utilisant une formulation linéarisée des équations de Navier-Stokes en écoulement incompressible.

En introduisant dans les équations de Navier-Stokes linéarisées une expression de la fonction de courant ϕ associée aux perturbations de la forme :

$$\phi = \psi(k, y, w)e^{i(kx - \omega t)}, \quad p' = g(k, y, \omega)e^{i(kx - \omega t)}. \quad (1.9)$$

On obtient l'équation dite de Orr-Sommerfeld pour l'amplitude ψ des perturbations :

$$(u - c)\left(\frac{d^2\psi}{dy^2} - k^2\psi\right) - \psi\frac{d^2u}{dy^2} = \frac{1}{ikRe}\left(\frac{d^4\psi}{dy^4} - 2k^2\frac{d^2\psi}{dy^2} + k^4\psi\right). \quad (1.10)$$

Il est alors possible, en imposant des conditions aux limites et un profil de vitesse, de trouver la fonction appelée relation de dispersion f tel que $f(k, \omega) = 0$. Cette relation fait apparaître un nombre de Reynolds critique sous lequel les perturbations sont amorties et ne conduisent pas à la transition. Cette valeur est de 9×10^4 dans le cas d'une plaque plane et est sensible à la géométrie du profil. En effet, un point d'inflexion est susceptible de diminuer le Reynolds critique en rendant l'écoulement plus instable comme c'est le cas des gradients de pression positifs. Cependant, KUNDU, COHEN et DOWLING (2015) mentionne que pour des nombres de Reynolds élevés, d'importants désaccords persistent entre la théorie et l'expérimental sur le sujet de la transition. Ils ajoutent que le Reynolds critique Re_x est fortement dépendant de la courbure du profil mais aussi des fluctuations de vitesse, sa rugosité, les vibrations et le gradient de pression. Ils mentionnent par exemple que le Reynolds critique diminue lorsque la rugosité du profil augmente.

C'est donc ces ondes dites de Tollmien-Schlichting (voir TOLLMIEEN (1930), TOLLMIEEN (1931), SCHLICHTING (1933) et GERSTEN (2009)) qui sont à l'origine de la transition laminaire turbulente dans la majorité des cas. La théorie de l'instabilité montre que la stabilité des ondes diffère selon leur fréquence. Pour un même nombre de Reynolds on distingue deux régions en fonction de la fréquence, l'une où les ondes sont instables conduisant à la transition et une autre où les ondes sont amorties. C'est ce qui a conduit aux courbes de stabilité de SHEN (1954) pour un profil de Blasius ou de OBRMSKI et al. (1969) pour des profils de FALKNER et SKAN (1931).

COUSTEIX (1989) mentionne que ces ondes vont alors se développer en tourbillons jusqu'à devenir tridimensionnelles et créer des spots turbulents responsables de la transition (figure 1.13).

KINGAN (2005) synthétisa une méthode pour calculer l'amplification des ondes TS à la surface d'un profil en sept étapes :

- Mesurer le profil de vitesse dans la couche limite en plusieurs points à la surface du profil.
- En chaque point calculer l'épaisseur de déplacement δ^* et le facteur de forme H .
- Déterminer le profil de couche limite de type Falkner-Skan d'après le facteur de forme.
- Calculer le rapport γ entre l'épaisseur de déplacement δ^* et $L = \sqrt{\frac{(2-\beta)\nu x}{u_\infty}}$ où β est obtenu d'après le profil de couche limite de Falkner-Skan.

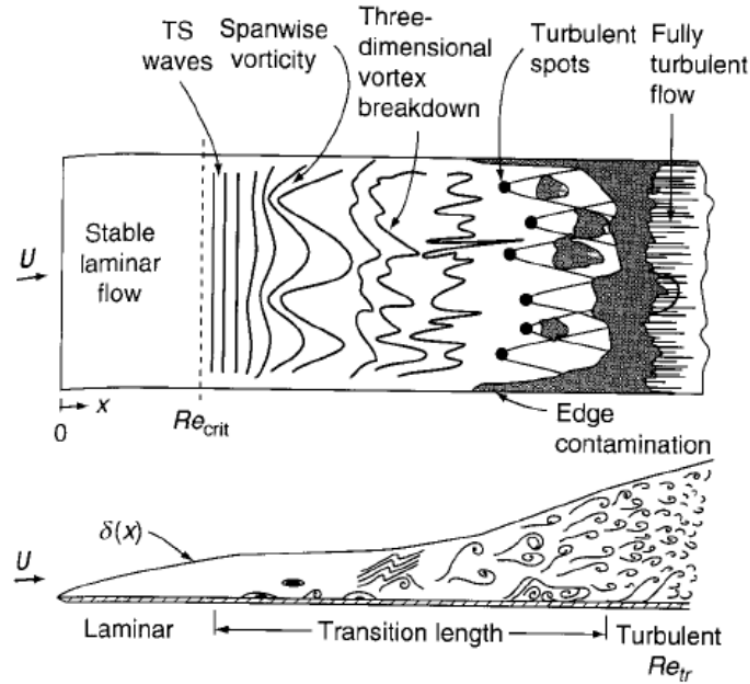


FIGURE 1.13 – Représentation des ondes de Tollmien-Schlichting suivies par une transition en régime turbulent - White (2006)

- Calculer $Re_{\delta^*} = \frac{U_{\infty} \delta^*}{\gamma \nu}$ et $f = \frac{\omega U_{\infty} \gamma}{2\pi \delta^*}$ pour différentes valeurs de ω .
- Calculer le facteur d'amplification en chaque point $\alpha_e = \frac{\alpha \gamma}{\delta^*}$ avec α le nombre d'onde.
- Calculer l'amplification totale le long de la surface du profil sous la forme $\exp - \int_{x_0}^{x_1} \alpha_i(x) dx$.

1.3.2.1 Diagramme de stabilité sans gradient de pression

Dans le cas d'une plaque plane sans gradient de pression, il est possible de déterminer, au moyen du profil de Blasius, les fréquences caractéristiques qui permettent aux perturbations de se développer dans la couche limite. Ces ondes, découvertes mathématiquement par TOLLMIEEN (1930) et confirmées quatre ans plus tard par SCHLICHTING (1933) (figure 1.14), ont été détectées expérimentalement par (SCHUBAUER et SKRAMSTAD (1947)) dans une soufflerie. En leur hommage, elles seront appelées ondes TS. Pour ce faire ils ont eu l'idée d'introduire une perturbation contrôlée en fréquence au moyen d'une bande vibrante métallique dans l'écoulement et proche de la paroi. Leur expérience a permis de démontrer que seules certaines fréquences étaient en mesure de laisser la perturbation se développer (points noirs figure 1.14).

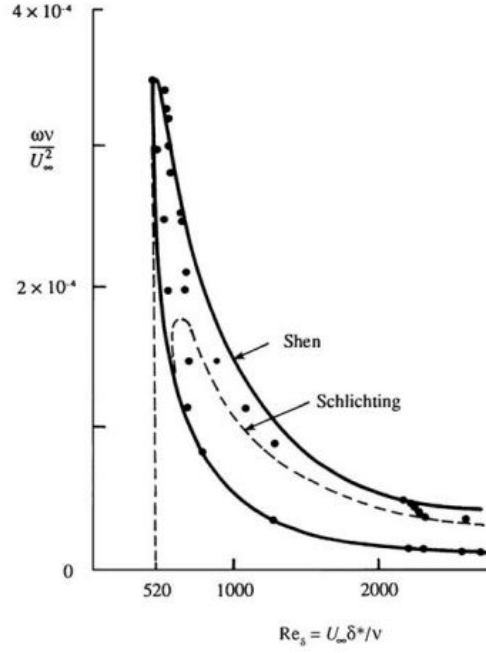


FIGURE 1.14 – Courbe de stabilité de SHEN (1954) et SCHLICHTING (1933) pour un profil de Blasius comparée aux mesures expérimentales de SCHUBAUER et SKRAMSTAD (1947) (points noirs)

Pour de faibles nombres de Reynolds l'écoulement est stable grâce à la viscosité du fluide. De même, des vitesses plus élevées tendent à stabiliser l'écoulement.

SHEN (1954) replit le même raisonnement mathématique que SCHLICHTING (1933) afin d'en améliorer le modèle au regard des résultats expérimentaux de SCHUBAUER et SKRAMSTAD (1947).

La figure 1.14, dont l'abscisse est fonction d'un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement δ^* et l'ordonnée de la fréquence angulaire de la perturbation adimensionnée, montre une très bonne corrélation entre le modèle mathématique de SHEN (1954) et les résultats expérimentaux de SCHUBAUER et SKRAMSTAD (1947). Elle permet de déterminer, pour une épaisseur de déplacement donnée, les fréquences hautes et basses qui verront une perturbation, même infime, s'amplifier dans une couche limite amenant à la transition.

PANTON (2013) et TUMIN (2010) ont montré en 2010 l'influence du gradient de pression sur les ondes TS et plus généralement sur les fréquences responsables d'instabilités. Ils ont montré analytiquement qu'un gradient de pression favorable ($\delta p / \delta x < 0$) stabilise la couche limite laminaire alors qu'un gradient de pression adverse ($\delta p / \delta x > 0$) la rend plus instable.

1.3.2.2 Diagramme de stabilité avec gradient de pression

Les profils de vitesse dit de FALKNER et SKAN (1931) sont issus de la résolution d'un problème bidimensionnel d'ordre trois de couche limite. Ils décrivent l'écoulement au sein d'une couche limite confronté à un dièdre formant un angle $\pi\beta$ avec l'écoulement (figure 1.15). Le profil de BLASIUS (1913) en est une version simplifiée avec $\beta = 0$ correspondant à une plaque plane.

WANG et FU (2011) comparèrent les résultats expérimentaux obtenus par SCHUBAUER et KLEBANOFF (1951) sur un airfoil avec des profils de FALKNER et SKAN (1931).

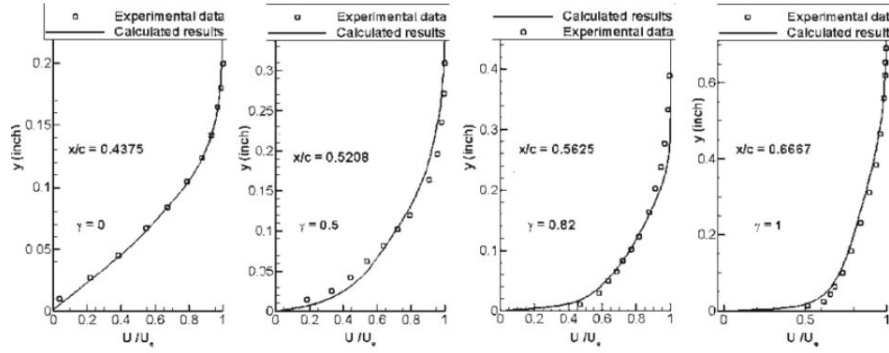


FIGURE 1.15 – Profils de vitesse expérimentaux obtenus par SCHUBAUER et KLEBANOFF (1951) comparés à la résolution de profils de FALKNER et SKAN (1931), réalisée par WANG et FU (2011) - ici $\gamma = \beta$

On observe sur la figure 1.15 une très bonne corrélation entre les vitesses moyennes obtenues expérimentalement dans la couche limite et celles calculées numériquement. SCHUBAUER et KLEBANOFF (1956) montrèrent cinq ans plus tard et sur le même dièdre que celui utilisé par FALKNER et SKAN (1931) la présence de fluctuations de vitesses dans la zone de transition (figure 1.16).

On remarque sur la partie supérieure du dièdre une transition naturelle dans la couche limite. Laminaire dans un premier temps, des instabilités ponctuelles apparaissent donnant lieu à un profil de vitesses instationnaires avec de fortes fluctuations de vitesses périodiques. Dans la partie inférieure une perturbation ajoutée volontairement montre à l'inverse le passage d'un écoulement laminaire à turbulent sans présence d'instabilité.

Le gradient de pression joue donc un rôle essentiel sur le domaine d'amplification des ondes TS. La fréquence adimensionnelle la plus instable peut être calculée selon OBREMSKI et al. (1969) par :

$$\frac{\omega\nu}{U_\infty^2} = 3.2Re_{\delta^*}^{-3/2} \quad (1.11)$$

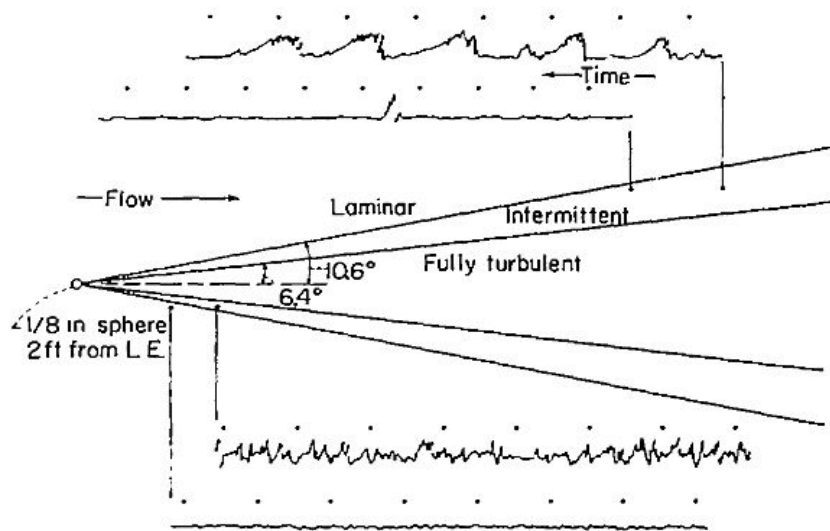


FIGURE 1.16 – Résultats expérimentaux obtenus par SCHUBAUER et KLEBANOFF (1956) au moyen d'un fil chaud

1.3.3 Bulbe de Séparation Laminaire - LSB

Le passage d'une couche limite laminaire à turbulente peut être direct, généralement pour des nombres de Reynolds élevés (SWIFT (2009)) ou se réaliser au travers d'un Bulbe de Séparation Laminaire (O'MEARA et MUELLER (1987)). Ce bulbe se forme lors de la décélération de l'écoulement à la surface du profil et est favorisé par un gradient de pression adverse c'est à dire une augmentation de la pression selon le sens de l'écoulement. L'écoulement pourra ensuite passer par des régimes transitoires, puis devenir turbulent et parfois se rattacher à la surface du profil. Il apparaît sous la forme d'une zone de recirculation du fluide et la présence d'une "zone morte" où la vitesse d'écoulement est très faible voire de sens opposé à la vitesse initiale. Il est caractérisé par un point de séparation (S) où l'écoulement laminaire se détache de la paroi pour laisser place à la zone de recirculation et un point de recollement (R) où l'écoulement, généralement turbulent, se raccroche à la paroi (figure 1.17).

Habituellement observé à l'extrados, ce mécanisme couramment appelé LSB pour "Laminar Separation Bubble" peut se manifester également à l'intrados. En effet, à l'intrados, bien que la pression diminue le long de la corde sur la première partie du profil, elle augmente de nouveau à l'approche du bord de fuite pour aboutir à un rééquilibrage des pressions entre les deux faces du profil. NAKANO, FUJISAWA, OGUMA et al. (2007) ont montré en 2007 grâce à une technique de "Liquid crystal visualisation" qui fait apparaître la contrainte de cisaillement à la paroi, que la position du LSB variait

1.3. COMPORTEMENT DE L'ÉCOULEMENT EN PROCHE PAROI

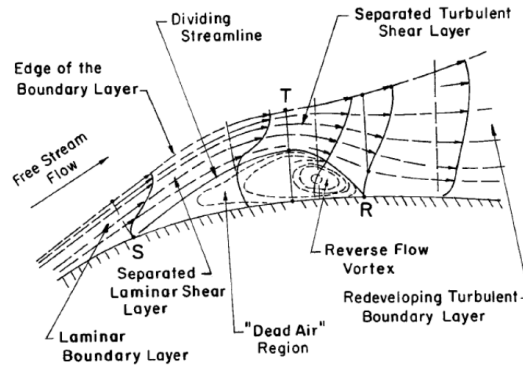


FIGURE 1.17 – Représentation de l'écoulement et du bulbe de séparation laminaire sur un profil - ROBERTS, FINNIS et KNOWLES (2017)

fortement en fonction de l'angle d'incidence du profil. Le gradient de pression à la surface d'un profil portant est fortement dépendant de son incidence. LAMBERT et YARUSEVYCH (2019) montrèrent ainsi que le bulbe de séparation laminaire à l'extrados était influencé par l'angle d'incidence tant sur sa longueur que sur sa position, avec une remontée de celui-ci vers le bord d'attaque avec l'augmentation de l'incidence.

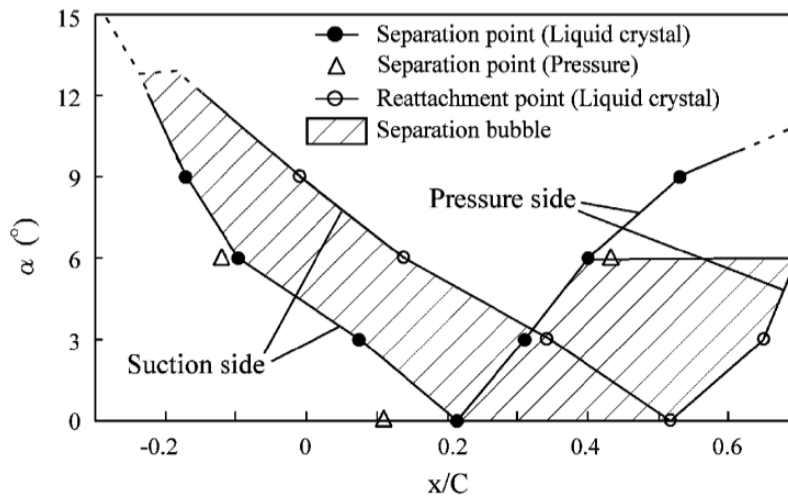


FIGURE 1.18 – Variation du point de décollement et de recollement en fonction de l'angle d'incidence - NAKANO, FUJISAWA, OGUMA et al. (2007)

On peut constater sur la figure 1.18 que le bulbe de séparation laminaire se comporte différemment selon qu'il se trouve sur l'extrados (suction side en anglais) ou l'intrados (pressure side). Dans le cas

1.3. COMPORTEMENT DE L'ÉCOULEMENT EN PROCHE PAROI

de l'extrados celui-ci se rapproche du bord d'attaque à mesure que l'angle d'attaque augmente. À l'inverse il recule vers le bord de fuite sur la partie intrados jusqu'à ce que seul le point de séparation soit présent à la surface du profil.

Il est aussi possible, lorsque le gradient de pression intrados reste faible, de n'avoir aucun point de séparation sur la partie intrados du foil laissant place à un écoulement purement laminaire.

DUCOIN et J. ASTOLFI (2019) ont étudié la transition de l'écoulement du régime laminaire à turbulent sur un profil NACA66 par méthode numérique DNS et expérimentalement. Ils ont ainsi pu mettre en évidence l'existence d'un lâcher de vortex dû à un bulbe de séparation laminaire (figure 1.19). Ils ont eux aussi montré expérimentalement que la durée de vie de ces vortex était limitée et que la fréquence de lâcher dépendait largement du nombre de Reynolds (figure 1.20).

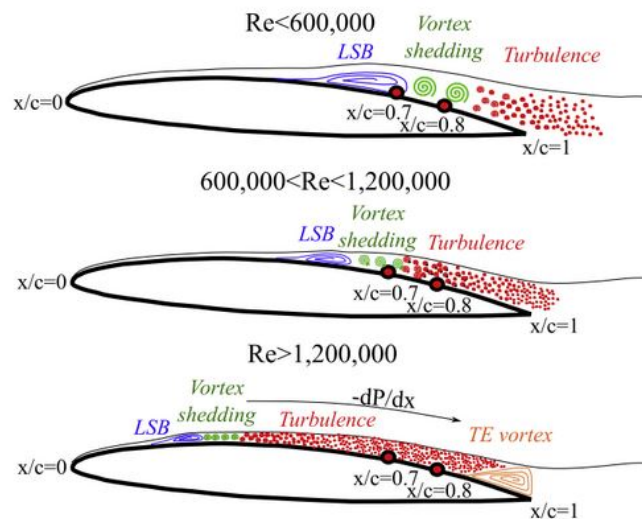


FIGURE 1.19 – Schématisation et évolution de la dynamique d'un LSB sur un NACA66 - DUCOIN et J. ASTOLFI (2019)

Il apparaît également que l'évolution fréquentielle des ces lâchers de tourbillons est comprise dans la courbe d'instabilité des ondes TS (figure 1.14). Au regard de ces résultats, il est important de garder à l'esprit que la notion de bulbe de séparation laminaire est une vue moyenne de l'écoulement. Il serait plus pertinent de le définir comme une zone où des structures périodiques de faibles vitesses apparaissent ponctuellement. Par ailleurs il apparaît aussi que ces structures ont une fréquence et une durée de vie propre. Il est aisé d'imaginer qu'elles soient excitatrices, en particulier au passage du bord de fuite d'un foil.

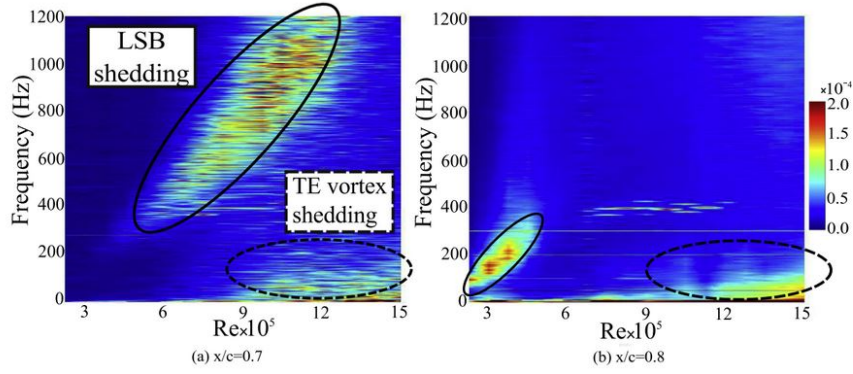


FIGURE 1.20 – Fréquences des fluctuations de pression à la paroi d'un NACA66 pour $x/c=0.7$ et $x/c=0.8$ - DUCOIN et J. ASTOLFI (2019)

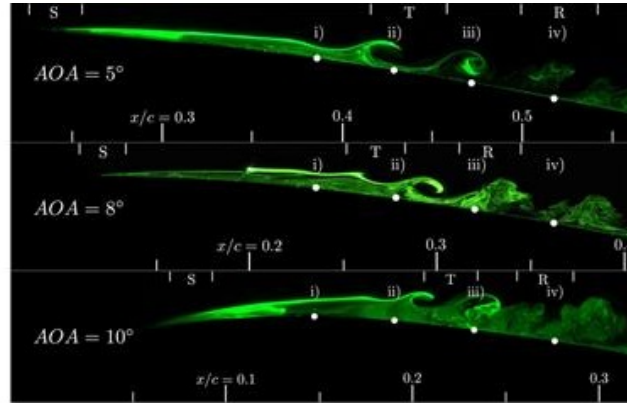


FIGURE 1.21 – Visualisation du lâcher de tourbillons d'un LSB en fonction de l'incidence sur un profil NACA0015 à $Re=1 \times 10^5$ - LAMBERT et YARUSEVYCH (2019)

LAMBERT et YARUSEVYCH (2019) ont récemment étudié l'effet de l'incidence sur ce lâcher de tourbillons de LSB. Leur étude expérimentale réalisée avec un NACA0018 à 0, 5, 8 et 10° d'incidence et à Reynolds 2×10^5 a montré la présence d'un lâcher de tourbillons pour tous les cas étudiés (figure 1.21). Ils mentionnent la présence d'instabilités après le point de transition moyen qui disparaissent à proximité du point de rattachement, donnant lieu à la formation de tourbillons en aval du LSB. Ils montrèrent aussi que la longueur du LSB extrados diminue avec l'augmentation de l'angle d'incidence donnant lieu à une augmentation de la fréquence de lâcher de vortex.

1.4 Objectifs de la thèse

Les travaux présentés précédemment ont cherché à éclaircir l'origine du bruit tonal émis par des profils portants en air. Le phénomène a été approfondi au fil des ans conduisant aujourd'hui à un consensus incriminant un mécanisme de transition, avec éventuellement la présence d'un Bulbe de Séparation Laminaire et des ondes de Tollmien-Schlichting à proximité du bord de fuite.

Le mécanisme semble toutefois différer selon le fluide concerné. Il varie en effet d'un mécanisme fluide-acoustique dans le cas de l'air, avec une boucle de rétroaction acoustique entre la couche limite et le champ acoustique généré, à un phénomène fluide-structure dans le cas de l'eau, comme le suggère l'influence des modes de structure sur l'onde sonore. Alors que le mécanisme dans l'air a été grandement étudié, celui des hydrofoils reste encore à approfondir. Par ailleurs, alors que l'influence du nombre de Reynolds semble bien cernée, l'impact de l'angle d'incidence reste à explorer et avec lui apparaissent de nouvelles pistes d'explication du mécanisme.

Cette thèse vise donc, au moyen d'une étude expérimentale, à approfondir les origines de l'émission sonore des profils portants dans l'eau et à intégrer dans l'analyse le couplage hydroélastique avec les modes propres de la structure.

Ainsi, ce travail utilisera la réponse vibratoire d'un profil NACA0015 comme marqueur de l'écoulement, l'analyse vibratoire du profil permettant d'analyser plus finement les interactions possibles entre le fluide et la structure.

1.4. OBJECTIFS DE LA THÈSE

Chapitre 2

Moyens expérimentaux et méthodes d'analyses

Ce chapitre a pour vocation de présenter en détail les méthodes et dispositifs expérimentaux utilisés lors de cette étude. Une première partie présentera le tunnel hydrodynamique, puis seront abordés les dispositifs de mesure d'efforts, de champ ou de profil de vitesse (TR-PIV ou LDV) et de vibrations. Enfin la dernière section sera consacrée aux caractéristiques géométriques et structurelles des hydrofoils testés et sera complétée par une description détaillée de l'écoulement proche paroi sur une NACA0015 réalisée par le logiciel XFOIL.

2.1 Tunnel hydrodynamique

Le tunnel hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'École Navale (figure 2.1) est un circuit fermé composé de $60m^3$ d'eau douce. D'une longueur de près de 15 mètres et installé sur deux étages, il permet de réaliser des études sur différents types de géométries. La mise en mouvement du fluide est réalisée par une hélice à 10 pales entraînée par un moteur de 21kW contrôlé par un variateur Elvovert XD 37kW avec une précision de 0.1% sur la vitesse de rotation. Elle permet d'atteindre une vitesse limite de $12m.s^{-1}$ dans la section de test pour une précision de $0.2m.s^{-1}$.

La vitesse de l'écoulement est assurée par une mesure de différentiel de pression en aval et en amont du convergent par deux capteurs de pression piezo-sensitif Paroscientifique®.

Afin de pouvoir imposer la pression à l'intérieur de la section de test, le dispositif est relié à une réserve pressurisée par un compresseur à 6 bars par des servo-vannes et à une réserve de vide alimentée

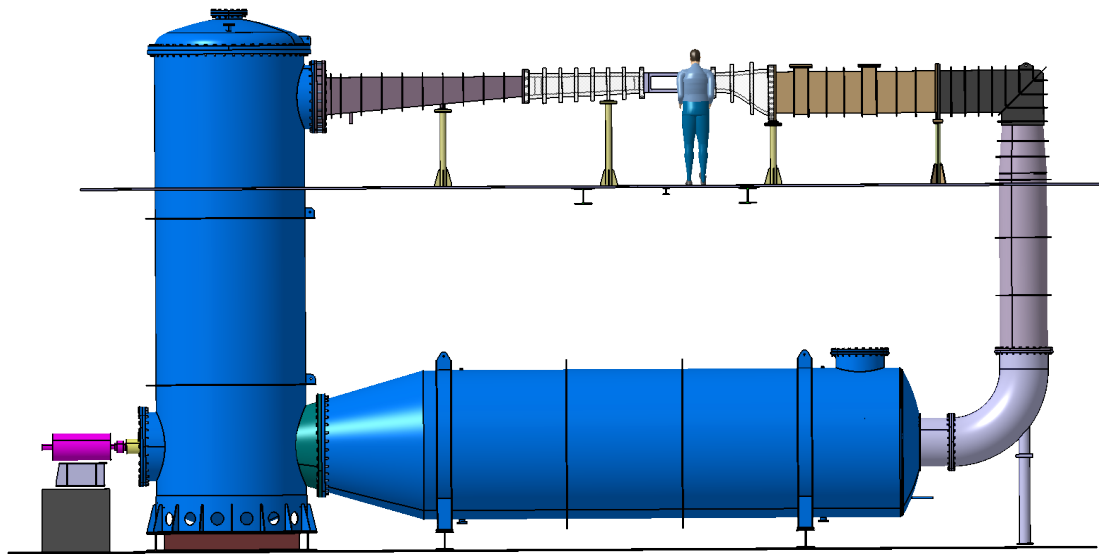


FIGURE 2.1 – Représentation schématique du tunnel hydrodynamique de l'École Navale

par une pompe à vide. Les pressions tolérées par l'installation se situent entre 100 mbar et 3 bar. Cette régulation en pression permet de contrôler le nombre de cavitation σ sans jouer sur la vitesse et ainsi de faire apparaître la cavitation à la surface des profils étudiés. À l'inverse, elle permet en augmentant la pression de s'affranchir du phénomène de cavitation si besoin. Ce sera le cas dans le cadre de cette étude.

La section de test (figure 2.2) est composée d'un nid d'abeille et d'un convergent d'un taux de compression de $1/9$. Le taux de turbulence de l'écoulement veine vide est inférieur à 2%. Afin de compenser le développement d'une couche limite sur les parois de la section de test, une pente de 0.3% de la paroi inférieure a été mise en place. L'écoulement est ainsi dévié de l'ordre de 0.14° avec l'horizontale.

2.2 Mesures d'efforts

La balance hydrodynamique SIXAXES est un dispositif permettant de mesurer les efforts de portance, de traînée et de moment de tangage. Ces mesures s'effectuent par l'intermédiaire de quatre ponts de jauge. L'angle de rotation du profil est situé à 25% de la corde de l'hydrofoil. Le quart de corde est également le point de référence utilisé pour le moment de tangage (voir figure 2.3). La tension mesurée par la déformation des jauges est convertie en mesures interprétables de portance (maximum

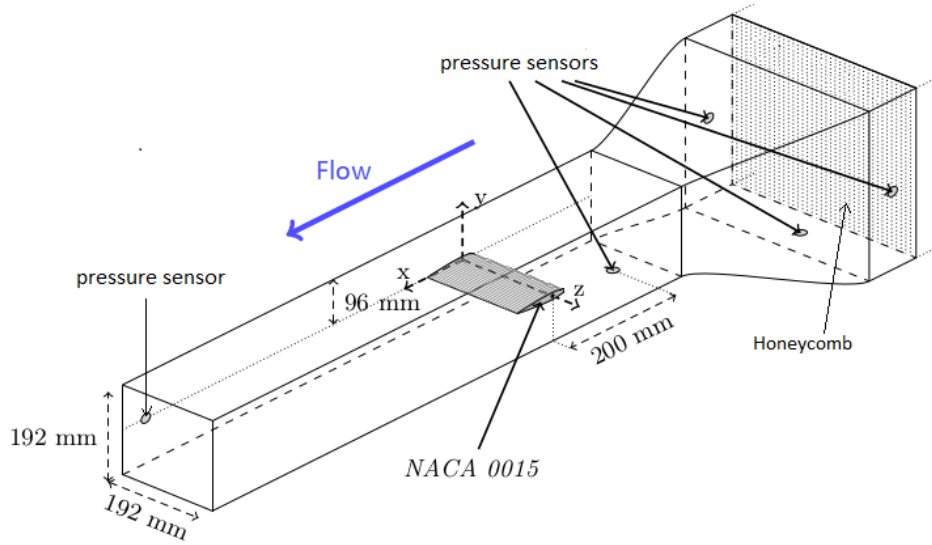


FIGURE 2.2 – Schéma de la section de test du tunnel hydrodynamique de l'IRENav

1700 N), de traînée (maximum 180 N) ou de moment (maximum 45 N.m) grâce à une matrice de passage définie au moyen d'une calibration préalable. Toutes les mesures présentées lors de cette étude ont été enregistrées sur une période de temps de 20s à une fréquence d'acquisition de 2000Hz soit 40000 valeurs par point de mesure. Ces valeurs sont ensuite moyennées dans le temps pour obtenir les coefficients hydrodynamiques tels que :

- Coefficient de portance $C_l = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho s U_\infty^2}$
- Coefficient de traînée $C_d = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho s U_\infty^2}$
- Coefficient de moment $C_m = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho s U_\infty^2 C}$

Il est possible à partir du moment et de la portance de déterminer la distance x entre le point d'application de la portance et le centre de rotation du profil. En notant x_{Cp} la position sur la corde du point d'application de la portance, on a pour un profil symétrique $\frac{x_{Cp}}{c} = 1/4 - C_m/C_l$.

Les données constructeurs indiquent une erreur relative de la balance hydrodynamique de 2% et un écart de non linéarité inférieur à 0,2 %. Au cours des campagnes réalisées, les résultats se sont toujours montrés répétables avec un écart relatif inférieur à ce pourcentage. C'est pourquoi, dans le reste de cette étude, c'est la valeur de 2% qui sera retenue comme erreur relative pour les résultats de portance, traînée et moment. Ces incertitudes conduisent à des incertitudes maximales de 0,001 en traînée, 0,022 en portance et de 1 en finesse. Pour des raisons de contraintes mécaniques, certaines limites ont dû être respectées. C'est le cas en particulier des mesures réalisées à forte vitesse d'écoulement et pour

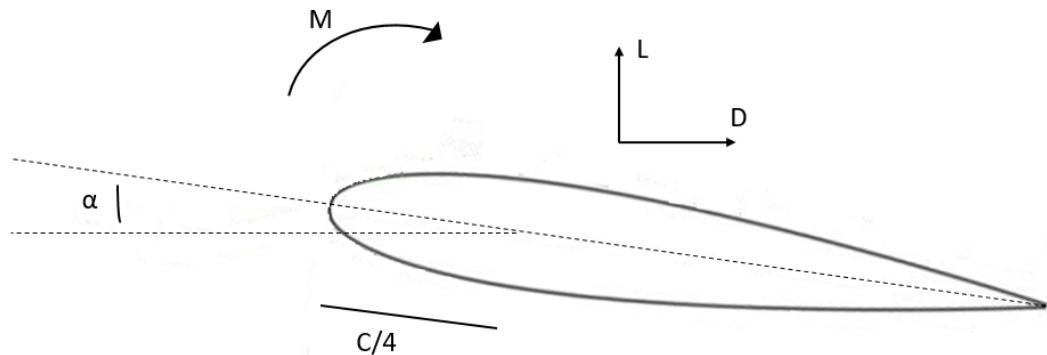


FIGURE 2.3 – Schéma de l'hydrofoil dans son référentiel

des angles d'incidence élevés où la portance est susceptible d'atteindre un niveau dommageable pour les jauges de déformation.

L'incidence du profil est contrôlé par un moteur dit "pas à pas" de précision 0.01° . L'étalonnage de l'angle d'incidence se réalise au moyen d'un niveau à bulle de précision sur un support dédié. L'incertitude totale sur l'angle d'incidence peut donc être considérée comme la somme de la déviation de l'écoulement par la veine et l'incertitude du mécanisme soit un total de 0.15° .

2.3 Mesures du champ de vitesses (PIV)

2.3.1 Velocimétrie par Images de Particules

La Velocimétrie par Images de Particules (PIV) permet de visualiser l'écoulement fluide au moyen de particules illuminées et photographiées à deux instants différents. Le mouvement des particules entre les deux images permet de déterminer le champ de vitesse (figure 2.4).

De manière à obtenir des images nettes malgré la vitesse des particules, un laser Nd-Yag est utilisé. Celui-ci est destiné à émettre un faisceau lumineux de longueur d'onde 532 nm intense et sur un laps de temps court. Afin de prévenir des réflexions laser sur la paroi le profil utilisé a été préalablement anodisé mat. L'image enregistrée par le capteur LCD est ainsi prise sur un temps d'exposition plus faible que ce qu'un obturateur mécanique serait capable de réaliser. Lors de cette étude toutes les analyses ont été réalisées par TR-PIV. Il s'agit de PIV résolue en temps qui offre d'acquérir des

2.3. MESURES DU CHAMP DE VITESSES (PIV)

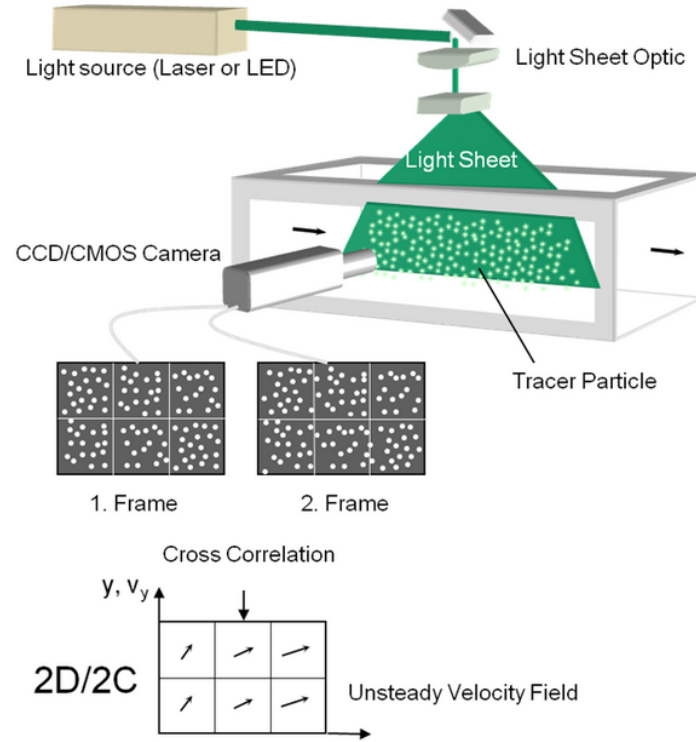


FIGURE 2.4 – Schéma du principe de la PIV - Optolution®

données à une très haute fréquence d'acquisition permettant d'apprécier le caractère instationnaire de l'écoulement.

Lors de la reconstruction des champs de vitesse, deux images successives sont comparées. L'algorithme de reconstruction définit une fenêtre d'interrogation sur l'image 1 (Frame 1 figure 2.4) appelée fenêtre d'interrogation et recherche cette même fenêtre d'interrogation sur l'image 2 (Frame 2 figure 2.4). Cette méthode est appelée cross-correlation. Après l'obtention d'un ratio pixel/millimètre grâce à une calibration, le déplacement en pixel entre les deux images est divisé par l'intervalle de temps Δt , ce qui donne un vecteur vitesse (figure 2.5).

La taille des fenêtres utilisées a toute son importance dans la mesure où elle est responsable de la définition du champ de vitesse final. Un phénomène tourbillonnaire d'une taille inférieure à la fenêtre sera négligé et représenté comme un vecteur vitesse unique. À l'inverse, une fenêtre trop petite contiendrait peu de particules et donc trop peu d'informations pour permettre à l'algorithme de retrouver l'fenêtre d'interrogation 1 sur l'image 2.

2.3. MESURES DU CHAMP DE VITESSES (PIV)

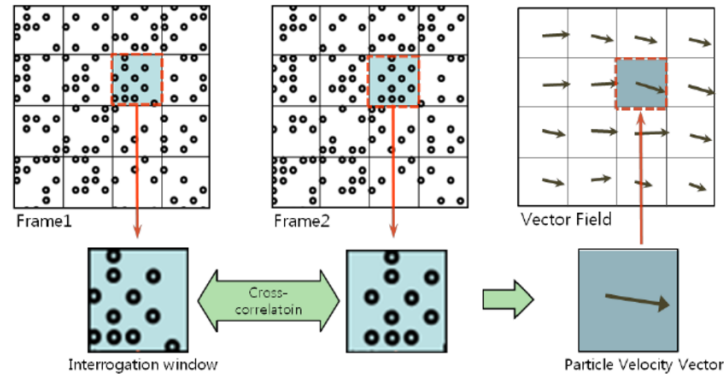


FIGURE 2.5 – Schéma du principe de la Cross-Corelation CHOI et al. (2011)

Pour un temps Δt entre deux images fixé, la distance parcourue par les particules dépend de la vitesse de l'écoulement. Le Δt doit donc être paramétré en fonction de l'écoulement étudié.

Un trop faible déplacement apporte des imprécisions de mesure alors qu'une distance trop élevée nuit à la cross-corrélation. Par ailleurs, la position des particules entre les deux images n'étant pas connue, leur trajectoire est supposée linéaire dans le laps de temps Δt .

La distance absolue, en mètres, parcourue par les particules dépend de l'écoulement mais son équivalent en pixels sur le capteur de la caméra dépend aussi de la distance de la caméra avec la nape laser. On considère que le déplacement en pixel des particules entre deux images doit correspondre au quart de la fenêtre d'interrogation. Il est donc important de définir dans un premier temps le champ d'étude voulu, la taille des fenêtres d'interrogation, le temps d'acquisition entre deux images, puis la fréquence d'acquisition.

La fréquence d'acquisition correspond à l'intervalle de temps entre deux paires d'images successives. Plusieurs modes de fonctionnement sont possibles (figure 2.6) :

- Single Frame qui consiste à prendre des images à une fréquence fixe (figure 2.6 (i))
- Double Frame qui consiste à prendre des paires d'images à un intervalle de temps différent de la fréquence (figure 2.6 (ii))

Sur la figure 2.6 le cas (i) correspond à la configuration Single Frame. Ici chaque image est prise à un intervalle de temps fixe pouvant aller jusqu'à 10kHz soit 10 000 images par seconde. Ce mode a l'avantage de permettre d'obtenir des champs de vitesses, entre chaque image soit dans cette figure trois champs de vitesses distincts (Frame 1-2, Frame 2-3, Frame 3-4). Un autre avantage est le temps élevé

2.3. MESURES DU CHAMP DE VITESSES (PIV)

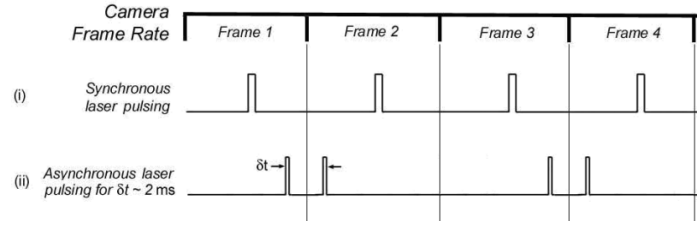


FIGURE 2.6 – Schématisation des différents modes d'acquisition d'image en PIV. (Single Frame (i), Double Frame (ii)) - University of Washington

entre chaque image qui permet au laser de se recharger plus longtemps pour obtenir un faisceau lumineux plus intense. L'inconvénient de cette méthode est que l'intervalle de temps entre les deux images est défini par la fréquence d'acquisition. Or cet intervalle de temps est primordial pour la qualité des résultats obtenus et est dépendant de la vitesse de l'écoulement comme présenté au paragraphe 2.3.1. Dans cette configuration, la fréquence d'acquisition est donc dépendante de la vitesse de l'écoulement.

Le cas (ii) de la figure 2.6 représente quant à lui la méthode Double Frame. Elle permet, grâce à un laser double cavité, de réaliser deux images successives dans un temps court (δt sur la figure) qui est différent de la fréquence d'acquisition et donc indépendant de la vitesse de l'écoulement. Cette méthode présente toutefois deux inconvénients :

- La reconstruction du champ de vitesse ne peut se faire qu'entre chaque paire d'images. Ainsi les champs de vitesses obtenus ne sont pas continus. Par exemple sur la figure 2.6 seuls deux champs de vitesses seront générés (Frame 1-2, Frame 3-4).
- L'utilisation des doubles cavités du laser génère une disparité d'éclairage entre les deux images qui rend la cross-corrélation plus difficile et donc moins précise.

La densité de particules, à savoir le nombre de particules par fenêtre d'interrogation, influence le processus de cross-corrélation. Une bonne pratique est d'obtenir plus de 10 particules distinguables individuellement par fenêtre d'interrogation.

La taille de l'image des particules perçue par le dispositif optique est essentielle pour limiter l'erreur sur les résultats. En effet une particule plus petite qu'un pixel apparaîtrait immobile alors qu'elle peut s'être déplacée au sein de ce pixel entre les deux images. Les tailles optimales de particules en fonction des tailles de fenêtre sont indiquées ci-dessous :

- 16x16pix : particules de 2 pixels
- 32x32pix : particules de 2,3 pixels

2.3. MESURES DU CHAMP DE VITESSES (PIV)

— 64x64pix : particules de 2,5 pixels

La taille des particules peut être modifiée en éloignant la caméra de la nappe laser ainsi qu'en jouant sur l'intensité lumineuse de celle-ci.

Les champs PIV présentés dans ce rapport ont été réalisés à partir d'images de 1024×400 pixels correspondants à une dimension physique de $0.054m \times 0.021m$ enregistrée à une fréquence de $10\,000\text{ Hz}$ donnant un δ_t de $0,0001\text{ s}$ avec la méthode dite single frame. Les 2000 images enregistrées sur une période de $0,2\text{s}$ ont ensuite été analysées avec des fenetre d'interogation de 8×8 pixels avec 4 pixels de recouvrement donnant lieu à un champ de vecteur de 252×99 avec une résolution spatiale de $0.21mm$ plus élevée que l'amplitude maximal des vibrations mesurées ($0.0065mm$).

2.4 Post-traitement des mesures PIV

Le champ moyen (figure 2.7) est le champ de vitesse moyenné sur toute la durée d’acquisition. La zone blanche correspond sur les figures à l’hydrofoil et la zone masquée par celui-ci dans laquelle il n’est pas possible de mesurer de champ de vitesse. Les valeurs, affichées négativement par un biais de référentiel sont à considérer en valeur absolue.

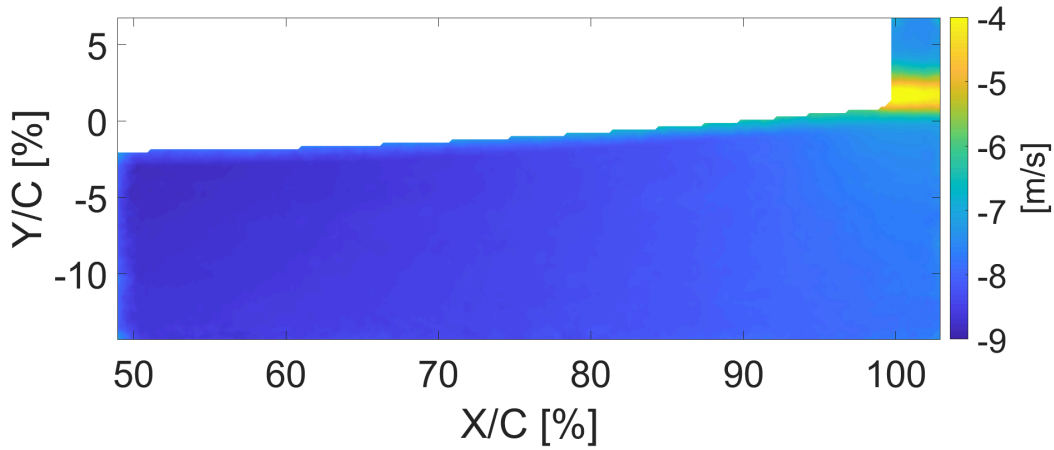


FIGURE 2.7 – Champ moyen d’une image PIV à l’intrados et au bord de fuite de l’hydrofoil (en blanc)

Représentatif dans le cas d’un écoulement stationnaire, cette méthode a l’inconvénient de faire disparaître tout les éléments instationnaires. Un champ PIV moyenné peut donc mener à des biais d’interprétation. C’est tout particulièrement le cas dans cette étude qui vise à rechercher des sources d’excitation fréquentielles instationnaires. Toutefois, au vu du grand nombre de données enregistrées il a été nécessaire de développer des méthodes capables de faire apparaître ces instationnarités.

2.4.1 Analyse fréquentielle

Il est possible de représenter une série d’images par ses fréquences dominantes. Pour cela, chaque fenêtre d’interrogation est prise indépendamment pour analyser son évolution temporelle. En connaissant la fréquence d’acquisition des images, il est possible de réaliser une transformée de Fourier du signal pour obtenir les fréquences présentes dans celui-ci. On représente ainsi pour chaque pixel la fréquence d’amplitude maximale au cours du temps. Cette méthode permet non seulement d’identifier

une zone d'intérêt mais aussi de connaître la fréquence du phénomène de plus forte amplitude.

Plus élaborée, la Décomposition en Modes Dynamiques (DMD) est une méthode qui permet d'extraire des structures cohérentes dans l'espace et dans le temps d'une série de données. C'est pourquoi les champs de vitesses du sillage obtenus par PIV ont été étudiés au travers d'une Décomposition en Modes Dynamiques. SCHMID (2010) a montré que la DMD était capable d'extraire une information dynamique d'un champ de vitesse expérimental et pouvait être utilisée pour décrire des phénomènes physiques. Cette méthode est basée sur l'hypothèse de l'existence d'un opérateur d'évolution entre les différents champs de vitesses obtenus par PIV. Cet opérateur étant recherché sur un grand nombre de données, il ne peut être déterminé que dans le cas d'écoulements périodiques mais qui peuvent être instationnaires.

Considérons un système dynamique donné par l'équation suivante (figure 2.8) :

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{A}\mathbf{x}_k, \quad (2.1)$$

où \mathbf{x}_k est le vecteur d'état au temps k et \mathbf{A} est la matrice de transition du système. Supposons que nous ayons des observations de l'évolution du système à différents instants de temps, c'est-à-dire $\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N$.

Il est possible de regrouper ces observations dans deux matrices :

$$\mathbf{X} = [\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_{N-1}], \quad \mathbf{X}' = [\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, \dots, \mathbf{x}_N], \quad (2.2)$$

où \mathbf{X} et \mathbf{X}' sont des matrices de taille $n \times (N-1)$, avec n la dimension du vecteur d'état.

Ainsi, la matrice de transition \mathbf{A} peut être approximée tel que :

$$\mathbf{A} \approx \mathbf{X}'\mathbf{X}^\dagger, \quad (2.3)$$

où \mathbf{X}^\dagger est la pseudo-inverse de la matrice \mathbf{X} .

Nous pouvons alors calculer les valeurs propres de la matrice \mathbf{A} pour obtenir les modes dynamiques du système :

$$\mathbf{A}\mathbf{W} = \mathbf{W}\mathbf{\Lambda}, \quad (2.4)$$

où \mathbf{W} est une matrice dont les colonnes sont les vecteurs propres de \mathbf{A} et $\mathbf{\Lambda}$ est une matrice diagonale contenant les valeurs propres correspondantes.

Enfin, les amplitudes des modes dynamiques s'expriment sous la forme :

$$\mathbf{b} = \mathbf{W}^{-1}\mathbf{x}_1, \quad (2.5)$$

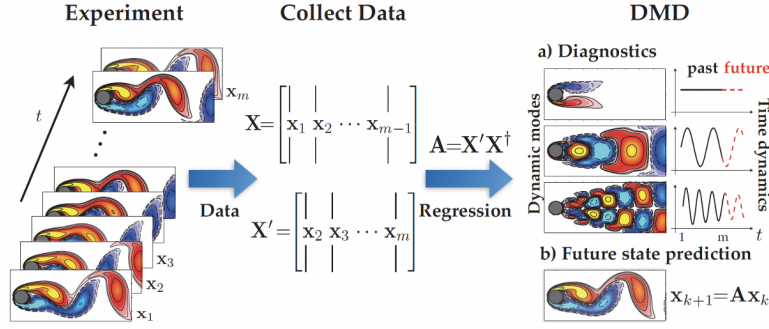


FIGURE 2.8 – Représentation schématique de l'algorithme de DMD KUTZ et al. (2016)

L'écoulement étudié est alors réparti en différents modes qui le caractérisent. Il est alors possible de l'analyser en ne présentant que le mode sélectionné. C'est ce qui est représenté sur la figure 2.8 où seules les structures tourbillonnaires dans le sillage d'une plaque plane sont affichées.

Cette méthode permet d'extraire les structures spatiales associées aux fréquences de Fourier temporelles GUÉNIAT et al. (2011). La DMD permet donc d'identifier les structures spatiales associées aux fréquences présentes dans l'écoulement (figure 2.9).

L'algorithme utilisé lors de ce travail a été développé sur Matlab[®] par Fernando Zigunov en 2022. Il permet d'extraire d'un champ de vitesse PIV instationnaire des structures cohérentes comme le montre la figure 2.9.

2.4.2 Comptage et analyse statistique

L'analyse fréquentielle, qu'elle soit directe ou par DMD, est sensible aux imperfections et biais de mesures. Par ailleurs, l'aspect aléatoire d'un phénomène peut ne pas permettre d'extraire une fréquence limitant ainsi l'utilisation de méthodes d'analyse fréquentielle. C'est pourquoi une méthode permettant de relever et compter tout les phénomènes singuliers quelle que soit leur fréquence d'apparition ou leur importance a été développée.

L'analyse des histogrammes de vitesses obtenus à partir des champs PIV instationnaires ont permis de montrer trois types de répartition dans la couche limite :

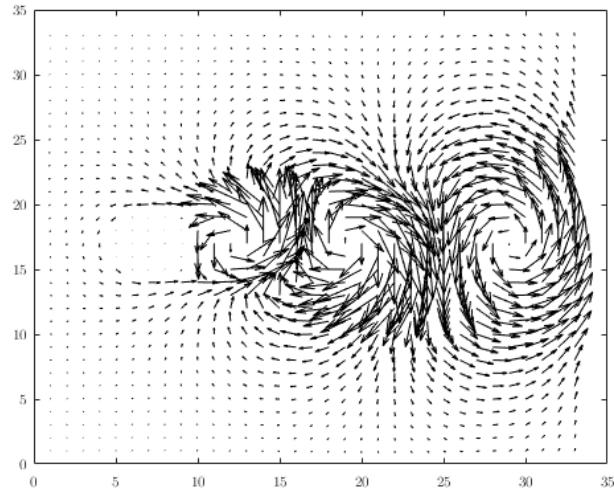


FIGURE 2.9 – Analyse DMD d'un sillage derrière une plaque plane - F.Zigunov (2022)

- Un écoulement laminaire, dont la vitesse est peu fluctuante et centrée sur la vitesse moyenne (figure 2.10 (a)).
- Ce qui s'apparente à un mécanisme de transition dont la vitesse alterne entre un profil laminaire et des vitesses faibles (figure 2.10 (b)).
- Un écoulement turbulent, dont la vitesse est centrée sur la vitesse moyenne mais avec un fort écart type (figure 2.10 (c)).

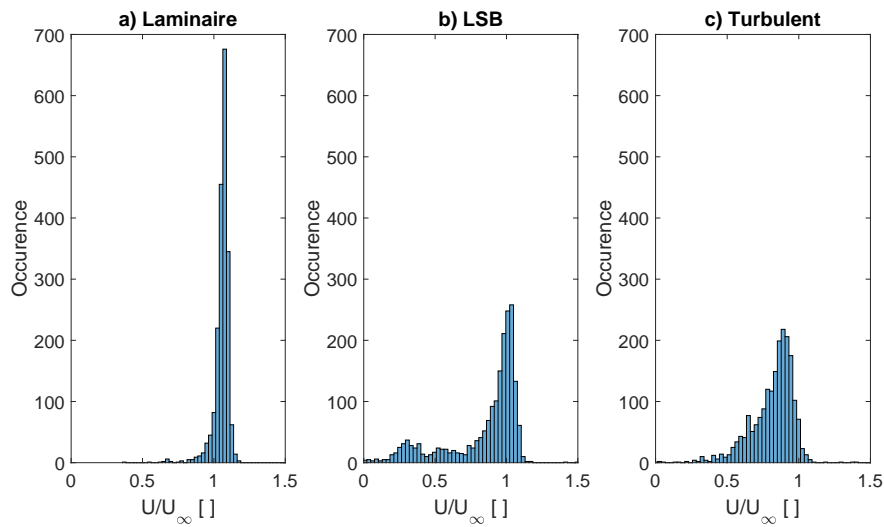


FIGURE 2.10 – Exemple d'histogramme de vitesses dans différentes typologies d'écoulement

Afin d'identifier de manière quantitative les types d'écoulement dans la couche limite une méthode dite d'occurrences a été développée. On remarque sur la figure 2.10 b) la présence dans l'histogramme des vitesses de valeurs inférieures à 40% de U_∞ .

Il est ainsi possible de créer une cartographie affichant le nombre d'occurrences pour chaque fenêtre d'interrogation où, sur les 2000 champs de vitesses enregistrés, la vitesse est inférieure à 40% de U_∞ soit le nombre de fois où $u(t) < 0.4 * U_\infty$.

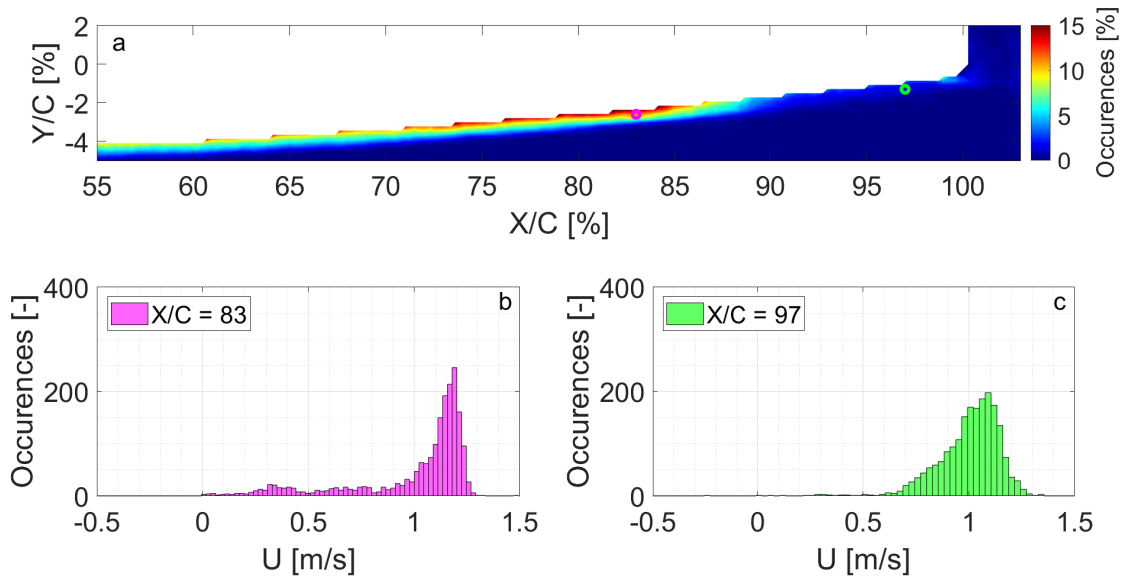


FIGURE 2.11 – Occurrences de vitesses inférieures à 40% de U_∞ et histogrammes correspondants

La figure 2.11 (a) présente le pourcentage d'occurrences de vitesses inférieures à 40% de U_∞ . On distingue donc entre 60 et 90% de la corde, une zone à proximité de la paroi (en rouge sur la figure) présentant de fortes occurrences de faibles vitesses caractéristiques d'une zone de transition. Il est intéressant de noter que cette zone disparaît en aval laissant envisager une transition de l'écoulement vers un régime turbulent. Les histogrammes (b) et (c) présentent respectivement les histogrammes de vitesses aux positions $X/C = 83\%$ et $X/C = 93\%$. L'histogramme (c) présente une répartition des vitesses centrée autour de la moyenne avec un fort écart-type caractéristique d'un écoulement turbulent. L'histogramme (b) quant à lui apparaît sous la forme d'un pic marqué et de vitesses plus faibles allant jusqu'à une valeur nulle. Cette répartition à deux lobes traduit un écoulement instationnaire alterné

2.5. MESURE DES PROFILS DE VITESSES EN PROCHE PAROI (LDV)

entre un écoulement laminaire et le passage de très faibles vitesses caractéristiques d'une transition ou d'un LSB.

2.5 Mesure des profils de vitesses en proche paroi (LDV)

La Vélocimétrie Laser par effet Doppler (LDV) permet d'obtenir la vitesse de l'écoulement en un point. Il s'agit d'une méthode optique qui utilise le décalage en fréquence dû à l'effet Doppler lorsqu'une source lumineuse illumine des particules qui se trouvent dans le fluide.



FIGURE 2.12 – Photographie de l'installation LDV au tunnel hydrodynamique de l'École Navale

La mesure de vitesse étant conditionnée par la présence d'une particule devant le faisceaux laser la fréquence d'acquisition dépend directement de la densité de particules. Cette méthode permet de connaître la distribution de vitesses au cours du temps de manière plus ponctuelle que la PIV. Le volume de mesure étant de l'ordre de grandeur d'une particule il est possible de positionner le point de mesure au plus proche de la paroi du profil afin d'obtenir des valeurs de vitesses dans la couche limite.

De la LDV a été effectuée proche de la paroi du profil de manière à obtenir des profils de vitesses dans la couche limite. Trois configurations ont été étudiées à l'intrados et à 90, 95 et 100% de la corde :

- NACA0015 aluminium à 8° d'incidence
- NACA0015 aluminium à 9° d'incidence

2.6. MESURE DE VIBRATIONS

— NACA0015 aluminium avec une rugosité intrados à 8° d'incidence.

Il a ainsi été possible d'enregistrer la composante horizontale de la vitesse de l'écoulement sur 100 particules et pour des positions allant de 0,1 à 2 mm de la surface du profil par intervalles de 0,1 mm avec une précision de $0,00625\text{mm}$. Il est à noter que le temps d'acquisition dépend directement de la fréquence des particules rencontrées. Celui-ci varie donc en fonction de la position dans la couche limite étant donné que le nombre de particules s'amenuise à mesure que l'on se rapproche de la paroi. Grâce aux profils de vitesses obtenus par LDV il est possible de calculer le facteur de forme du profil à partir des grandeurs δ^* et θ .

2.6 Mesure de vibrations

La vibrométrie laser a pour objectif de mesurer les vibrations d'un solide par effet Doppler. Dans cette étude nous l'avons utilisée pour déterminer la réponse vibratoire de l'hydrofoil étudié. Un vibromètre laser à balayage PSV-400 de la marque Polytec® a été utilisé. Ce modèle permet de mesurer des vibrations en plusieurs points prédéfinis par l'utilisateur. Ces points ne peuvent toutefois pas être mesurés simultanément. Il fonctionne au moyen d'un laser HeNe de classe II et de longueur d'onde $\lambda = 633\text{ nm}$ qui mesure les vitesses jusqu'à 10 m s^{-1} . Il utilise le principe de l'effet Doppler pour calculer les interférences entre le faisceau lumineux émis et celui réfléchi (KILPATRICK et MARKOV (2008)). Cette méthode permet d'obtenir les variations de vitesses en fonction du temps (figure 2.13).

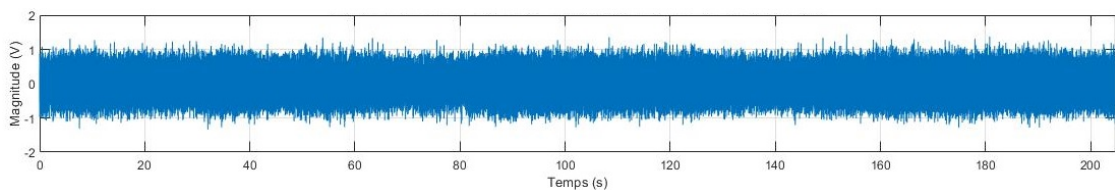


FIGURE 2.13 – Signal temporel enregistré par vibromètre laser

Il est aussi possible d'utiliser le vibromètre laser pour reconstituer dans l'espace la déformée de l'objet étudié, à une fréquence donnée. Pour ce faire, les vibrations sont mesurées en plusieurs points définis par l'utilisateur avant de reconstruire le champ de déformation.

Cette reconstruction nécessite l'utilisation d'un second vibromètre dit de référence mesurant la phase ϕ afin de recaler la phase des signaux obtenus. Les valeurs sont ensuite interpolées entre les points de mesures de manière à reconstruire les formes modales de l'objet (figure 2.14).

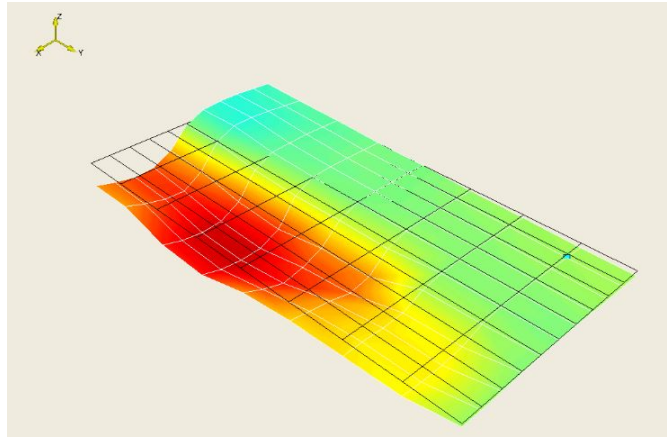


FIGURE 2.14 – Reconstitution par vibromètre laser d’une déformée modale d’un hydrofoil à une fréquence donnée - Encastrement à droite

Le chapitre précédent a montré que les formes modales pouvaient avoir une influence sur la réponse d’une structure à une sollicitation hydrodynamique. Les formes modales de chaque mode propre et les fréquences propres associées ont donc été identifiées pour chacun des hydrofoils testés, avec son encastrement et excité au niveau du talon d’encastrement au moyen d’un pot vibrant à une fréquence de 1 Hz.

Les fréquences propres ont été identifiées par analyse spectrale des signaux temporels. Chaque spectre est issu d’une moyenne de spectres associées au découpage en 100 blocs de 0,16 secondes. Ceci permet de réduire le bruit et facilite l’identification des pics de fréquence. La résolution fréquentielle obtenue est donc de 6,23Hz pour une gamme de fréquence allant jusqu’à 4100Hz.

Sur la figure 2.15 on observe que le signal brut est très bruité quant une augmentation du nombre de moyennes permet de lisser le signal en supprimant le bruit de mesure. Toutefois cette méthode peut faire disparaître certaines informations noyées dans la moyenne comme c’est le cas des pics entre 150 et 200 Hz sur le spectre brut.

Il est important de garder à l’esprit que la notion de temporalité est perdue dans ce type de traitement. En effet un phénomène instationnaire, provoquant des vibrations à des fréquences variables au cours du temps, peut :

- Être lissé par les moyennes si celui-ci ne se réalise que peu de fois au cours de l’enregistrement.
- Apparaître sous la forme de deux pics de fréquences présentes simultanément bien que ce ne soit pas représentatif de la réalité.

2.6. MESURE DE VIBRATIONS

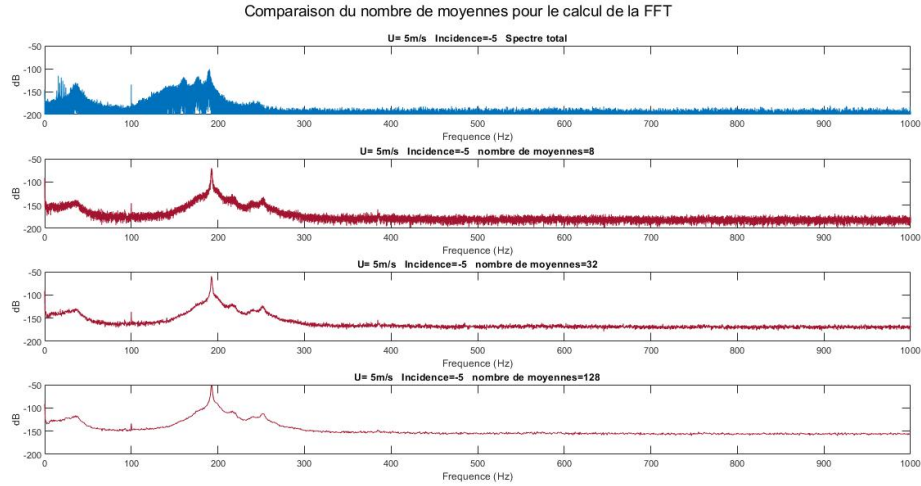


FIGURE 2.15 – Spectre d’amplitude en fonction du nombre de blocs

Au cours de ce travail, l’amplitude de déformation correspondant à la vitesse de déformation, est présentée en décibel (dB). Il est défini comme $20\log_{10}(V/V_{ref})$ où V est la donnée de tension recueillie en volt et V_{ref} le rapport donné par la carte d’acquisition tel que $V_{ref} = 0,05m/s/V$. Il est possible d’obtenir l’amplitude de déformation du point de mesure en divisant la vitesse mesurée par la fréquence à laquelle elle correspond. Ainsi dans le cas du profil en aluminium OdB correspond, au point de mesure situé à 70% de la corde et à 64% de l’envergure, et pour les modes 1, 2, 3, 4 et 5 à des déformations de respectivement $1 \times 10^{-3}m$, $1,75 \times 10^{-4}m$, $1 \times 10^{-4}m$ et $6 \times 10^{-5}m$ et $4,9 \times 10^{-5}m$.

De nombreuses configurations d’angles et de nombres de Reynolds ont été étudiées pour chaque hydrofoil. Face à la quantité de données enregistrées deux méthodes de représentation des résultats ont été privilégiées :

- La cartographie vibratoire qui affiche le spectre vibratoire moyenné en fonction de l’incidence ou du nombre de Reynolds.
- Les évolutions de la fréquence et de l’amplitude du pic d’amplitude maximale en fonction de l’incidence ou du nombre de Reynolds.

La cartographie vibratoire permet d’afficher les spectres vibratoires moyens pour différentes configurations d’incidence par pas de 1° et de nombre de Reynolds par pas de 25 000 (figure 2.16).

Comme on peut le voir sur la figure 2.16 cet affichage permet d’observer les accrochages successifs avec les modes propres de l’hydrofoil à nombre de Reynolds croissant.

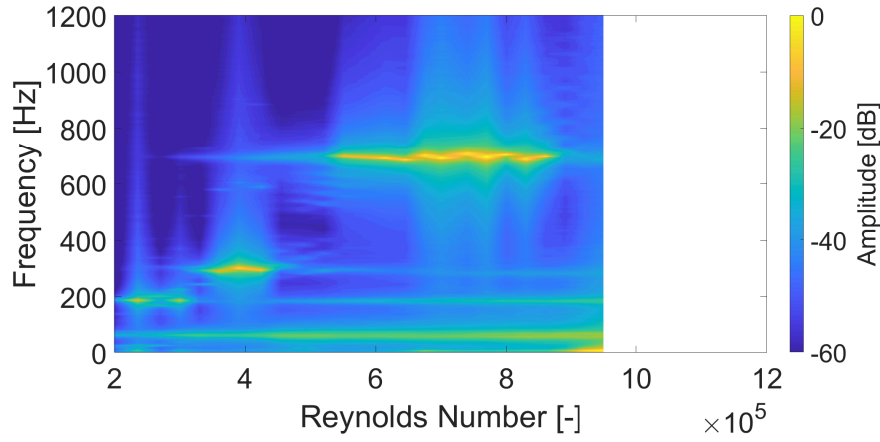


FIGURE 2.16 – Exemple de cartographie vibratoire en fonction du nombre de Reynolds - NACA0015 Aluminium $\alpha = 5^\circ$

Pour chaque spectre de la figure 2.16 le pic vibratoire d'amplitude maximal est recherché. Sa fréquence et son amplitude sont ensuite affichées sur deux graphiques distincts. Un exemple est présenté en figure 2.17.

Cet affichage permet de comparer efficacement différents cas de figure pour ce qui concerne leurs plus fortes vibrations.

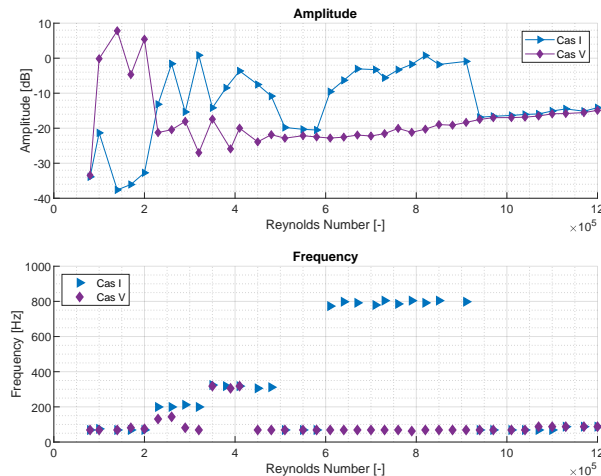


FIGURE 2.17 – Exemple de l'évolution des amplitudes de vibration et des fréquences associées en fonction du nombre de Reynolds - NACA0015 Aluminium $\alpha = 5^\circ$

2.7 Hydrofoils testés

2.7.1 NACA0015

La classe NACA référence une grande partie des profils portants. On doit cette nomenclature au centre de recherche de Langley qui réalisa des programmes d'essais en soufflerie à partir de 1927 J. HANSEN (1987). Leurs formes et cambrures sont décrites, pour les profils NACA à quatre chiffres, par une série de numéro m,p et x suivant le mot "NACA" (figure 2.18) tels que :

- m définit la cambrure maximale du profil en pourcentage de corde
- p définit le point de cambrure maximale par rapport au bord d'attaque
- xx définissent l'épaisseur maximale du profil

* Ces valeurs sont données en pourcentage de la corde à des fins d'adimensionalisation. Un profil est dit symétrique lorsque sa cambrure est nulle.

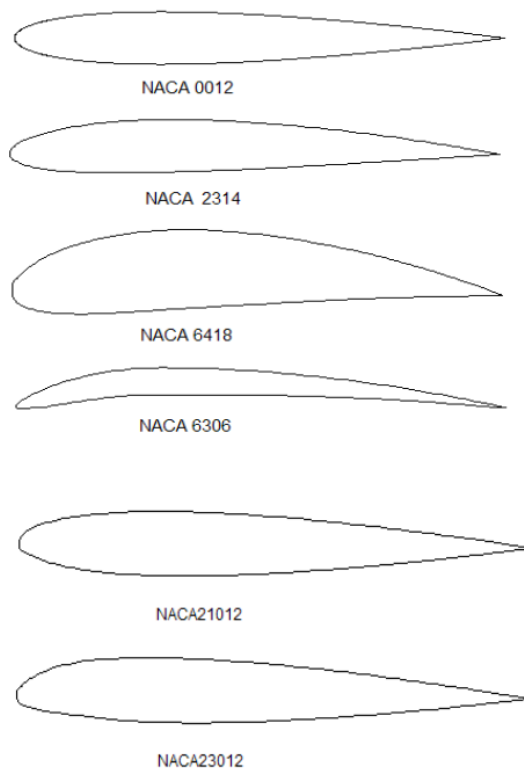


FIGURE 2.18 – Représentation de différents profils NACA

2.7. HYDROFOILS TESTÉS

On s'intéressera dans cette étude à un hydrofoil de profil NACA0015 très couramment utilisé en hydrodynamique, de corde constante $c = 0,1\text{ m}$, d'épaisseur maximale $e = 0.015\text{ m}$ et d'envergure $s = 0.191\text{ m}$.

Trois types d'hydrofoil ont été usinés par l'équipe technique de l'IRENav grâce à une fraise à commande numérique trois axes sur des blocs de matière pleins. Après anodisation du profil, la rugosité mesurée à sa surface est de $1,3 \times 10^{-6}\text{ m}$.

L'hydrofoil a été usiné à partir de blocs pleins d'aluminium ou de laiton et au moyen d'une fraiseuse à commande numérique.

2.7.2 Encastrement

L'objectif de cette étude étant d'utiliser la réponse vibratoire du profil comme marqueur de l'écoulement, les conditions d'encastrement du profil sont primordiales. Un encastrement spécifique a été conçu dans le but de pouvoir obtenir des données de portance et traînée tout en assurant un fort encastrement sur toute la longueur de la corde du profil. Des cales (vert et rose figure 2.19) sont mises en place pour assurer le serrage de l'hydrofoil. Des schémas détaillés du système d'encastrement sont disponibles en annexe A.

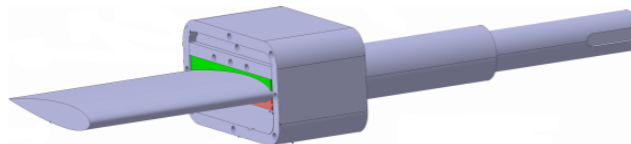


FIGURE 2.19 – Schéma de l'encastrement du profil sur sa queue de montage

La queue de montage, elle-même solidaire du dispositif d'encastrement, est installée sur une balance hydrodynamique. Ce montage, qui permet de mesurer les coefficients hydrodynamiques de portance, traînée ou moment, est susceptible de modifier les modes propres de l'hydrofoil du fait de jeux de mesures. C'est ce qui explique les différences de fréquences modales observables entre l'hydrofoil seul, l'hydrofoil sur sa queue de mesure ou du montage installé dans la balance hydrodynamique.

2.7.3 Hydrofoil en aluminium

Un premier hydrofoil en aluminium dont les caractéristiques sont données en table 2.1 a été testé.

2.7. HYDROFOILS TESTÉS

TABLE 2.1 – Caractéristiques mécaniques de l'aluminium

Nom (unité)	Valeur
Résistance à la traction (MPa)	200
Module de Young (MPa)	70 000
Coefficient de poisson	0.345
Masse volumique kg m^{-3}	2 700

La figure 2.20 présente la réponse vibratoire de l'hydrofoil en aluminium dans l'eau sur sa queue de montage insérée dans la balance hydrodynamique et excité par un pot vibrant impactant le talon d'encastrement. On observe des pics marqués à différentes fréquences. Ceux-ci correspondent aux modes propres de la structure.

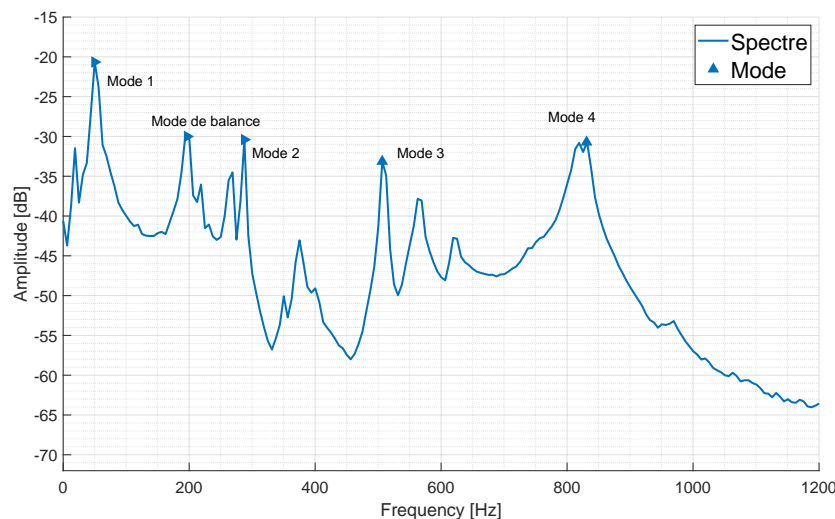


FIGURE 2.20 – Réponse vibratoire de l'hydrofoil en aluminium dans l'eau au repos monté sur la balance hydrodynamique et excité par un pot vibrant

La forme modale des différents modes structuraux est reportée dans le tableau 2.2. Le mode 1, à 50 Hz correspond au premier mode de flexion de l'hydrofoil. On remarque que le mode 2 à 288 Hz correspond au second mode de flexion avec un défaut d'encastrement (zone bleue à droite) du au système de montage. Le mode 3 à 506 Hz apparaît quant à lui comme un mode de torsion avec également un défaut d'encastrement visible.

Le mode 4 est plus singulier. Il se présente comme un mode dit de "drapeau" avec un ventre centré sur la mi-envergure, côté bord de fuite. C'est ce mode, que nous appellerons par la suite "mode

2.7. HYDROFOILS TESTÉS

de bord de fuite”, sur lequel va se concentrer cette étude. En effet la position de son ventre de vibration le rend propice aux excitations de bord de fuite.

Les points noirs présents sur les déformées modales du tableau 2.2 correspondent au point de mesure du vibromètre laser de référence lors des essais sous écoulement. Bien qu'elle ne soit pas située au point de déformation maximum des modes, cette position permet de capter tout les modes de structure du profil sans être située sur un noeud. Il est possible, à partir de ces cartes de déformation de déterminer le rapport entre la mesure vibratoire obtenue et sa valeur au point d'amplitude maximale. Il est ainsi de 1,1 pour le mode 1, 2 pour le mode 2, 2,1 pour le mode 3 et 2,3 pour le mode 4. Les maximums de déformation de ces modes lorsqu'ils sont excités hors écoulement sont :

- 6×10^{-6} m pour le mode 1
- $2,6 \times 10^{-7}$ m pour le mode 2
- $3,5 \times 10^{-8}$ m pour le mode 3
- $1,9 \times 10^{-8}$ m pour le mode 4

On remarque un rapport de l'ordre de 300 entre les modes présentant la plus forte déformation (mode 1) et la plus faible (mode 4).

2.7.4 Hydrofoil en laiton

Afin de confirmer l'influence des modes propres de la structure sur le couplage hydrodynamique, un hydrofoil en laiton a été usiné afin d'obtenir, à géométrie identique, des modes à des fréquences différentes. Le laiton est un alliage de cuivre et de zinc malléable très utilisé dans l'industrie pour sa forte résistance à la corrosion.

La figure 2.21 permet de comparer les modes propres des profil en aluminium et en laiton.

On peut noter sur la figure 2.21 une grande différence dans la réponse vibratoire des deux profils. L'utilisation du vibromètre à balayage a permis, en observant les formes modales, de constater que seuls les modes 1 et 4 sont conservés. Un décalage des fréquences est toutefois observé avec un mode 1 à 115 *Hz* pour le profil en laiton contre 50*Hz* pour celui en aluminium et 685 *Hz* contre 825 *Hz* pour le mode 4. Cette modification, attendue et recherchée, des fréquences des modes s'explique par la différence de module d'Young et de masse volumique des deux matériaux. Il est surprenant de constater que les autres modes sont absents de la réponse vibratoire de l'hydrofoil en laiton. Ceci peut s'expliquer par l'aspect fortement réfléchissant du laiton conduisant à des erreurs de mesure.

2.7. HYDROFOILS TESTÉS

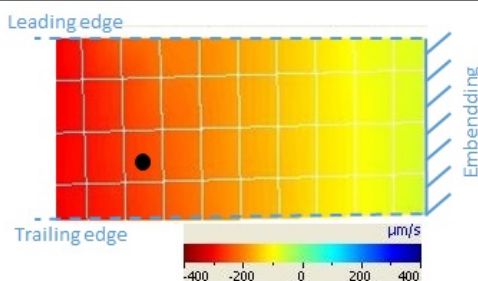
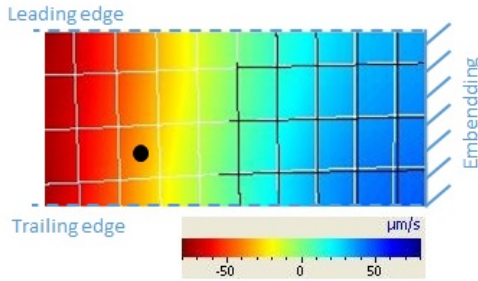
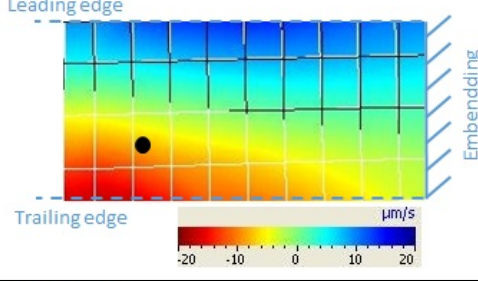
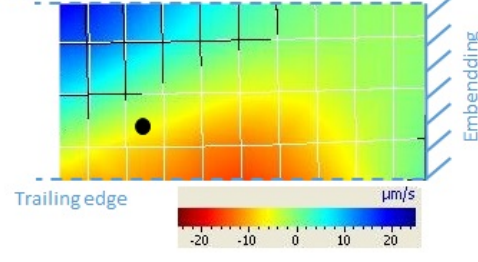
Mode	Fréquence	Déformée modale
1	50 Hz	
2	288 Hz	
3	506 Hz	
4	830 Hz	

TABLE 2.2 – Modes de déformation du profil en aluminium dans l'eau sans écoulement (encastrement à droite et bord d'attaque vers le haut)

2.7. HYDROFOILS TESTÉS

TABLE 2.3 – Caractéristiques mécaniques du laiton

Nom (unité)	Valeur
Résistance à la traction (MPa)	315
Module de Young (MPa)	110 000
Coefficient de poisson	0.37
Masse volumique kg m^{-3}	8 800

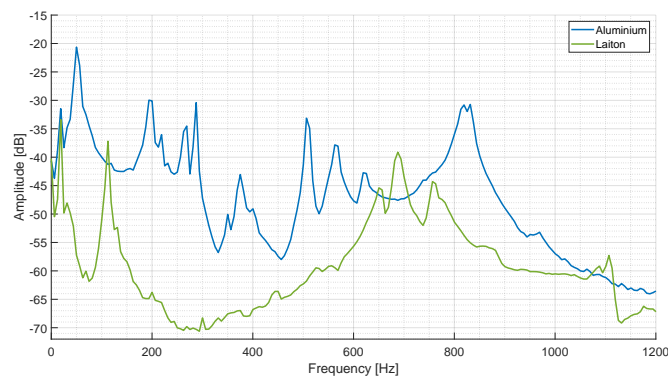


FIGURE 2.21 – Modes propres en eau du profil en laiton comparés à ceux du profil en aluminium - Montage sur queue et balance

2.7.5 Hydrofoil tronqué

Un hydrofoil tronqué a été réalisé de manière à étudier les conséquences d'un bord de fuite droit sur le couplage.

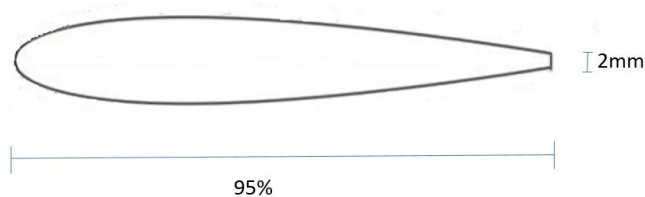


FIGURE 2.22 – Schéma de l'hydrofoil tronqué

Le profil utilisé a été fabriqué de la même manière que l'hydrofoil de référence avant d'être tronqué à 95% de la corde, donnant un bord de fuite épais de 2 mm (figure 2.22). Il est couramment admis qu'un bord de fuite est considéré comme épais lorsque son épaisseur est supérieure à deux fois l'épaisseur de la couche limite. C'est le cas ici où elle est comprise entre 0,11 mm et 0,38 mm lors de nos mesures.

La figure 2.23 présente une comparaison de la réponse vibratoire de ce foil avec le profil de référence.

2.7. HYDROFOILS TESTÉS

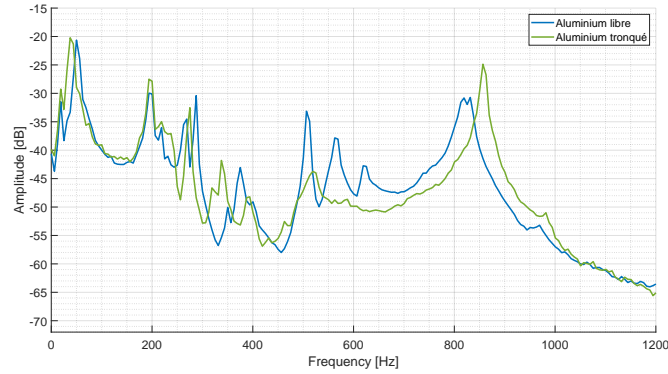


FIGURE 2.23 – Modes propres en eau du profil tronqué comparés à ceux du profil libre - Montage sur queue et balance

On remarque une forte similitude entre les deux réponses. Des décalages fréquentiels sont présents selon les modes considérés. Le mode 4 présente une augmentation de la fréquence du pic de près de 25 Hz entre le profil de référence et l'hydrofoil tronqué. Ceci peut s'expliquer par la forme modale de ce mode de bord de fuite et par la géométrie du profil dont l'épaisseur à l'extrémité apporte de la raideur et tend donc à augmenter la fréquence de ce mode de bord de fuite.

2.7.6 Déclenchement de la turbulence

Comme mentionné au chapitre précédent, la transition laminaire-turbulente peut être à l'origine de vibrations. Une méthode utilisée par PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015), reproduite ici, est de déclencher la turbulence en amont du point de transition afin d'en supprimer les effets.

Pour ce faire, une bande de rugosité de 10% de la corde de largeur et couvrant l'intégralité de l'envergure du profil a été placée en différentes positions. Cette rugosité, d'épaisseur $175 \times 10^{-6}m$ et de rugosité moyenne de $4 \times 10^{-6}m$ correspond à l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite laminaire sur une plaque plane à la mi-corde et pour un écoulement $U = 5m/sec$ ($\delta^* \approx 172.10^{-6}m$)

Sept configurations ont été étudiées et sont présentées dans le tableau 2.7.6 et sur la figure 2.24.

2.8. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DE COUCHE LIMITE POUR LE PROFIL NACA0015

Cas	Nom	Position de la rugosité	Coté
I	Reference		
II	Fully Turbulent	III et IV	Les deux
III	Suction Side Turbulent	5% à 15%	Extrados
IV	Pressure Side Turbulent	10% à 20%	Intrados
V	Pressure Side Turbulent	80% à 90%	Intrados
VI	Pressure Side Turbulent	90% à 100%	Intrados
VII	Pressure Side Turbulent	50% à 60%	Intrados



FIGURE 2.24 – Différentes positions des bandes de rugosité testées sur l'hydrofoil

Les positions des bandes de rugosité ont été définies par une analyse XFOIL (voir section 2.8) de manière à identifier la position des points de transition naturels et à identifier le point d'arrêt en fonction de l'incidence. L'effet de la bande de rugosité sur la couche limite a été confirmé par des résultats LDV et sont présentés en section 3.2.2.

2.8 Caractérisation de l'écoulement de couche limite pour le profil NACA0015

XFOIL est un logiciel de simulation qui utilise la méthode des panneaux pour analyser les performances de tous types de profils portants évoluant en régime subsonique incompressible. Il a été développé par DRELA (1989) en 1986. Ce code de calcul prend également en compte les interactions visqueuses grâce au code ISES (Induced Surface Effects Separation) DRELA et GILES (1987) ce qui en fait une aide précieuse pour une première analyse de la couche limite sur un hydrofoil. Le critère de transition, basé sur un niveau maximum d'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting défini par l'utilisateur, semble particulièrement bien adapté au sujet de ce travail. Cette valeur a par ailleurs été calibrée dans le tunnel expérimental utilisé au cours de nombreuses études garantissant un fort niveau de confiance dans les résultats obtenues avec une valeur de $N_{crit}=9$.

En plus des prévisions de portance et traînée, ce logiciel permet de :

- connaître la répartition du coefficient de pression C_p (figure 2.25),
- déterminer le point de transition,

2.8. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DE COUCHE LIMITE POUR LE PROFIL NACA0015

- imposer la transition,
- identifier un bulbe de séparation laminaire,
- obtenir le coefficient de frottement à la paroi τ , l'épaisseur de déplacement δ^* et l'épaisseur de quantité de mouvement θ (figure 2.26, 2.27).

Le coefficient de pression 2.25 permet d'observer la distribution de pression à l'intrados et à l'extrados du profil. En plus de pouvoir être comparé avec les données expérimentales il met en évidence le point de pression minimal, zone d'apparition de la cavitation. Il permet aussi d'observer des effets locaux comme c'est le cas ici autour de 10% de longueur de corde.

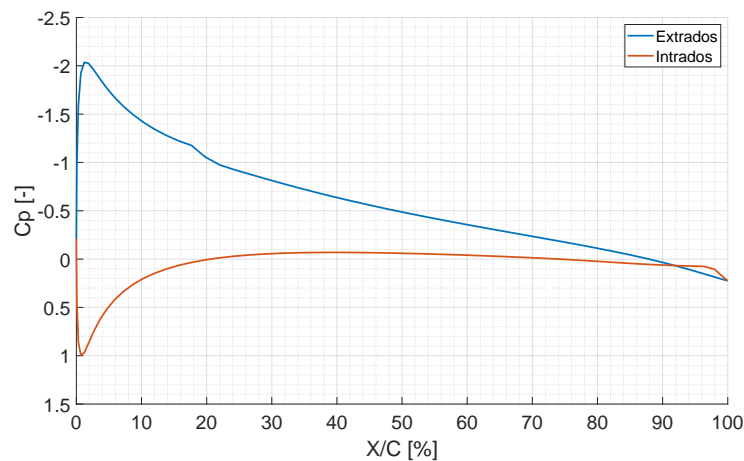


FIGURE 2.25 – Coefficient de pression sur un NACA0015 à 6° d'incidence et à $Re=8 \times 10^5$

Le coefficient de frottement à la paroi permet de mettre en évidence des zones de forte décélération dans la couche limite. Elles sont symptomatiques de zones de recirculation typiques d'un LSB. La figure 2.26 présente une forte baisse de ce coefficient autour de 10% de la corde allant jusqu'à une valeur proche de zéro. Cela laisse présager de la présence d'un LSB dans cette zone.

Les épaisseurs de déplacement (en rouge) peuvent elles aussi être obtenues (figure 2.27) afin d'en savoir plus sur l'état de la couche limite le long du profil.

Le gradient de pression évolue différemment sur les deux faces d'un hydrofoil symétrique à incidence non nulle et influe largement sur le mécanisme de transition laminaire-turbulent. Une analyse XFOIL présente en figure 2.28 nous montre les évolutions du point de transition, des points de décollement et de recollement extrados et intrados en fonction de l'incidence pour une NACA0015. Le point de décollement est considéré comme le point où le coefficient de frottement augmente subitement et le

2.8. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DE COUCHE LIMITE POUR LE PROFIL NACA0015

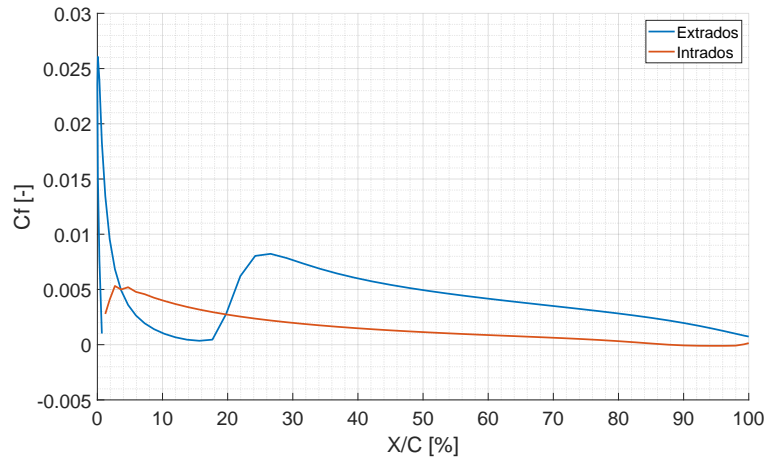


FIGURE 2.26 – Coefficient de frottement sur un NACA0015 à 6° d'incidence et à $Re=8 \times 10^5$ - Extrados en bleu et intrados en rouge

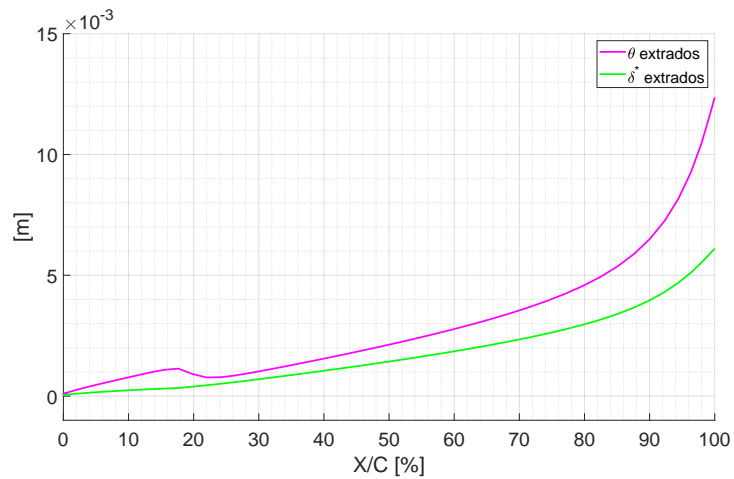


FIGURE 2.27 – Épaisseur de déplacement et de quantité de mouvement sur un NACA0015 à 6° d'incidence et à $Re=8 \times 10^5$

2.8. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DE COUCHE LIMITE POUR LE PROFIL NACA0015

point de recollement où il est maximum à nouveau. Le point de transition est quant à lui donné par le logiciel.

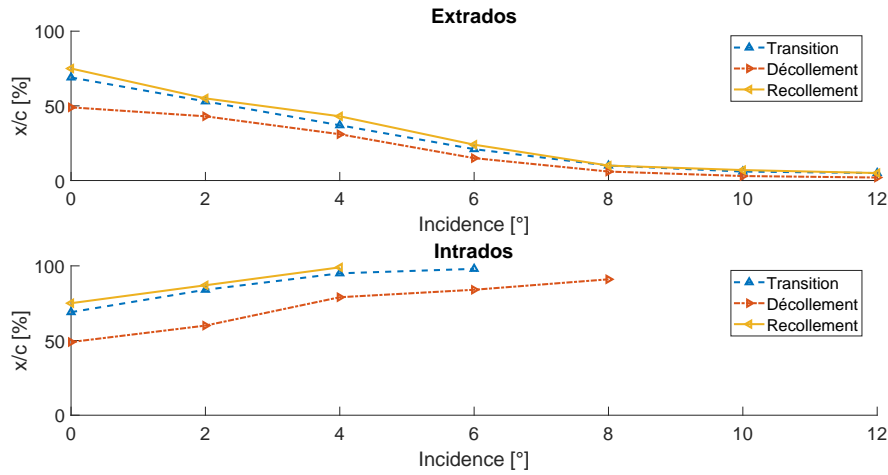


FIGURE 2.28 – Évolution de la position de la transition, du point de décollement et du point de recollement selon l'incidence pour un Reynolds de 5×10^5 - XFOIL

On remarque un bulbe de séparation laminaire pour les deux faces du profil. Celui situé à l'extrados s'amincit et se déplace vers le bord d'attaque avec l'augmentation de l'incidence. À l'inverse celui positionné à l'intrados recule vers le bord de fuite jusqu'à disparaître une fois celui-ci dépassé. Dans les deux cas la transition a lieu à proximité du point de recollement.

De la même manière, la figure 2.29 présente l'évolution des points de décollement, recollement et transition avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Bien qu'il ait une influence non négligeable, on remarque un effet moindre du nombre de Reynolds sur la position de ces points par rapport à l'angle d'incidence. La figure 2.30 illustre ce phénomène en présentant la position du point de transition en fonction du nombre de Reynolds pour différents angles d'incidence.

On peut remarquer que l'effet du nombre de Reynolds est plus important pour les faibles incidences. Le chapitre précédent mentionnait que la transition, et plus particulièrement le lâcher de tourbillons généré par le bulbe de séparation laminaire (LSB) et contrôlé par les ondes de Tollmien-Schlichting (ondes TS), était à l'origine de la forte émission acoustique constatée sur certains profils portants. La figure 2.31 résume l'impact du Reynolds et de l'angle d'incidence sur le positionnement de ces

2.8. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT DE COUCHE LIMITE POUR LE PROFIL NACA0015

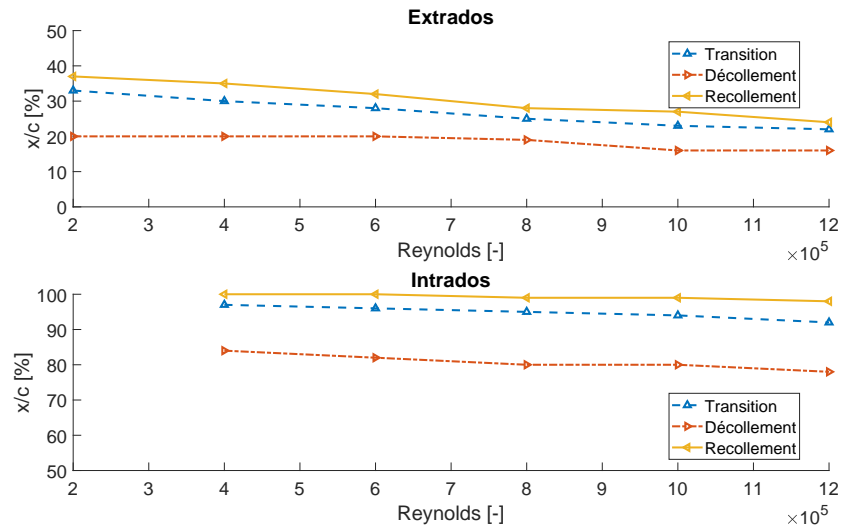


FIGURE 2.29 – Évolution de la position de la transition, du point de décollement et du point de recollement selon le nombre de Reynolds pour une incidence de 5°- XFOIL

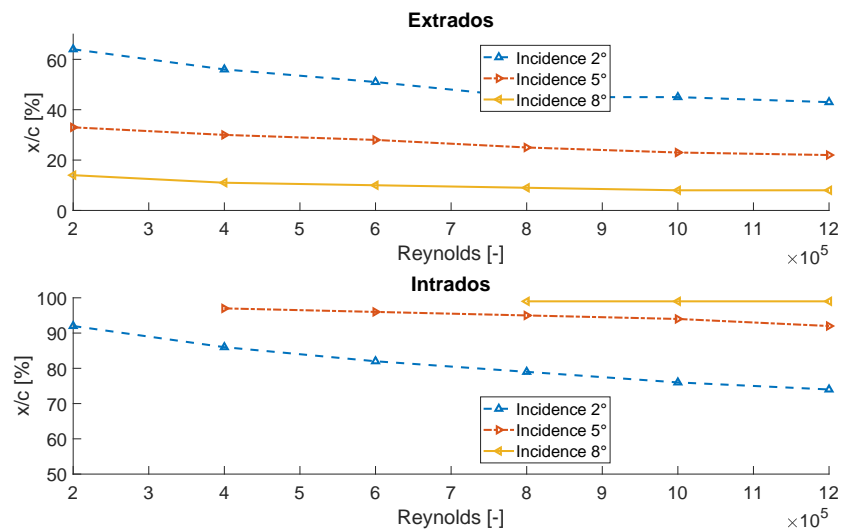


FIGURE 2.30 – Évolution de la position du point de transition en fonction du nombre de Reynolds pour des incidences de 2, 5 et 8°- XFOIL

mécanismes à l'intrados et à l'extrados du profil.

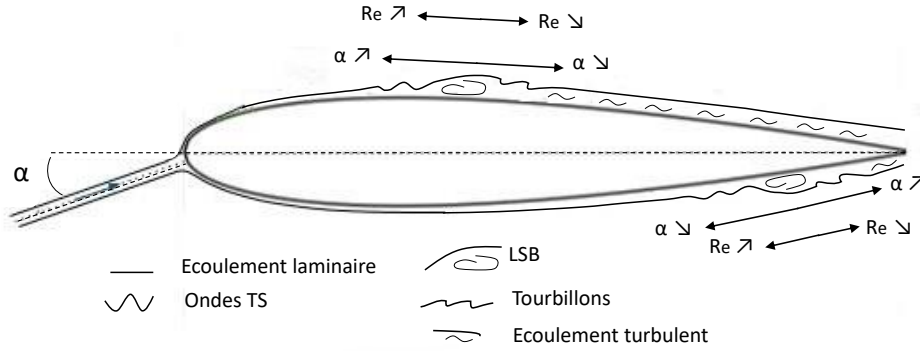


FIGURE 2.31 – Représentation des mécanismes de transition sur un hydrofoil et leurs évolutions le long de l'intrados et de l'extrados en fonction du nombre de Reynolds et de l'angle d'incidence

2.9 Domaine d'instabilité des ondes TS

Au cours de cette étude et afin de calculer le domaine d'instabilité des ondes TS deux méthodes ont été utilisées.

La première utilise la courbe de stabilité de SHEN (1954), basée sur une couche limite de plaque plane sans gradient de pression. Cette hypothèse est cohérente avec notre étude compte tenu du gradient de pression dans la zone qui nous concerne. En effet on constate sur la figure 2.32 qu'entre 4° et 8° , qui correspond aux angles pour lesquels des vibrations et un bruit tonal sont observés sur notre hydrofoil, le coefficient de pression est relativement constant le long de la corde hormis pour la partie la plus proche du bord de fuite où un LSB est présent. Un coefficient de pression constant correspond à un gradient de pression nul comparable à celui d'une plaque plane. Ainsi, dans les situations de couplage qui nous intéressent, l'utilisation des courbes de stabilité de SHEN (1954) basées sur un profil de Blasius laminaire est justifiée par le faible gradient de pression dans la zone considérée.

Il est alors possible, à partir de l'épaisseur de déplacement δ^* , de déterminer le domaine d'amplification des ondes TS grâce à la courbe de stabilité de SHEN (1954), présentée en section 1.3.2.1.

De manière à calculer le domaine d'instabilité des ondes TS en prenant en compte le gradient de pression, les domaines d'instabilités calculés par OBRMSKI et al. (1969) (figure 2.34) basés sur les

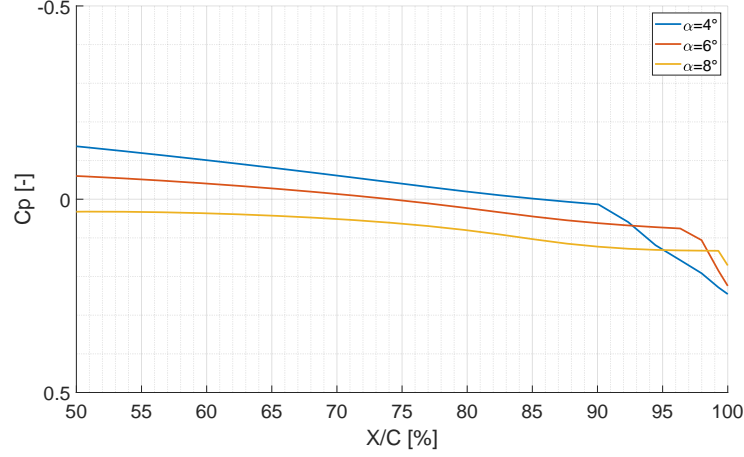


FIGURE 2.32 – Coefficient de pression à l'intrados proche du bord de fuite pour $Re=8 \times 10^5$ d'après le logiciel XFOIL

profils de vitesse de FALKNER et SKAN (1931) ont été utilisés.

L'angle $\pi\beta$ est estimé comme l'angle formé par la droite passant par le bord de fuite et le point à 50% de la corde et la direction de l'écoulement comme présenté sur la figure 2.33. Ainsi, dans notre étude, β est compris entre $-0,001$ et $-0,07$ pour des angles compris entre 4° et 8° . Une valeur de $\beta = 0$ correspond quant à elle à un écoulement de type plaque plane sans gradient de pression tel que résolu par SHEN (1954).

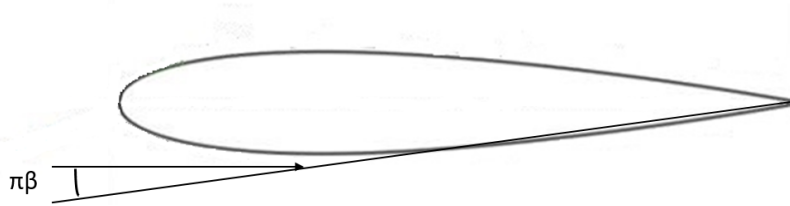


FIGURE 2.33 – Schématisation de l'angle $\pi\beta$ considéré

L'épaisseur de quantité de mouvement δ^* calculée par le logiciel XFOIL au point d'initiation du LSB permet de déterminer la valeur de $Re_{\delta^*} = \frac{U_\infty \delta^*}{\nu}$ afin d'estimer les bornes du domaine d'amplification grâce à la courbe de stabilité de OBREMSKI et al. (1969) correspondant à la valeur de β avec $\omega = 2\pi f$ soit $f = \frac{\omega_r U_\infty^2}{2\pi \nu}$.

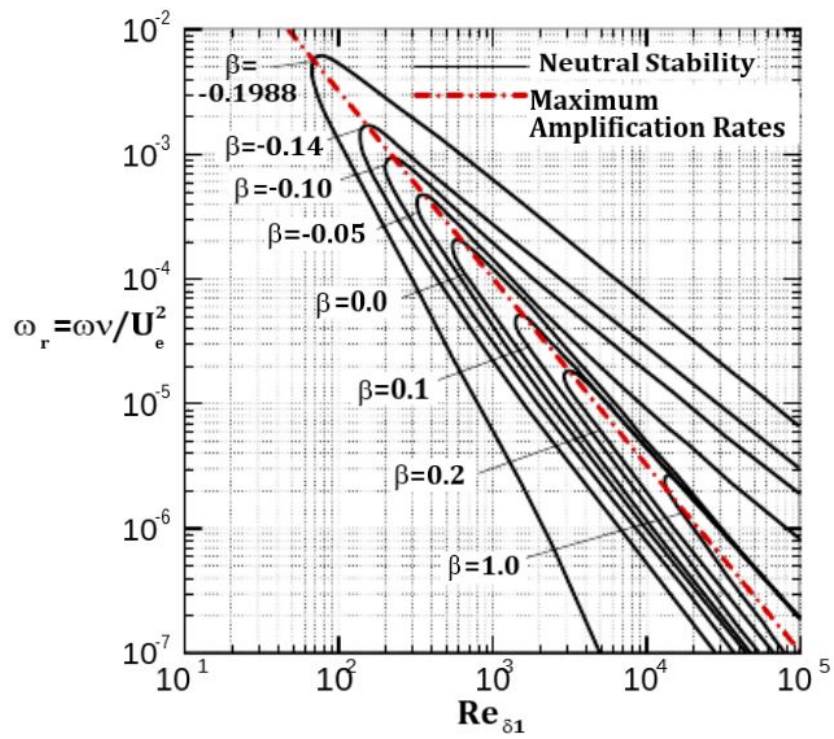


FIGURE 2.34 – Courbes de stabilité de profils de FALKNER et SKAN (1931) calculées par OBREMSKI et al. (1969)

Chapitre 3

Résultats

Ce chapitre s'attache à présenter les résultats expérimentaux obtenus. La première partie sera consacrée à la réponse vibratoire des différentes configurations étudiées en fonction du nombre de Reynolds ou de l'angle d'incidence. Une seconde partie caractérisera l'état de la couche limite du profil avant de laisser place à une analyse détaillée du sillage. Enfin les coefficients hydrodynamiques seront présentés en situation de couplage ou non pour différentes configurations.

Lors de cette étude, et afin d'explorer toutes les pistes de mécanismes hydrodynamiques menant à un couplage avec le bord de fuite de l'hydrofoil, un grand nombre de mesures ont été réalisées. Seuls les résultats les plus pertinents pour la compréhension du phénomène sont ici présentés.

Les cas étudiés lors de cette étude sont référencés dans le tableau 3.1 ci dessous.

Cas	Alliage	Tronqué	Rugosité intrados	Rugosité extrados
I	Aluminium	Non	Non	Non
II	Aluminium	Non	5% à 15%	10% à 20%
III	Aluminium	Non	Non	5% à 15%
IV	Aluminium	Non	10% à 20%	Non
V	Aluminium	Non	50% à 60%	Non
VI	Aluminium	95%	Non	Non
VII	Laiton	Non	Non	Non

TABLE 3.1 – Cas étudiés en fonction de la rugosité ou de la troncature associée

3.1 Analyse vibratoire

Les réponses vibratoires des profils étudiés sont présentées en fonction du nombre de Reynolds ou de l'incidence. Pour une lecture et des comparaisons plus aisées les échelles et les axes sont conservés entre les figures donnant lieu à des zones de données manquantes.

3.1.1 Évolution avec le nombre de Reynolds

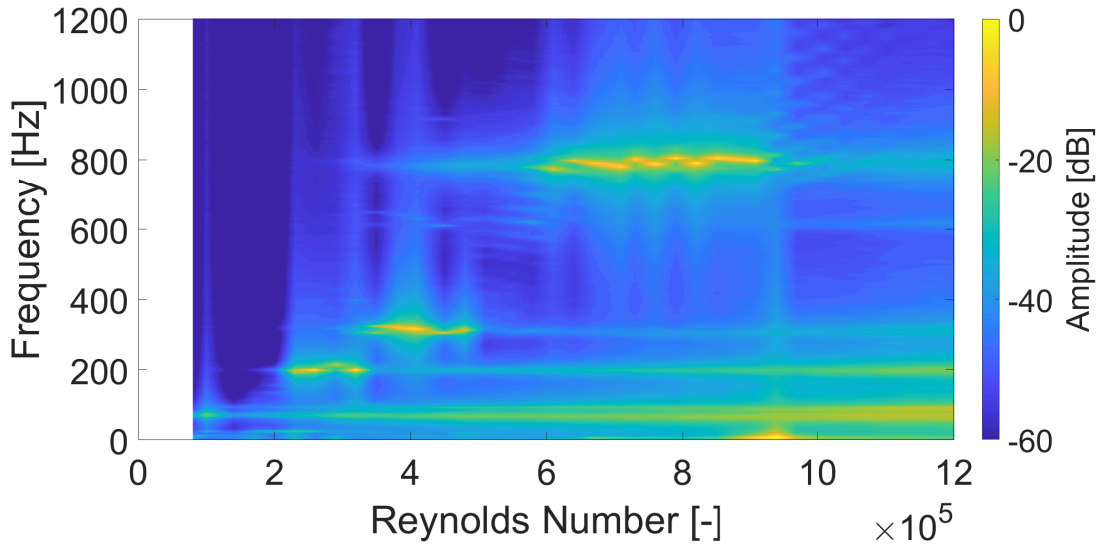


FIGURE 3.1 – Spectrogramme, cas I en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$

La figure 3.1 présente la réponse vibratoire de l'hydrofoil, dans le Cas I. On remarque que différents modes apparaissent en fonction du nombre de Reynolds. Le mode 2 à 288 Hz apparaît dès $Re = 3.5 \times 10^5$ et disparaît pour $Re = 5 \times 10^5$ quand le mode 4 à 830 Hz est présent sur une gamme de Reynolds allant de 6×10^5 à 9.5×10^5 . Ce phénomène, appelé lock-in, apparaît lorsque qu'un couplage se crée entre le mode de structure et l'excitation hydrodynamique. On peut remarquer que tout les modes structuraux ne sont pas nécessairement excités par l'écoulement. C'est le cas du mode 3 qui dans le cas I correspond à une fréquence de 506 Hz (Table 2.2) et qui n'est que très peu visible sur la réponse vibratoire. C'est aussi le cas du mode 1 présent à 50 Hz dont l'amplitude augmente progressivement avec l'évolution du nombre de Reynolds. Ce phénomène, différent du couplage, s'explique par une excitation large bande due à la turbulence résiduelle de l'écoulement dans le tunnel hydrodynamique. De la même manière, on remarque que les différents modes restent visibles après leur couplage mais

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

à des amplitudes bien moins élevées que lors de celui-ci. La forte amplitude visible à 200 Hz entre $Re = 2 \times 10^5$ et 3.5×10^5 correspond à un couplage avec un mode de balance bien connu du système de mesure. Ainsi, bien que n'étant pas un mode propre à l'hydrofoil, il permet de révéler la fréquence excitatrice dans cette gamme de Reynolds. On observe aussi, lors des couplages, une augmentation de l'amplitude sur toute la gamme de fréquence. La forte élévation de l'amplitude de vibration dans les basses fréquences autour de $Re = 9 \times 10^5$ s'explique par un couplage entre la pompe et le tunnel hydrodynamique et sera présente pour toutes les mesures.

Bien qu'elles permettent de mettre en évidence la dépendance de la fréquence excitatrice avec la vitesse de l'écoulement, ces réponses vibratoires ne laissent que peu d'indices sur la nature de l'excitation. Il est toutefois intéressant de noter que celle-ci semble suivre une loi d'évolution donnée au travers d'une succession de lock-in. La figure 3.2 présente les spectres vibratoires pour des Reynolds allant de $5,1 \times 10^5$ à $7,1 \times 10^5$ correspondant à la mise en place du lock-in. On y observe le décalage vers les hautes fréquences d'une "structure" multi fréquentielle dite "en échelle" avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. Pour $Re = 5,1 \times 10^5$ la "structure" semble quitter le mode à 290 Hz. Elle transite entre $Re = 5,8 \times 10^5$ et $Re = 6,4 \times 10^5$ jusqu'au mode de bord de fuite où le couplage devient pur pour $Re = 7,1 \times 10^5$.

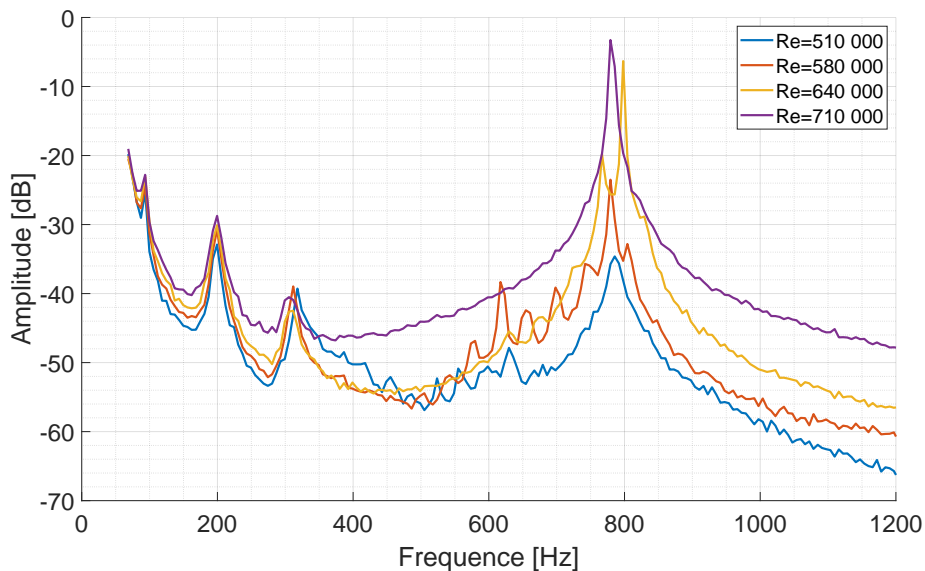


FIGURE 3.2 – Spectre vibratoire pour des Reynolds de $5,1 \times 10^5$ à $Re = 7,1 \times 10^5$, cas I, $\alpha=5^\circ$

Ces structures en échelle sont évoquées dans la littérature comme responsables des sauts dans

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

l'évolution de la fréquence du bruit tonal mais leur origine reste à éclaircir (voir TAM, 1974 et CHONG et JOSEPH, 2012).

Malgré ces structures en échelle on peut remarquer qu'il ne s'agit pas d'une excitation large bande qui exciterait tous les modes propres du profil mais bien de fréquences qui évoluent avec le nombre de Reynolds bien que des interaction complexes apparaissent à l'approche du couplage avec un mode de structure.

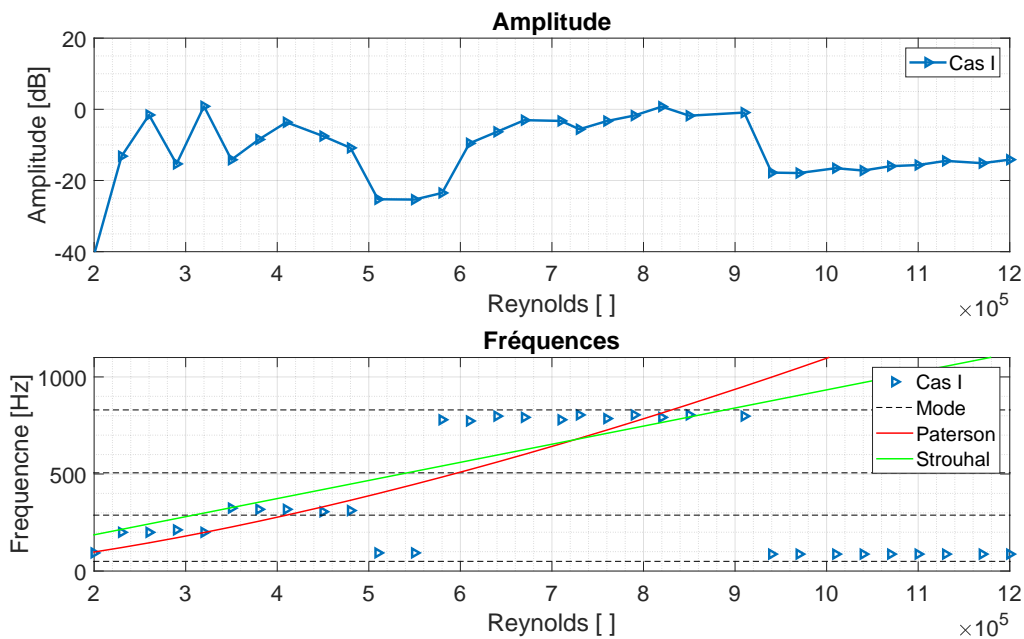


FIGURE 3.3 – Pics d'amplitude maximale en fonction du nombre de Reynolds comparés aux loi de Paterson et Strouhal, cas I, $\alpha=5^\circ$

La figure 3.3 présente des résultats vibratoires similaires à la figure 3.1. Pour chaque nombre de Reynolds la fréquence vibratoire entre 40 et 1000 Hz ayant la plus forte amplitude est relevée. On observe ainsi l'évolution de la fréquence principale et de l'amplitude correspondante en fonction de la vitesse de l'écoulement. On y retrouve le couplage successif du mode de balance et du mode 2 entre $Re = 2 \times 10^5$ et 5×10^5 . L'amplitude diminue tout comme la fréquence entre $Re = 5 \times 10^5$ et 6×10^5 ce qui correspond à une absence de couplage avec, comme expliqué précédemment, une excitation large bande du premier mode vibratoire (50Hz). A l'inverse, entre $Re = 6 \times 10^5$ et 9×10^5 on observe une nette augmentation de l'amplitude vibratoire qui se confirme sur les fréquences par un couplage autour de 800Hz ce qui correspond au mode de bord de fuite étudié (mode 4). au-delà, le niveau vibratoire

chute et la fréquence détectée reste celle du premier mode indiquant le découplage ou lock-off avec le mode 4. Les fortes amplitudes vibratoires observées lors du couplage avec le mode 4 sont aussi à l'origine d'une émission sonore à la même fréquence que le mode. Bien que les amplitudes soient comparables ce phénomène n'est pas présent lors du couplage avec les autres modes ce qui laisse à penser que la forme modale est un facteur clé de l'émission tonale.

On remarque sur la figure 3.3 que la loi de RW PATERSON et al. (1973) semble particulièrement bien correspondre avec les fréquences vibratoires de l'hydrofoil. Pour rappel, cette loi a été établie à partir d'une loi de Strouhal basée sur l'épaisseur de couche limite au bord de fuite d'une plaque plane. La loi d'évolution en Strouhal (ici $St=1,4$ pour correspondre aux fréquences relevées) semble moins pertinente. Plus généralement une évolution linéaire de la fréquence avec le nombre de Reynolds semble inappropriée.

3.1.2 Évolution avec l'angle d'incidence

Pour étudier l'influence de l'angle d'incidence sur le couplage et en particulier sur le mode 4 le nombre de Reynolds a été fixé à 8×10^5 ce qui correspond, pour un angle de 5° , à la vitesse d'écoulement où la réponse vibratoire est la plus forte.

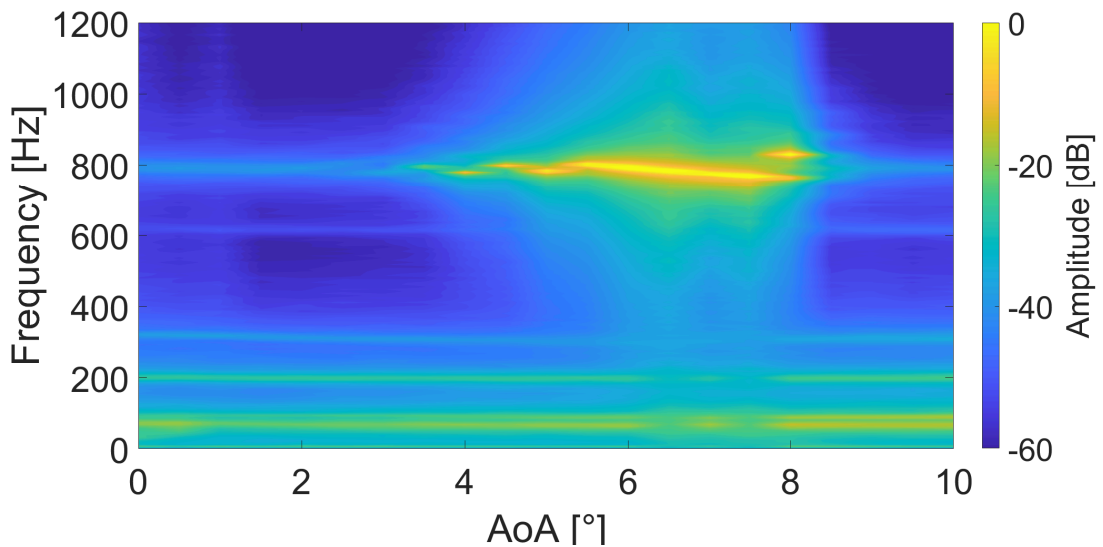


FIGURE 3.4 – Spectrogramme, cas I en fonction de l'incidence croissante, $Re = 8 \times 10^5$

La figure 3.4 présente la réponse vibratoire du profil pour des angles d'incidence allant de 0° à 10° par pas de $0,5^\circ$. Tout d'abord, il est intéressant de noter que seul le mode 4 autour de 800Hz apparaît.

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

Ainsi contrairement au nombre de Reynolds, l'angle d'incidence ne semble avoir que peu d'impact sur la fréquence du phénomène excitateur. Les modes 1, 2 et 3 ainsi que celui de balance sont toutefois visibles sous forme d'excitation large bande et l'angle d'incidence ne semble pas avoir d'influence sur leur amplitude.

On observe une apparition du couplage avec le mode 4 à partir de 4° et une disparition de celui-ci au-delà de 8° . Une fois encore ce couplage s'accompagne d'une forte émission sonore elle aussi présente entre 4° et 8° et à la fréquence du mode 4. La figure 3.5 montre les spectres vibratoires à l'accrochage, au couplage et au décrochage. Les structures en échelles présentent en section 3.1.1 n'apparaissent pas ici. Seul une fréquence pure apparaît, synonyme d'un couplage fort.

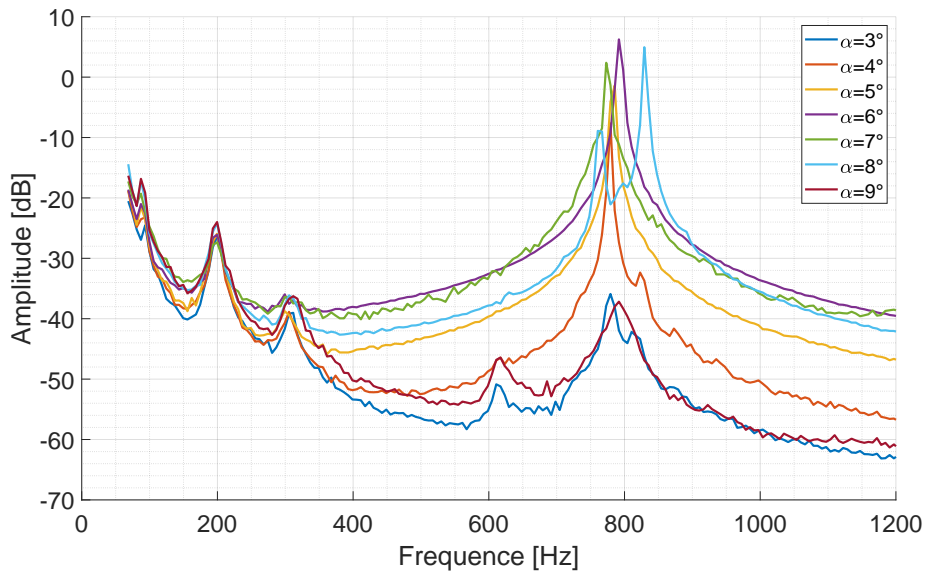


FIGURE 3.5 – Spectre vibratoire pour des incidences allant de 3° à 9° , Cas I, $Re = 8 \times 10^5$

Toutefois aux angles d'apparition et de disparition du couplage les pics de fréquence présentent des particularités. En effet pour 4° on remarque un pic secondaire à la base du pic principal. Ce phénomène est encore plus prononcé pour 8° où deux pics d'amplitude comparables apparaissent. Il pourrait s'agir de la fréquence excitatrice et de la fréquence du mode de structure qui, bien que suffisamment proches pour interagir, apparaissent sous la forme de deux pics distincts.

La figure 3.6 permet d'observer l'évolution de la fréquence et de l'amplitude du pic d'amplitude maximal sur chacun des spectres. Ainsi on remarque une augmentation progressive de l'amplitude

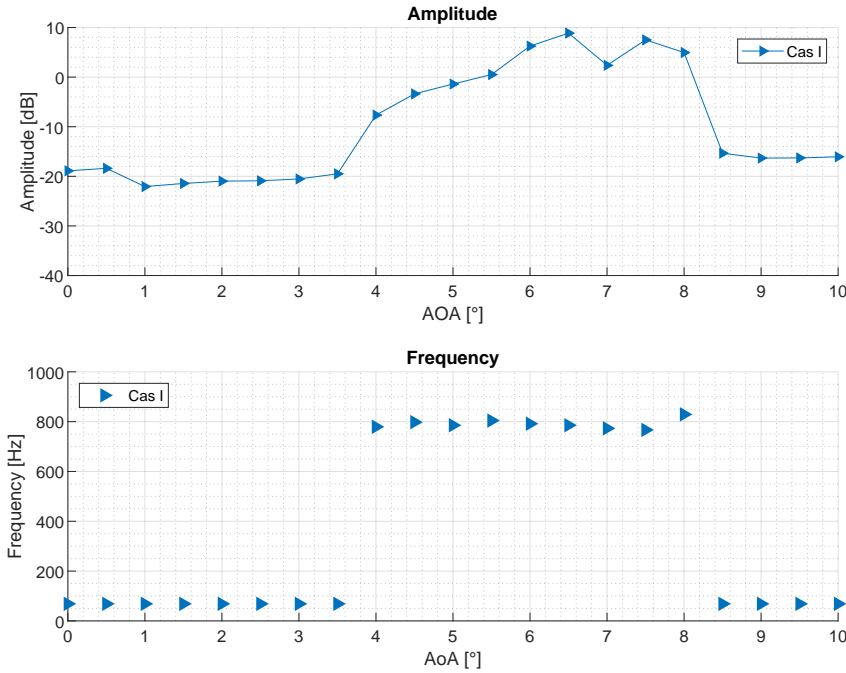


FIGURE 3.6 – Pics d’amplitude maximale et fréquence associée en fonction de l’incidence, cas I, $Re = 8 \times 10^5$

vibratoire entre $3,5^\circ$ et $6,5^\circ$ avant de rester stable jusqu’à la disparition du couplage. Par ailleurs une légère diminution de la fréquence est observable entre 6° et $7,5^\circ$. Ceci pourrait s’expliquer par la diminution de la fréquence propre du mode du fait du chargement hydrodynamique qui augmente avec l’incidence.

Alors que l’apparition du couplage s’est faite par une évolution progressive de l’amplitude sa disparition est soudaine au-delà de 8° avec un retour de la fréquence dominante correspondant à celle du mode 1 et à une amplitude similaire à celle avant le couplage.

3.1.3 Influence du matériau

De manière à dissocier les modes structuraux des mécanismes hydrodynamiques nous avons étudié l’effet d’un changement de matériaux (Cas VII) sur les réponses vibratoires d’un hydrofoil de géométrie identique. Les résultats observables en figure 3.7 pour l’hydrofoil en laiton (cas VII) présentent de fortes similitudes avec le comportement du cas I présenté en figure 3.1

On observe une diminution des fréquences de couplage en particulier pour le mode 4. Celle-ci s’explique par la diminution de la fréquence des modes propres due au changement de matériau comme

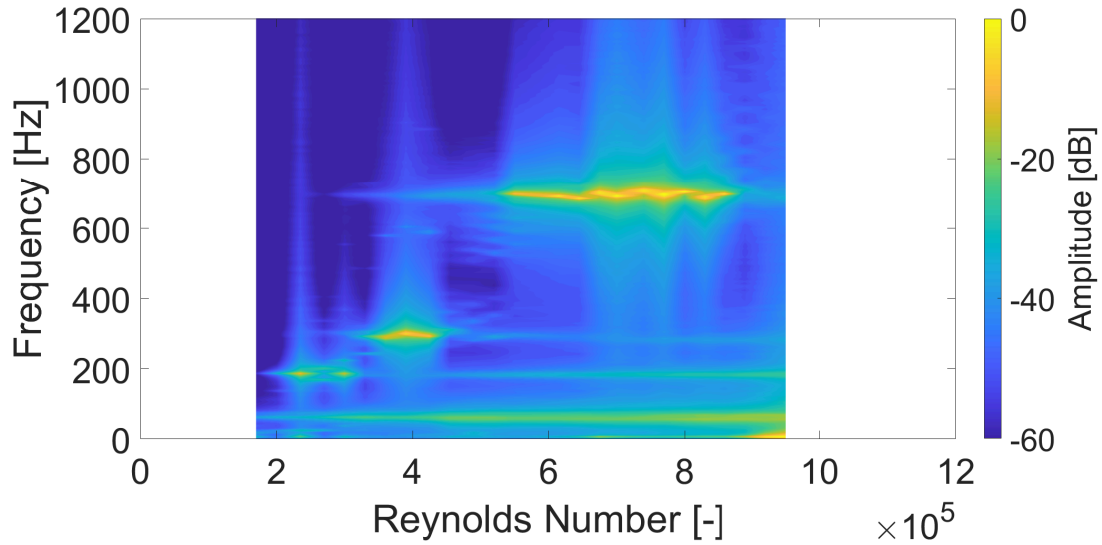


FIGURE 3.7 – Spectrogramme, cas VII en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$

vu en figure 2.21 (paragraphe 2.7.4). Il est également intéressant de noter que les nombres de Reynolds auxquels ont lieu les couplages sont eux aussi modifiés. On observe ainsi sur la figure 3.8 un décalage de ceux-ci vers des nombres de Reynolds plus faibles.

En effet la fréquence de couplage étant plus basse elle se produit pour un nombre de Reynolds plus faible. On observe, pour le mode 4, un décalage de l'ordre de $Re = 0.6 \times 10^5$ pour une différence fréquentielle de 100Hz entre les deux matériaux. Les amplitudes de réponses vibratoires restent comparables tout comme l'émission sonore perçue. Dans ce cas aussi on observe une amplitude de couplage croissante avec l'augmentation de la vitesse et un découplage brutal à partir de $Re = 8.8 \times 10^5$. On peut donc en conclure que le phénomène en cause ici est largement dépendant du nombre de Reynolds et que les valeurs des fréquences propres de l'hydrofoil conditionnent les zones d'accrochage.

Cette même comparaison peut être effectuée pour une évolution en fonction de l'angle d'incidence et pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 (figure 3.9). Là encore on constate un comportement similaire au Cas I. Cependant, dans ce cas, les angles de couplage sont décalés vers les hautes incidences avec un couplage présent entre $4,5$ et $8,5^\circ$ contre 4 et 8° pour le cas I.

La figure 3.10 illustre ce décalage de $0,5^\circ$ par rapport au cas de référence en alliage d'aluminium. Les amplitudes elles, demeurent sensiblement identiques. Cette variation de l'angle de couplage ne s'explique pas par la loi de PATERSON et AMIET, 1976 qui n'est dépendante que du nombre de Reynolds.

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

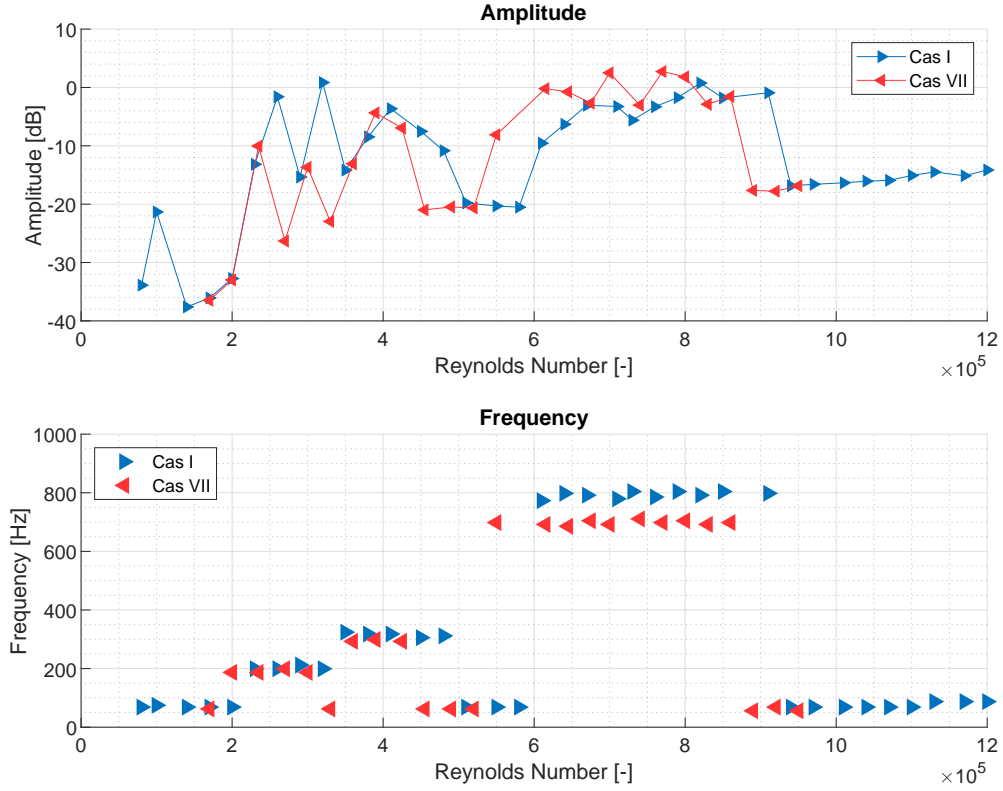


FIGURE 3.8 – Pics d’amplitude maximale et fréquences associées pour les cas I (hydrofoil en aluminium) et VII (hydrofoil laiton) en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$

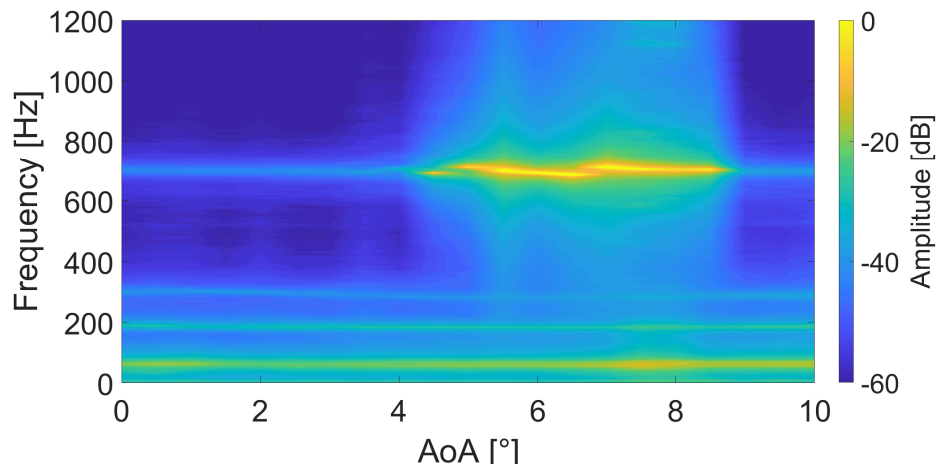


FIGURE 3.9 – Spectrogramme, cas VII en fonction de l’incidence, $Re = 8 \times 10^5$

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

Par contre, l'angle d'incidence a une forte influence sur le gradient de pression qui est négligé dans la loi proposée par PATERSON et AMIET, 1976 basée sur une couche limite de plaque plane.

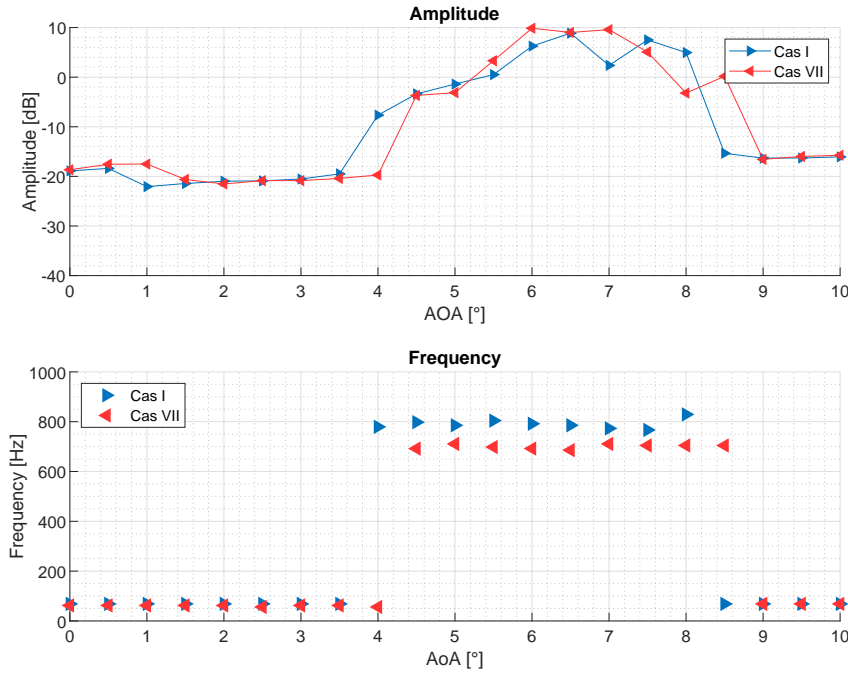


FIGURE 3.10 – Pics d'amplitude maximale et fréquences associées, cas I et VII en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$

Ainsi le changement de matériaux de l'hydrofoil a permis de montrer que le couplage avec le mode de bord de fuite était fortement dépendant de la relation nombre de Reynolds - fréquence du mode. Cela a par ailleurs mis en évidence l'influence de l'angle d'incidence sur la condition de couplage indiquant que le gradient de pression était en mesure d'influencer les conditions (nombre de Reynolds ou incidence) d'un couplage fort.

3.1.4 Influence du bord de fuite

Un hydrofoil, identique au Cas I, tronqué à 95% de la corde a été utilisé pour observer l'influence d'un bord de fuite droit sur le couplage fluide-structure. Les figures 3.11 et 3.12 montrent une réponse vibratoire différente de celle de l'hydrofoil de référence en aluminium (figure 3.11). Le premier mode n'est présent que sous l'effet d'une excitation large bande dont l'amplitude augmente avec la vitesse de l'écoulement alors que les modes 2, 4 et celui de balance apparaissent sous la forme d'un couplage. Pour le mode 4 on observe néanmoins une zone d'accrochage initiée pour un nombre de Reynolds plus

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

élevé (au-delà de 7×10^5) plus réduite et dont la sortie se fait de façon plus progressive. On observe également pour les fréquences associées aux pics d'amplitude la signature du mécanisme hydrodynamique exciteur de fréquence croissante avec le nombre de Reynolds. Ce résultat est cohérent avec les travaux de TOEBES et EAGLESON (1961) (figure 1.9) qui montrent qu'un bord de fuite droit limite l'influence de mode propre de la structure sur la réponse vibratoire.

Une modification de la géométrie du profil au bord de fuite a donc un fort impact sur la réponse du mode de bord de fuite alors que les autres restent inchangées. La figure 3.11 compare les résultats obtenus dans le cas VI. On reporte également sur cette figure les lois d'évolution de la fréquence pour un nombre de Strouhal de 0,19, basé sur l'épaisseur du bord de fuite et la loi de PATERSON et AMIET, 1976

La loi de Paterson semble suivre les maximum de couplage avec les différents modes quand la pente de la loi en Strouhal semble particulièrement bien correspondre aux fréquences qui se détachent du couplage avec le mode 4.

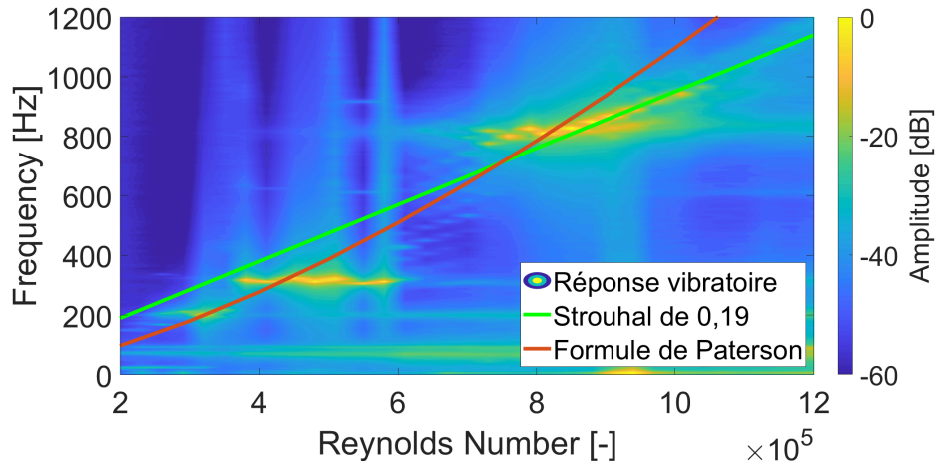


FIGURE 3.11 – Spectrogramme, cas VI, loi de Paterson et Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$

La figure 3.12 permet de comparer la réponse vibratoire du profil tronqué (Cas VI en vert) avec le Cas I (en bleu). On remarque pour tous les modes un décalage des nombres de Reynolds de couplage et en particulier pour le mode 4 où la zone d'accrochage est plus réduite mais à un niveau plus élevé que pour l'hydrofoil de référence. A l'inverse pour le mode 2 à 288 Hz la zone d'accrochage est plus importante dans le cas de l'hydrofoil en tronqué tout comme les amplitudes de vibration. Les

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

fréquences sont cependant identiques. Il est intéressant de noter dans la réponse vibratoire du Cas VI une diminution progressive de l'amplitude de vibration au-delà de $Re = 8 \times 10^5$ correspondant au point où la fréquence semble se détacher du mode de structure. Il en résulte une diminution de la plage de forte amplitude laissant apparaître la troncature du bord de fuite comme une solution potentielle à la réduction du couplage et à l'émission sonore induite. En dehors des couplages le niveau des vibrations induites par la turbulence de l'écoulement est identique pour les deux profils.

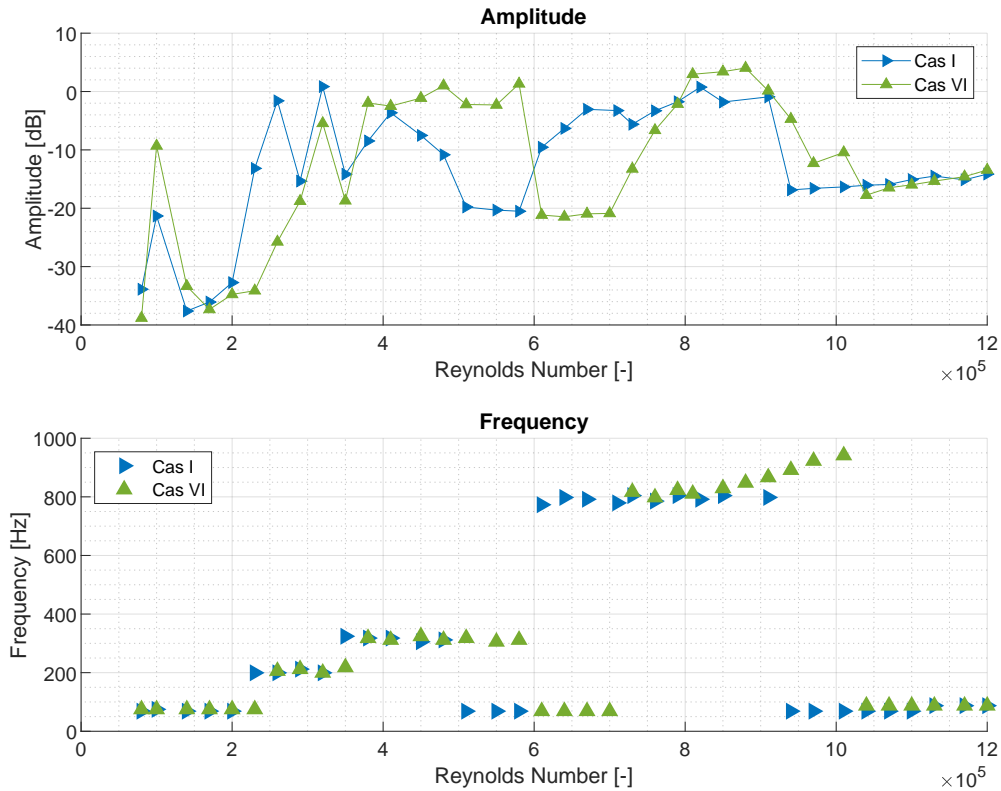


FIGURE 3.12 – Pics d'amplitude maximale et fréquences associées, cas I et VI en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=5^\circ$

La figure 3.13 présente la cartographie vibratoire du Cas VI pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 en fonction de l'angle d'incidence. En dessous de 600Hz la réponse vibratoire est similaire au cas I (figure 3.4). A l'inverse pour les plus haute fréquences la réponse est très différente. De 0 à $3,5^\circ$ on remarque une fréquence proche de celle du mode 4 qui reste constante avec l'incidence et dont le niveau fait penser à une légère excitation hors couplage. On observe aussi une autre fréquence dépendante de l'angle d'incidence évoluant de 700 à 780 Hz. Son niveau vibratoire est sensiblement constant jusqu'à $3,5^\circ$ où la fréquence est suffisamment proche de celle du mode de bord de fuite pour générer un

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

couplage. Ces fréquences correspondent à un nombre de Stouhal basé sur l'épaisseur de bord de fuite compris entre 0,17 et 0,2 ce qui est cohérent avec la littérature pour un lâcher de tourbillons derrière un hydrofoil. A l'inverse de l'évolution avec le nombre de Reynolds (figure 3.11) cette signature du sillage tourbillonnaire disparaît une fois l'angle maximum de couplage dépassé.

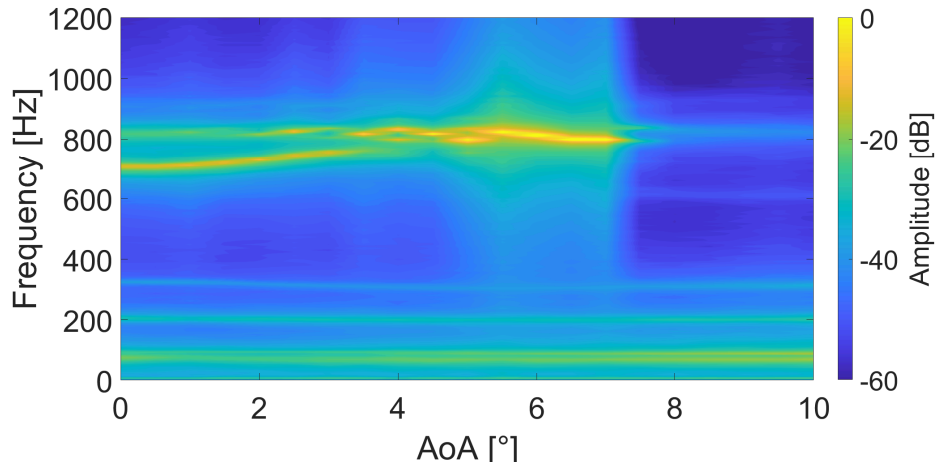


FIGURE 3.13 – Spectrogramme, cas VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$

On remarque une augmentation du niveau vibratoire entre 3,5 et 6° qui correspond à l'intersection entre la droite qui évolue avec l'angle d'incidence et le mode 4 de l'hydrofoil. A l'inverse au-delà de 7° on observe un découplage complet et soudain avec le mode de bord de fuite.

On remarque sur la figure 3.14 que les niveaux vibratoires lors du couplage sont sensiblement identiques entre les cas I et VI. C'est aussi le cas au-delà de 8,5° en dehors du couplage. On remarque que dans le cas de l'hydrofoil tronqué le couplage disparaît pour un angle d'incidence plus faible ce qui laisse supposer que la dimension de la corde du profil joue un rôle dans le couplage.

3.1.5 Influence de la rugosité

Comme présenté en section 2.7.6 des bandes de rugosité ont été placées sur le profil afin de déclencher artificiellement la turbulence dans la couche limite aussi bien à l'extrados qu'à l'intrados (figure 2.24). Cette méthode a été réalisée dans le but de déterminer l'influence du point de transition sur la réponse vibratoire du profil.

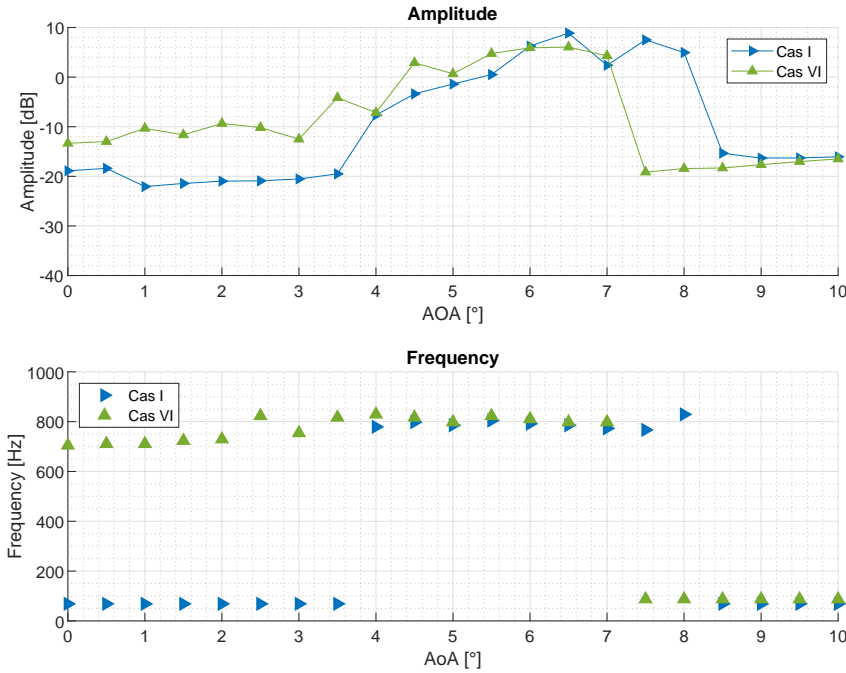


FIGURE 3.14 – Pics d’amplitude maximale Cas I et VII en fonction de l’incidence $Re = 8 \times 10^5$

3.1.5.1 Rugosité intrados

Quatre campagnes ont été réalisées avec un hydrofoil en aluminium identique à celui du Cas I et en y ajoutant pour chacune des rugosité à différentes positions du profil.

Cas IV : 10 à 20% La figure 3.15 présente la réponse vibratoire de l’hydrofoil à 5° d’incidence pour un déclenchement de la turbulence entre 10 et 20% à l’intrados nommé Cas IV. On remarque que le couplage avec le mode 4, habituellement présent pour un nombre de Reynolds compris entre 6×10^5 et 9×10^5 n’est ici pas visible. Les différents modes apparaissent bien dans la réponse vibratoire mais leurs amplitudes montrent qu’il s’agit d’une excitation large bande des modes propres plutôt que des couplages fluide-structure.

Ce résultat prouve que l’état de la couche limite à l’intrados est un élément clé pour le couplage avec les modes propres. Ainsi un déclenchement artificiel de la turbulence proche du bord d’attaque permet de supprimer le couplage.

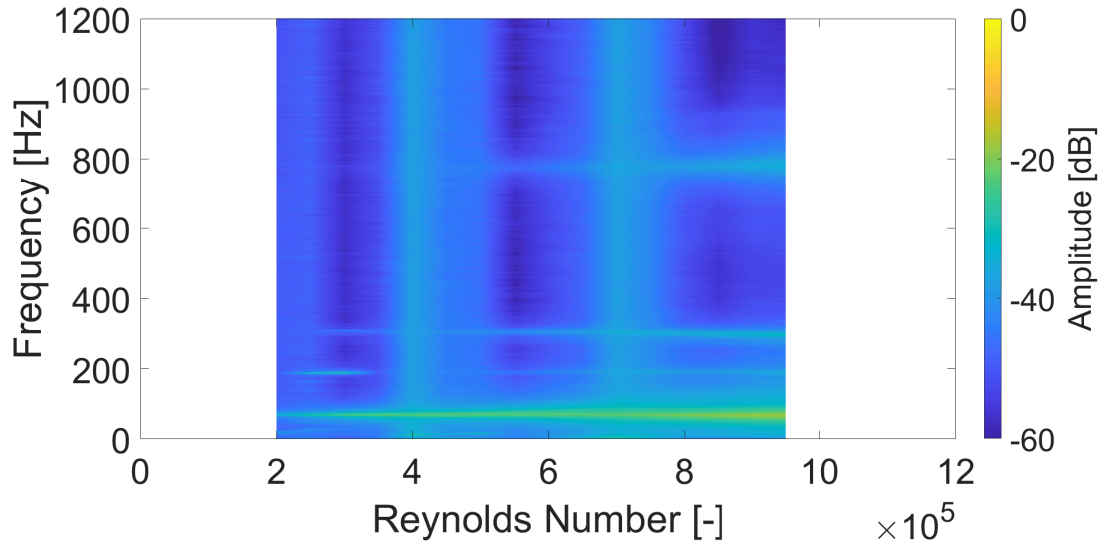


FIGURE 3.15 – Spectrogramme Cas IV en fonction du nombre de Reynolds $\alpha=5^\circ$

Cas V : 50 à 60% Une fois l'efficacité du déclenchement de la turbulence à l'intrados démontrée nous avons cherché à déterminer l'influence de la position de la rugosité sur le couplage. La figure 3.16 présente la réponse vibratoire de l'hydrofoil dans les mêmes conditions mais avec une bande de rugosité de 50 à 60%, nommé Cas V.

On remarque un résultat similaire à celui de la figure 3.15 à savoir l'absence de couplage avec le mode de bord de fuite. Aucune émission sonore n'est constatée dans ces conditions. Par ailleurs des couplages avec les modes 1, 2 et celui de balance restent présents bien qu'à une amplitude faible.

La figure 3.17 compare les maximums de vibration de l'hydrofoil de référence avec ceux du profil pour lequel la transition est déclenchée à 50% sur l'intrados. La signature des premiers modes de structure est encore présente pour des nombres de Reynold inférieurs à 4.5×10^5 . En particulier, un couplage avec le mode 2 reste visible autour de 290Hz entre $Re = 3.5 \times 10^5$ et $Re = 4.5 \times 10^5$. Cela laisse entendre que le mécanisme excitateur reste présent mais que la réponse est diminuée par l'état turbulent de la couche limite.

A l'inverse pour le mode 4 aucun couplage n'apparaît, conduisant à une forte diminution de l'amplitude de vibration et à l'absence d'émission sonore. On remarque aussi qu'en dehors des couplages les niveaux vibratoires sont très similaires entre les deux cas. A l'inverse pour les faibles nombres de Reynolds, inférieurs à 2×10^5 , c'est le cas V qui présente les plus fortes réponses vibratoires. Il est

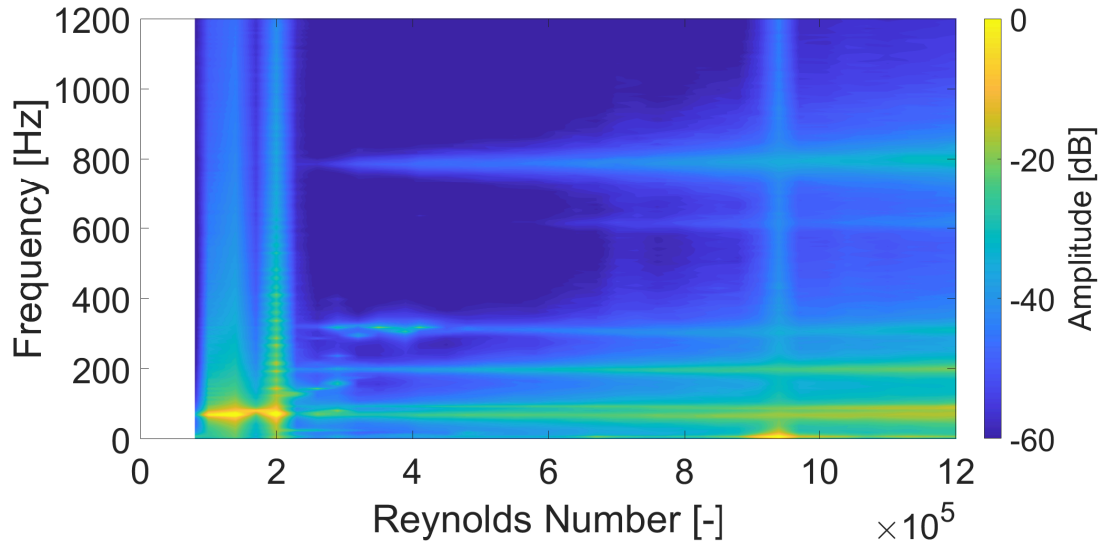


FIGURE 3.16 – Spectrogramme Cas V en fonction du nombre de Reynolds $\alpha=5^\circ$

possible que la bande de rugosité à la mi-corde ne soit pas suffisamment efficace pour déclencher la couche limite avant le bord de fuite pour les faibles nombre de Reynolds. Le mécanisme excitateur est donc conservé ce qui explique la meilleure efficacité de la bande de rugosité au bord d'attaque dans le cas du couplage avec le premier mode de structure.

La figure 3.18 présente la réponse vibratoire de l'hydrofoil déclenché à 50% pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 en fonction de l'incidence. Elle montre que l'incidence n'a pas d'effet sur l'efficacité de la bande de rugosité. On retrouve également un bon accord des niveaux vibratoires entre les deux cas hors couplage.

Une comparaison d'un enregistrement acoustique réalisé par un microphone situé à l'extérieur du tunnel hydrodynamique entre l'hydrofoil libre (Aluminium Free, Cas I) et celui déclenché à 50% (Aluminium Triggered, Cas V) est présentée en figure 3.19.. On remarque dans le cas du profil de référence une forte augmentation du niveau sonore lors du couplage entre 4° et 9° . Son évolution est progressive à partir du début du couplage et sa diminution soudaine au-delà de 9° . A l'inverse, le niveau sonore du profil déclenché reste stable quelle que soit l'incidence. Cela prouve que le couplage avec le mode 4 est bien responsable d'une forte émission acoustique et que déclencher la turbulence de la couche limite à l'intrados permet de supprimer le couplage vibratoire et l'émission acoustique qui en découle.

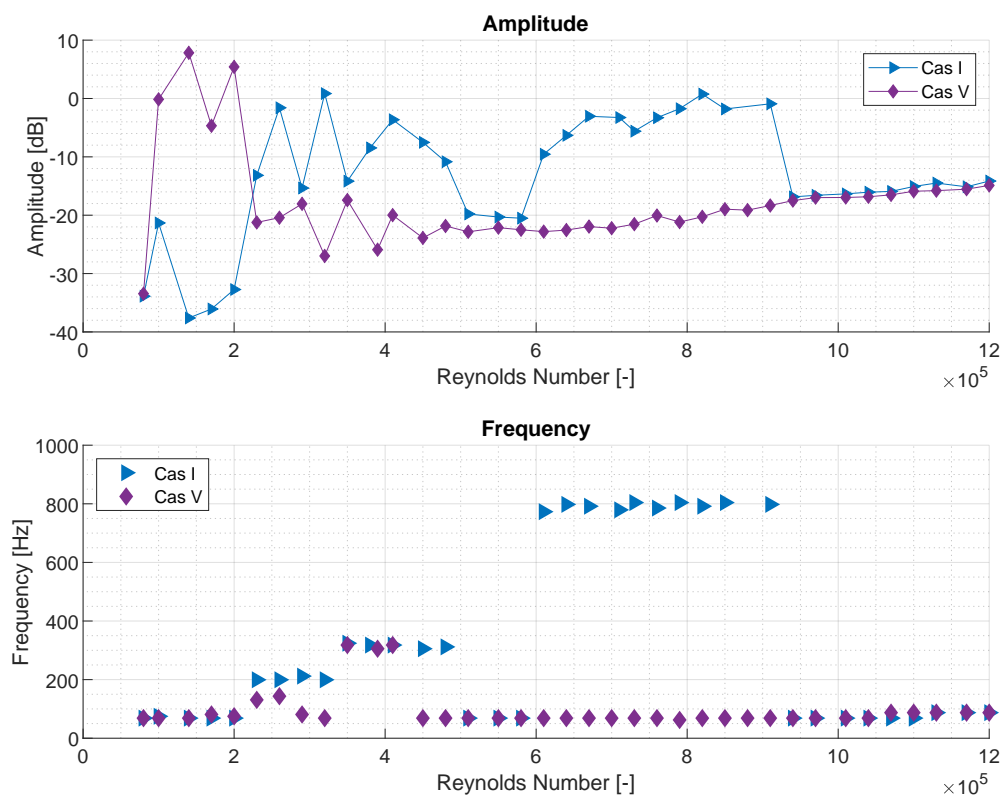


FIGURE 3.17 – Pics d'amplitude maximale et fréquences associées, cas I et V en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha = 5^\circ$

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

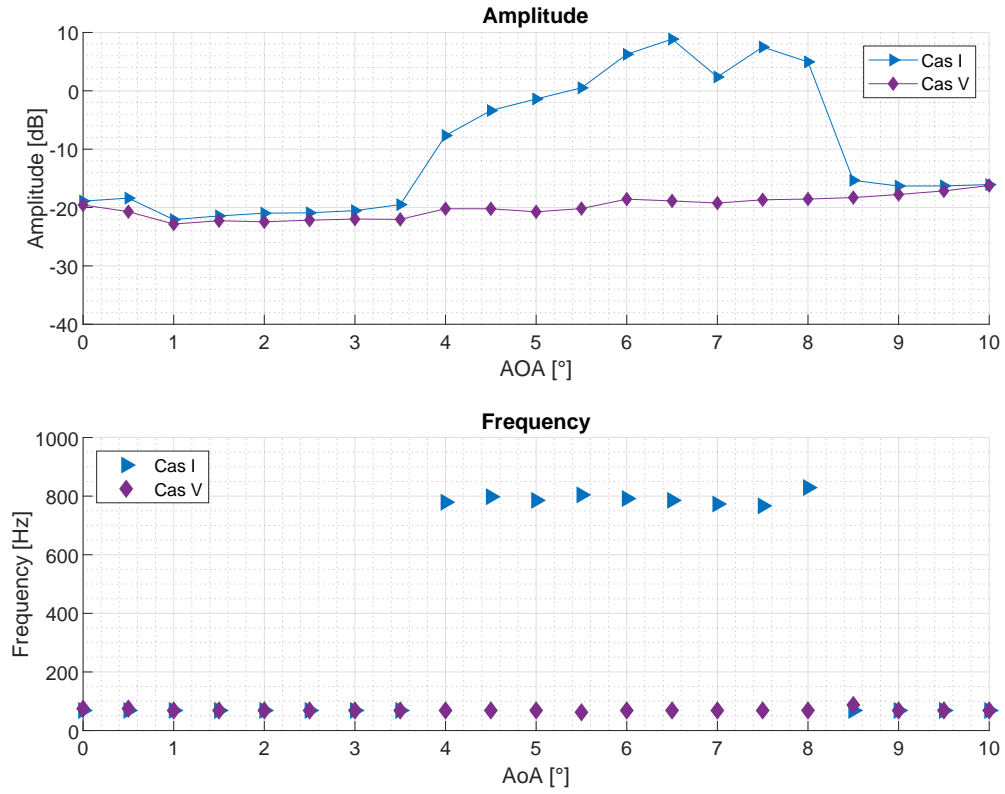


FIGURE 3.18 – Pics d’amplitude maximale et fréquences associées, cas I et V en fonction de l’incidence, $Re = 8 \times 10^5$

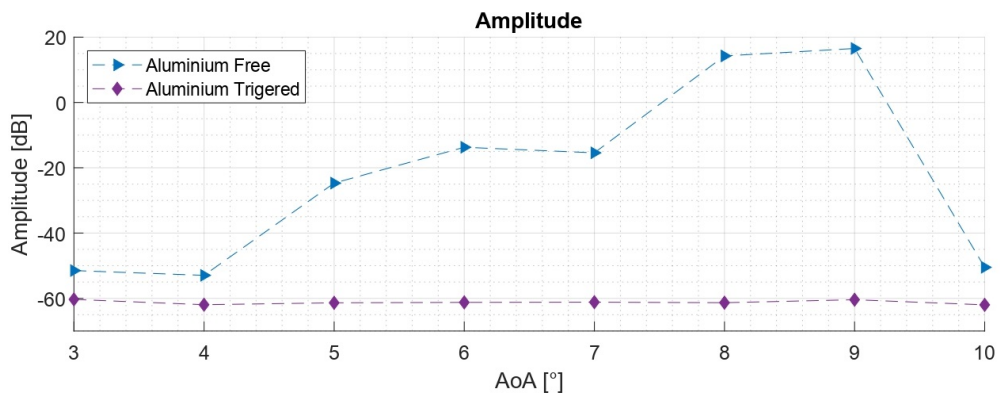


FIGURE 3.19 – Niveaux sonores enregistrés par un microphone à l’extérieur du tunnel hydrodynamique, Cas I et V en fonction de l’incidence, $Re = 8 \times 10^5$

3.1.5.2 Rugosité extradados : Cas III

La figure 3.20 présente la cartographie vibratoire de l'hydrofoil avec un déclenchement de la turbulence à l'extrados entre 5% et 15% en fonction du nombre de Reynolds et pour un angle d'incidence de 6° . Contrairement aux cas précédents de transition à l'intrados, le couplage avec le mode 4 de bord de fuite est bien présent. Cependant le couplage avec le mode propre de structure semble présent sur une gamme de Reynolds plus restreinte alors qu'apparaît une trace vibratoire présente pour des nombres de Reynolds compris entre 6×10^5 et 9×10^5 avec une évolution linéaire de la fréquence. L'amplitude est maximale pour $Re = 7.5 \times 10^5$ lorsque la fréquence coïncide avec celle du mode de bord de fuite. On observe en effet une forte augmentation du niveau vibratoire lorsque la fréquence est proche du mode de structure. A l'inverse le mode 2 autour de 290 Hz est excité sur une gamme de Reynolds particulièrement grande de $Re = 4 \times 10^5$ à $Re = 6.5 \times 10^5$.

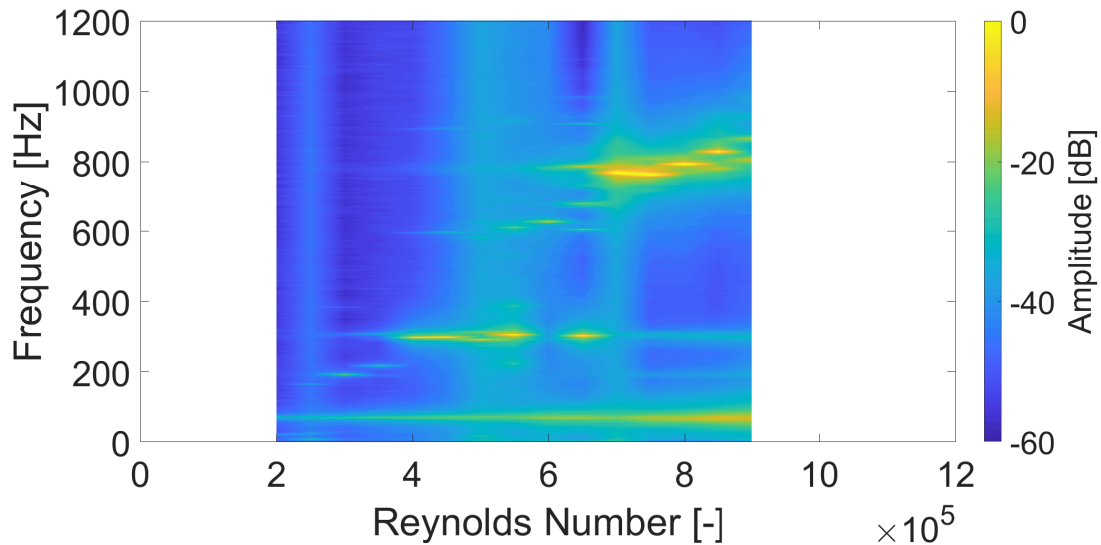


FIGURE 3.20 – Spectrogramme, Cas III en fonction du nombre de Reynolds, $\alpha=6^\circ$

3.1.5.3 Comparaison

La figure 3.21 permet de comparer l'effet des positions de la bande de rugosité et donc de la zone de déclenchement de la turbulence sur la réponse vibratoire du profil. La légende indique pour chaque cas la position de la bande sur l'hydrofoil. Le couplage avec le mode 4 n'est présent que pour le cas où aucune bande de rugosité n'est positionnée à l'intrados. Dans les deux cas où la bande de

3.1. ANALYSE VIBRATOIRE

rugosité a été placée à l'intrados proche du bord d'attaque ("Intrados 10%" et "Extrados et Intrados") le niveau vibratoire est particulièrement faible et aucun couplage n'est observé avec le mode de bord de fuite. Un déclenchement intrados à 50% laisse apparaître des couplages avec les premiers modes de structure et des amplitudes élevées pour les faibles vitesses d'écoulement. Toutefois le couplage avec le mode 4 reste absent. Deux expériences avec des rugosité respectives à 80 et 90% de la corde ont aussi été réalisées. On retrouve, pour 80% le même phénomène que pour 50% mais avec une plage de couplage du mode 2 à 290Hz plus grande ($4 \times 10^5 \leq Re \leq 5 \times 10^5$) ainsi qu'une amplitude vibratoire plus élevée à ces nombres de Reynolds. Pour le cas à 90% cette plage de couplage augmente encore ($4 \times 10^5 \leq Re \leq 5.5 \times 10^5$). Ceci accrédite l'hypothèse que la bande de rugosité à la mi-corde ne soit pas suffisamment efficace pour déclencher la couche limite avant le bord de fuite pour de faibles nombres de Reynolds. Ainsi plus la couche limite est positionnée proche du bord de fuite plus son efficacité pour des nombres de Reynolds faibles est limitée et donc plus la plage de couplage du mode 2 est grande. Dans les trois cas, le couplage avec le mode 4 de bord de fuite est néanmoins supprimé.

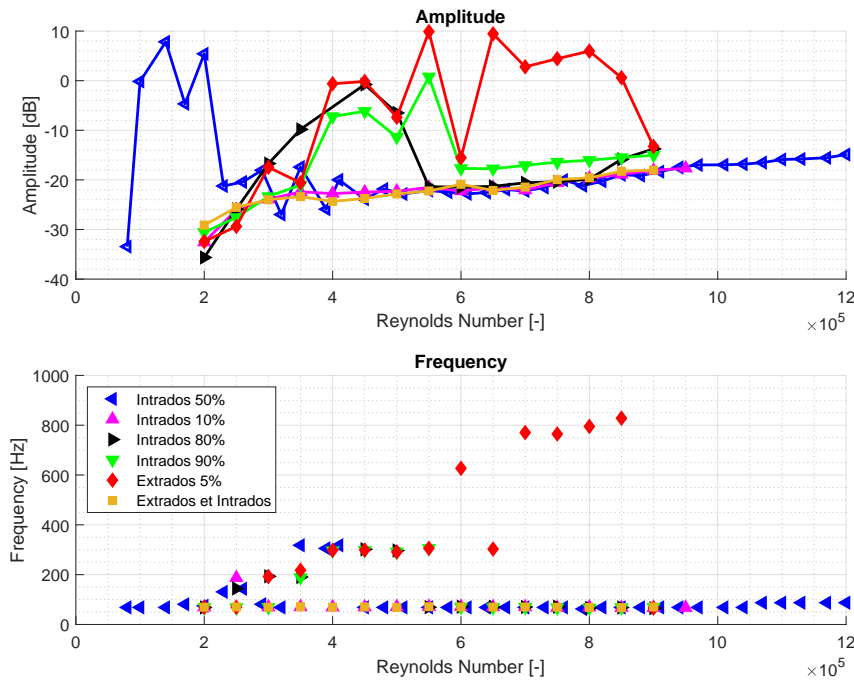


FIGURE 3.21 – Cartographie vibratoire en fonction du nombre de Reynolds, pour différentes positions de la bande de rugosité, $\alpha=5^\circ$

Le couplage avec le mode 2 à 290Hz (Table 2.2) semble donc être impacté par l'état de la couche limite à l'intrados. En effet plus la transition laminaire-turbulente s'effectue proche du bord de fuite

3.2. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT

plus le couplage avec ce mode est important, produisant des amplitudes de vibration significatives. Par ailleurs la plage de couplage augmente vers de hauts nombres de Reynolds à mesure que la transition recule vers le bord de fuite. Ceci peut être expliqué par la remontée naturelle de la transition vers le bord d'attaque à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

A l'inverse, le mode 4 reste inactif peu importe la position du déclencheur de transition à l'intrados. Cela montre que pour ce mode de bord de fuite une transition naturelle localisée proche du bord de fuite est nécessaire pour observer un couplage.

On remarque que la transition forcée à l'extrados ("Extrados 5%") n'a pas d'impact sur les différents couplages. A l'inverse, une transition à l'intrados et à l'extrados ("Extrados et Intrados") est équivalente à une transition intrados à 10%. Cela montre que, dans la configuration étudiée, c'est bien la transition à l'intrados de l'hydrofoil qui est responsable des couplages avec les modes de structures. A l'inverse, contrairement à ce que l'on pourrait penser, la couche limite extrados n'a que peu d'impact aux angles et vitesses étudiés.

3.2 Analyse de l'écoulement

Les réponses vibratoires des différents hydrofoils testés et présentés dans le chapitre précédent montrent que l'état de la couche limite joue un rôle clé dans le couplage avec les modes de structure. C'est plus particulièrement celle de l'intrados qui semble responsable du couplage avec le mode de bord de fuite responsable de l'émission tonale. Cette section s'attache à déterminer la cause de ce couplage en analysant finement la couche limite de l'hydrofoil en situation de couplage.

3.2.1 Couche limite intrados

La première section a permis d'identifier la couche limite intrados dans le mécanisme de couplage avec le mode de bord de fuite ainsi qu'avec les autres modes de structure. Cette section présente une analyse de la couche limite intrados dans le but de déterminer l'état de la couche limite à différentes incidences dont on connaît la réponse vibratoire et pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 où un couplage avec le mode de bord de fuite est observé.

Les figures 3.22 et 3.23 représentent le champ moyen obtenu par TR-PIV à respectivement 3 et 5° d'incidence.

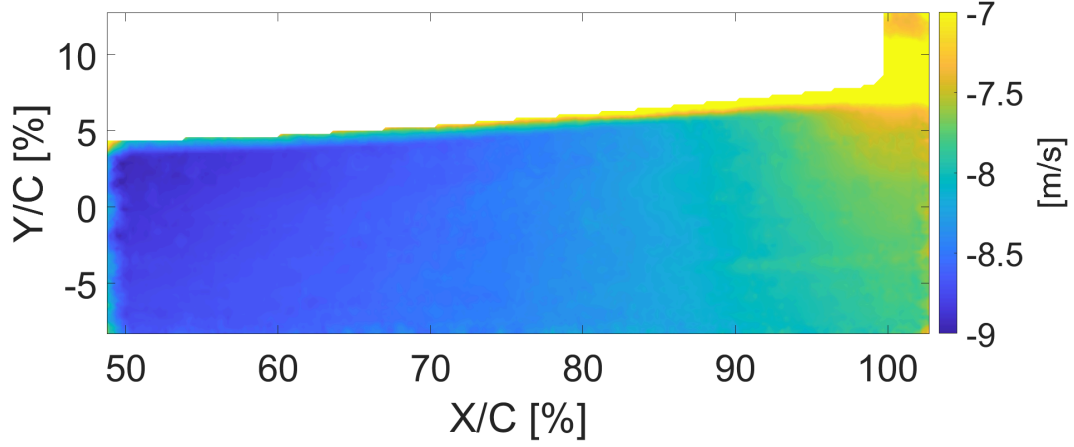


FIGURE 3.22 – Champ moyen PIV intrados - Cas I pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 3^\circ$

Ces angles correspondent à l'initiation du couplage tel que pour 3° aucun couplage avec le mode de bord de fuite n'est observé quand pour 5° de fortes vibrations autour de 800 Hz et une émission sonore caractéristique sont constatées. Bien qu'on observe une légère modification de la couche limite entre ces deux images avec en particulier un épaississement de celle-ci avant 90% de la corde pour 3° d'incidence il est difficile d'aboutir à des conclusion quant à l'origine du couplage vibratoire. C'est pourquoi une analyse plus fine par LDV et la méthode des occurences présentée au chapitre 2.4.2 ont été utilisées.

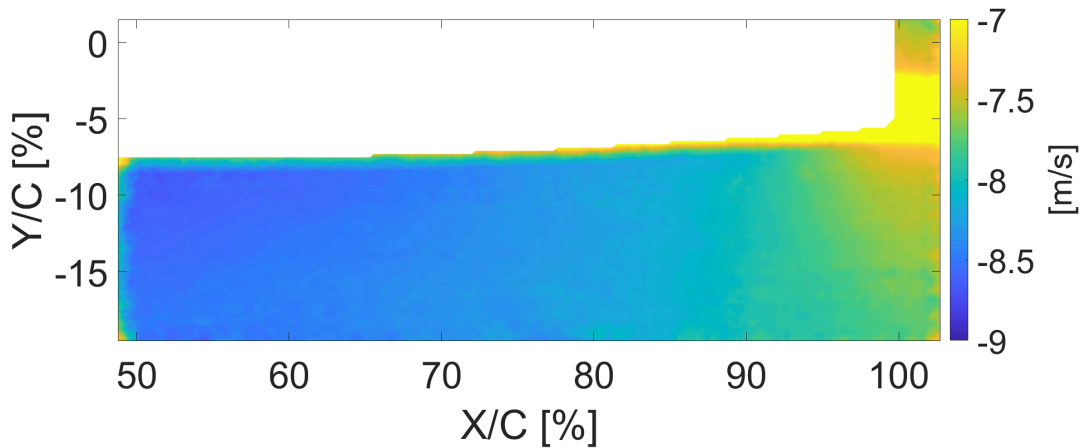


FIGURE 3.23 – Champ moyen PIV intrados - Cas I pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 5^\circ$

3.2.2 Profils de vitesses

Des mesures LDV (voir 2.5) ont été réalisées au bord de fuite à un nombre de Reynolds de 8×10^5 et pour trois points de fonctionnement distincts. Le premier correspond au Cas I à 8° d'incidence c'est-à-dire une situation de couplage fort avec le mode de bord de fuite. Le second a été réalisé au même angle mais pour le Cas IV à savoir avec une bande de rugosité à 10% de la corde engendrant un suppression du couplage. Le troisième quant à lui correspond au Cas I à 9° d'incidence où aucun couplage n'est détecté.

La figure 3.24 présente ces résultats pour différentes positions x/c sur la corde ainsi qu'un profil de Blasius correspondant à un écoulement laminaire sur une plaque plane. On remarque pour le Cas I à 8° que le profil de vitesse est proche du profil laminaire de Blasius pour 90 et 95% de la corde. On observe toute fois une nette évolution entre 90 et 95% avec un un épaissement de la couche limite (de $y/c=0,45\%$ à $y/c=0,51\%$) pouvant indiquer un début de transition laminaire turbulente. A 100% de la corde le profil de vitesse change fortement, on observe à proximité de la paroi des vitesses très faibles proches de zéro et un fort épaissement de la couche limite ($y/c=1,15\%$). Ceci pourrait traduire la présence d'un bulbe de séparation laminaire. Pour le Cas IV on observe un profil de vitesse caractéristique d'une couche limite turbulente avec avec un fort gradient de vitesse proche de la paroi et une augmentation de l'épaisseur de couche limite montrant l'efficacité de la bande de rugosité à déclencher la transition dans la couche limite. A $x/c=100\%$ celle-ci semble toutefois influencée dans sa partie basse par le sillage du profil. Dans le Cas I à 9° d'incidence, c'est-à-dire hors couplage, on observe une couche limite qui semble laminaire sur toute la longueur du profil. Contrairement à 8° elle n'évolue que très peu entre 90 et 100% et ne présente pas de profil caractéristique d'un LSB au bord de fuite.

On a montré au chapitre 2 que l'augmentation de l'angle d'incidence reculait le point transition vers le bord de fuite à l'intrados. Il est donc cohérent que les profils de vitesse présentés en figure 3.24 montrent la présence d'une transition sous la forme d'un bulbe de séparation laminaire au niveau du bord de fuite pour 8° et une couche limite entièrement laminaire pour 9° . La présence du couplage fort à 8° et son absence à 9° indiqueraient quant à eux que la présence d'une transition à la surface du profil joue un rôle clé dans le mécanisme de couplage.

La PIV permet elle aussi d'extraire des profils de vitesse dans la couche limite. Ceux-ci sont

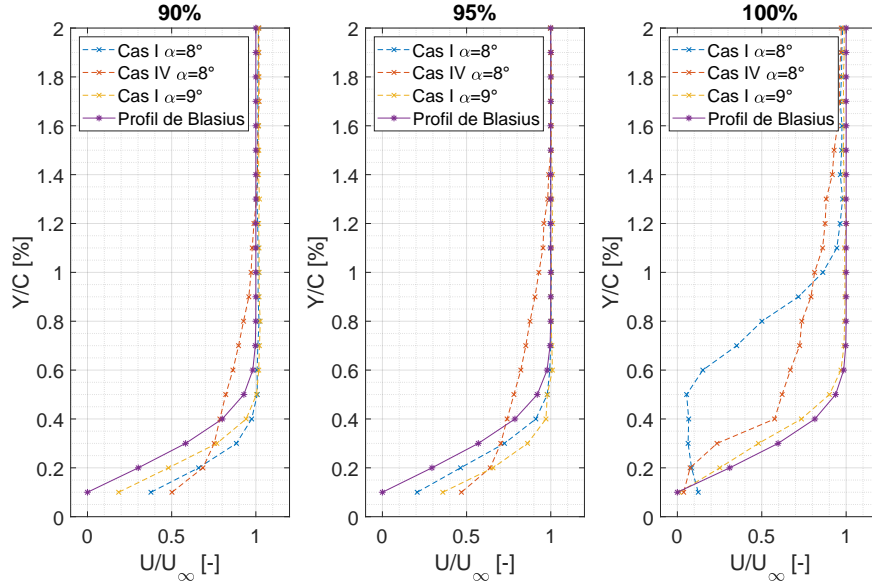


FIGURE 3.24 – Profils de vitesse issus de mesures de vélocimétrie laser à l'intrados pour $Re = 8 \times 10^5$ pour les cas I et IV

toutefois nettement moins résolus en espace rendant la détection de couche limite fine impossible. Il est toutefois possible de la détecter lorsque des phénomènes l'épaississent comme c'est le cas d'un bulbe de séparation laminaire visible.

C'est ce qu'on remarque en figure 3.25 où pour $\alpha = 8^\circ$ on observe une couche limite qui semble inférieure à $y/c=1\%$ avant de s'épaissir à partir de $x/c=94\%$ ce qui est cohérent avec le profil de vitesse mesuré par LDV. Pour $\alpha = 6^\circ$ à l'inverse la couche limite s'épaissit dès 84% pour atteindre un maximum autour de 90% de la corde avec des valeurs de vitesses très faibles. Ceci pourrait correspondre à la présence d'un bulbe de séparation laminaire. Le profil de vitesse à $x/c=96\%$ quant à lui semble plus homogène ce qui pourrait indiquer une transition complète de la couche limite à partir de ce point. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus à partir du logiciel XFOIL qui indique la présence d'un bulbe de séparation laminaire et une transition de la couche limite à 98% de la corde pour 6° d'incidence et une couche limite entièrement laminaire pour 8° .

Les résultats de LDV, appuyés par les données PIV et une analyse XFOIL, ont montré la présence d'un bulbe de séparation laminaire à proximité du bord de fuite dans les situations de couplage. A l'inverse, une couche limite turbulente, générée par la bande de rugosité, ou entièrement laminaire semble ne pas être propice au couplage avec le mode de bord de fuite.

3.2. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT

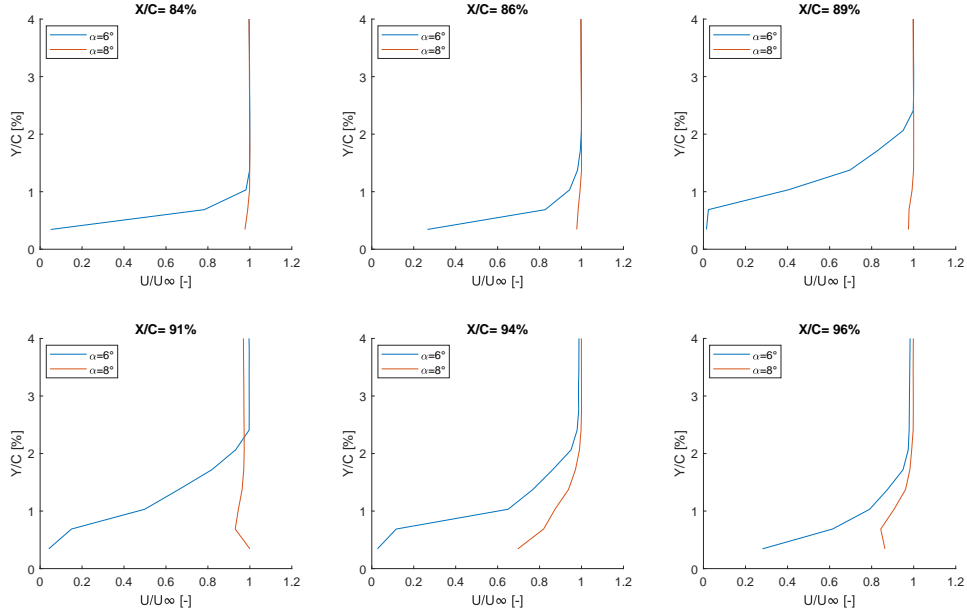


FIGURE 3.25 – Profils de vitesse issus de mesures PIV à l'intrados pour $Re = 8 \times 10^5$ et une incidence de 6° ou 8°

3.2.3 Instabilités

Une méthode présentée au paragraphe 2.4.2 a été développée pour détecter les instabilités dans la couche limite. La figure 3.26 en présente le résultat pour un angle d'incidence de 3° et pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 . La zone blanche correspond à l'hydrofoil qui est visible de $x/c=55\%$ jusqu'au bord de fuite. Des niveaux d'occurrence de faibles vitesses sont visibles dans la couche limite intrados et peuvent être comparés à des instationarités de l'écoulement représentatives de la zone de transition laminaire-turbulente.

On remarque sur cette figure des d'instabilités proches paroi dès 55% de la corde. Celles-ci s'amplifient à partir de 70% menant à un épaississement de la couche limite. Cette zone d'instabilités devient maximale tant en épaisseur qu'en niveau d'occurrence entre 80% et 85% et disparaît au-delà.

Un épaississement de la couche limite et l'amplification d'instabilités dans une zone bien délimitée peuvent correspondre à une transition laminaire turbulente et à la présence d'un bulbe de séparation laminaire. En effet un LSB est connu pour être à l'origine de faibles vitesses instationnaires dans le bulbe (ici détectées si elles sont inférieures à 40% de la vitesse moyenne) et à un épaississement de la couche limite. A l'inverse au-delà de 90% on observe une forte chute du niveau d'occurrence. Comme présenté

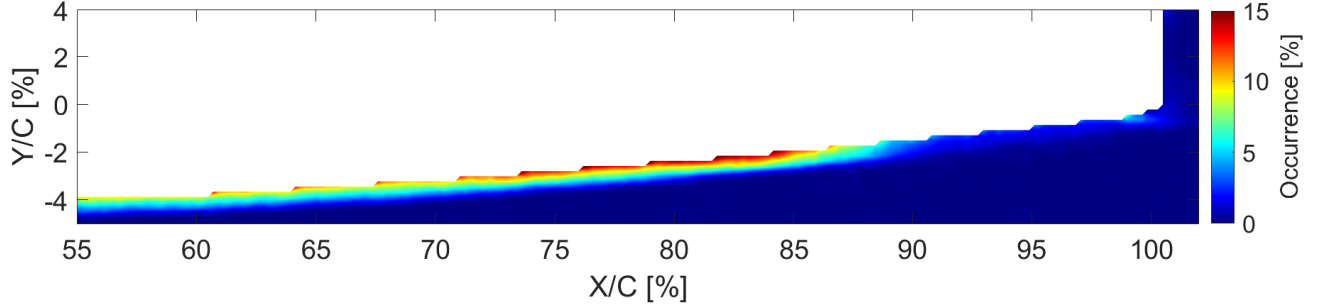


FIGURE 3.26 – Comptage des occurrences de vitesse inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=3^\circ$

en section 2.4.2 cela correspond à un écoulement entièrement turbulent qui homogénéise la couche limite et supprime la présence de faibles vitesses. Il est ainsi raisonnable de penser qu'à 3° d'incidence la couche limite est laminaire entre 55% et 70% quoique de légères instationarités soient présentes. A partir de 70% un bulbe de séparation laminaire se développe menant à une transition complète de la couche limite à partir de 90%. Encore une fois ce résultat est cohérent avec ceux obtenus à partir du logiciel XFOIL qui indique lui aussi une transition laminaire-turbulent au travers un LSB à partir de 85% de la corde.

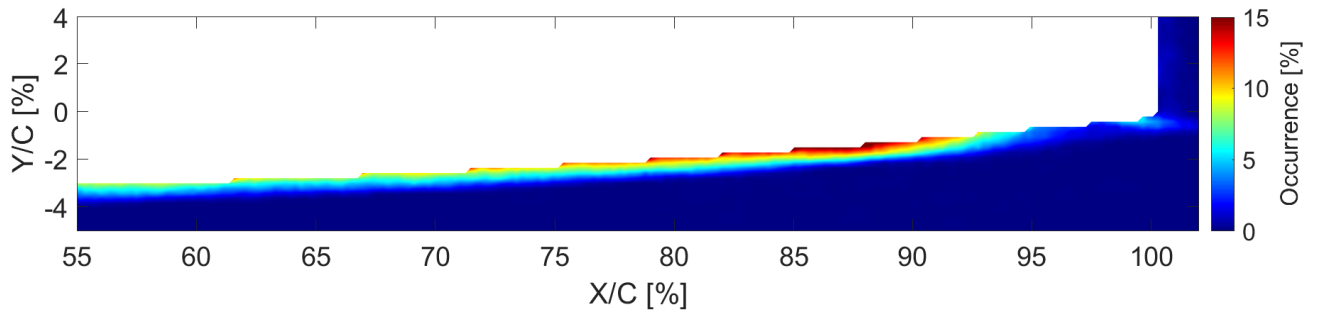


FIGURE 3.27 – Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=4^\circ$

La figure 3.27 met en évidence, pour un angle de 4° , un décalage du LSB vers le bord de fuite avec une transition complète à partir de 95%. Ceci est cohérent avec la modification du gradient de pression qui, à l'intrados, décale le point de transition vers le bord de fuite lorsque l'incidence augmente.

Les figures 3.4 et 3.6 présentées en section 3.1.2 montrent que le couplage avec le mode 4 de bord

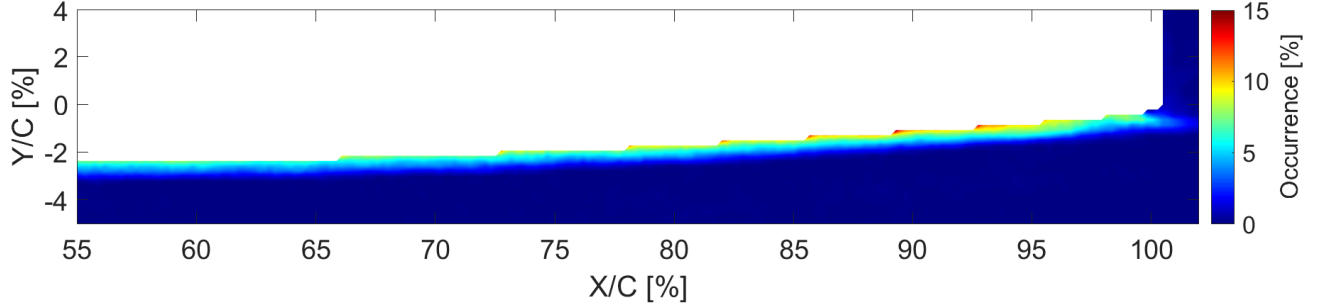


FIGURE 3.28 – Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=5^\circ$

de fuite apparaît entre 4° et 5° d'incidence. La figure 3.28 montre quant à elle un aplatissement du LSB et une diminution de son intensité pour 5° . On remarque aussi que le LSB s'est à nouveau déplacé vers le bord de fuite, ne laissant plus apparaître de zone avec une couche limite turbulente pleinement développée avant le bord de fuite.

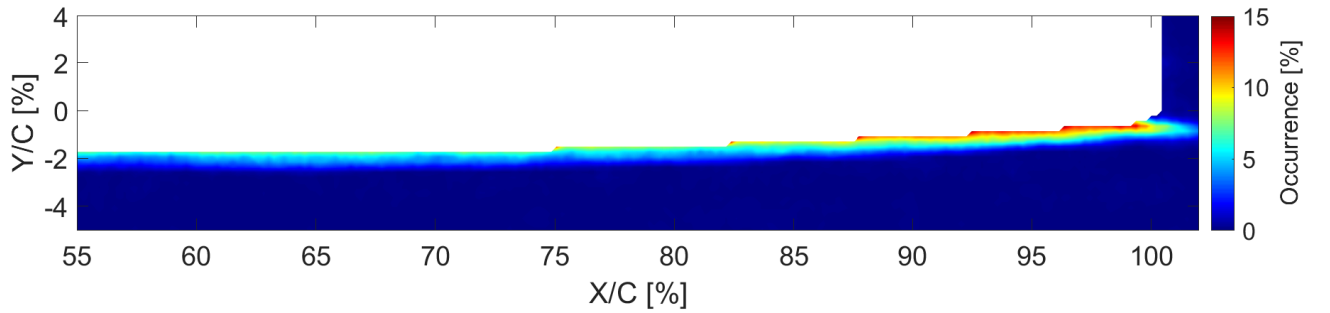


FIGURE 3.29 – Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=6^\circ$

Pour 6° (figure 3.29) la zone de fortes occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale est concentrée au bord de fuite et son intensité augmente. La couche limite semble hautement instable au niveau du bord de fuite sans présence de transition. On peut remarquer sur la figure 3.6 section 3.1.2 que 6° correspond à l'angle où le couplage atteint son intensité maximale avec un plateau dans les niveaux vibratoires. Le LSB semble ici se développer à partir de 85% de la corde avec une couche limite qui s'épaissit. Ceci est cohérent avec les résultats présentés en figure 3.25 où on note le développement d'un LSB à partir de 84%.

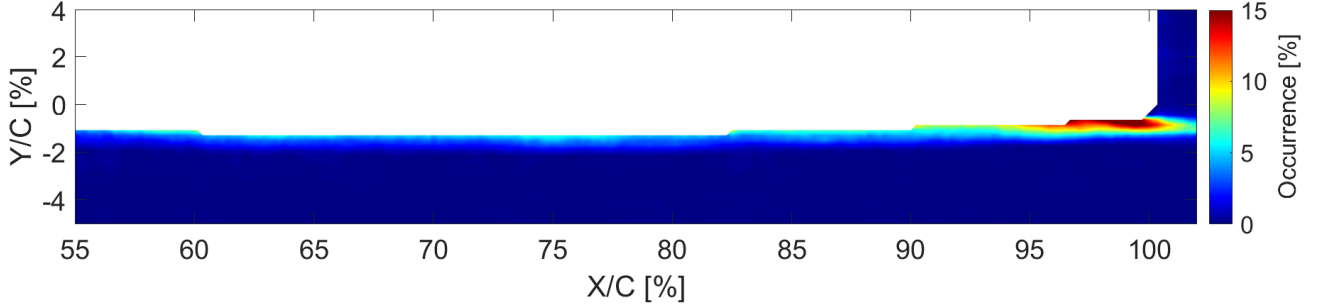


FIGURE 3.30 – Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=7^\circ$

A 7° d'incidence (figure 3.30) le LSB continue de se concentrer au bord de fuite et sa longueur diminue pour n'être présent qu'entre 95 et 100%. La couche limite amont à l'inverse semble entièrement laminaire sans instabilité. Dans cette configuration le logiciel XFOIL indique une transition à 99% de la corde ce qui semble cohérent avec les résultats obtenus.

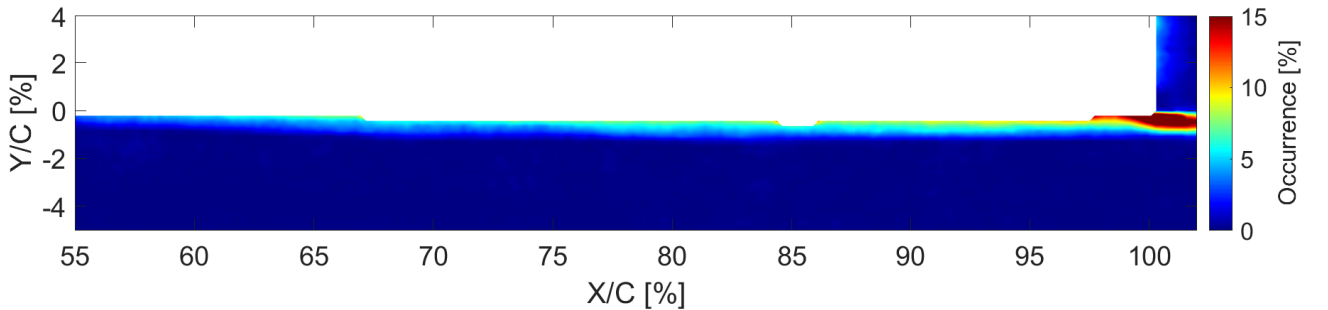


FIGURE 3.31 – Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=8^\circ$

Enfin, pour 8° d'incidence (figure 3.31) le LSB semble à la limite du bord de fuite et le pourcentage d'occurrences augmente traduisant de fortes instabilités. L'angle de 8° correspond sur les figures 3.4 et 3.6 de la section 3.1.2 à l'angle le plus élevé avant que le couplage avec le mode 4 ne disparaisse. Les profils de vitesses obtenus par LDV et présentés en figure 3.24 montrent une couche limite laminaire jusqu'à 95% de la corde et la présence d'un fort LSB à 100%. Ces résultats sont en adéquation avec ceux obtenus par la méthode des occurrences qui montre une couche limite laminaire légèrement instationnaire pour 95% et la présence d'un fort LSB à 100%.

3.2. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT

La figure 3.32 présente quant à elle cette même méthode de post-traitement pour 5° d'incidence dans le Cas IV à savoir avec une couche limite intrados déclenchée par une bande de rugosité.

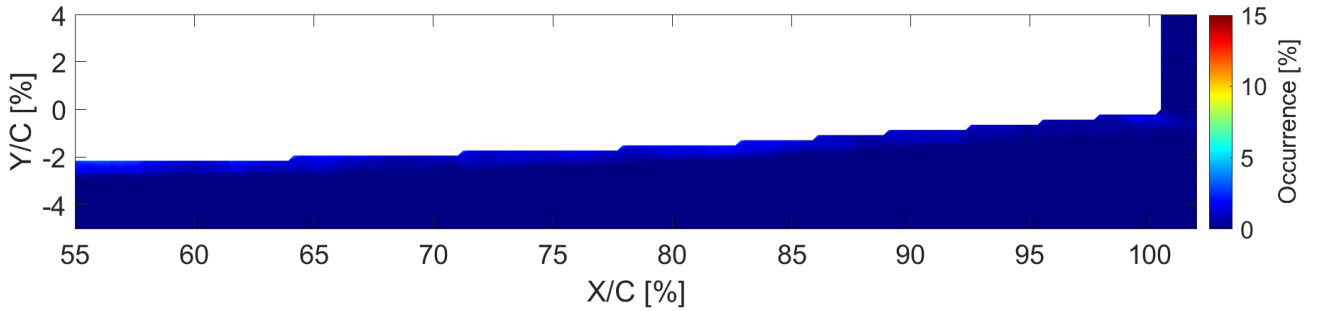


FIGURE 3.32 – Comptage des occurrences de vitesses inférieures à 40% de la vitesse moyenne locale pour un nombre de Reynolds de 8×10^5 et une incidence $\alpha=5^\circ$ Cas V

Dans cette configuration les histogrammes des vitesses dans la couche limite ne présentent pas de faibles vitesses. Ils apparaissent comme une distribution aplatie et centrée autour de la vitesse moyenne, symptomatique d'un écoulement turbulent. Ces résultats confirment d'une part l'efficacité de la bande de rugosité à engendrer la transition laminaire turbulente à la moitié du profil et d'autre part l'importance d'une transition proche du bord de fuite sur le couplage avec le mode de bord de fuite.

La méthode des occurrences a ainsi montré sa capacité à mettre en lumière l'état de la couche limite et en particulier à identifier les instabilités consécutives à la transition et à la formation d'un bulbe de séparation laminaire. Cette méthode a permis de confirmer un mouvement du point de transition vers le bord de fuite avec l'augmentation de l'incidence. La cohérence entre la position du LSB, au contact du bord de fuite, et le début du couplage avec le mode de bord de fuite laisse suggérer que le contenu fréquentiel associé aux mécanismes de transition est à l'origine des fortes vibrations observées. Ceci est confirmé par l'absence de couplage aussi bien en présence d'une couche limite déclenchée qui ne présente pas d'instabilités que pour des incidences supérieures à 8° synonymes d'une couche limite entièrement laminaire.

Ceci peut aussi expliquer l'augmentation progressive de l'amplitude du couplage entre 4 et 6.5° (figure 3.6 paragraphe 3.1.2) à mesure que le point de transition s'approchent du bord de fuite. La disparation brutale du couplage au-delà de 8° s'explique quant à elle par la disparation subite de la

transition laminaire-turbulent dans la couche limite au-delà de cet angle.

3.2.4 Couche limite extradados

Il est possible d'obtenir des informations sur la couche limite extradados en utilisant le phénomène de cavitation. En effet, celle-ci est connue pour apparaître en premier lieu au niveau du point de pression minium (Cp_{min}) et d'être affectée par les bulbes de séparation laminaire RIJSBERGEN, 2016.

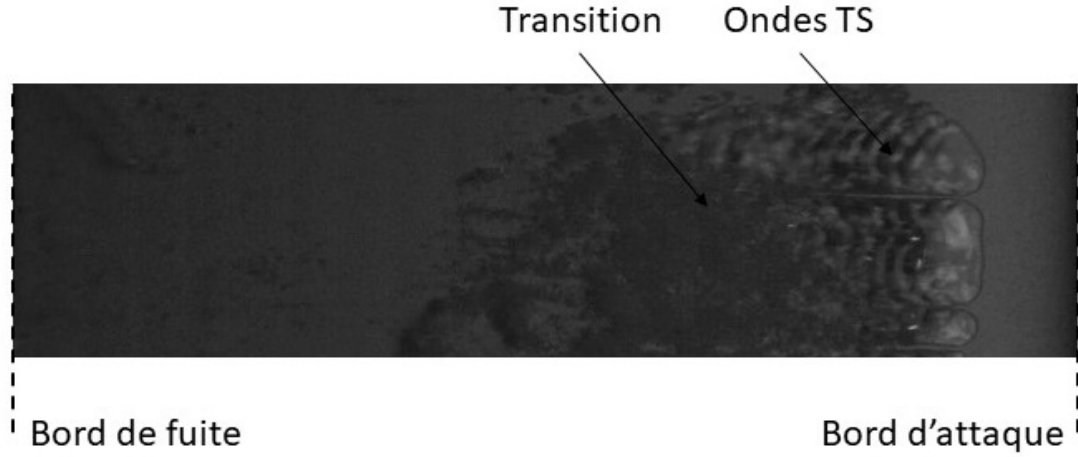


FIGURE 3.33 – Photographie vue du dessus de l'hydrofoil Cas I pour $Re = 4 \times 10^5$, $\alpha = 7.2^\circ$ et une pression de 100mbar. Fréquence d'acquisition 10 kHz

On observe sur la figure 3.33 une photographie d'une poche de cavitation prise à 10 000 images par seconde. Localisée à proximité du bord d'attaque elle est cohérente avec la présence d'un bulbe de séparation laminaire décelé par le logiciel XFOIL et visible sur le figure 3.34 par une diminution locale du coefficient de frottement à la paroi atteignant une valeur négative entre 13% et 22% indiquant une recirculation dans un LSB. L'augmentation soudaine du coefficient de frottement au-delà indique quant à lui la présence d'une couche limite turbulente occasionnant un frottement plus important.

Cette poche de cavitation fait apparaître entre 13% et 25% de la corde des ondes périodiques stables dans le temps et dans l'espace de longueur d'onde $\lambda = 0,0024 \text{ m}$. Une vidéo correspondant à la figure 3.33 est disponible au lien suivant : <https://youtu.be/QwiMi6BUjtQ>

Si on considère la fréquence $f = \frac{U_{ext}}{\lambda}$ avec U_{ext} la vitesse à l'extérieur de la couche limite qu'il est possible d'obtenir à partir du coefficient de pression (figure 3.35) $Cp = 1 - (\frac{U_{ext}}{U_\infty})^2$ qui varie entre -1,8

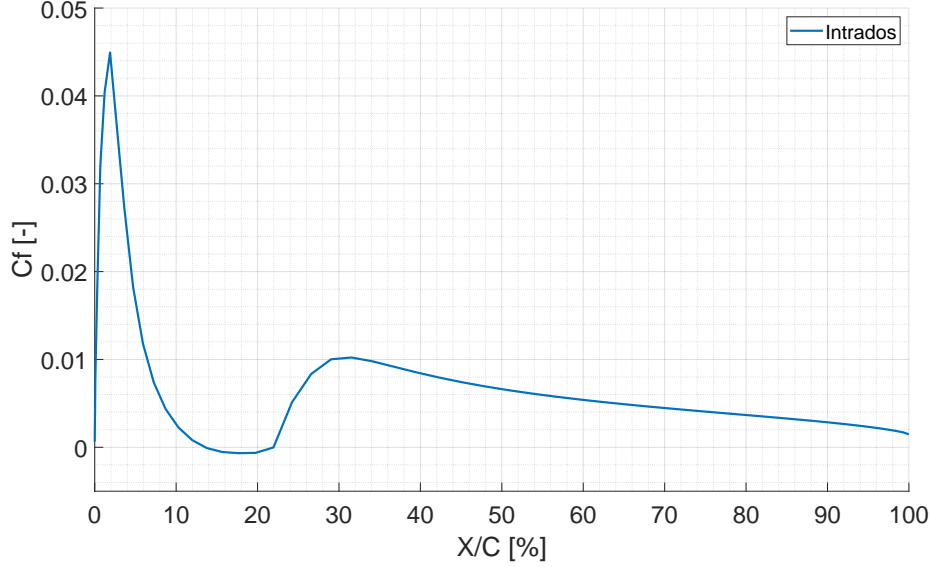


FIGURE 3.34 – Coefficient de frottement à la paroi en fonction de la corde selon le logiciel XFOIL Cas I pour $Re = 4 \times 10^5$, $\alpha = 7.2^\circ$

et -1,1 soit $5,8 \leq U_{ext} \leq 6,7 m.s^{-1}$ on obtient $2415 \leq f \leq 2788 Hz$.

Il est ainsi possible de comparer cette gamme de fréquence avec la courbe de stabilité de SHEN, 1954 (voir figure 1.14) présentée au chapitre 1.3.2 grâce à la valeur de δ^* obtenue à partir du logiciel Xfoil. Avec en abscisses $410 \leq \frac{U_{ext}\delta^*}{\nu} \leq 886$ on obtient en ordonnée $0,75 \times 10^{-4} \leq \frac{\omega\nu}{U_{ext}^2} \leq 4,5 \times 10^{-4}$ soit $398 \leq f \leq 2338$

Les ondes présentes à la surface de la poche de cavitation sont donc proches du domaine d'amplification calculé par SHEN (1954) et sont particulièrement cohérentes avec sa limite supérieure. Celles-ci peuvent ainsi être assimilées aux ondes TS qui se forment en amont du point de transition et qui sont ici rendues visibles par l'interface entre les états liquide et gazeux du fluide au niveau du bulbe de séparation laminaire.

On distingue par ailleurs à partir de 25% une modification de l'écoulement vers un état turbulent. Ces structures turbulentes semblent présenter elles aussi des structures fréquentielles comparables à celle des ondes TS. Cela accrédite la thèse d'un lâcher tourbillonnaire du bulbe de séparation laminaire dirigé par les ondes TS et à l'origine de la transition laminaire turbulente.

Ce processus n'est toutefois pas applicable à l'intrados où l'augmentation de pression à la surface

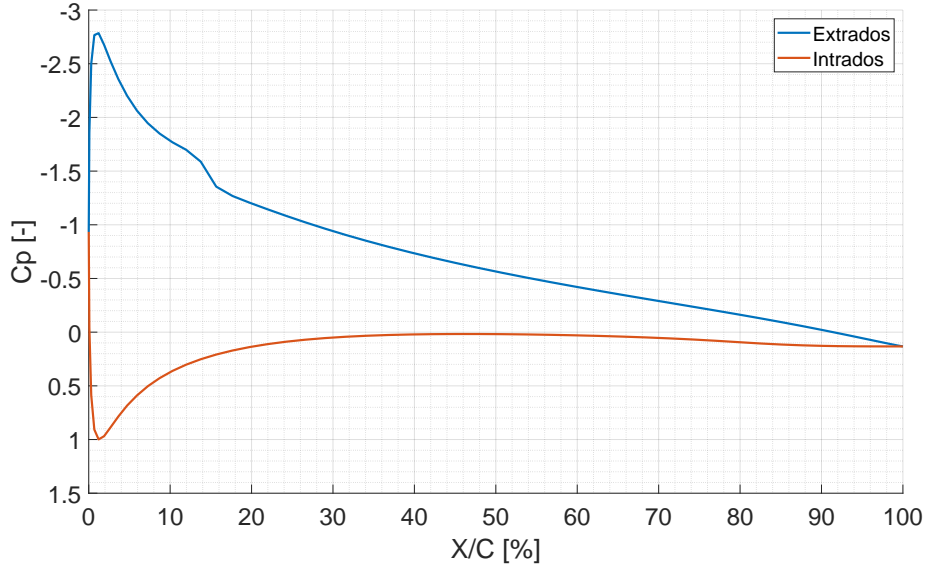


FIGURE 3.35 – Coefficient de pression en fonction de la corde selon le logiciel XFOIL Cas I pour $Re = 4 \times 10^5$, $\alpha = 7.2^\circ$

du profil rend la cavitation impossible.

3.3 Sillage

Un certain nombre d'études présentées au chapitre 1 mentionnent l'éjection de tourbillons dans le sillage comme source de l'onde acoustique incriminée. Cette section s'attache à analyser le sillage de l'hydrofoil en situation de couplage par traitement de données TR-PIV. Les figures 3.36 et 3.37 présentent les champs moyens mesurés pour respectivement les cas I et IV à savoir sans et avec déclenchement de la couche limite intrados. On observe dans le cas IV, où aucun couplage avec le mode de bord de fuite n'apparaît, un fort ralentissement dans la couche limite qui apparaît plus épaisse synonyme d'un état turbulent. Le sillage semble lui aussi être modifié par le déclenchement de la couche limite intrados en apparaissant plus épais et persistant.

Là encore la simple analyse des champs PIV moyens n'est pas en mesure d'indiquer l'origine du champ de pression acoustique. C'est pourquoi les sections suivantes présenteront ces données sous forme d'analyse fréquentielle et de décomposition en modes dynamiques plus à même de faire apparaître le contenu fréquentiel du champ de vitesse.

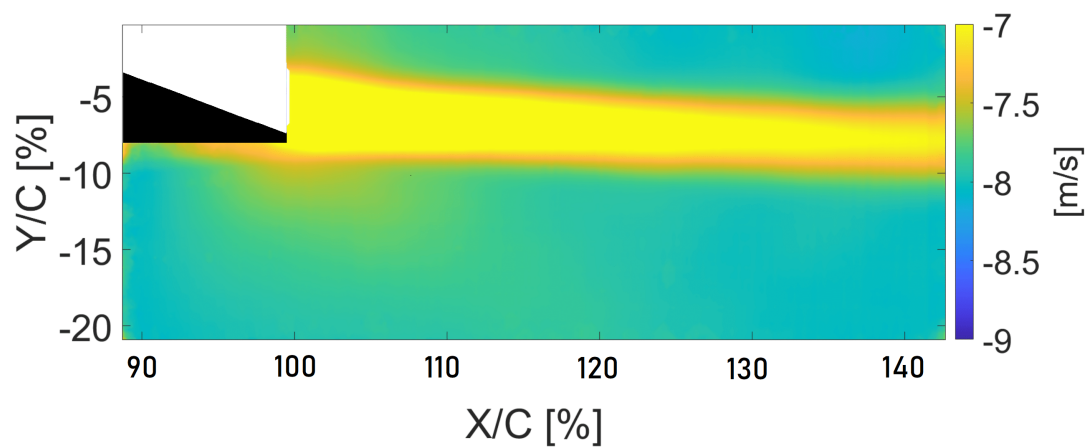


FIGURE 3.36 – Champ moyen PIV dans le sillage - Cas I pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 5^\circ$

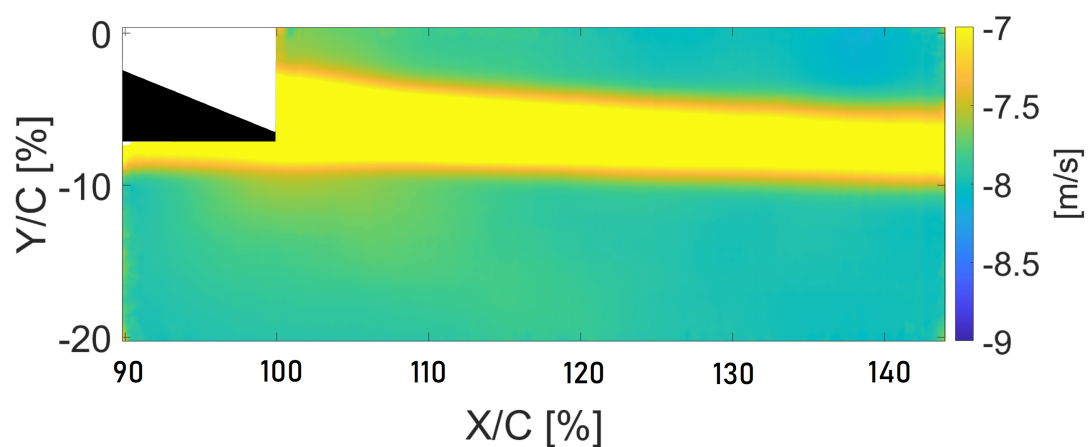


FIGURE 3.37 – Champ moyen PIV dans le sillage - Cas IV pour $Re = 8 \times 10^5$, $\alpha = 5^\circ$

3.3.1 Analyse fréquentielle

Une analyse des fréquences présentes dans le sillage (voir chapitre 2.4.1) a été réalisée grâce à des mesures PIV en aval de l'hydrofoil. La figure 3.38 en présente le contenu pour une incidence de 8° et un Reynolds de 8×10^5 . On y retrouve le bord de fuite de l'hydrofoil en blanc dans la partie supérieure gauche. Cette image correspond à une configuration d'incidence et de Reynolds où un fort couplage avec le mode 4 est observé (Figure 3.4 section 3.1.2). On remarque dans le sillage de l'hydrofoil la présence de deux zones de fréquences cohérentes. Elles sont délimitées par une zone centrale dans le prolongement du bord de fuite où aucune fréquence n'est détectée.

La zone de contenu fréquentiel présente à l'intrados débute dès $x/c = 95\%$ et s'épaissit dans le sillage jusqu'à $y/c = 5\%$. La zone extrados, quant à elle, débute après le bord de fuite pour $x/c = 107\%$. Dans les deux cas la fréquence détectée est de 734Hz ce qui est proche de la fréquence de couplage avec le mode 4. Compte tenu de la résolution fréquentielle de l'acquisition PIV cette différence fréquentielle ne peut s'expliquer que par un déphasage entre le mode propre de l'hydrofoil et la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette fréquence mesurée dans le sillage pourrait être la fréquence réelle du mécanisme excitateur. En dehors de ces zones, les fréquences sont erratiques et aléatoires, caractéristiques du bruit de fond du signal PIV.

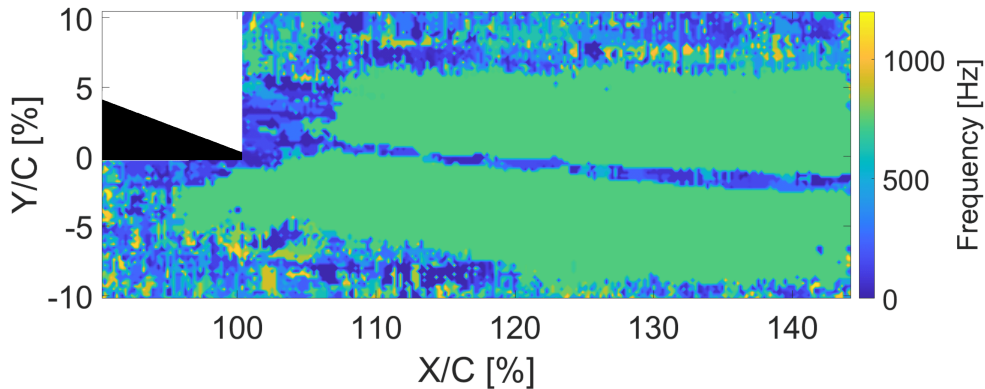


FIGURE 3.38 – Cartographie fréquentielle du sillage proche pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=8^\circ$ Cas I

De la même manière la figure 3.39 présente les fréquences dans le sillage pour un angle d'incidence de 9° où aucun couplage n'est observé (voir figure 3.4). On remarque une grande différence avec la figure 3.38. L'absence de fréquence cohérente proche de celle du couplage semble confirmer l'influence

3.3. SILLAGE

du couplage fort et du mode de structure sur le sillage tourbillonnaire. Cependant, le sillage laisse tout de même apparaître une tendance avec une successions de différentes petites zones dont les fréquences sont comprises entre 50 et 150Hz.

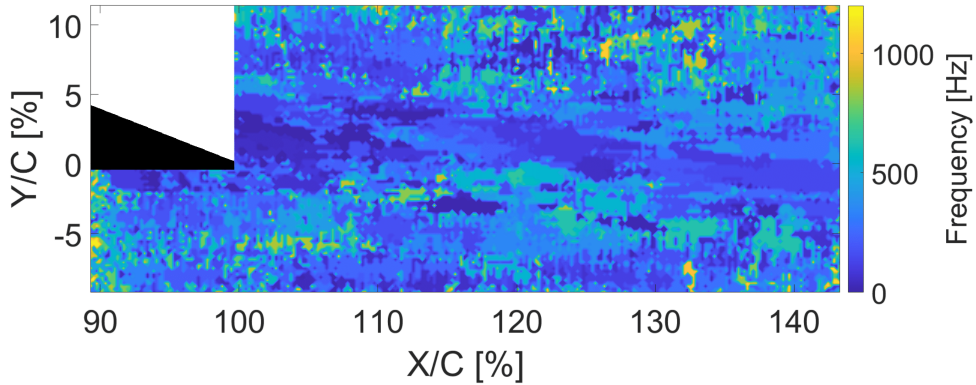


FIGURE 3.39 – Cartographie fréquentielle du sillage proche pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=9^\circ$ Cas I

On retrouve le même résultat sur la figure 3.40 qui présente cette fois le sillage pour un angle d'incidence de 8° mais avec une bande de rugosité à l'intrados (Cas IV). Aucun couplage avec le mode de bord de fuite n'est observé dans cette configuration (voir figure 3.16 section 3.1.5.1). Ici aussi, aucune fréquence proche de celle du couplage n'est décelable bien qu'un motif de basses fréquences soit présent dans le sillage. Les résultats obtenus pour des angles d'incidence allant de 3° à 9° sont disponibles en Annexe D et synthétisés en figure 3.45

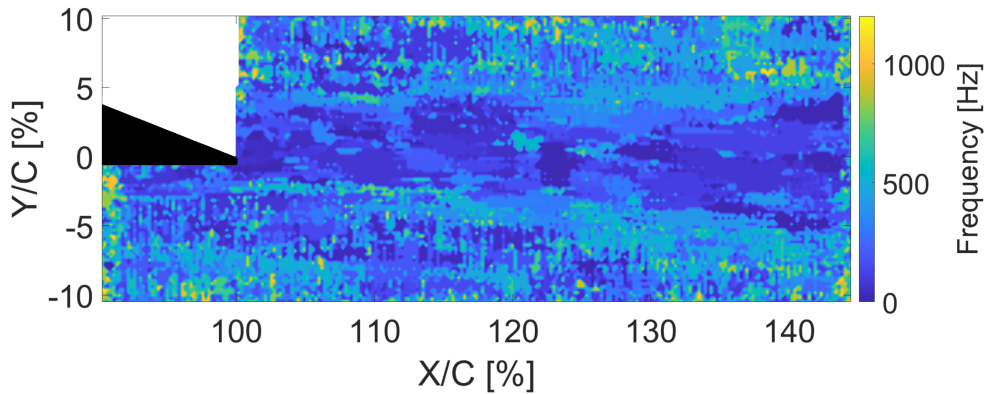


FIGURE 3.40 – Cartographie fréquentielles du sillage proche pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=8^\circ$ Cas IV

3.3.2 Décomposition en modes dynamiques et équation de Lighthill

Une méthode de Décomposition en Modes Dynamiques (voir Chapitre 2.4.1) a été appliquée aux images PIV du sillage afin de faire apparaître les structures fréquentielles dans le sillage mises en évidence précédemment. Les trois premiers modes obtenus en situation de couplage pour $Re = 8 \times 10^5$ sont présentés en figure 3.41

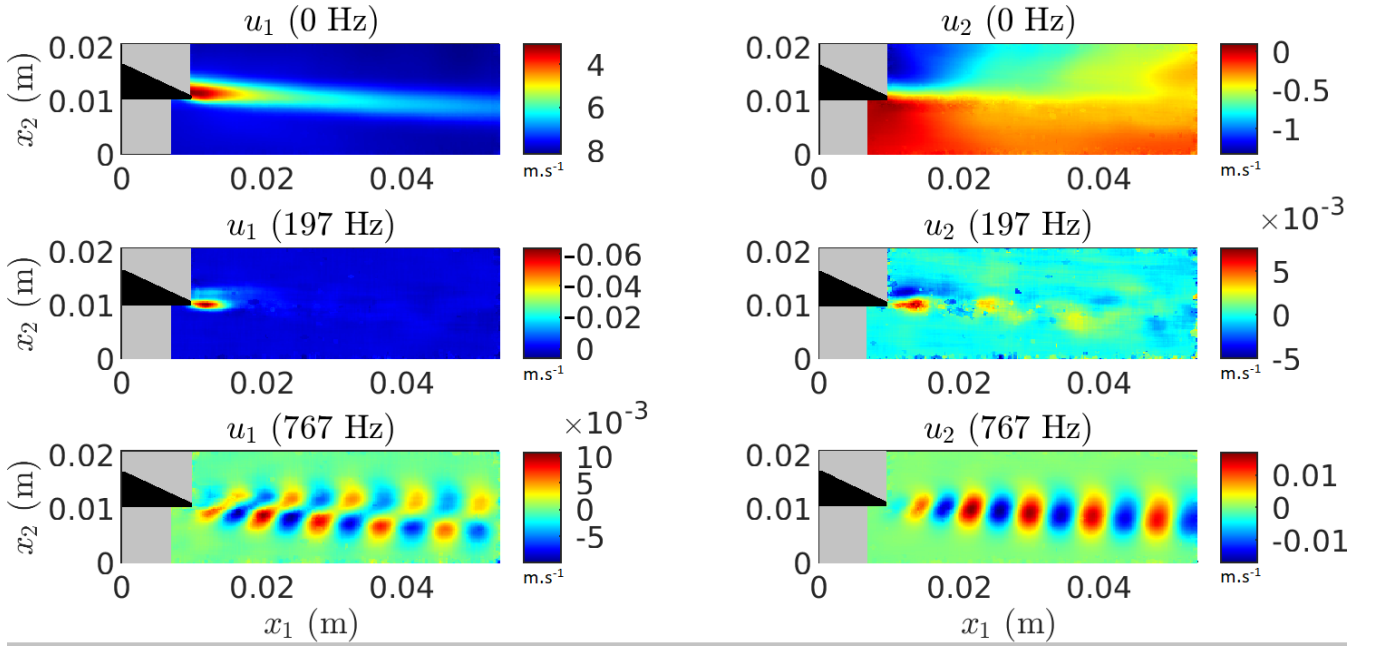


FIGURE 3.41 – Modes 0 Hz, 197 Hz et 767 Hz extraits par DMD pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha=8^\circ$, Cas I

Les figures de la colonne de gauche présentent les vitesses horizontales u_1 (selon x) quand la colonne de droite présente les vitesses verticales u_2 (selon y). Le premier mode de fréquence nulle correspond au motif de fréquence constante de l'écoulement c'est-à-dire le champ de vitesse moyen. On observe bien une forte diminution de vitesse dans le sillage de l'hydrofoil. Pour ce premier mode une vitesse horizontale de 8 m.s^{-1} est mesurée en dehors du sillage ce qui est cohérent avec un nombre de Reynolds de 8×10^5 . Le rectangle gris correspond à une zone où les données collectées sont incohérentes du fait d'un défaut de luminosité et qui ont donc été exclues du calcul par DMD.

Le second mode, à 197Hz très proche du mode 2 de battement mesuré sous écoulement, apparaît sous la forme d'un tourbillon alterné au bord de fuite qui se dissipe très rapidement dans le sillage.

Le troisième mode enfin, qui correspond une fréquence proche de celle du mode de bord de fuite et

3.3. SILLAGE

du bruit tonal, est caractéristique d'un lâcher de tourbillons dans le sillage. La figure 3.42 représente ce mode sous forme vectorielle permettant de visualiser les composantes verticale et horizontale simultanément. Tout comme l'analyse fréquentielle, la DMD décèle la présence de structures cohérentes dans le sillage à une fréquence de 767Hz , donc proche de celle du couplage avec le mode de bord de fuite ou de celle détectée par l'analyse fréquentielle du sillage. Les structures détectées se présentent comme une alternance de tourbillons contrarotatifs générés alternativement à l'intrados et à l'extrados du profil. Ceux-ci se développent à partir du bord de fuite pour atteindre leurs maximum en $x/c = 120\%$ avant de décroître en intensité. Une version animée de ce mode de DMD est disponible au lien suivant : <https://youtu.be/ZOHp1-nsfWE>.

Ces résultats ont été obtenus par DMD en situation de couplage avec le mode de bord de fuite. A l'inverse, et de la même manière que pour l'analyse fréquentielle, en dehors du couplage aucune structure n'est détectée dans le sillage. Cela vaut autant pour des angles d'incidence ne permettant pas le couplage que dans le cas d'une couche limite intrados dont la turbulence est déclenchée artificiellement (Cas IV)

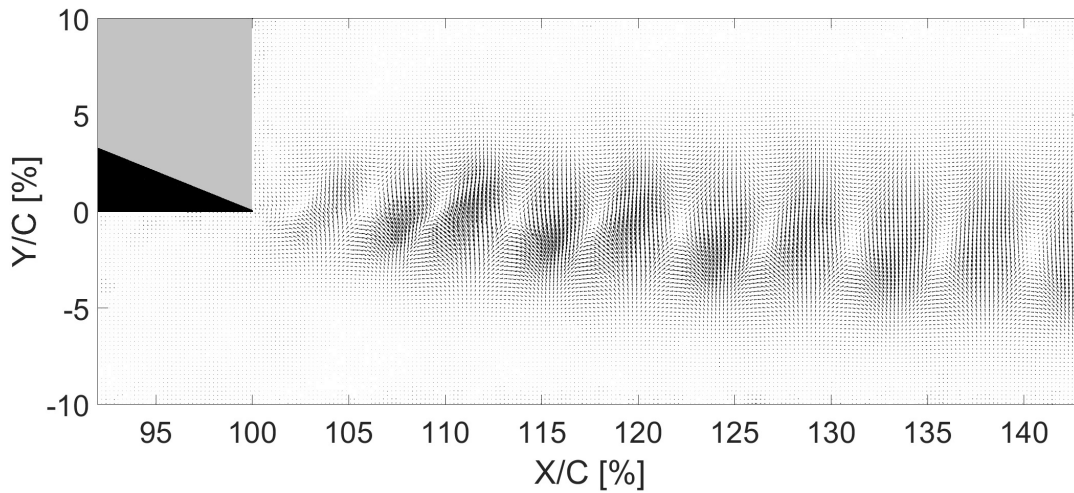


FIGURE 3.42 – DMD du sillage pour $Re = 8 \times 10^5$ et $\alpha = 8^\circ$ Cas I

La décomposition en modes dynamiques a permis de mettre en évidence la présence d'un lâcher tourbillonnaire dans le sillage à la fréquence de l'onde sonore émise. S'est alors posée la question de la capacité de ces structures à générer un champ de pression acoustique et donc d'être à l'origine du bruit tonal comme cela a pu être mentionné par de nombreuses études.

3.3. SILLAGE

Pour étudier l'hypothèse de la source sonore d'un lâcher de vortex dans le sillage, Samuel PINSON, chargé de recherche en acoustique à l'Institut de recherche de l'École navale, a utilisé les modes DMD comme termes sources dans l'équation de Lighthill. Les composantes du tenseur de Lighthill sont le produit des dérivées de la vitesse et sont donc non linéaires. En utilisant les trois modes (à 0 Hz, 197 Hz et 767 Hz) obtenus par la DMD, le tenseur de Lighthill peut être décomposé en un nombre fini de termes harmoniques dont les fréquences sont les combinaisons (sommées et différences) des trois modes.

L'équation de Lighthill appliquée aux données DMD a donc permis de mettre en évidence le champ de pression acoustique généré par les différents modes détectés. En effet en extrayant les principaux modes fréquentiels, la DMD a permis de réduire la quantité de données du champ de vitesses PIV ce qui a donnée l'opportunité à Samuel Pinson d'appliquer les équations de Lighthill à ces modes (PINSON, FRANÇOIS et J.-A. ASTOLFI, 2023).

Ainsi le champ de vitesse $\mathbf{u} = (u_1, u_2)$ a pu être reconstruit au moyen d'une transformée de Fourier inverse ($u_i(t, \mathbf{x}) = \sum_{n=-2}^2 u_i(f_n, \mathbf{x}) e^{i2\pi f_n t}$) réduisant le champ de vitesses aux cinq modes : 0, ± 197 et ± 767 Hz. L'équation de Lighthill en régime harmonique de fréquence f pour une variation de densité du fluide ρ' peut être écrite telle que :

$$\Delta \rho'(f, \mathbf{x}) - \left(\frac{2\pi f}{c_0^2} \right) \rho'(f, \mathbf{x}) = -\frac{1}{c_0^2} \partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, \mathbf{x}) , \quad (3.1)$$

avec c_0 la vitesse du son dans l'eau au repos, ρ_0 la densité de l'eau et $T_{ij}(f, \mathbf{x}) \approx \rho_0 u_i(f_n, \mathbf{x}) u_j(f_m, \mathbf{x})$ l'approximation du tenseur de Lighthill dans un fluide incompressible tel que $f = f_n + f_m$ est la combinaison de deux modes.

La pression acoustique p est obtenue par intégration de l'équation Lighthill's via la fonction de Green 3D :

$$p(f, \mathbf{x}) = c_0^2 \rho'(f, \mathbf{x}) = - \int_V \frac{e^{i2\pi f |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| / c_0}}{4\pi |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, \mathbf{x}') d\mathbf{x}' . \quad (3.2)$$

En considérant que le tenseur de Lighthill contient le produit des vitesses, l'équation d'onde est calculée pour des combinaisons de deux fréquences modales soit un total de 13 fréquences : *i.e.* $f = 0, \pm 197, \pm 394, \pm 570, \pm 767, \pm 964$ et ± 1534 Hz. Ainsi, le terme source dans l'équation 3.1 peut s'écrire tel que :

$$\partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, \mathbf{x}') = \rho_0 \sum_i \sum_j \frac{\partial u_i(f_n, \mathbf{x})}{\partial x_j} \frac{\partial u_j(f_m, \mathbf{x})}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i(f_m, \mathbf{x})}{\partial x_j} \frac{\partial u_j(f_n, \mathbf{x})}{\partial x_i} \quad (3.3)$$

La figure 3.43 représente individuellement les termes dérivatifs de l'équation 3.3. Ainsi, si on considère $\partial_{x_1 x_2} T_{12}(f = +964 \text{ Hz}, \mathbf{x}')$, le terme source sera le produit des champs ligne 2, colonne 2 et ligne 3 colonne 3 additionné au produit des champs ligne 3, colonne 2 et ligne 2 colonne 3.

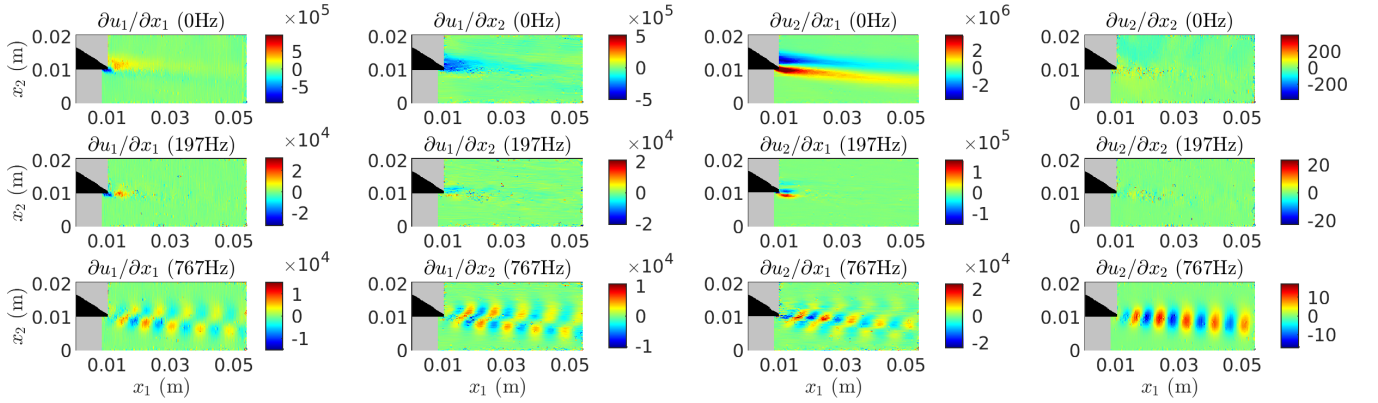


FIGURE 3.43 – Dérivées spatiales du champ de vitesse des modes calculés

Deux méthodes ont été réalisées pour résoudre numériquement l'équation 3.2. Dans les deux cas le terme source dans la direction de l'envergure du profil est considéré constant.

Pour la première méthode, on considère la taille du domaine très petite ($\approx 20 \times 50 \text{ mm}$) devant la longueur d'onde acoustique recherchée ($\approx 2 \text{ m}$ à 767 Hz et $\approx 1 \text{ m}$ à 1533 Hz). Or une fréquence spatiale est échantillonnée comme l'inverse du domaine spatial. Ainsi, seule la composante radiative peut être incluse dans l'échantillon de mesure. L'onde sonore émise à 1 m peut alors s'écrire :

$$p(f) = w_1 \times w_2 \times w_{\text{foil}} \times \partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, k_1 = 0, k_2 = 0) / 4\pi \quad (3.4)$$

Où $T_{ij}(f, k_1, k_2)$ est la transformé de Fourier 2D de $T_{ij}(f, \mathbf{x})$, k_1 et k_2 sont les nombres d'ondes verticaux et horizontaux et w_1 et w_2 sont les champs de pressions mesurés. Le niveau sonore alors obtenu (en $\text{db ref } 1 \mu\text{Pa}$) est présenté en figure 3.44 par les barres rouges. De plus, en observant les termes sources dans le domaine spatial et fréquentiel on observe que les spectres spatiaux sont très étroits. Ceci permet d'estimer l'écart type σ_T de l'onde sonore dans une région où aucun signal n'est visiblement présent. Le champ de pression obtenu peut alors être comparé avec le champ de pression

3.3. SILLAGE

obtenu à partir du bruit de fond des mesures pour vérifier sa pertinence

$$p_{noise}(f) = w_1 \times w_2 \times w_{foil} \times \sigma_T / 4\pi, \quad (3.5)$$

Le niveau sonore obtenu est présenté en figure 3.44 en orange.

La seconde méthode a été développée de manière à prendre en compte la présence de termes sources dipolaires qui auraient pu être négligés par la première méthode. L'intégration des termes x_1 et x_2 dans l'équation 3.2 est réalisée sur un domaine circulaire. La pression acoustique calculée est ensuite ramenée à 1 m de distance du centre du domaine. Le résultat est présenté en figure 3.44 par les barres bleues.

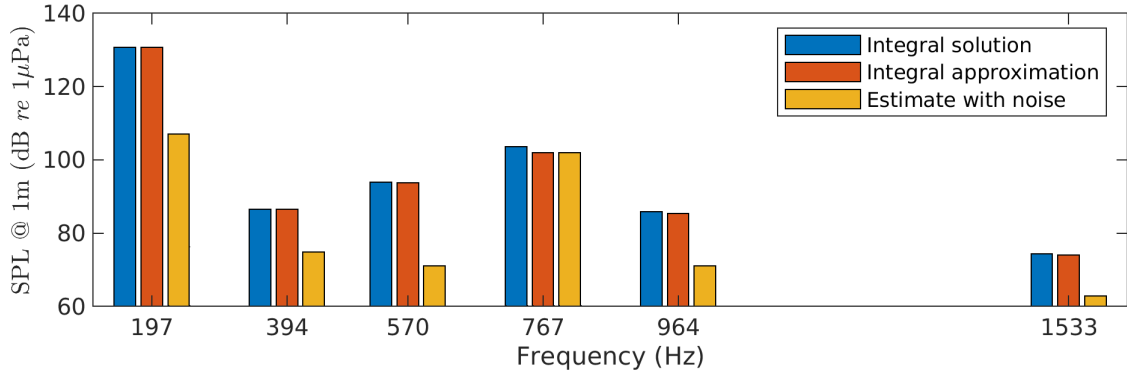


FIGURE 3.44 – Niveaux sonores obtenus avec les deux méthodes

La figure 3.44 présente une très bonne corrélation entre les résultats obtenus à partir de l'intégration numérique de l'équation 3.2 et son approximation (équation 3.4).

Les enregistrements acoustiques réalisés à proximité du tunnel lors des expériences ont montré une fréquence tonale à 767 Hz. Il est très improbable que le son produit provienne du lâcher de tourbillons de l'hydrofoil dans le sillage. En effet pour obtenir un ordre de grandeur du niveau sonore perçu dans l'air à partir des données présentées en figure 3.44, il est nécessaire de prendre en compte le coefficient de transmission eau-air ainsi que le changement du niveau de référence de $1\mu Pa$ à $20\mu Pa$ ce qui revient à soustraire 90 dB aux résultats. Ceci conduit à une émission sonore à 767 Hz de ≈ 15 dB bien inférieure au niveau de bruit ambiant autour du tunnel. Les niveaux de pression acoustique calculés pour le mode de DMD à 767 Hz sont donc faibles comparés au niveau sonore mesuré par microphone lors des essais. Ainsi l'analyse DMD et l'équation de Lighthill permettent de mettre en évidence que le sillage tourbillonnaire n'est pas à l'origine de l'émission sonore.

3.3.3 Synthèse

Les résultats présentés précédemment et synthétisés en figure 3.45 montrent que lors du couplage fluide-structure avec le mode de bord de fuite une fréquence équivalente à celle du mode 4 est présente dans le sillage. Elle correspond à des structures tourbillonnaires alternées. A l'inverse pour des incidences ne menant pas à un couplage avec le mode de bord de fuite aucune fréquence claire n'est détectée. C'est le cas aussi avec une méthode de suppression du couplage (Cas IV) et ce pour toutes les incidences.

Ces résultats indiquent donc que le couplage avec le mode de bord de fuite est à l'origine d'un fort lâché tourbillonnaire à la fréquence de couplage.

Cette étude a aussi permis, grâce à l'équation de Lighthill, de montrer que l'organisation tourbillonnaire dans le sillage ne pouvait pas expliquer à elle seule le bruit tonal observé.

3.4 Performances hydrodynamiques

La figure 3.46 montre, par une analyse fréquentielle des données de portance obtenues lors d'un couplage fort avec le mode de bord de fuite, que les vibrations sont visibles dans les mesures.

On s'intéresse ici à l'impact sur les performances hydrodynamiques moyennes du profil. Une analyse de portance, de traînée et de moment a donc été réalisée afin d'établir l'influence du couplage fluide-structure du mode de bord de fuite sur les performances de l'hydrofoil. Cette étude a aussi permis de comparer les deux méthodes de contrôle du couplage présentées au chapitre 3.1.

3.4.1 Finesse

La finesse est le coefficient qui permet de mieux apprécier la performance d'un profil. Elle présente le rapport entre la portance et la traînée en fonction de l'angle d'incidence. Ainsi l'angle de performance optimal est celui pour lequel ce ratio est maximum. La figure 3.47 présente ce coefficient pour trois configurations à savoir :

- Hydrofoil de référence Cas I ;
- Hydrofoil avec bande de rugosité à l'intrados Cas IV (Tripped) ;
- Hydrofoil tronqué Cas VI (Truncated).

On remarque dans le cas du profil tronqué (Cas VI) que la finesse est inférieure à celle du foil de

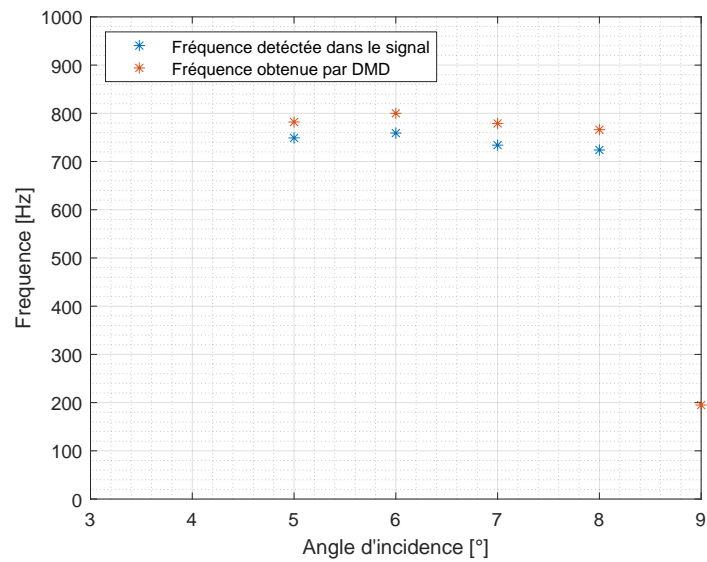


FIGURE 3.45 – Fréquences détectées dans le sillage par analyse fréquentielle ou DMD, Cas I $Re = 8 \times 10^5$

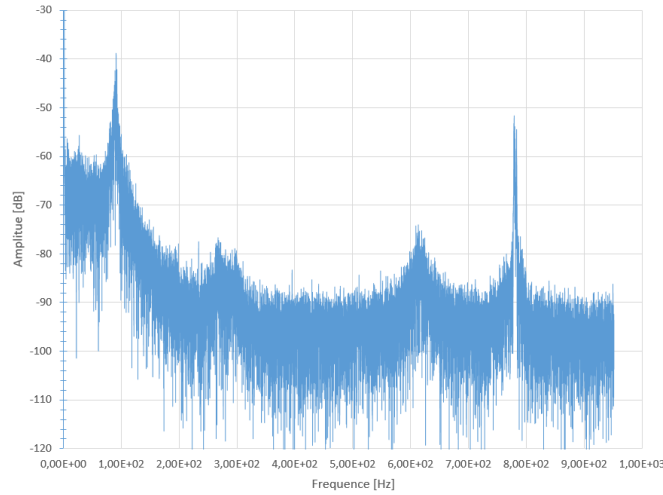


FIGURE 3.46 – Spectre fréquentiel des données de portance Cas I $Re = 8 \times 10^5$ $\alpha = 5^\circ$

référence. Ainsi pour 6° , qui correspond à l'angle de finesse maximale, la perte de performance est de l'ordre de 10%. La perte de performance s'observe pour tous les angles mais tend à diminuer avec l'augmentation de l'incidence.

A l'inverse, pour la méthode de contrôle par déclenchement de la turbulence (Cas IV), le coefficient de finesse est très similaire à celui du profil de référence jusqu'à 3° . au-delà, la perte de performance s'établit autour de 4%, y compris pour l'angle de finesse maximale.

On remarque donc une diminution significative des performances pour le profil tronqué. La perte est moindre pour le profil dont la couche limite intrados a été déclenchée (Cas IV) même si le profil de référence reste celui qui présente les meilleures caractéristiques.

3.4.2 Trainée

La figure 3.48 fait apparaître la traînée mesurée sur les trois profils testés.

De 1° à $6,5^\circ$ le profil de référence est celui qui présente la plus faible traînée. On remarque ensuite une inflexion dans sa courbe à partir de $6,5^\circ$ avec une augmentation de la traînée la rendant supérieure à celle du profil déclenché. La traînée des deux profils redevient équivalente à partir de 9° . Cette gamme d'incidence, entre $6,5^\circ$ et 9° , correspond à celle où le couplage fort avec le mode 4 est présent. Le chapitre précédent a montré que ce couplage était à l'origine d'un lâcher tourbillonnaire qui est connu pour être énergétique et donc produire de la traînée. Le profil déclenché (Cas IV) quant à lui

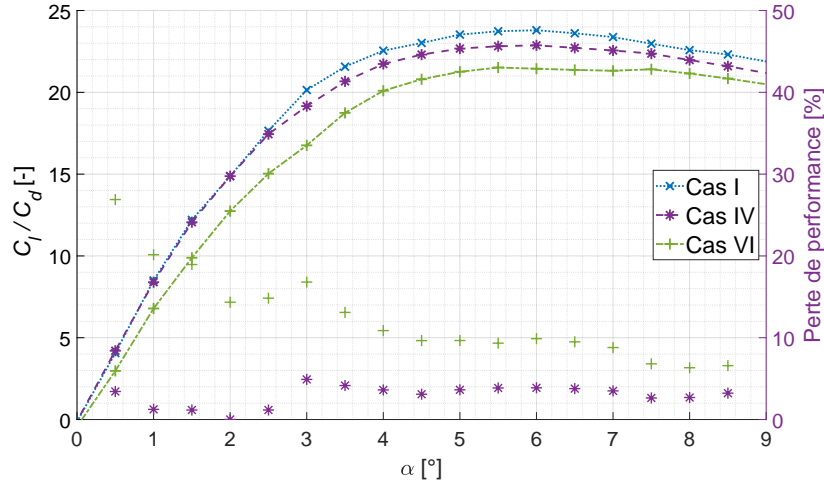


FIGURE 3.47 – Finesse pour les cas I, IV et VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$

ne présente pas d'inflexion dans sa courbe de traînée. Ce profil ne présente pas de couplage avec un mode de structure, cela corrobore l'hypothèse selon laquelle cette augmentation de la traînée pourrait être due à l'éjection de tourbillons dans le sillage. Toutefois le déclenchement de la turbulence de la couche limite intrados entraîne une légère augmentation de traînée entre $2,5^\circ$ et $6,5^\circ$. C'est néanmoins dans le cas du profil tronqué que la traînée est la plus élevée. Là encore on observe une légère inflexion dans la courbe avec une augmentation de la traînée entre 6 et $7,5^\circ$. La figure 3.13 section 3.1.4 montre en effet un décalage des angles de couplage vers les petites incidences ce qui est cohérent avec l'effet observé sur la traînée du profil tronqué.

Les résultats obtenus permettent de montrer que le couplage fort avec le mode de bord de fuite est à l'origine d'une augmentation de la traînée qui peut être évitée par le déclenchement de la turbulence de la couche limite intrados.

3.4.3 Moment

Le moment de tangage (mesuré ici par rapport au cadre de corde) est un élément important du comportement hydrodynamique (figure 3.49 gauche). Il permet par ailleurs de déterminer le point d'application de la portance sur la corde du profil (figure 3.49 droite), comme présenté au chapitre 2.2.

On remarque pour le profil déclenché (Cas IV) une diminution du moment entre 0 et 1° puis une

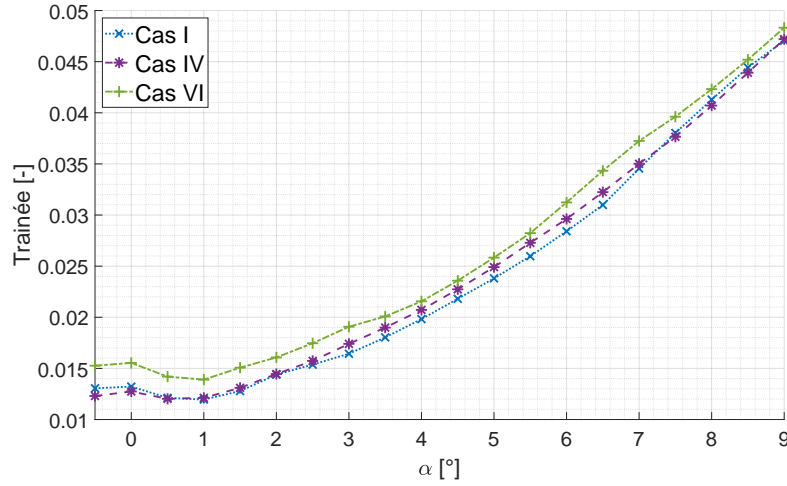


FIGURE 3.48 – Coefficient de traînée pour les cas I, IV et VI en fonction de l'incidence, $Re = 8 \times 10^5$

augmentation de celui-ci jusqu'à 5° avant qu'il ne décroisse à nouveau. Cela se traduit dans la position du point d'application de la portance par un déplacement progressif de celui-ci vers le quart de corde amont avec l'augmentation de l'incidence.

Dans le cas du profil de reference (Cas I) le scénario est similaire excepté à partir de 5.5° où on observe une forte augmentation du moment jusqu'à un maximum pour 8° , avant de décroître à nouveau. Là encore, cette plage d'angle correspond à celle du couplage avec le mode 4 indiquant qu'il est à l'origine d'une augmentation du moment et d'un décalage du point d'application de la portance vers le bord d'attaque. On remarque que jusqu'à 6.5° la configuration de référence est celle qui présente le moment le plus faible, ce qui se traduit par un point d'application de la portance plus proche du quart de corde. L'augmentation du moment se traduit par ailleurs comme une avance de celui-ci vers le bord d'attaque. On observe un comportement similaire pour le profil tronqué (Cas VI). Là encore la modification du moment se produit pour des angles d'incidence plus faibles entre 4.5° et 7° ce qui est cohérent avec les angles de couplage observés en section 3.1.4.

Ainsi les résultats obtenus permettent de montrer que le couplage fort avec le mode de bord de fuite est à l'origine d'une augmentation du moment et d'un décalage du point d'application de la portance vers le bord d'attaque.

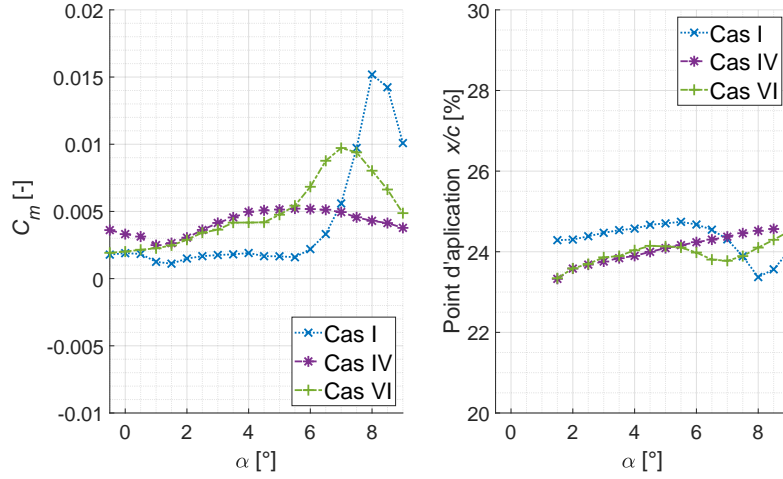


FIGURE 3.49 – Coefficient de moment par rapport au quart de corde et position du point d’application de la portance pour les cas I, IV et VI en fonction de l’incidence, $Re = 8 \times 10^5$

3.4.4 Portance

La figure 3.50 présente la portance pour les trois cas étudiés (Cas I, IV et VI) en fonction de l’incidence. On y observe très peu de différence entre les trois profils hormis, au-delà de 5.5° dans le Cas I où on observe une légère augmentation de la portance. Une fois encore, cet angle est proche de l’angle d’apparition du couplage fort étudié indiquant que le couplage pourrait être à l’origine d’une augmentation de la portance.

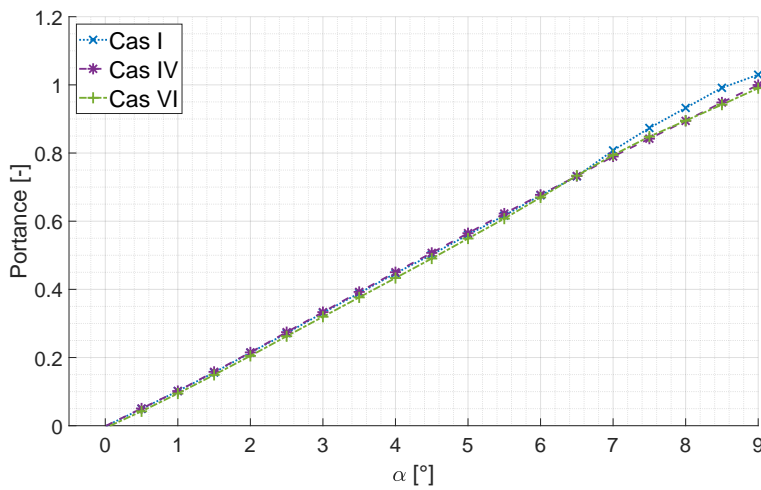


FIGURE 3.50 – Coefficient de portance pour les cas I, IV et VI en fonction de l’incidence, $Re = 8 \times 10^5$

3.4.5 Synthèse

L'étude des coefficients hydrodynamiques a permis de mettre en évidence que les performances du profil de référence étaient supérieures à celles des profils dont le couplage avec le mode 4 était contrôlé. Toutefois la méthode de déclenchement de la turbulence (Cas IV) présente un impact près de deux fois moins important sur la finesse que la troncature de l'hydrofoil (cas VI) alors qu'elle est également plus efficace sur le contrôle des vibrations.

En effet on a montré précédemment que le déclenchement de la turbulence dans la couche limite intrados (Cas IV) supprime le couplage avec le mode 4 de structure (voir 3.16) à l'origine de l'émission tonale. Cette modification supprime également les événements singuliers visibles sur les courbes de traînée et de moment. Ceci laisse à penser que c'est bien le couplage fluide-acoustique fort qui est à l'origine de l'augmentation de la traînée et du moment. La présence de ces événements uniquement aux angles de couplage renforce cette hypothèse.

Le décalage en incidence de cette augmentation de la traînée et du moment pour le foil tronqué est cohérent avec le décalage des incidences de couplages forts dans la configuration tronquée (voir figure 3.13 section 3.1.4).

Le lâcher tourbillonnaire présent au couplage et mis en évidence dans la section 3.3 est connu pour être énergivore et donc générateur de traînée. Ceci pourrait expliquer l'augmentation de traînée lors du couplage. La présence d'un bulbe de séparation laminaire à l'intrados proche du bord de fuite pourrait quant à lui être responsable de la modification de la répartition de pression à la surface du profil et donc de l'augmentation du moment.

Chapitre 4

Synthèse

Ce chapitre s'attache à synthétiser les résultats présentés au chapitre précédant et à aboutir à une conclusion quant au mécanisme incriminé dans le couplage avec le mode de bord de fuite. Une première section permettra d'identifier le mécanisme excitateur avant de définir les conditions menant au couplage. Enfin les conséquences de celui-ci et les moyens de le contrôler seront évoqués.

4.1 Mécanisme excitateur

Les réponses vibratoires (Section 3.1) des profils étudiés ont montré une forte influence du nombre de Reynolds sur le mode de structure excité. A l'inverse, une fois le couplage effectif, c'est la fréquence du mode propre qui semble prédominante. L'angle d'incidence semble lui aussi être un élément clef du mécanisme. La section 3.2.3 a montré que celui-ci avait une très forte influence sur la position de la zone d'instabilités conduisant à la transition de la couche limite à l'intrados du profil.

Les analyses fréquentielles (Section 3.3.1) et DMD (Section 2.4.1) des images PIV du sillage lors du couplage fort avec le mode de bord de fuite ont permis de mettre en évidence un fort lâcher tourbillonnaire au bord de fuite à une fréquence cohérente avec celle du mode de structure.

Le déclenchement artificiel de la couche limite à l'intrados à une distance suffisante du bord de fuite (Section (3.1.5) a permis de confirmer que l'état de la couche limite était bien un élément clef du couplage.

Comme présenté au chapitre 1 les ondes de Tollmien-Schlichting sont connues pour être sensibles aux perturbations extérieures telles que les champs de pression acoustiques et pour être à l'origine de la transition laminaire-turbulente. Le domaine fréquentiel d'instabilité de ces ondes dépend de l'épaisseur

4.1. MÉCANISME EXCITATEUR

de déplacement de la couche limite elle même fortement influencée par le nombre de Reynolds et par le gradient de pression (Section 1.3.2). La figure 4.1 recense les pics de fréquences vibratoires en dehors des modes de structures relevés lors des différentes campagnes de test entre 5 et 8° d'incidence. Les fréquences présentées peuvent donc être considérées comme les fréquences du mécanisme excitateur non influencées par des phénomènes de couplage avec la structure. On retrouve par ailleurs sur cette figure les bornes fréquentielles, hautes et basses, des domaines de stabilité calculée par OBREMSKI et al. (1969) basées sur :

- Les profils de vitesse de FALKNER et SKAN (1931) à 5 et 8° (respectivement $\beta = -0,024$ ou $\beta = -0,007$)
- L'épaisseur de déplacement calculée par XFOIL pour 8° d'incidence
- L'épaisseur de déplacement calculée par XFOIL pour 5° d'incidence

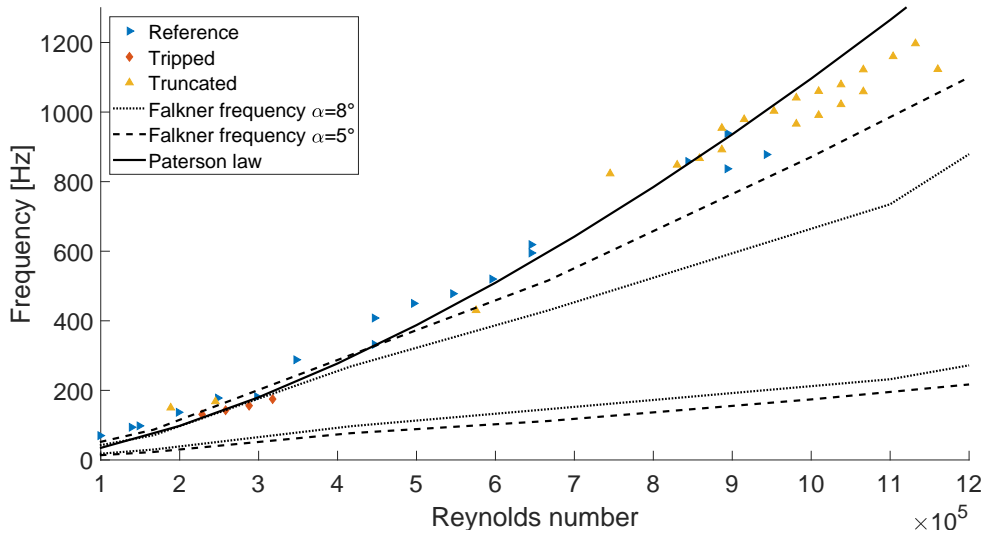


FIGURE 4.1 – Comparaison entre les fréquences expérimentales mesurées et les courbes de stabilité de OBREMSKI et al. (1969)

On remarque que les fréquences relevées sont proches de la borne supérieure des domaines d'instabilité calculés. Elles ne sont toutefois pas comprises entre ces bornes ce qui peut s'expliquer par l'approximation faite dans l'angle β utilisé pour calculer les profils de FALKNER et SKAN (1931). (voir section 1.3.2.2)

La borne supérieure présente une diminution de la fréquence avec l'augmentation de l'angle d'incidence. C'est un phénomène que l'on retrouve en figure 3.4 où l'on observe une diminution de la

4.1. MÉCANISME EXCITATEUR

fréquence de couplage avec l'augmentation de l'incidence.

Ces éléments accréditent néanmoins la thèse d'une excitation du profil par les ondes TS.

En effet on observe une forte corrélation entre les fréquences vibratoires relevées et le domaine d'instabilités des ondes TS, en particulier à la frontière haute des domaines.

Ainsi, il semble cohérent que les ondes TS, responsables de la transition, soient à l'origine du couplage avec le mode de bord de fuite menant à une forte émission sonore. Il est également intéressant de constater que la loi de Paterson, bien que non représentative du phénomène physique en ce sens qu'elle est basée sur un profil de vitesse de plaque plane qui néglige le gradient de pression est proche des fréquences expérimentales reportées sur la figure 4.1.

L'étendue du domaine d'amplification des ondes TS explique par ailleurs l'étendue du couplage, celles-ci étant sensibles à une large gamme de fréquences.

Les zones d'instabilités mises en lumière par la méthode des occurrences (Section 3.2.3) montrent de très faibles vitesses dans la couche limite, parfois proches d'une vitesse nulle. Ceci peut indiquer la présence d'un LSB responsable de la transition à l'intrados, résultat confirmé par le logiciel XFOIL. Des études, présentées au chapitre 1, ont montré que les LSB étaient à l'origine d'un lâcher tourbillonnaire de faible durée de vie et également à l'origine de la transition dans la couche limite. La fréquence de ces lâchers est cohérente avec celle des ondes TS.

Il est ainsi raisonnable de penser que :

- Des ondes TS se développent à l'intrados ;
- Un LSB, dirigé par les ondes TS, se forme ;
- Ce LSB éjecte des tourbillons à la fréquence des ondes TS ;
- Lorsque ces tourbillons atteignent le bord de fuite du profil avec suffisamment de cohérence et d'énergie et à une fréquence proche de celle d'un mode de structure, on observe un couplage fluide-structure ;
- Si le mode couplé est un mode de bord de fuite la cohérence spatiale de la déformation avec l'excitation génère un bruit tonal.

4.2 Conditions de couplage et conséquences

Bien qu'elles n'aient jamais pris en compte la vibration du profil, les précédentes études qui ont mis en évidence le rôle de la transition sur le couplage fluide-acoustique (E. NASH, M. LOWSON et MCALPINE (1999), PRÖBSTING et YARUSEVYCH (2015)) ont aussi relevé l'importance de la position de cette transition par rapport au bord de fuite.

Les résultats obtenus par PIV de la couche limite (section 3.2.3) amènent à la même conclusion. En effet on y observe que le couplage fluide-structure ne peut s'établir que lorsque la zone d'instabilité se trouve à proximité du bord de fuite. Comme expliqué par DUCOIN et J. ASTOLFI (2019) ceci est dû à la faible durée de vie des éjections tourbillonnaire de LSB. En effet, lorsque les ondes TS deviennent instables suffisamment loin du bord de fuite, la couche limite transite complètement d'un état laminaire vers un état turbulent avant le bord de fuite. Le contenu fréquentiel des ondes TS est donc noyé dans l'écoulement turbulent. Ce peut être le cas pour de faibles angles d'incidences où le gradient de pression favorable est trop faible pour stabiliser la couche limite engendrant une transition loin du bord de fuite. C'est le cas aussi pour des nombres de Reynolds élevés où la transition s'opère à proximité du bord d'attaque ou à l'inverse pour des écoulements de faible vitesse où l'écoulement reste laminaire tout au long de profil sans laisser l'opportunité aux ondes TS de se développer.

Comme illustré dans la section 3.2.3, lorsque la zone d'instabilité est en contact avec le bord de fuite, son contenu fréquentiel parvient à exciter le mode de bord de fuite de l'hydrofoil si sa fréquence est cohérente avec le mode de structure. Ceci génère un fort couplage fluide-structure ainsi qu'une émission sonore.

La figure 4.2 présente les réponses vibratoires du profil (ici celui en laiton, Cas VII) en fonction du nombre de Reynolds pour différents angles d'incidence. On remarque que l'intensité du couplage augmente entre 5 et 6°. Ceci peut s'expliquer par la position du point de transition qui, bien que suffisamment proche à 5° pour exciter le bord de fuite est suffisamment loin pour que l'éjection tourbillonnaire excitatrice perde en énergie. On remarque sur cette figure que les plages de couplage augmentent avec l'angle d'incidence. Ainsi on observe une fin du couplage fort à $Re = 8,75 \times 10^5$ pour 5°, $Re = 10,8 \times 10^5$ pour 6°, $Re = 11,4 \times 10^5$ pour 7°. Ce décalage peut s'expliquer par le déplacement du point de transition vers le bord d'attaque avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. A 5°, où la transition est à la limite de la distance au bord de fuite nécessaire pour déclencher un couplage

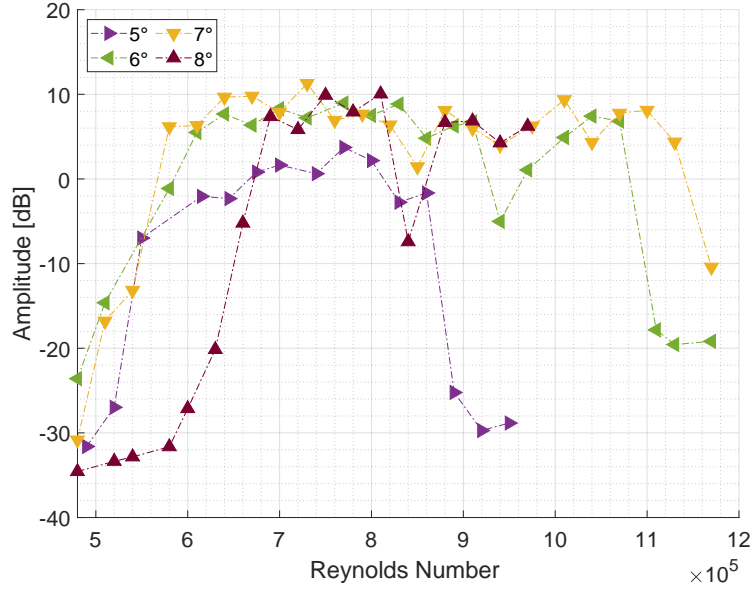


FIGURE 4.2 – Amplitude du couplage en fonction du nombre de Reynolds et pour différents angles d'incidence Cas VII

pour $Re = 8 \times 10^5$ (voir le paragraphe 3.28), une augmentation du nombre de Reynolds provoque un déplacement de la transition vers le bord d'attaque qui conduit rapidement à un découplage. À l'inverse à 7° où la transition est concentrée au bord de fuite (voir 3.30) l'augmentation de la vitesse n'engendrera un découplage que pour une vitesse plus élevée.

Bien que cette étude traite de la transition à l'intrados, la littérature sur ce sujet pour les couplages aéro-acoustiques évoquent des phénomènes de transition extrados. Ceci s'explique par des angles d'incidence et des nombres de Reynolds faibles où des zones de transition proches du bord de fuite sont présentes à l'extrados. Ainsi on peut en déduire que le couplage ne dépend pas du côté du profil tant que les conditions de transition proche du bord de fuite et de fréquences sont respectées.

Le logiciel XFOIL permet de calculer le point de transition laminaire-turbulent dans une couche limite. Une comparaison entre les valeurs calculées par le logiciel et celles obtenues par la méthode des occurrences PIV, présentée dans le tableau 4.1, montre une excellente fiabilité des résultats.

4.2. CONDITIONS DE COUPLAGE ET CONSÉQUENCES

Incidence	Transition XFOIL	Transition Expérimentale
3°	83%	84%
4°	91%	88%
5°	95%	93%
6°	98%	97%
7°	99%	99%
8°	99%	99%
9°	100%	

TABLE 4.1 – Points de transition calculés par XFOIL et déterminés expérimentalement

Le couplage ayant lieu à partir d'une incidence de 5° on peut estimer qu'une transition calculée par XFOIL supérieure à 91% et inférieure à 100% soit nécessaire. En effet une transition indiquée à 100%, c'est-à-dire une couche limite laminaire, indique la fin du couplage comme constaté pour une incidence de 9°.

Le couple nombre de Reynolds - angle d'incidence est donc un élément clef du couplage par son influence sur la position du point de transition. La figure 4.3 présente, d'après des données XFOIL, les incidences correspondantes à une transition à 91% (courbe bleu) et 99% (courbe rouge) en fonction du nombre de Reynolds pour un NACA0015. Ces deux courbes représentent donc les limites hautes et basses des incidences de couplage en fonction du nombre de Reynolds.

Comme attendu, on remarque que les incidences de couplage augmentent avec le nombre de Reynolds. C'est le cas aussi de l'étendue du couplage qui couvre une amplitude de 2° pour $Re = 2 \times 10^5$ et de 3.6° pour $Re = 1 \times 10^6$.

La courbe rouge quant à elle fait apparaître la fréquence calculée à partir de la loi de RW PATERSON et al. (1973) en fonction du nombre de Reynolds qui semble particulièrement bien prédire la fréquence de couplage (voir figure 4.1). Ainsi, il est possible de prévoir les conditions de couplage du profil. On retrouve bien une fréquence autour de 750 Hz pour un Reynolds de $Re = 8 \times 10^5$ et un couplage aura lieu si l'incidence est comprise entre 5 et 8.5 ° et si un mode de structure est présent à cette fréquence.

L'importance de la position du point de transition sur le couplage est confirmée par le décalage de l'incidence de couplage sur le foil tronqué (Cas VI). En effet une réduction de la corde du profil engendre une modification de la position relative de la transition et donc une diminution des angles

4.2. CONDITIONS DE COUPLAGE ET CONSÉQUENCES

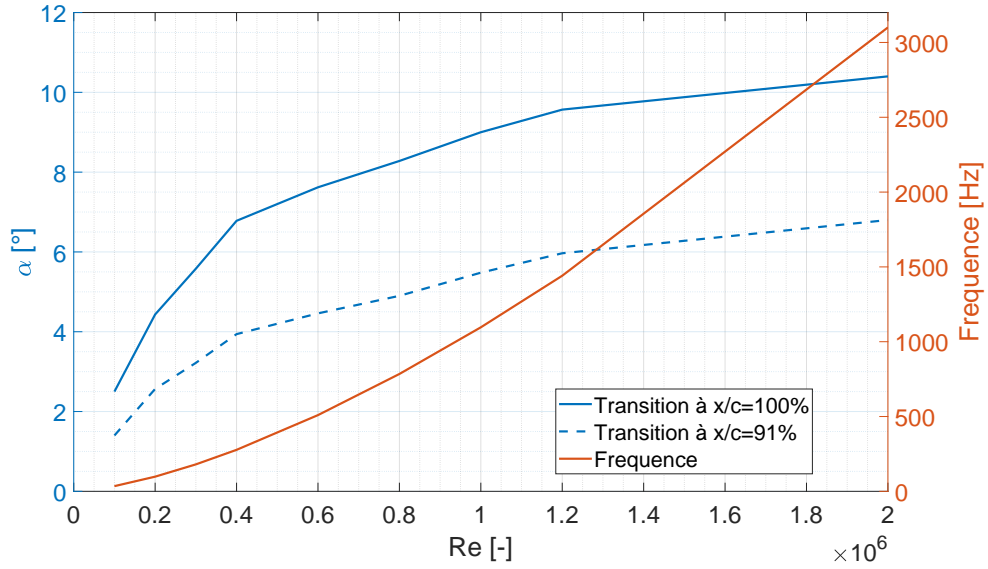


FIGURE 4.3 – Incidences limites de couplage de la couche limite intrados avec le mode de bord de fuite pour un NACA0015 en fonction du nombre de Reynolds et fréquence correspondante selon la loi de RW PATERSON et al., 1973

de couplage comme observé en Section 3.1.4.

La section 3.3 a mis en évidence l'organisation d'un sillage tourbillonnaire à la fréquence du mode propre de structure lorsqu'un couplage fort est observé avec le mode de bord de fuite.

la Décomposition en modes dynamiques et les équations de Lighthill ont permis de montrer que le sillage tourbillonnaire n'était pas à l'origine de l'émission sonore. L'émission sonore serait en effet originaire de la radiation du profil lui-même dont le mode de structure est soumis à une excitation au bord de fuite.

La section 3.4 a quant à elle illustré l'influence du couplage sur les performances hydrodynamiques. Il est particulièrement visible sur le moment de tangage qui présente une forte augmentation lors du couplage. On observe aussi une légère augmentation de la traînée lors du couplage engendrant une diminution de la finesse du profil. Ceci peut s'expliquer par la formation du sillage tourbillonnaire qui est connu pour être générateur de traînée.

4.3 Contrôle

Une fois le mécanisme excitateur identifié, des solutions de contrôle du couplage ont pu être testées.

La première méthode, couramment utilisée dans le monde du nautisme fut de tronquer le bord de fuite du profil. La section 3.1.4 a permis de montrer que cette méthode n'avait que très peu d'impact sur le couplage alors qu'elle dégrade significativement les performances (section 3.4).

La seconde méthode, qui consiste à l'ajout d'une bande de rugosité pour déclencher la turbulence, a montré une très bonne efficacité sur le contrôle du couplage avec un faible impact sur les performances. En effet celle-ci a permis de supprimer entièrement les couplages successifs qui pouvaient avoir lieu avec les modes 2, 3 et 4 ainsi que l'émission sonore liée au mode 4. Positionnée à l'intrados lors de cette étude elle serait probablement aussi efficace à l'extrados dans le cas des faibles nombres de Reynolds et pour de petits angles d'incidence.

L'épaisseur de rugosité considérée pour déclencher la turbulence peut par ailleurs être facilement estimée à partir d'une épaisseur de couche limite laminaire de type Blasius $\delta = 4,92 \times \frac{x}{\sqrt{Re}}$ et en considérant une épaisseur $e_{rugo} = \frac{\delta}{3}$ soit $e_{rugo} = \frac{4,92}{3} \times \frac{x}{\sqrt{Re}}$

Celle-ci pourrait toutefois être améliorée. En effet des études pourraient être menées sur l'épaisseur de rugosité à utiliser afin de minimiser son impact sur les performances de l'hydrofoil tout en conservant son efficacité. Au-delà de l'ajout de rugosité sur un profil, une étude pourrait permettre d'intégrer dans la structure même du profil une solution de contrôle de la couche limite afin de proposer une solution encore plus performante et durable.

Chapitre 5

Cas d'application

Ce dernier chapitre présente trois cas d'application du mécanisme de couplage fort avec le mode de bord de fuite dans l'eau générant une forte perturbation acoustique. La première mise en condition concerne un voilier de course transatlantique et confirmera que le bruit détecté à bord tire son origine du voile de quille. La seconde s'intéresse à une pré-étude d'un navire à hydrofoil de transport de troupes et analysera la problématique de discrétion acoustique de celui-ci. La dernière cherche à déterminer l'origine d'un bruit tonal émis par un nouveau type de pratique sportive.

5.1 Appendices de voiliers

Les émissions sonores de profils portants sont courant dans le monde du nautisme. Dangereuses pour la structure, problématiques pour l'écosystème et fatigantes pour l'équipage, de nombreux chantiers commencent à s'intéresser à cette problématique.

Le domaine de la compétition s'est tout particulièrement approprié le sujet. Ce sont ici des problématiques de performances qui motivent les études aussi bien du point de vue de la réduction de traînée que du côté humain pour le confort à bord.

C'est dans ce cadre que les travaux présentés précédemment ont pu être appliqués à un Class 40. Il s'agit d'un type de voilier conçu pour réaliser des courses à la voile, en particulier des transatlantiques. Dessinés pour avoir un fort couple de redressement ils disposent d'une quille longue (figure 5.1) dont le voile de quille est assimilable à un profil portant.

Celle-ci est destinée à générer un plan anti-dérive. Ces profils, de géométrie évolutive, peuvent dans certains cas émettre de forts sifflements et c'est pour répondre à ce problème que nous avons été

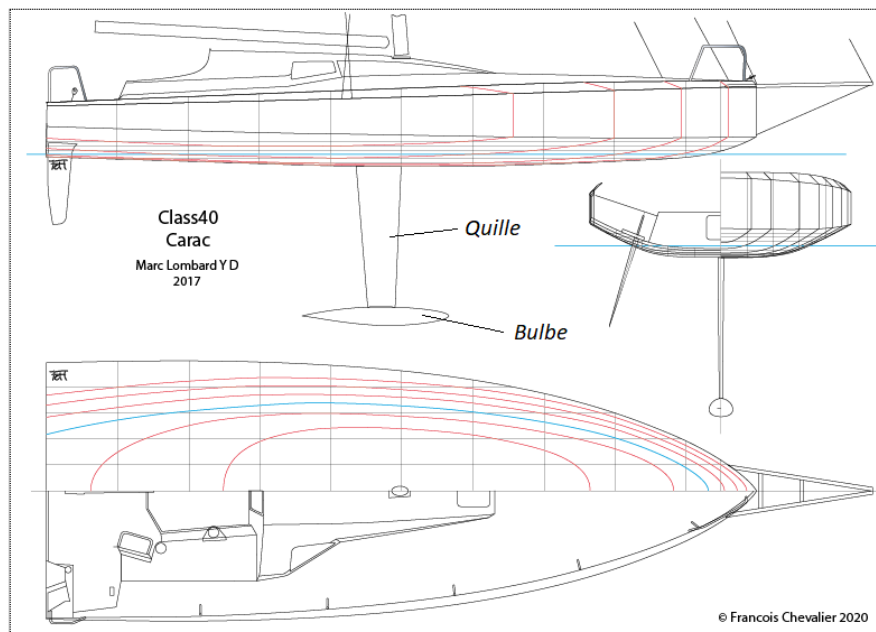


FIGURE 5.1 – Plans du Class 40 Carac

contactés par une équipe en pleine préparation de la Transat Jacques Vabre 2023.

La figure 5.2 est une représentation Temps-Fréquence d'un enregistrement audio pris à bord du voilier entre 12 et 15 nœuds. On y observe deux pics de fréquence à 190 et 230 Hz.

D'après l'équipage, l'émission sonore apparaît pour une vitesse de 12 nœuds et disparaît au-delà de 20 nœuds. Ce comportement est très similaire avec les expériences réalisées lors de cette étude. Par ailleurs, le son n'apparaît que sous certaines allures, qui correspondent à des angles de dérives et donc des angles d'incidence particuliers. On retrouve donc ici le couple nombre de Reynolds - incidence primordial à l'établissement du couplage fort et de l'émission sonore.

Le profil de la quille évolue d'un NACA0011 de 0,45 *m* de corde à un NACA0008 de corde de 0,65 *m*. A 12 nœuds les nombres de Reynolds sont respectivement de $2,7 \times 10^6$ et 4×10^6 .

Grâce au logiciel XFOIL on observe que pour un profil NACA0011 à $Re = 2,7 \times 10^6$ le point de transition est compris entre 80 et 100% de la corde pour un angle d'incidence de 3 à 9° tout comme entre 2 et 6° pour le NACA0008 à $Re = 4 \times 10^6$. Ceci est tout à fait cohérent avec un angle de dérive de voilier. A l'inverse quand l'angle de dérive est nul aucune émission sonore n'est constatée ce qui s'explique par un point de transition loin du bord de fuite.

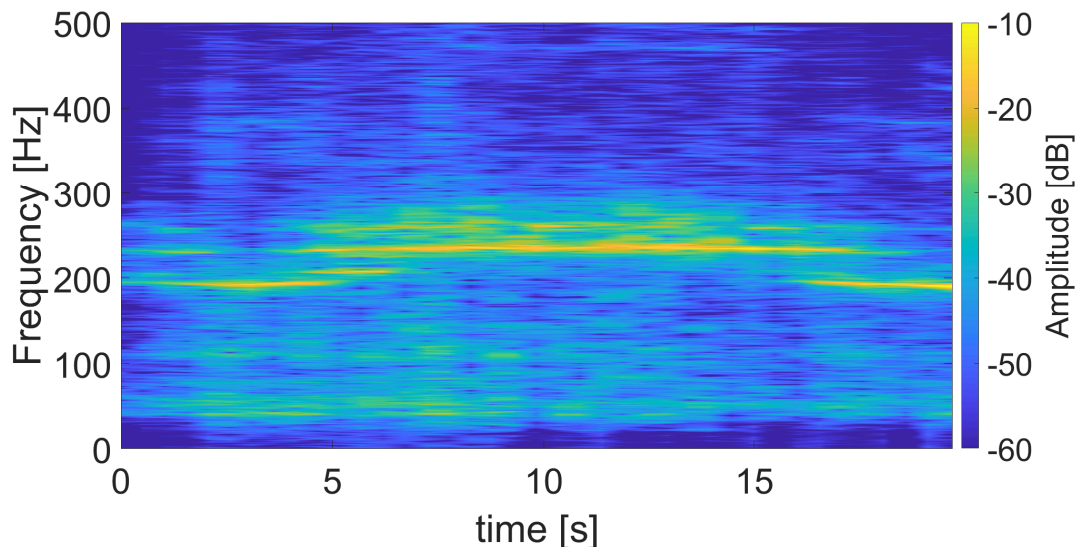


FIGURE 5.2 – Spectrogramme d'un enregistrement audio à bord du Class 40 Eden Park

Le logiciel XFOIL confirme aussi l'avancée du point de transition avec l'augmentation de la vitesse du voilier ce qui explique le découplage au-delà de 20 nœuds et donc la disparition de l'émission sonore. Le voilier étant en période de course et les données constructeur étant confidentielles il n'a pas été possible d'estimer les fréquences propres liée au voile de quille. Toutefois l'aspect du spectrogramme semble confirmer la présence d'un mode de structure autour de 200 Hz.

Une étude post-production du voilier a ainsi pu confirmer l'origine du problème. Plusieurs solutions sont envisageables en retrofit ou pour les nouvelles unités :

- Raidir la quille pour modifier les modes propres et augmenter la fréquence de couplage le rendant incompatible avec les vitesses du voilier ;
- Ajouter des rugosités sur le profil pour déclencher artificiellement la transition ;
- Modifier la géométrie du voile de quille pour déplacer le point de transition.

De la même manière la figure 5.3 fait apparaître les fréquences audio (vidéo disponible en ligne) enregistrées lors d'une navigation à bord du trimaran à foil Actual. (<https://www.youtube.com/watch?v=UENRv4dz>) A nouveau on observe une forte fréquence tonale distincte attribuable aux foils.

Dans ces deux cas la loi de Paterson prédit efficacement la fréquence sonore émise. Les deux voiliers présentés ici naviguent à des vitesses très différentes ce qui explique les différences de fréquences enregistrées.

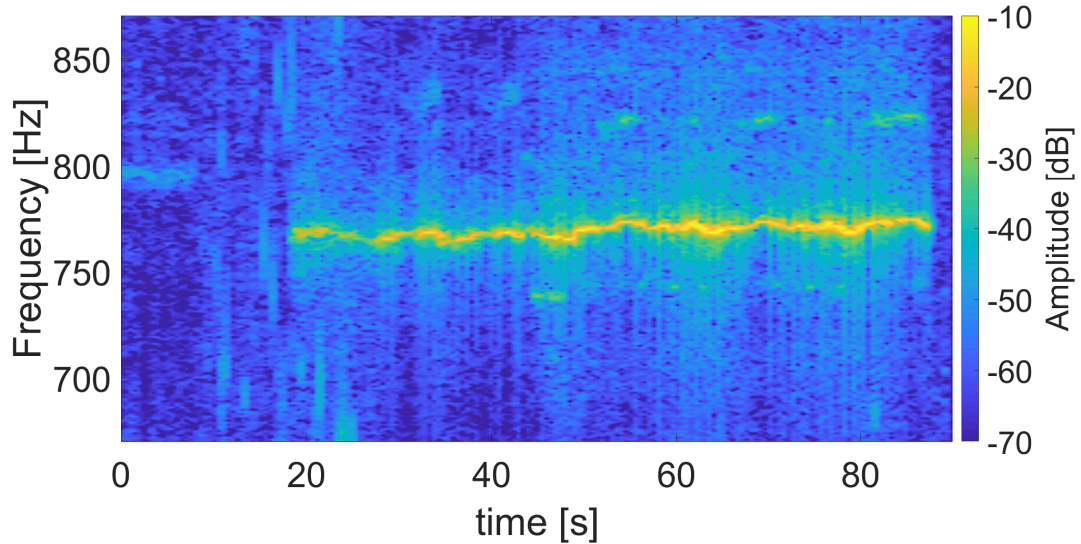


FIGURE 5.3 – Spectrogramme d'un enregistrement audio à bord du trimaran à foils Actual

La solution de contrôle par déclenchement de la turbulence testée dans cette étude s'est montrée très efficace pour annihiler le couplage avec le mode de bord de fuite et la forte émission sonore qui en découle.

Les conséquences de cette solution sur les performances de l'hydrofoil apparaissent acceptables et plus performantes que les méthodes déjà utilisées.

Il serait ainsi intéressant de valider cette solution en conditions réelles aussi bien sur un hydrofoil que sur une pale d'hélice où les avantages pourraient s'avérer non négligeables pour leur longévité et pour l'écosystème environnant.

5.2 Transflytor

Le programme Transflytor, développé par l'entreprise Seair a pour objectif de proposer pour la défense une vedette rapide sur hydrofoil (figure 5.4). La discrétion acoustique de ces navires et par extension de ces hydrofoils est primordiale. Une analyse a donc été réalisée pour s'assurer qu'aucun phénomène particulier n'était présent sur le mat du foil en condition normale de navigation.

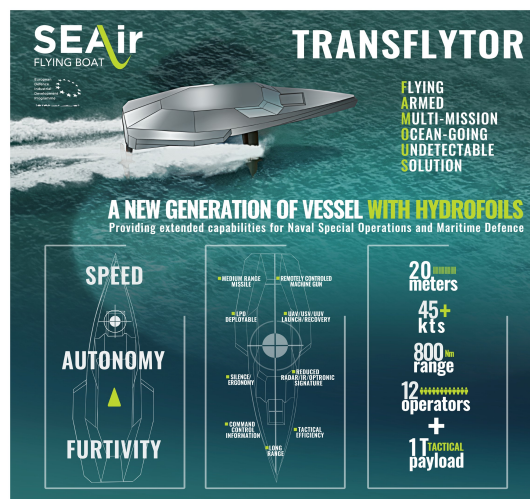


FIGURE 5.4 – Projet Transflytor

La première étape a été d'estimer les modes propres du foil. Ceci a pu être réalisé par Mahrez AIT MOHAMMED grâce au logiciel Abaqus® en prenant en compte la géométrie de l'hydrofoil et ses caractéristiques de fabrication. En parallèle il a été possible au moyen du logiciel XFOIL de déterminer la position du point de transition ainsi que les fréquences d'amplification dans la couche limite du mat au moyen de la courbe de stabilité de Shen. Sans incidence, la transition apparaît proche du bord d'attaque ce qui n'est pas propice à l'apparition de couplage. Toutefois entre 4 et 5° d'incidence, ce qui correspond à une situation de virage du navire, la transition apparaît entre 80% et 100% la corde. Dans ces conditions l'épaisseur de couche limite calculée indique que les fréquences d'amplification dans la couche limite se situent entre 571 et 2854 Hz. La loi proposée par RW PATERSON et al., 1973 indique quant à elle une fréquence de 1018 Hz. Dans cette gamme de fréquence aucun mode de bord de fuite n'est présent sur l'hydrofoil écartant la possibilité de couplage fort et donc d'émission sonore. Il est ainsi possible d'anticiper, dès la phase de conception, les conditions de couplage de l'hydrofoil pour s'assurer de la discrétion acoustique du navire.

5.3 Planche à Foil

Les hydrofoils dans les pratiques nautiques ont connu un développement très rapide depuis le début du siècle. Ils sont utilisés autant comme modernisation de pratiques anciennes comme la planche à voile ou le kite que comme innovation pour de nouveaux supports comme le wingfoil (voir figure 5.5)



FIGURE 5.5 – Photographie d’une personne pratiquant le wingfoil. crédit photo : J.C.Coetzee

Comme c’est le cas pour les voiliers de course, ces sports sont basés sur la réduction de traînée offerte par un profil portant situé sous l’eau. Celui-ci permet de soulever la planche du pratiquant réduisant ainsi fortement la traînée due aux frottements de l’eau et à la formation de vagues. Ces pratiques s’accompagnent toutefois d’un inconvénient qui, au fil de la démocratisation de ces supports, soulève de plus en plus d’interrogations. Il apparaît en effet que certains foils utilisés sont émetteurs d’un fort bruit tonal à certaines vitesses. Plus encore la multitude de fabricants et de produits ont montré que ces émissions tonales n’étaient présentes qu’avec certains profils et même uniquement pour certaines associations d’hydrofoil, de mat et de planche.

Un foil, en considérant le système global lié à la planche, est composé de :

- Un mat qui relie justement la planche au plan porteur et permet de soutenir celle-ci, la voile et l’utilisateur au dessus de l’eau. Il fait aussi office de plan anti-dérive. A ce titre et pour supporter les efforts il a généralement la forme d’un profil portant symétrique de type NACA0012. Sa corde varie entre 0,1 et 0,12m et son incidence due à la dérive est de l’ordre de 3° .
- Une aile avant qui assure la portance. Sa surface et sa géométrie varient suivant les pratiques bien qu’elle soit toujours asymétrique pour optimiser la finesse. Cette analyse étudiera le pro-

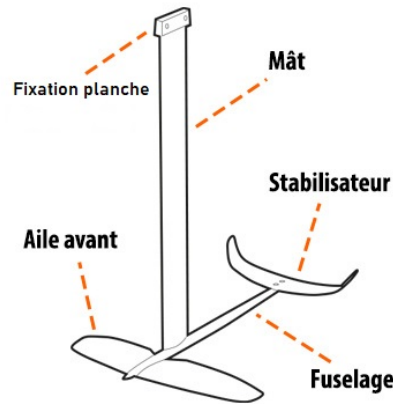


FIGURE 5.6 – Schéma d'une aile de foil - Flysurf.com

fil NACA6410 couramment utilisé. Sa corde varie entre $0,25m$ à l'encastrement et $0,02m$ à l'extrémité. Son incidence est de l'ordre de 2° .

- Un stabilisateur qui exerce une portance dirigée vers le bas pour compenser le moment créé par l'aile avant. Son profil et son incidence sont généralement identiques à l'aile avant mais sa corde est plus faible, de l'ordre de $0,1m$.
- Un fuselage qui permet de joindre l'aile avant, le stabilisateur et le mat.

L'émission tonale constatée peut donc avoir différentes origines. Pour cette analyse nous étudions toute la gamme de vitesse des foils soit jusqu'à $20,5m/s$, record actuel de vitesse en kitefoil. Cette vitesse correspond à un nombre de Reynolds maximum de $Re_{maxaile} = 5 \times 10^6$ pour l'aile, de $Re_{maxstabilisateur} = 2 \times 10^6$ pour le stabilisateur et de $Re_{maxmat} = 2,5 \times 10^6$ pour le mat.

L'aile avant et le stabilisateur présentent un point de transition intrados proche du bord de fuite (entre 91% et 100% de la corde) pour $2 \times 10^6 \leq Re \leq 2,015 \times 10^6$. L'aile avant ayant une corde évolutive suivant l'envergure, ces nombres de Reynolds correspondent à des vitesses allant de 9 nœuds à la vitesse maximale. Pour le stabilisateur cela correspond à des vitesses de l'ordre de 40 nœuds.

Dans le cas du mat la transition laminaire-turbulente se produit proche du bord de fuite pour $2 \times 10^5 \leq Re \leq 1,3 \times 10^6$, soit entre 4 et 25 nœuds.

Les fréquences correspondant à ces vitesses selon la formule de RW PATERSON et al., 1973 sont de :

- 695 à 12 000 Hz pour le mat ;

5.3. PLANCHE À FOIL

- 5 746 à 15 227 Hz pour l'aile avant ;
- 24 000 Hz pour le stabilisateur.

Les chapitres précédents ont montré que le couplage fort à l'origine de l'émission tonale ne pouvait se mettre en place dans l'eau que si l'excitation était en accord avec la fréquence d'un mode de bord de fuite de l'hydrofoil. Les utilisateurs de supports à foil évoquent des bruits tonals inférieurs à 2 000 Hz. Il apparaît donc que, dans le cas étudié ci-dessus, ce soit le mat qui soit à l'origine du bruit tonal. Des solutions de contrôle pourraient ainsi être proposées comme l'ajout d'une rugosité pour déclencher la transition dans la couche limite comme présenté précédemment.

Les modes vibratoires sont des systèmes complexes qui peuvent être fortement modifiés selon les matériaux utilisés ou les conditions d'encastrement. Ainsi il est nécessaire de prendre en compte le système complet ici planche, mat, fuselage, aile avant et stabilisateur pour déterminer les modes de structures. C'est ce qui explique pourquoi certains profils ne semblent à l'origine d'une émission sonore qu'une fois associés avec un certain type de planche ou de fuselage.

Il est aussi important de noter que la géométrie du profil influe énormément sur la position du point de transition. Ainsi, dans le but de supprimer cette émission sonore, il s'avère nécessaire de réaliser une étude pour chaque géométrie d'hydrofoil en prenant en compte le système complet avant sa mise en production.

Conclusion

Cette étude expérimentale, réalisée à l'Institut de recherche de l'École navale a permis de mettre en évidence l'importance des modes de structure sur le couplage fort entre un hydrofoil et les ondes de Tollmien-Schlichtig présentes dans la couche limite. Les travaux réalisés mettent en lumière l'importance d'un mode de déformée de bord de fuite sur le bruit tonal évoqué par le passé sur les aérofoils illustrant, dans l'eau, un mécanisme de couplage de type fluide-structure plutôt que fluide-acoustique.

Le travail réalisé a permis de mieux comprendre le mécanisme à l'origine de cette forte émission acoustique, les conditions menant au couplage ainsi que ses conséquences. Trois conditions majeures apparaissent essentielles à ce mécanisme :

- Une vitesse d'écoulement telle qu'une transition laminaire-turbulente se produise dans la couche limite. Cette condition peut être vérifiée aussi bien à l'intrados qu'à l'extrados.
- Un point de transition situé à proximité immédiate du bord de fuite (entre 90 et 100% de la corde). Il est influencé par le nombre de Reynolds, qui tend à le déplacer vers le bord d'attaque en augmentant mais aussi par l'incidence qui, lorsqu'elle augmente, déplace le point de transition vers le bord d'attaque pour la couche limite extrados et vers le bord de fuite pour l'intrados.
- Un mode propre de bord de fuite dont la fréquence doit être comprise dans le domaine d'amplification des ondes dites TS.

Il a pu être montré que les ondes TS, sensibles aux perturbations extérieures, étaient à l'origine d'un lâcher de tourbillons dans la couche limite par le bulbe de séparation laminaire. Ceux-ci, de faible durée de vie et à fort caractère fréquentiel, sont susceptibles d'exciter la structure lorsqu'ils rentrent en contact avec le bord de fuite. Se crée alors une boucle de rétroaction entre les vibrations du profil dont la fréquence est comprise dans le domaine d'instabilité des ondes TS. Cette boucle mène à une amplification du phénomène amenant à un couplage fort. Si le mode excité par les ondes TS est un

CONCLUSION

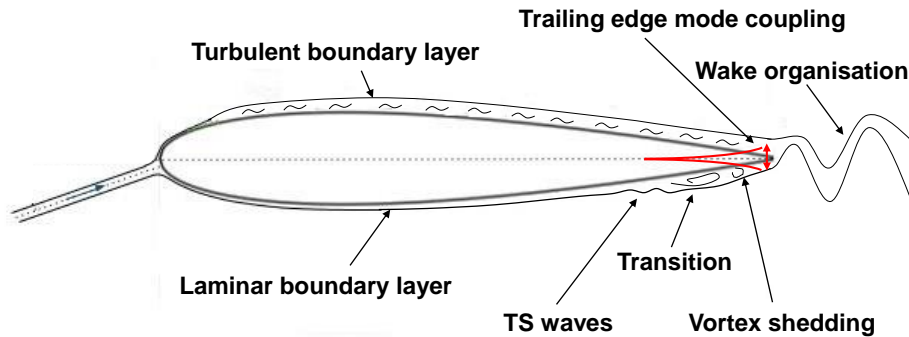


FIGURE 5.7 – Schématisation du phénomène de couplage avec le mode de bord de fuite

mode de déformée maximale au bord de fuite, la cohérence spatiale entre le mode de structure et le phénomène excitateur renforce la boucle de rétroaction. Ceci génère un fort rayonnement du profil responsable d'une émission sonore à la fréquence du mode de bord de fuite.

Une solution de contrôle de ce mécanisme au moyen d'une bande de rugosité a pu être testée et a prouvé son efficacité. Placée en amont de la zone de transition elle a pour effet d'empêcher le développement des ondes TS responsables de l'excitation fréquentielle tout en supprimant la condition de proximité de la transition avec le bord de fuite. Cette méthode efficace a pu être caractérisée en terme de performance. Bien qu'ayant un impact de l'ordre de 5% sur la finesse elle s'est montrée bien moins néfaste que des solutions traditionnellement employées comme une troncature du bord de fuite.

Cette étude a par ailleurs permis de montrer que les situations de couplage avec le mode de bord de fuite étaient à l'origine d'un fort sillage tourbillonnaire à la fréquence du mode. La résolution des équations de Lighthill à partir des données PIV du sillage a permis de déterminer que l'émission acoustique ne provenait pas de ces tourbillons. Le couplage avec le mode de bord de fuite semble aussi être à l'origine d'une augmentation de la traînée et du moment piqueur. Là encore la solution de contrôle proposée remédie à ces problèmes.

Enfin, la compréhension fine du mécanisme incriminé a permis de mettre au point une méthode destinée à anticiper ce phénomène sur les profils portants. Basée sur l'épaisseur de déplacement et le point de transition calculés par XFOIL en fonction de la géométrie du profil, elle permet dès la phase de conception d'identifier les points de fonctionnement où le couplage fort avec le mode de bord de fuite est susceptible d'apparaître. L'anticipation de ce couplage permet ainsi de supprimer la forte émission acoustique et l'augmentation de la traînée qui en découle.

Bibliographie

- AHMED NOUR EL ISLAM, A (fév. 2019). *Echauffement et refroidissement des actionneurs électromécaniques - Université Kasdi Merbah Ouargla Algérie*.
- AIZIN, L-B (1992). « Sound generation by a Tollmien-Schlichting wave at the end of a plate in flow ». In : *PMTF Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki* 3, p. 50-57.
- ALAM, M et N-D SANDHAM (2000). « Direct numerical simulation of 'short' laminar separation bubbles with turbulent reattachment ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 410, p. 1-28.
- ARBÉY, H et J BATAILLE (1983). « Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 134, p. 33-47.
- ARCONDOULIS, EJG, CJ DOOLAN et AC ZANDER (2009). « Airfoil noise measurements at various angles of attack and low Reynolds number ». In : *Proceedings of ACOUSTICS*. Australian Acoustical Society, p. 23-25.
- ARCONDOULIS, EJG, CJ DOOLAN, AC ZANDER et LA BROOKS (2010). « A review of trailing edge noise generated by airfoils at low to moderate Reynolds number ». In : *Acoustics Australia* 38.3.
- ARIF, I et al. (2020). « Passive airfoil tonal noise reduction by localized flow-induced vibration of an elastic panel ». In : *Aerospace Science and Technology* 107, p. 106319.
- BAUER, A-B (1961). « Vortex shedding from thin flat plates parallel to the free stream ». In : *Journal of the Aerospace Sciences* 28.4, p. 340-341.
- BERGH, H (1958). « A method for visualizing periodic boundary layer phenomena ». In : *Grenzschichtforschung/Boundary Layer Research*. Springer, p. 173-179.
- BERGH, H et B van den BERG (1958). « On the visualization of laminar boundary layer oscillations and the transition to turbulent flow ». In : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 9.5-6, p. 97-104.
- BLAKE, WK (1984). « Excitation of plates and hydrofoils by trailing edge flows ». In : *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design* 106, p. 351-363.
- BLAKE, WK, LJ MAGA et G FINKELSTEIN (1977). « Hydroelastic variables influencing propeller and hydrofoil singing ». In : *Noise and Fluids Engineering*, p. 191-199.
- BLASIUS, H (1913). « Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten ». In : *Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*. Springer, p. 1-41.
- BOURGOYNE, D et al. (2002). « Hydrofoil near-wake sound sources at high Reynolds number ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 111.5, p. 2425-2425.
- BOURGOYNE, DA, SL CECCIO et DR DOWLING (2005). « Vortex shedding from a hydrofoil at high Reynolds number ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 531, p. 293-324.
- BROOKS, M MARCOLINI et D POPE (1986). « Airfoil trailing-edge flow measurements ». In : *AIAA journal* 24.8, p. 1245-1251.
- BROOKS, T, D POPE et M MARCOLINI (1989). *Airfoil self-noise and prediction*. Rapp. tech.

BIBLIOGRAPHIE

- CHEN, L et I MACGILLIVRAY (2011). « Characteristics of sound radiation by turbulent flow over a hydrofoil and a bare-hull SUBOFF ». In : *Australian Acoustical Society Conference, Acoustics*.
- CHEN, W et al. (2023). « Effect of wavy leading edges on airfoil tonal noise ». In : *Physics of Fluids* 35.9.
- CHOI, SM et al. (2011). « Blood cell assisted in vivo particle image velocimetry using the confocal laser scanning microscope ». In : *Optics express* 19.5, p. 4357-4368.
- CHONG, TP et P JOSEPH (2009). « An experimental study of tonal noise mechanism of laminar airfoils ». In : *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3345.
- (2012). « “Ladder” structure in tonal noise generated by laminar flow around an airfoil ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 131.6, p. 461-467.
- CLARK, LT (1971). « The radiation of sound from an airfoil immersed in a laminar flow ». In : *Journal of Engineering Power* 93, p. 366-376.
- COUSTEIX, J (1989). *Turbulence et couche limite*. Editions Cépaduès.
- DANG, Z, Z MAO et W TIAN (2019). « Reduction of hydrodynamic noise of 3d hydrofoil with spanwise microgrooved surfaces inspired by sharkskin ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 7.5, p. 136.
- DESQUESNES, G, M TERRACOL et P SAGAUT (2007). « Numerical investigation of the tone noise mechanism over laminar airfoils ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 591, p. 155-182.
- DRELA, M (1989). « XFOIL : An analysis and design system for low Reynolds number airfoils ». In : *Low Reynolds number aerodynamics*. Springer, p. 1-12.
- DRELA, M et MB GILES (1987). « Viscous-inviscid analysis of transonic and low Reynolds number airfoils ». In : *AIAA journal* 25.10, p. 1347-1355.
- DUCOIN, A et JA ASTOLFI (2019). « Wall-pressure fluctuations of laminar separation bubble based on direct numerical simulation and experiments over a hydrofoil at $Re = 450,000$ ». In : *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 76, p. 132-144.
- FALKNER, V-M et S SKAN (1931). « Solutions of the boundary-layer equations ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 12.80, p. 865-896.
- FINK, MR (1975). « Prediction of airfoil tone frequencies ». In : *Journal of Aircraft* 12.2, p. 118-120.
- FLACK, K A et MP SCHULTZ (2014). « Roughness effects on wall-bounded turbulent flows ». In : *Physics of Fluids* 26.10, p. 101305.
- GERSTEN, K (2009). « Hermann schlichting and the boundary-layer theory ». In : *Hermann Schlichting—100 Years*. Springer, p. 3-17.
- GOLDSCHMIDT, M, M JONSON et J HORN (2019). « Acoustic Control of a Maneuverable Marine Hydrokinetic Cycloturbine ». In : *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*. T. 59483. American Society of Mechanical Engineers.
- GREENWAY, ME et CJ WOOD (1973). « The effect of a bevelled trailing edge on vortex shedding and vibration ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 61.2, p. 323-335.
- GUÉNIAT, F et al. (2011). « Opérateur de Koopman et identification de structures cohérentes : application à un écoulement de cavité ». In : *14ème Rencontre du Non-Linéaire*, pp-87.
- HANSEN, J (1987). *A History of the Langley Aeronautical Laboratory, 1917-1958*. T. 4305. Scientific, Technical Information Office, National Aeronautics et Space.
- HANSEN, K, R KELSO et C DOOLAN (2012). « Reduction of flow induced airfoil tonal noise using leading edge sinusoidal modifications ». In : *Acoustics Australia* 40.3, p. 172-177.

- HERSH, A et R HAYDEN (1971). *Aerodynamic sound radiation from lifting surfaces with and without leading-edge serrations*. Rapp. tech.
- KILPATRICK, J et V MARKOV (2008). « Matrix laser vibrometer for transient modal imaging and rapid nondestructive testing ». In : *Eighth International Conference on Vibration Measurements by Laser Techniques : Advances and Applications*. T. 7098. International Society for Optics et Photonics, p. 709809.
- KINGAN, M (2005). « Aeroacoustic noise produced by an aerofoil ». Thèse de doct.
- KINGAN, MJ et JR PEARSE (2009). « Laminar boundary layer instability noise produced by an aerofoil ». In : *Journal of Sound and Vibration* 322.4-5, p. 808-828.
- KLINE, SJ, JG BARDINA et RC STRAWN (1983). « Correlation of the detachment of two-dimensional turbulent boundary layers ». In : *AIAA Journal* 21.1, p. 68-73.
- KUNDU, PK, IM COHEN et DR DOWLING (2015). *Fluid mechanics*. Academic press.
- KUTZ, J et al. (2016). *Dynamic mode decomposition : data-driven modeling of complex systems*. SIAM.
- LAMBERT, A et S YARUSEVYCH (2019). « Effect of angle of attack on vortex dynamics in laminar separation bubbles ». In : *Physics of Fluids* 31.6.
- LI, F et al. (2021). « Effect of hydrofoil leading edge waviness on hydrodynamic performance and flow noise ». In : *Ocean Engineering* 231, p. 108883.
- LI, J et al. (2019). « Underwater radiated noise from hydrofoils in coastal water ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 146.5, p. 3552-3561.
- LIN, CC (1944). « On the stability of two-dimensional parallel flows ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 30.10, p. 316-324.
- MANELA, A (2013). « On the acoustic radiation of a pitching airfoil ». In : *Physics of Fluids* 25.7, p. 071906.
- MATVEEV, K (2002). « Tone generation on a hydrofoil of a high-speed ship ». In : *Ocean engineering* 29.10, p. 1283-1293.
- MCALPINE, A, E-C NASH et M-V LOWSON (1999). « On the generation of discrete frequency tones by the flow around an aerofoil ». In : *Journal of Sound and Vibration* 222.5, p. 753-779.
- NAKANO, T, N FUJISAWA et S LEE (2006). « Measurement of tonal-noise characteristics and periodic flow structure around NACA0018 airfoil ». In : *Experiments in Fluids* 40, p. 482-490.
- NAKANO, T, N FUJISAWA, Y OGUMA et al. (2007). « Experimental study on flow and noise characteristics of NACA0018 airfoil ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95.7, p. 511-531.
- NASH, E.C, M.V LOWSON et A MCALPINE (1999). « Boundary-layer instability noise on aerofoils ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 382, p. 27-61.
- O'MEARA, MM et T MUELLER (1987). « Laminar separation bubble characteristics on an airfoil at low Reynolds numbers ». In : *AIAA journal* 25.8, p. 1033-1041.
- OBREMSKI, H-J et al. (1969). *A portfolio of stability characteristics of incompressible boundary layers*. North Atlantic Treaty Organization, Advisory Group for Aerospace Research.
- ORR, W (1907a). « The Stability or Instability of the Steady Motions of a Perfect Liquid and of a Viscous Liquid. Part I : A Perfect Liquid ». In : *Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A : Mathematical and Physical Sciences*. T. 27. JSTOR, p. 9-68.
- (1907b). « The stability or instability of the steady motions of a perfect liquid and of a viscous liquid. Part II : A viscous liquid ». In : *Proceedings of the Royal Irish Academy. Section A : Mathematical and Physical Sciences*. T. 27. JSTOR, p. 69-138.
- PANTON, RL (2013). *Incompressible flow*. John Wiley & Sons.

BIBLIOGRAPHIE

- PATERSON, R et R AMIET (1976). « Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence ». In : *3rd Aeroacoustics Conference*, p. 571.
- PATERSON, RW et al. (1973). « Vortex noise of isolated airfoils ». In : *Journal of Aircraft* 10.5, p. 296-302.
- PINSON, S, P FRANÇOIS et J-A ASTOLFI (2023). « Hydrofoil sound-source origin investigation by setting the Dynamic Mode Decomposition of PIV data into Lighthill's equation ». In : *UACE 2023*.
- PRÖBSTING, S et S YARUSEVYCH (2015). « Laminar separation bubble development on an airfoil emitting tonal noise ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 780, p. 167.
- RIJSBERGEN, M van (2016). « A review of sheet cavitation inception mechanisms ». In : *16th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*.
- ROBERTS, LS, MV FINNIS et K KNOWLES (2017). « Forcing boundary-layer transition on a single-element wing in ground effect ». In : *Journal of Fluids Engineering* 139.10.
- SANDBERG, RD et al. (2009). « Direct numerical simulations of tonal noise generated by laminar flow past airfoils ». In : *Journal of Sound and Vibration* 320.4-5, p. 838-858.
- SCHLICHTING, H (1933). « Zur entstehung der turbulenz bei der plattenströmung ». In : *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse* 1933, p. 181-208.
- SCHLICHTING, H et K GERSTEN (2016). *Boundary-layer theory*. springer.
- SCHMID, P (2010). « Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data ». In : *Journal of fluid mechanics* 656, p. 5-28.
- SCHUBAUER, G et P KLEBANOFF (1951). *Investigation of separation of the turbulent boundary layer*. Rapp. tech.
- (1956). *Contributions on the mechanics of boundary-layer transition*. Rapp. tech.
- SCHUBAUER, G et H SKRAMSTAD (1947). « Laminar boundary-layer oscillations and stability of laminar flow ». In : *Journal of the Aeronautical Sciences* 14.2, p. 69-78.
- SHEN, SF (1954). « Calculated amplified oscillations in the plane Poiseuille and Blasius flows ». In : *Journal of the aeronautical sciences* 21.1, p. 62-64.
- SOMMERFELD, A (1908). « Ein Beitrag zur hydrodynamische Erklärung der turbulenten Flüssigkeitsbewegungen ». In : *Proceedings of the 4th International Congress of Mathematicians*. T. III. 4th International Congress of Mathematicians, p. 116-124.
- SWIFT, KM (2009). « An experimental analysis of the laminar separation bubble at low Reynolds numbers ». Thèse de doct.
- TAM, C (1974). « Discrete tones of isolated airfoils ». In : *The Journal of the Acoustical Society of America* 55.6, p. 1173-1177.
- TIMMAN, R, Th J BURGERHOUT et JA ZAAT (1956). *Stability diagrams for laminar boundary layer flow*. National Aeronautical Research Institute.
- TOEBES, GH et PS EAGLESON (1961). « Hydroelastic vibrations of flat plates related to trailing edge geometry ». In : *Journal of Basic Engineering*.
- TOLLMIE, W (1930). « Über die entstehung der turbulenz ». In : *Vorträge aus dem Gebiete der Aerodynamik und verwandter Gebiete*. Springer, p. 18-21.
- (1931). « Grenzschichttheorie ». In : *Handbuch Experimentalphysik* 4, p. 241-287.
- TUMIN, A (2010). « Flow instabilities and transition ». In : *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, p. 139-150.

- WANG, L et S FU (2011). « Development of an intermittency equation for the modeling of the supersonic/hypersonic boundary layer flow transition ». In : *Flow, turbulence and combustion* 87, p. 165-187.
- WATINE, Y, C GABILLET, J-A ASTOLFI et al. (2020). « Vortex Induced Vibrations Analysis of a Cantilevered Blunt Plate by Proper Orthogonal Decomposition of TR-PIV and Structural Modal Analysis ». In : *Fluids Engineering Division Summer Meeting*. T. 83723. American Society of Mechanical Engineers.
- WATINE, Y, C GABILLET, B LOSSOUARN et al. (2023). « Vortex-induced vibrations of a cantilevered blunt plate : POD of TR-PIV measurements and structural modal analysis ». In : *Journal of Fluids and Structures* 117, p. 103832.
- WILLIAMS, JEF et LH HALL (1970). « Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane ». In : *Journal of fluid mechanics* 40.4, p. 657-670.
- XU, P et P WELLENS (2021). « Effects of static loads on the nonlinear vibration of circular plates ». In : *Journal of Sound and Vibration* 504, p. 116111.
- XU, Y et D TANG (2020). « The Experimental Study of the Influence of Modal to the Noise of the Hydrofoil ». In : *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*. T. 782. 4. IOP Publishing, p. 042005.

BIBLIOGRAPHIE

Annexe A

Plans du montage dans la section de test

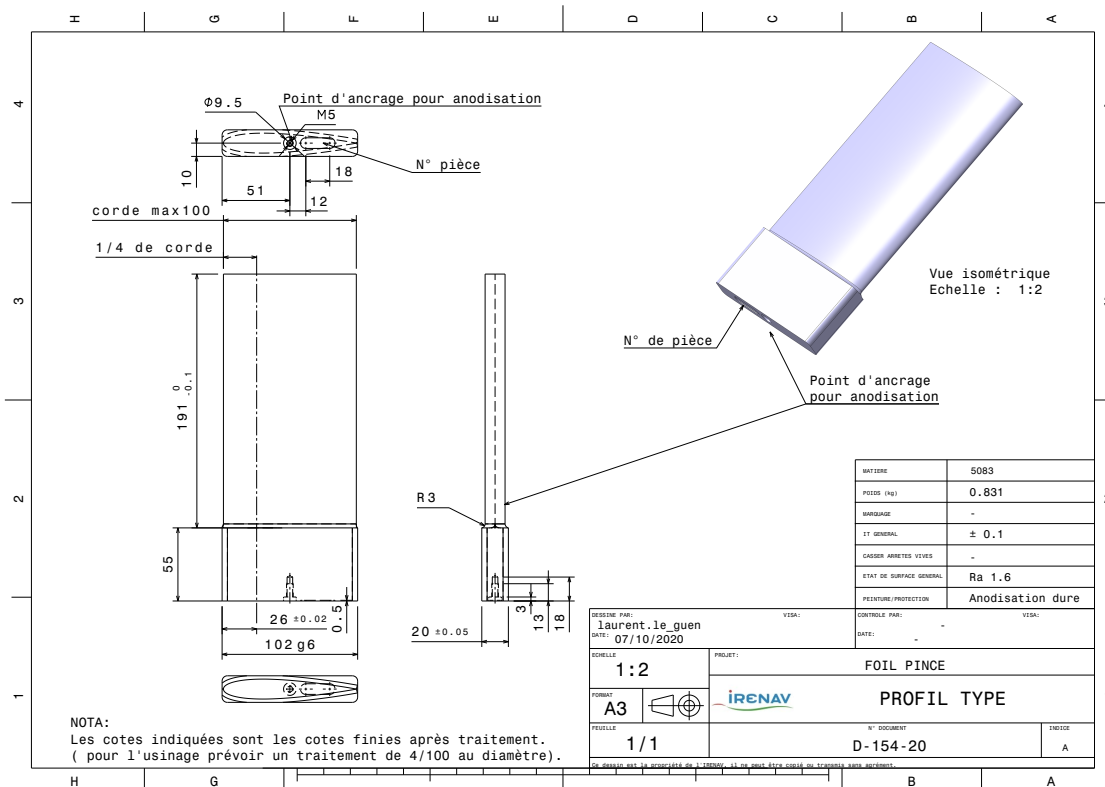


FIGURE A.1 – Plan de l'hydrofoil avec son talon de montage pour encastrement

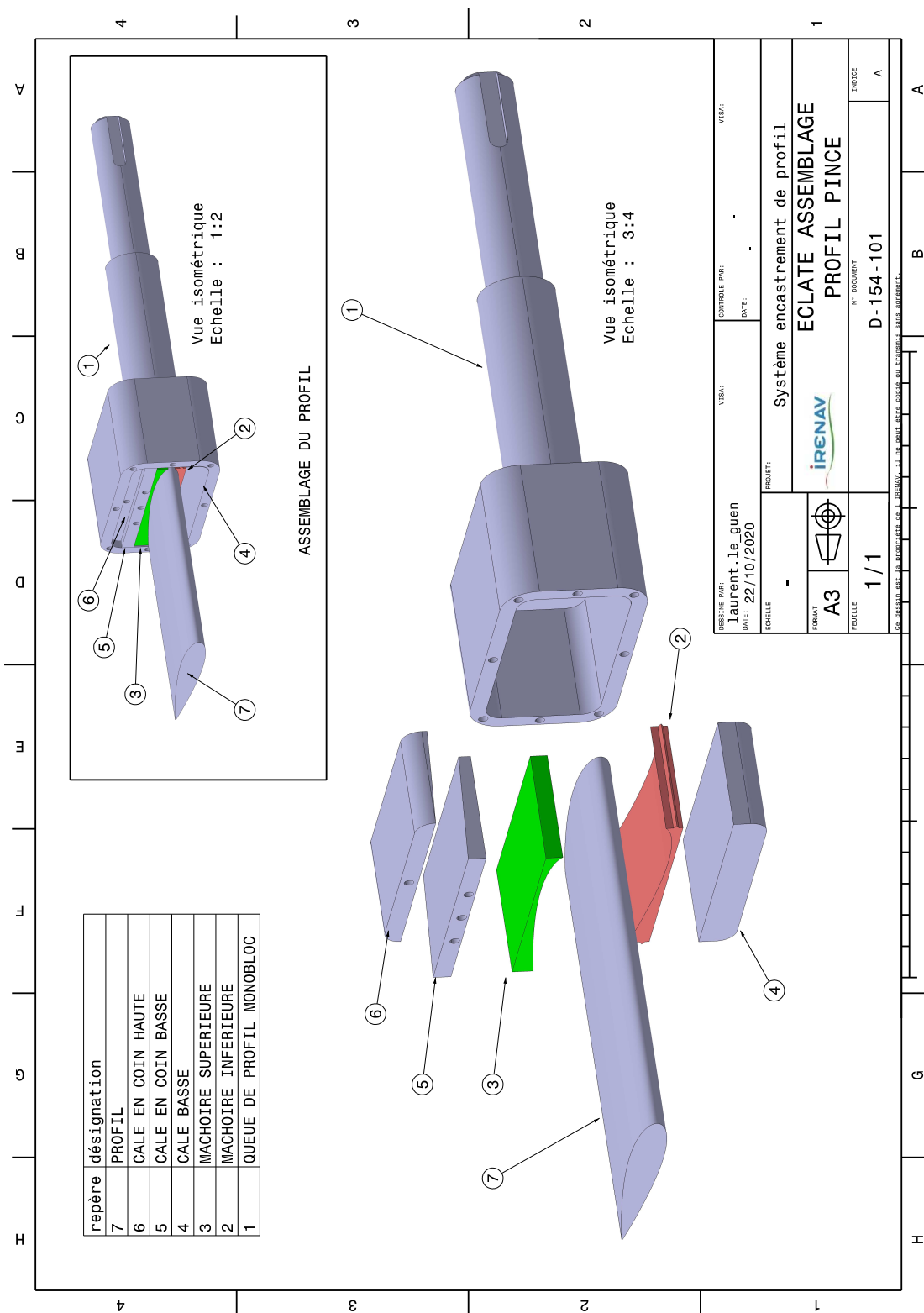


FIGURE A.2 – Plan du système d'encastrement du profil sur sa queue de mesure

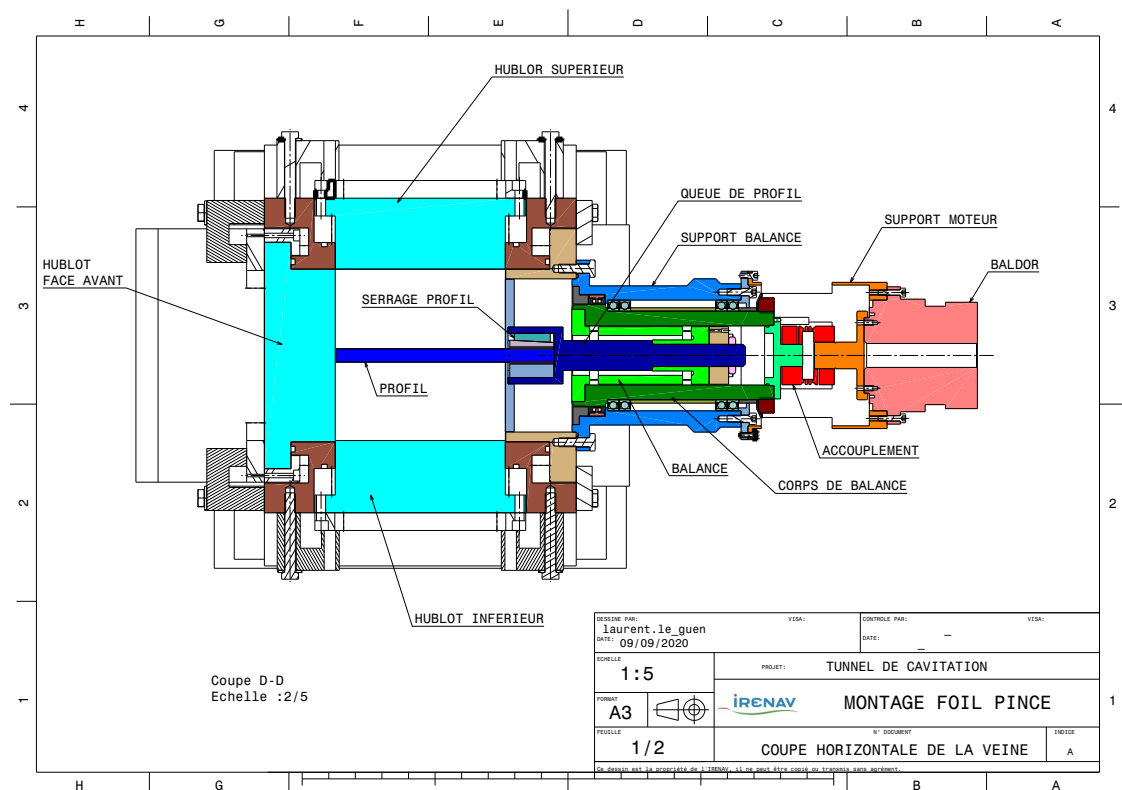


FIGURE A.3 – Plan du système de mesure du tunnel hydrodynamique - Vue verticale

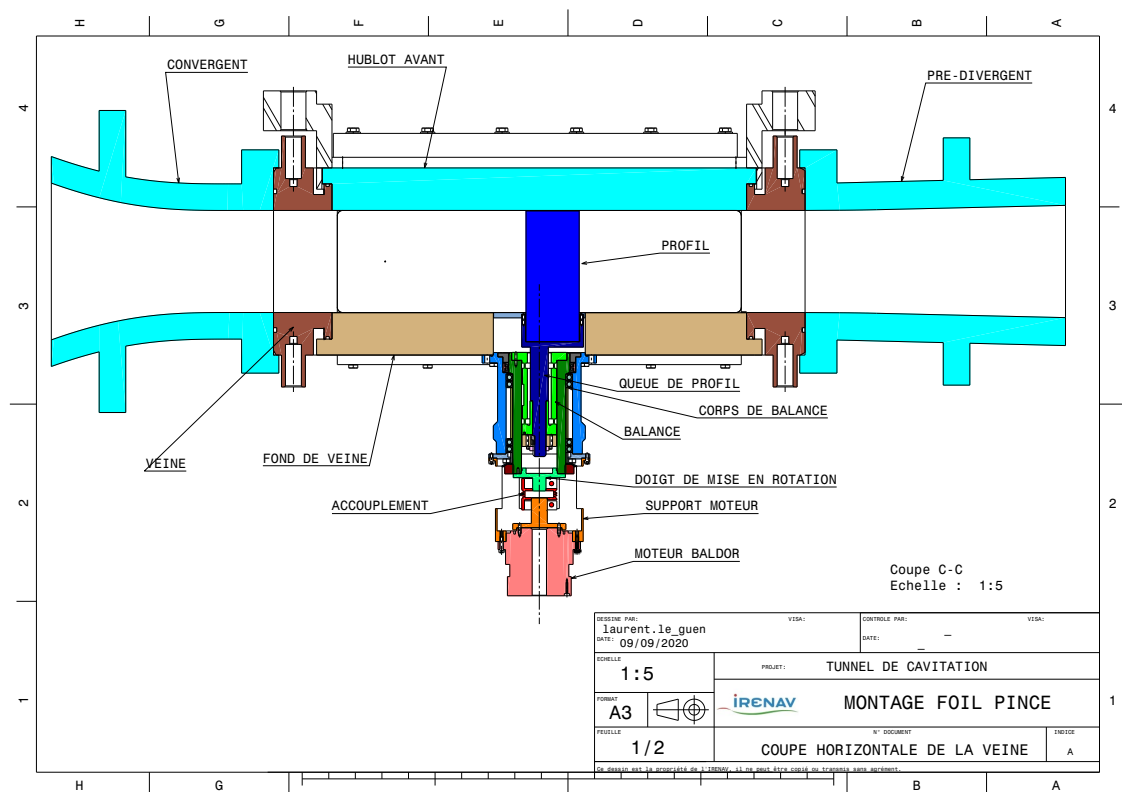


FIGURE A.4 – Plan du système de mesure du tunnel hydrodynamique - Vue du dessus

Annexe B

Spectrogramme - Hydrofoil aluminium

B.1 Cas II

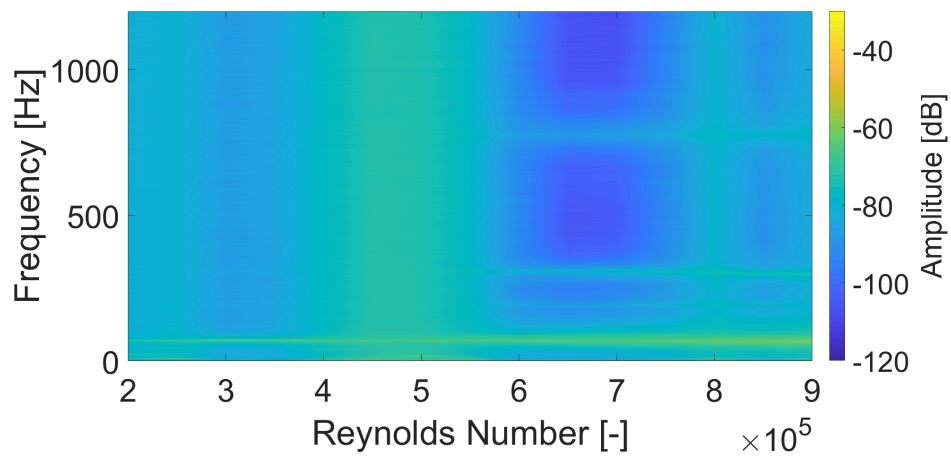


FIGURE B.1 – Spectrogramme Cas II en fonction du nombre de Reynolds $AoA=6^\circ$

B.2 Cas III

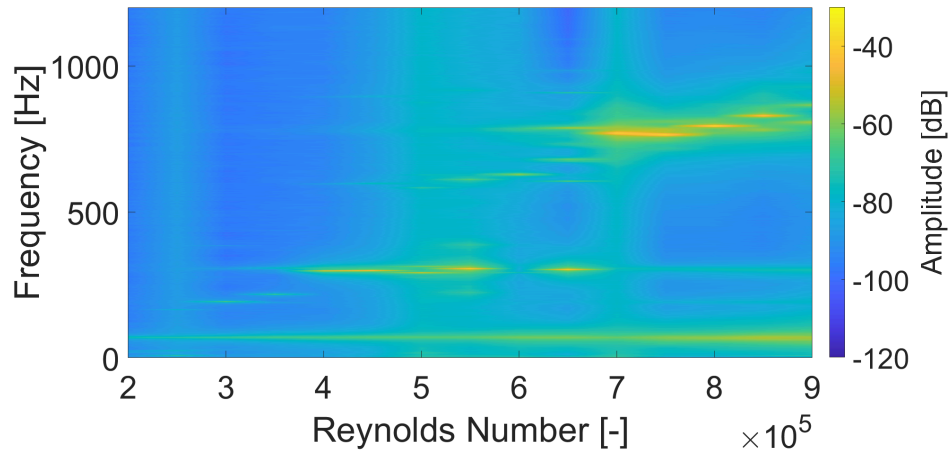


FIGURE B.2 – Spectrogramme Cas III en fonction du nombre de Reynolds AoA=6°

B.3 Cas V

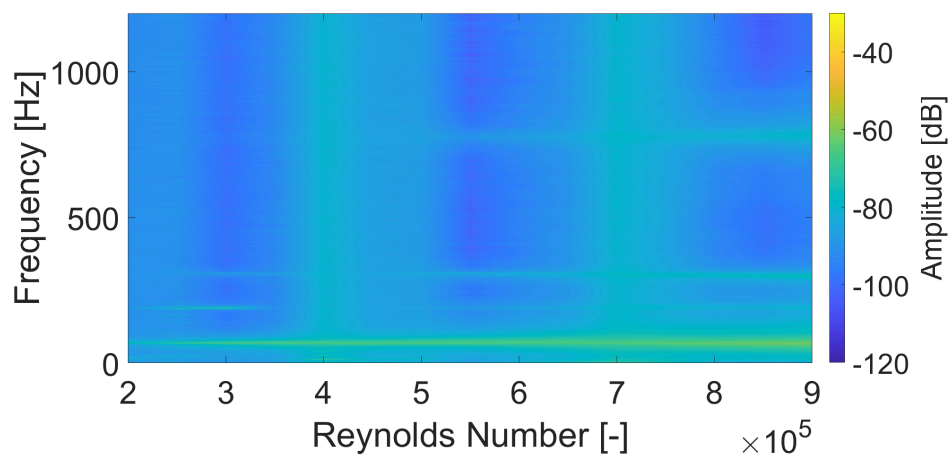


FIGURE B.3 – Spectrogramme Cas V en fonction du nombre de Reynolds AoA=6°

Annexe C

Spectrogramme - Hydrofoil laiton

C.1 Incidence 3°

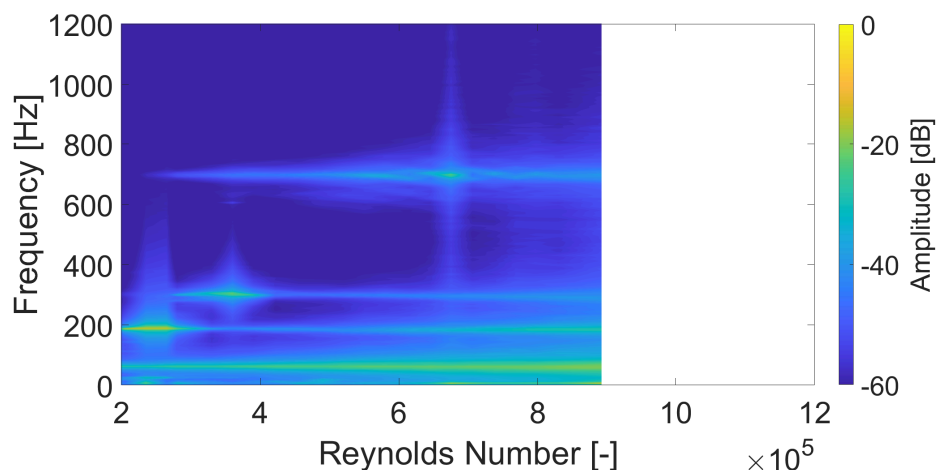


FIGURE C.1 – Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=3^\circ$

C.2 Incidence 4°

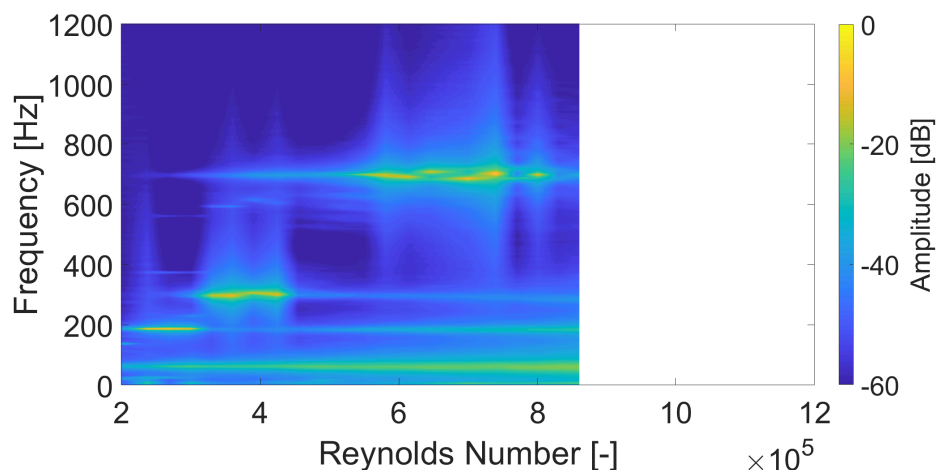


FIGURE C.2 – Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=4^\circ$

C.3 Incidence 5°

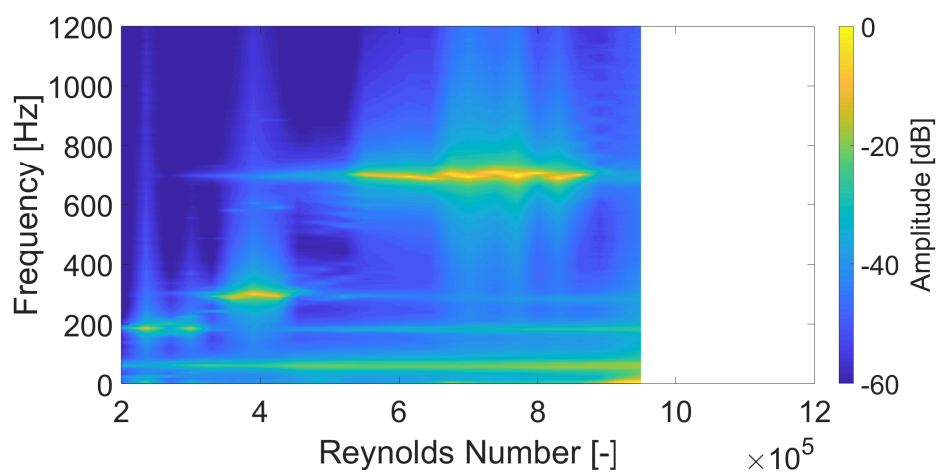


FIGURE C.3 – Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=5^\circ$

C.4 Incidence 6°

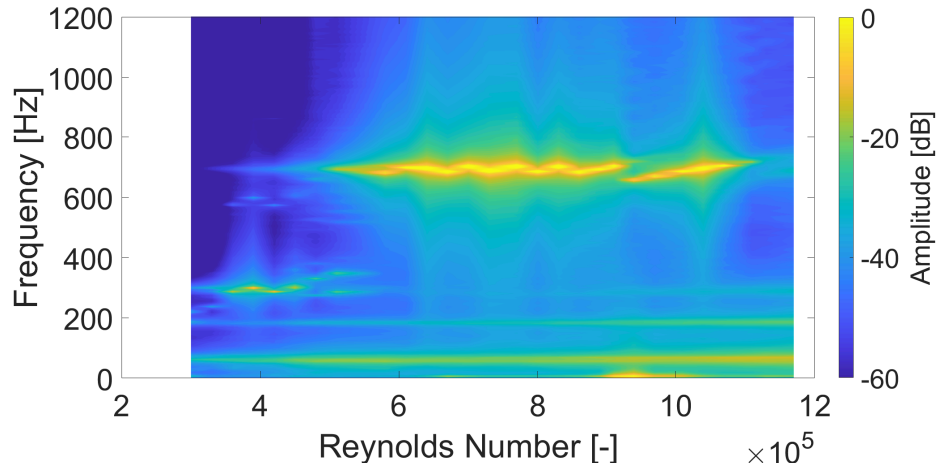


FIGURE C.4 – Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds AoA= 6°

C.5 Incidence 7°

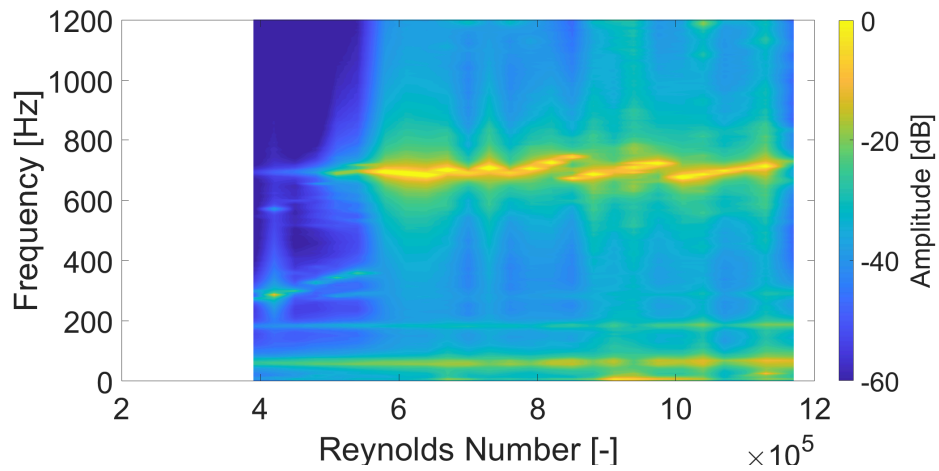


FIGURE C.5 – Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds AoA= 7°

C.6 Incidence 8°

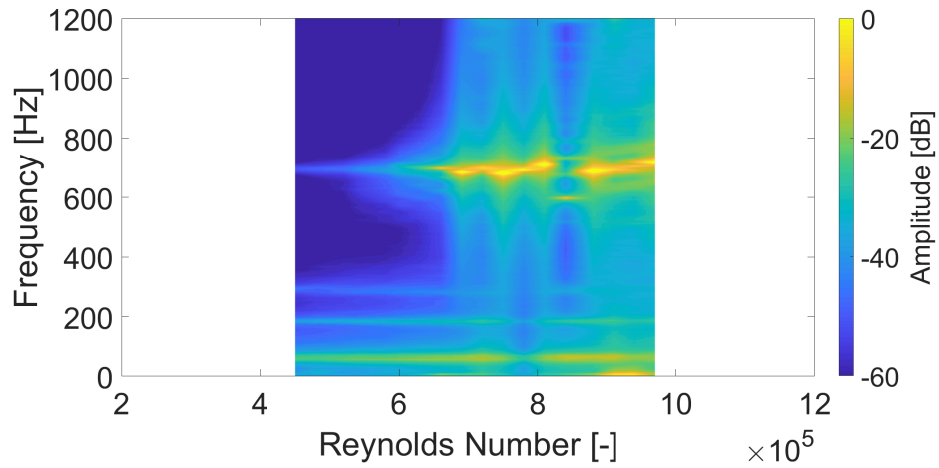


FIGURE C.6 – Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=8^\circ$

C.7 Incidence 9°

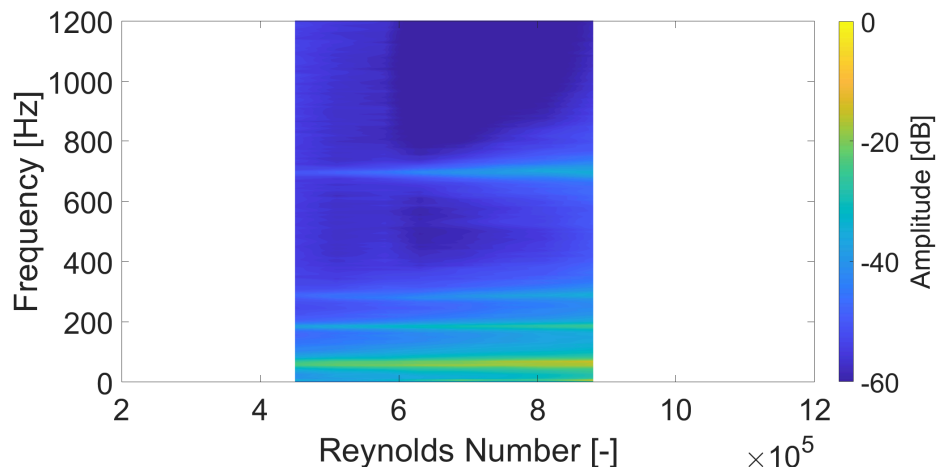


FIGURE C.7 – Spectrogramme Cas VII en fonction du nombre de Reynolds $AoA=9^\circ$

Annexe D

Analyse fréquentiel du Sillage - Cas I

D.1 Incidence 3°

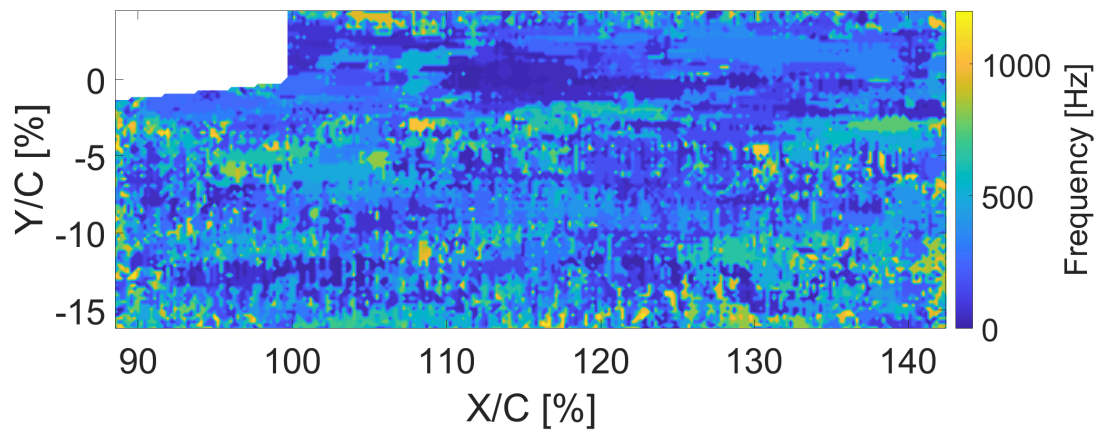


FIGURE D.1 – Variations fréquentielles d’amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=3^\circ$ Cas I

D.2 Incidence 4°

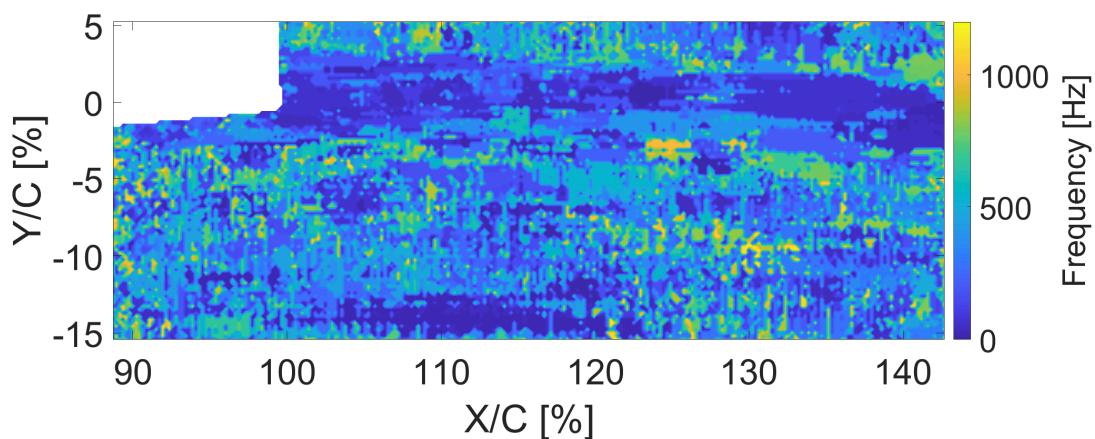


FIGURE D.2 – Variations fréquentielles d’amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=4^\circ$ Cas I

D.3 Incidence 5°

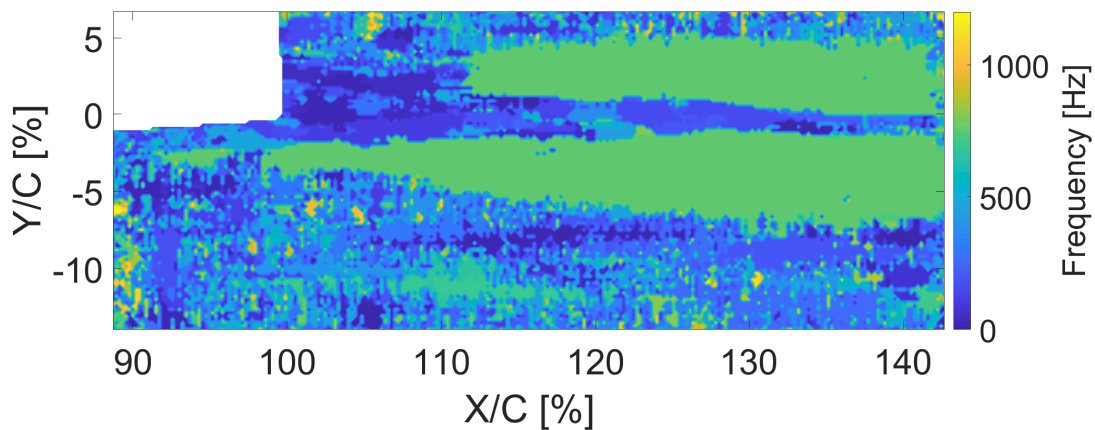


FIGURE D.3 – Variations fréquentielles d’amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=5^\circ$ Cas I

D.4 Incidence 6°

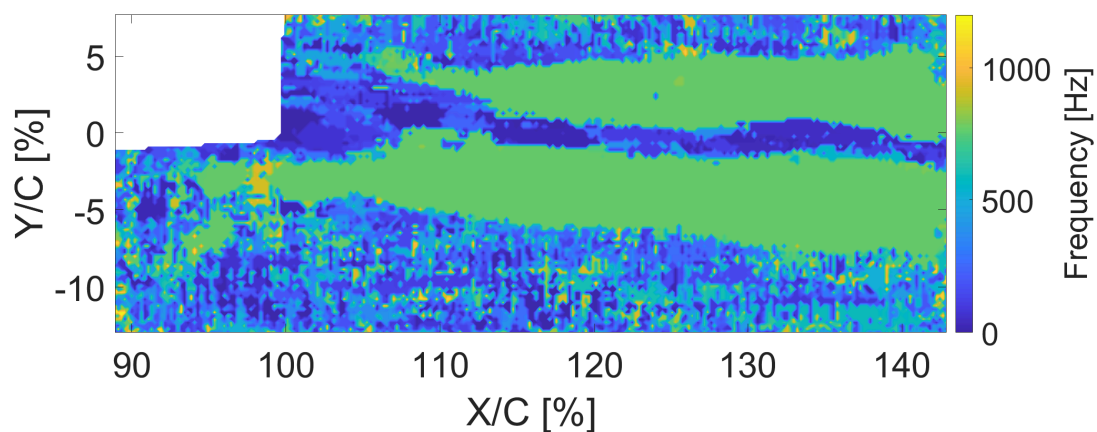


FIGURE D.4 – Variations fréquentielles d’amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=6^\circ$ Cas I

D.5 Incidence 7°

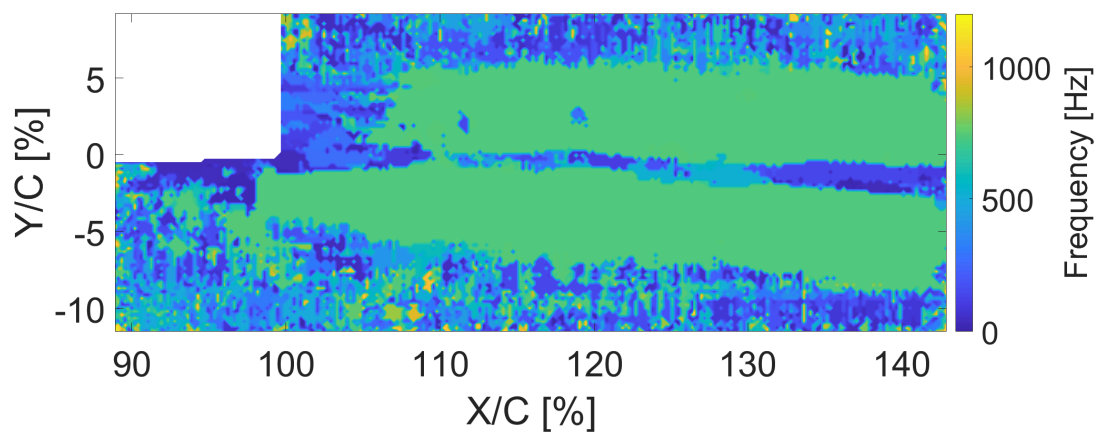


FIGURE D.5 – Variations fréquentielles d’amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=7^\circ$ Cas I

D.6 Incidence 8°

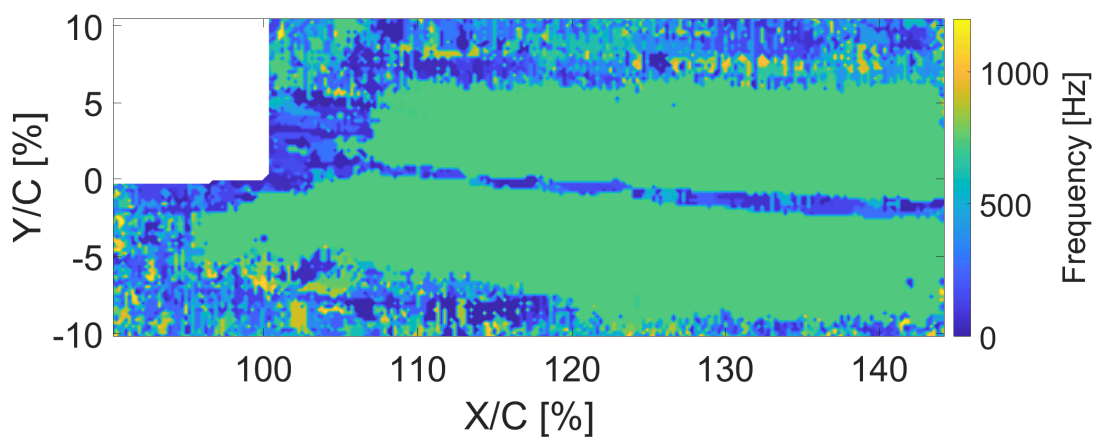


FIGURE D.6 – Variations fréquentielles d’amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=8^\circ$ Cas I

D.7 Incidence 9°

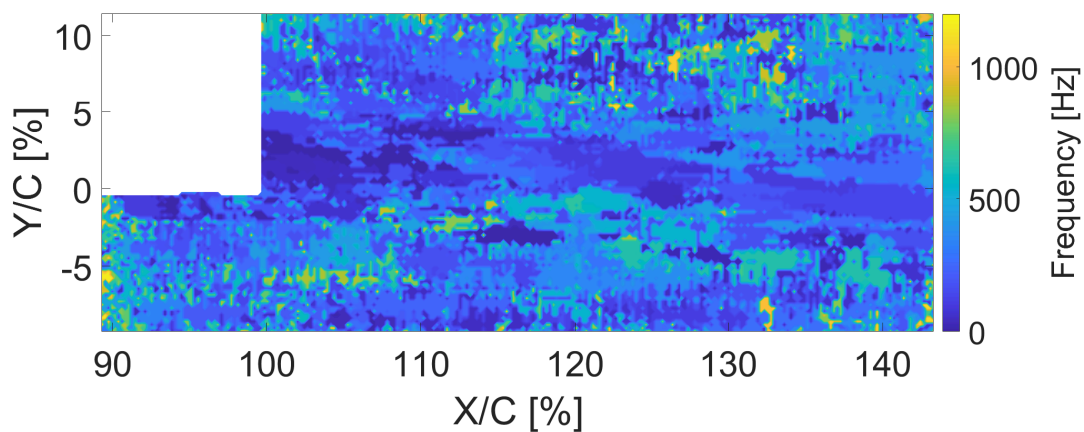


FIGURE D.7 – Variations fréquentielles d’amplitudes maximales pour $Re = 8 \times 10^5$ et $AoA=9^\circ$ Cas I

Annexe E

Bibliographie de l'auteur



Contents lists available at ScienceDirect

Journal of Fluids and Structures

journal homepage: www.elsevier.com/locate/jfs

Experimental analysis of trailing edge hydroelastic coupling on a hydrofoil

P. François^{a,*}, J.A. Astolfi^a, X. Amandolèse^b^a French Naval Academy Research Institute, IREnav, EA 3634, Brest, France^b LMSSC, Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris, France

ARTICLE INFO

Keywords:

Hydrofoil
Hydroelasticity
Trailing-edge vibration
Experimental analysis
Boundary layer transition

ABSTRACT

This paper explores the conditions for hydroelastic trailing edge vibrations generating tonal noise on a NACA0015 aluminium hydrofoil clamped in a hydrodynamic tunnel. Tests were performed for Reynolds numbers Re , ranging from 2×10^5 up to 12×10^5 and various angles of attack α , from 0 up to 10° . A laser vibrometer was used to characterize the hydrofoil vibratory response. Time Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV) was used to scrutinize the origin of the hydrodynamic excitation mechanism. Hydroelastic trailing edge vibrations of significant amplitude were observed at moderate angles of attack $4 \leq \alpha \leq 8.5^\circ$, for Reynolds number such that the pressure side boundary layer transition was located close to the trailing edge, with a frequency signature allowing a lock-in with the hydrofoil trailing edge structural mode. Two passive solutions were tested to mitigate this hydroelastic flow-induced vibration: a truncated hydrofoil and a triggered one. The truncated configuration slightly impacts the vibration while triggering the pressure side boundary layer transition ahead of the trailing edge eliminates the trailing edge vibrations with negligible impact on the hydrofoil hydrodynamics performances.

1. Introduction

As it can affect performances, prone structural failures, disturb users, impact acoustic discretion and the whole surrounding ecosystem, noise and vibrations of hydrodynamic lifting surfaces are a matter of great concern. According to Blake (1984) three unsteady flow mechanisms can be responsible for the vibration of a hydrofoil operating at low angles of attack. The first one is due to the unsteadiness of the incoming flow generating unsteady random hydrodynamic loading and a so-called buffeting response of the hydrofoil. The second one can also be classified as turbulence-induced vibration as it is the consequence of the unsteady random hydrodynamic loading due to the turbulent boundary layer on the hydrofoil surface. It thus mainly concerns hydrofoil operating at high Reynolds numbers. The third one is due to a tonal flow excitation generated by a periodic vortex shedding from the trailing edge. For hydrofoils with a blunt trailing-edge the vortex wake organization can be regarded as a Kármán vortex street (Toebes and Eagleson, 1961). But for hydrofoils with a sharp trailing-edge, the exact mechanism that can be responsible for a discrete frequency organization of the wake remains unclear. In that context, works conducted on airfoil tonal noise in the last decades are of great interest. The first mention of discrete frequency tones from a sharp-trailing-edge airfoil at moderate Reynolds number is probably from Clark (1971). Paterson et al. (1973) also mentioned tonal noise on an airfoil at moderate angle of attack $\alpha = 6^\circ$, for a Reynolds number close to 8×10^5 . They introduced a frequency evolution law based on a constant Strouhal number $St = 0.1$, the Strouhal number being defined as $St = 2f\delta/U_\infty$ where f is the frequency tone, U_∞ the mean flow speed and δ the boundary layer thickness

* Corresponding author.

E-mail address: paul.francois@ecole-navale.fr (P. François).

at the trailing edge (for either the suction or pressure side). Using the Blasius solution for a flat plate with no pressure gradient, the frequency evolution law reads (Paterson et al., 1973):

$$f = \frac{0.011U_{\infty}^{1.5}}{\sqrt{c\nu}}, \quad (1)$$

where c is the chord of the hydrofoil and ν the fluid kinetic viscosity.

Tam (1974) questioned this simple Strouhal number correlation and the Kármán vortex type organization of the wake. He suggested that the tones are generated by a self-excited feedback loop involving unstable disturbances in both the boundary layer and near wake flow, along with the feedback of acoustic waves. Using this feedback loop model, a ladder type evolution of the dominant frequency, based on Shen (1954) and Lin (1945) stability curves, can be drawn and it crosses the Strouhal law of Paterson et al. (1973). Following the work of Tam (1974) and Arbey and Bataille (1983) assumed that the ladder-type evolution of the frequency can be due to an aeroacoustic feedback loop involving the diffraction of Tollmien–Schlichting (T–S) instabilities by the trailing edge. In an attempt to clarify the tonal noise generation mechanism on aerofoils at moderate Reynolds numbers, Nash et al. (1999) conducted experiments on a NACA0012 aerofoil section at 6° of incidence. They showed that the ladder type evolution of tones could be eliminated in anechoic wind tunnel conditions. Their results also revealed the presence of strongly amplified boundary-layer instabilities just upstream of the pressure surface trailing edge, rolling up to form a regular Kármán-type vortex street. They proposed a new mechanism for tonal noise generation based on the growth of T–S instability waves amplified by inflectional profiles close to the trailing edge pressure surface. In another paper, McAlpine et al. (1999) focused their work on the stability of the pressure side boundary layer in a way to understand the relationship between T–S waves and tonal noise. They conducted experiments on two aerofoils, including an asymmetrical one, in order to highlight the impact of airfoil shape on the tonal frequency noise. They also mentioned that tonal noise is closely dependent on the presence of a Laminar Separation Bubble (LSB) on the pressure side close to the trailing edge. Nakano et al. (2007) carried out experiments to clarify the impact of the angle of attack on the tonal noise mechanism at moderate Reynolds number $Re = 1.6 \times 10^5$. Using liquid-crystal visualization and Particle Image Velocimetry, they confirmed that the tonal noise appearance at a low angle of attack is strongly linked to the location of the reattachment point of a LSB near the trailing edge on the pressure side.

More recently, Pröbsting and Yarusevych (2015) focused on a NACA0012 airfoil emitting tonal noise. They found that for an angle of attack of 1.2° and for $Re \leq 4.5 \times 10^5$, tonal noise emission could also be due to an acoustic feedback involving an LSB formed on the suction side of the airfoil.

In water, discrete frequency excitation mechanism involving an LSB on the suction side of a hydrofoil was also observed by Ducoin et al. (2012). Based on experiments conducted on a NACA66312 laminar hydrofoil at low angles of attack and transitional Reynolds numbers, they showed that the frequency of the boundary-layer transition mechanism can lock-in with some natural frequencies of the hydrofoil, leading to significant vibrations. Unsteady flow signature, downstream of the suction side LSB of a NACA66 hydrofoil was also investigated by Ducoin and Astolfi (2019). Using DNS simulation along with experimental wall pressure measurements, they highlighted a coherent vortex shedding organization downstream the LSB, for which the frequency evolution with the velocity matches the one of the Paterson law (1). They also confirmed that this vortex organization further degenerates in turbulence after the breaking of T–S waves.

Following those works, the first aim of the current study is to clarify the angle of attack configurations leading to strong hydroelastic coupling close to the trailing edge on a symmetric NACA0015 hydrofoil operating at moderate Reynolds numbers. The second aim is to experimentally validate a simple passive solution to suppress those trailing edge vibrations and associated tonal noise.

The experimental set-up along with the hydrofoils modal characteristics are presented in Section 2. Results and discussions focusing on the trailing edge vibrations, wake organization and mitigating solutions are reported in Sections 3 and 4, prior to a conclusion.

2. Materials and methods

Experiments were performed in the hydrodynamic tunnel of the French Naval Academy Research Institute (IRENav) in a square test section of 0.192 m × 0.192 m having a honeycomb standardized inlet flow (Fig. 1). An aluminium NACA0015 section model hydrofoil of Young modulus $E = 69$ GPa, a constant chord $c = 0.1$ m, a maximum thickness of 0.015 m and a span $s = 0.191$ m was clamped in a dedicated mounting system allowing the measurement of the lift, drag and pitching moment, thanks to a load cell sensor (see Fig. 2). Note that due to the intrinsic flexibility of the SIXAXES® load cell system this is not an ideal clamped-free configuration and this will be discussed regarding the hydrofoil eigenmodes in Section 2.2. Tests were performed for flow speed regulated from 2 up to 12 m s⁻¹ (i.e. a Reynolds numbers range, referred to the chord, from 2×10^5 up to 12×10^5). The longitudinal (referred to the x direction, see Fig. 1) and vertical (referred to the y direction) turbulence intensities, measured in the test section without the hydrofoil model, vary in this flow velocity range from 1.5% up to 1.9% (longitudinal turbulence intensity) and from 0.8% up to 1.25% (vertical turbulence intensity).

In order to mitigate trailing edge vibrations and the associated tonal noise emission, a solution commonly used in naval application is to truncate the hydrofoil trailing edge. A “Truncated” hydrofoil (at 95% of the chord so a trailing edge thickness of 2×10^{-3} m) of same material and geometry was tested along with a so called “Tripped” solution for which the turbulence at the pressure side was artificially triggered at mid-chord using a roughness strip of 0.01 m width (10% of the chord), manufactured on purpose by using a self-adhesive strip of 175×10^{-6} m thickness, roughened with sandpaper. The resulting mean roughness

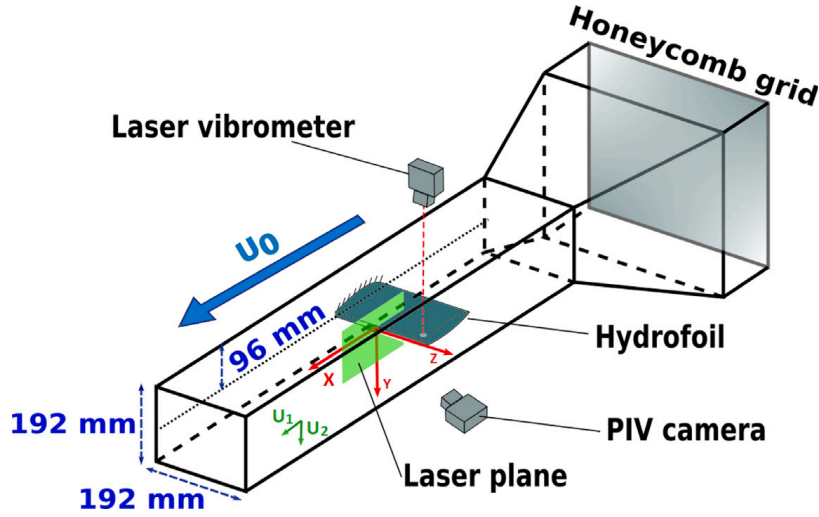


Fig. 1. Clamped-free hydrofoil model in the IRENav hydrodynamics test section (Watine et al., 2023).

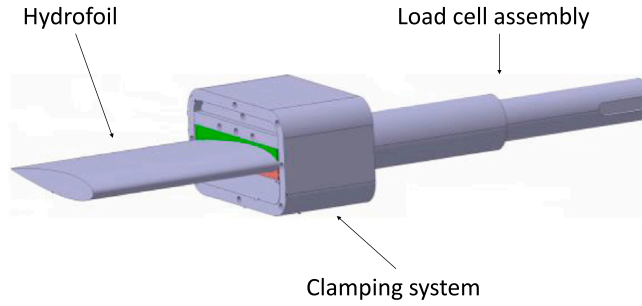


Fig. 2. Sketch of the hydrofoil mounting system.

measured with a roughness meter, was 4×10^{-6} m. Note that the overall roughness height is dominated by the thickness of the strip and is thus close to the displacement value of a laminar boundary layer with no pressure gradient (Blasius solution) at mid chord, $\delta^* = 1.72 \sqrt{\frac{\nu c}{2U_\infty}} \approx 172 \cdot 10^{-6}$ m for $U = 5$ m/s.

2.1. Hydrodynamic forces measurements

Hydrodynamic force measurements were performed with the profile fixed on a clamped mounting system (see Fig. 2) which increases the foil embedding to ensure maximum vibration results quality. The whole system is assembled in a two axis hydrodynamic balance allowing to measure instantaneous lift, drag and pitching moment about the quarter chord. Only time average values are presented hereafter. For angles of attack ranging from 0 up to 9° , set with an accuracy less than 0.2° , steady lift, drag and pitching moment ensue from the average of 10 s of the force sensor signals, acquired at a sampling frequency of 1024 Hz. Dimensionless pressure center location is also deduced as $1/4 - C_m/C_l$ where C_m is the pitching moment coefficient about the quarter chord point. For reliability, measurements were performed two times and each time with an increasing and decreasing angle of incidence. The steady force and moment precision is less than 2%.

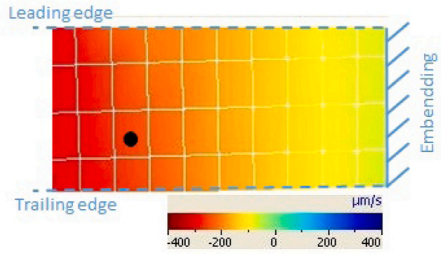
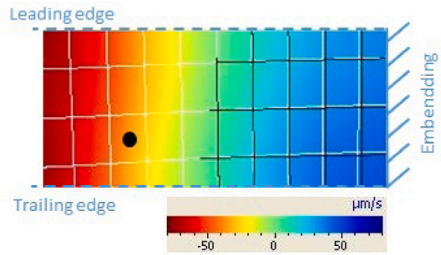
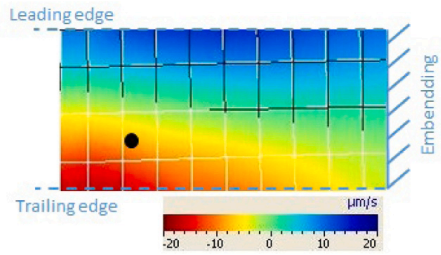
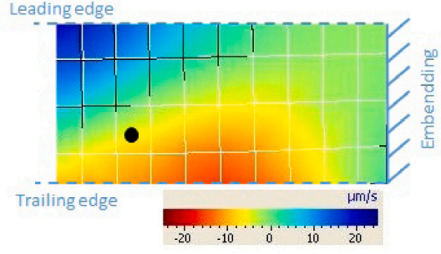
2.2. Vibrations and eigenmodes

A PSV-400 Doppler Laser Vibrometer (DLV) that operates thanks to a Doppler-effect with a $0.02 \mu\text{m s}^{-1}$ minimum precision was used to assess the hydrofoil vibrations. Note that the sensor was disassociated from the tunnel structure in order to limit the impact of pump vibrations.

The hydrofoil eigenmodes, which are identical for the reference and tripped configurations, were determined in still water using a scanning mode technique and exciting the model at the embedding with a custom made vibrating pot at a frequency of 1 Hz. Fifty five points and a reference were used to mesh the profile and to determine the phase in order to reconstruct the deformation. To ensure reliability and to avoid spectral overlap, all vibrations spectrums were calculated with Fast Fourier Transform on an average of 16 data samples of 1s at a frequency acquisition of 9.6 kHz.

Eigenmodes' spatial deformation are featured in Table 1. The first one, close to 50 Hz, is associated to the first bending mode. Its frequency is slightly reduced (37 Hz) for the truncated model. The second mode, close to 288 Hz, can be associated to a second

Table 1
Frequency and mode shape associated to the eigenmodes of reference and truncated configuration: Top view of the hydrofoil, the clamped side of the model is at the right, the leading edge at the top. Black dot corresponds to the point where vibration measurements were performed.

Mode	Reference	Truncated	Modal shape
1	50 Hz	37 Hz	
2	288 Hz	275 Hz	
3	506 Hz	520 Hz	
4	830 Hz	856 Hz	

bending mode for which we can see the impact of the non ideal clamping (i.e non zero values at the embedding), due to the intrinsic flexibility of the load cell on which the hydrofoil model is clamped. The associated frequency is also slightly reduced (275 Hz) for the truncated model. Another mode between eigenmode 1 and 2, identical for both configuration, was also noticeable in the response spectrums, at a frequency close to 197 Hz. It is associated to a rigid mode (not reported in Table 1) for which the flexibility is located on the load cell on which the hydrofoil model is clamped. Mode 3, at 506 Hz, is close to a first torsion mode. The associated frequency slightly increases (520 Hz) for the truncated configuration. The last mode pointed-out in Table 1 is called Mode 4. It is close to 830 Hz for the reference configuration and to 856 Hz for the truncated one. It is the one exhibiting the higher amplitude of vibration in the Reynolds number range explored in the present study. This mode has an area of high deformation close to the trailing edge with a maximum amplitude at mid-span. This eigenmode, labeled “Mode 4”, is then called a flapping trailing edge mode.

In order to characterize the hydroelastic trailing edge vibrations of the three hydrofoil models versus the flow velocity (i.e the Reynolds number), measurements were performed using the laser vibrometer focussed on a single point (black dot in Table 1) located at 70% of the chord and 64% of the span. A reflected 3M® S80 patch film was used on the profile to increase the signal quality. As shown in Table 1 the location of the laser vibrometer measurement point does not match the location of maximum deformation of the modes shapes. Amplification coefficients of 1.1 (Mode 1), 2 (Mode 2), 2.1 (Mode 3) and 2.3 (Mode 4) can be used to assess the maximum vibration amplitude located at the tip (Mode 1 and 2), at the tip trailing edge corner (Mode 3) and at the trailing-edge mid-span (Mode 4). Vibration results reported in Section 3 are presented in decibels (dB), defined as $20 \log_{10}(V/V_{ref})$, where V is the velocity measured at the black single point (see Table 1) and $V_{ref} = 0.05$ m/s. Note that for each lock-in range with a specific

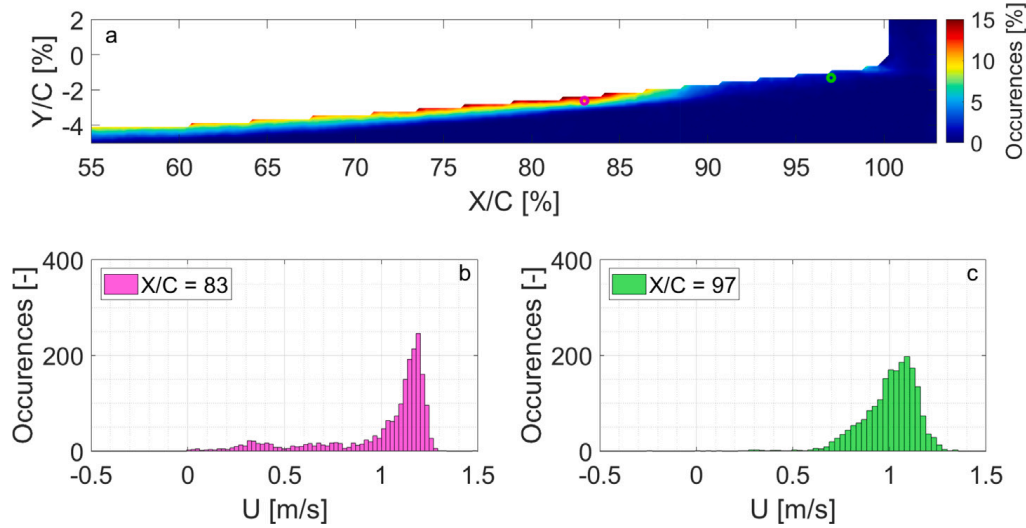


Fig. 3. (a) Colormap of the horizontal velocity occurrence (below 40% of the mean horizontal velocity at each point) on the pressure side of the hydrofoil model for $\alpha = 3^\circ$ and $Re = 8 \times 10^5$; (b & c) Histogram of the horizontal speed distribution at point 1 (83% of the chord) and point 2 (97% of the chord). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

hydrofoil eigenmode a maximum deformation can be computed from the velocity corrected by the amplification coefficient and divided by the eigenmode frequency. For example 0 dB, i.e. 0.05 m/s, corresponds to a maximum deformation of 1.1×10^{-3} m at the tip (Mode 1), 3.5×10^{-4} m at the tip (Mode 2), 2.1×10^{-4} m at the tip trailing edge corner (Mode 3) and of 1.4×10^{-4} m at the trailing-edge mid-span (Mode 4).

2.3. Particle Image Velocimetry analysis

In order to scrutinize the hydrodynamic excitation mechanism, Time Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV) was carried out with a Nd-Yag double cavity Laser and a SpeedSense 2640 Phantom camera allowing to record 1024×400 pixel frames at 10 000 Hz. Post processing with DynamicStudio[®] adaptive PIV software from Polytech[®] was performed with an interrogation area of 8×8 pixel and 4 pixel recovery giving rise to 252×99 vectors fields of physical dimensions $0.054 \text{ m} \times 0.021 \text{ m}$ with spatial resolution of 0.00021 m. For each acquisition, 2000 pictures were collected over a period of 0.2 s.

In this paper TR-PIV was mainly used to track the pressure side boundary layer transition location. Although the resolution of the velocity field is close to the boundary layer thickness a signature of the boundary layer transition process, which is known to exhibit low frequency modulations and/or intermittent mechanisms, was seen on the histogram of the horizontal velocity measured close to the pressure side. Histogram speed distributions are reported in Fig. 3 for two points located on the pressure side of the hydrofoil model, for $\alpha = 3^\circ$ and $Re = 8 \times 10^5$. The point at 97% of the chord exhibits an unimodal distribution, centered at the mean velocity, with a small negative skew, while the point slightly upstream at 83% of the chord shows a multimodal distribution with a small normal distribution centered at a velocity speed close to 40% of the mean velocity. The former, i.e. the unimodal distribution, is the signature of a fully turbulent boundary layer while the later, i.e. the bimodal distribution, is attributed to a transition process for which low frequency modulations and intermittent mechanisms could be responsible for the distribution centered at a velocity speed close to 40% of the mean velocity. An occurrence method with a threshold of 40% was then used to map the transition process area along the pressure side of the hydrofoil. For each vector of the vector field the number for which the horizontal velocity is below 40% of the local mean velocity is divided by the total number of pictures collected (2000). It is then possible to reconstitute a map where the number of occurrences of low speed is displayed. Results are reported in Fig. 3 showing an area in red, between 70 to 85% of the chord, exhibiting the highest occurrence of horizontal velocity below 40% of the local mean velocity, that is associated to the area of transition of the boundary layer. It could be noticed that this occurrence method is more qualitative than quantitative, as no clear transition point location can be identified. Changing the threshold value from 30% up to 50% did not lead to more quantitative results.

Dynamic Mode Decomposition (DMD) was also performed thanks to Zigunov (2021) [DMD] - Wrapper algorithm in order to identify wake coherent structure. Schmid (2010) showed that DMD method allows to extract dynamic information from experimental flow and can be used to describe the physical mechanisms. DMD reconstruction illustrated in Section 3 is a spatial TR-PIV flow speed vector associated with the frequency exhibiting the highest spatial consistency.

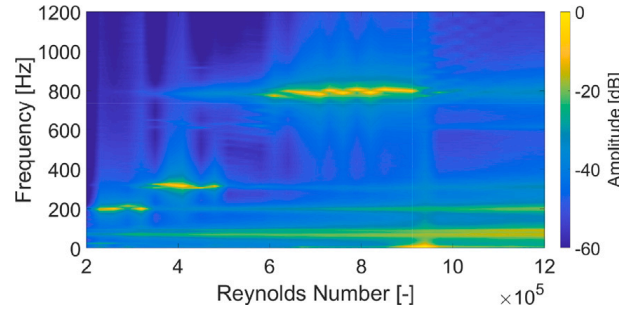


Fig. 4. Vibration response spectrum as a function of the Reynolds number for an angle of attack of 5°.

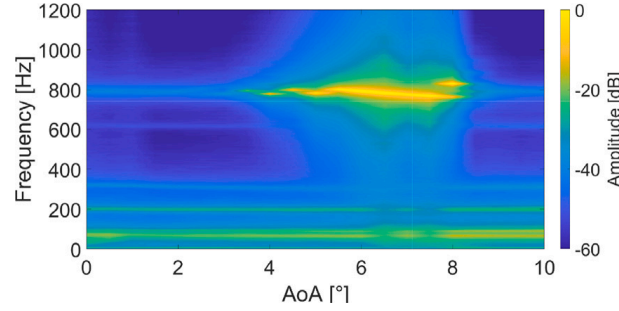


Fig. 5. Vibration response spectrum as a function of the angle of attack for $Re = 8 \times 10^5$.

3. Results and discussions

3.1. Vibratory response

Hydrofoil vibratory responses were measured for Reynolds numbers Re , ranging from 2×10^5 up to 12×10^5 and various angles of attack (AoA), from 0 up to 10°. Vibration response spectrums are presented in Fig. 4 for a fixed root angle of attack of 5° as a function of the Reynolds number.

Increasing the velocity, i.e. the Reynolds number, it appears that eigenmodes of the hydrofoil are successively locked. The first one can be observed for $2 \times 10^5 \leq Re \leq 3.5 \times 10^5$, at lock-in with a 190 Hz structural mode that is, as discussed in 2.2, an experimental artifact (a rigid mode due to non ideal clamping of the hydrofoil).

The second significant lock-in area is observed for $3.5 \times 10^5 \leq Re \leq 4.7 \times 10^5$, at lock-in with Mode 2 at a frequency slightly over 288 Hz, the natural frequency of Mode 2 measured in still water, see Table 1. The most important lock-in area occurs for Re ranging from 6×10^5 up to 9×10^5 , at lock-in with the trailing-edge structural mode 4 for which the natural frequency, in still water, is close to 830 Hz. This flow-induced vibration area is also the one for which the amplitude of vibration are the highest and strong tonal noise emission are observed. Slight frequency shifts with flow speed can also be noticed in this lock-in range.

Besides the three lock-in areas that have been discussed, Fig. 4 shows that the first bending mode of the hydrofoil (at frequency close to 50 Hz, see Table 1) also vibrates with amplitude increasing with the flow velocity. This can be attributed to a turbulence-induced vibration response due to the residual turbulence of the incoming flow generating unsteady random hydrodynamic loading and a so-called buffeting response.

One can also note that the first torsion mode of the hydrofoil (mode 3 at frequency close to 506 Hz, see Table 1) is not present in the vibratory response spectrums, suggesting that the modal shape is an important parameter.

Vibration response spectrums of the hydrofoil at a Reynolds number of 8×10^5 are presented in Fig. 5 as a function of the angle of attack. Results show that trailing edge vibrations lock-in can only be observed for a specific range of angle of attack $4 \leq \alpha \leq 8.5^\circ$. A frequency shift can also be observed. In particular, the coupling frequency slightly decreases with the angle of attack between 6° and 8.5°. One can also note that the observed frequencies at lock-in are close to 800 Hz and thus slightly lower than the one measured for mode 4 in still water (830 Hz). Motion-induced hydrodynamic forces should be responsible for that.

Amplitude of the dominant peak in the response spectrums are reported in Fig. 6 as a function of the Reynolds number for angles of attack 5, 6, 7 and 8° that are concerned by trailing edge vibrations according to Fig. 5.

For $\alpha = 5^\circ$ the lock-in is observed for $5 \times 10^5 < Re < 9 \times 10^5$. It increases significantly for $\alpha = 6^\circ$, starting for $Re < 5 \times 10^5$ up to 11×10^5 , the associated vibration amplitudes are also higher (+6 dB). For $\alpha = 7^\circ$ the trailing edge vibration seems to be slightly strengthened with a lock-out occurring for Re close to 12×10^5 . For $\alpha = 8^\circ$ the lock-in is significantly delayed, it occurs for $Re > 6 \times 10^5$. The associated frequency is also shifted to a higher value (see Fig. 6). Unfortunately, measurements could not be performed for $Re > 10^6$ due to device limitations.

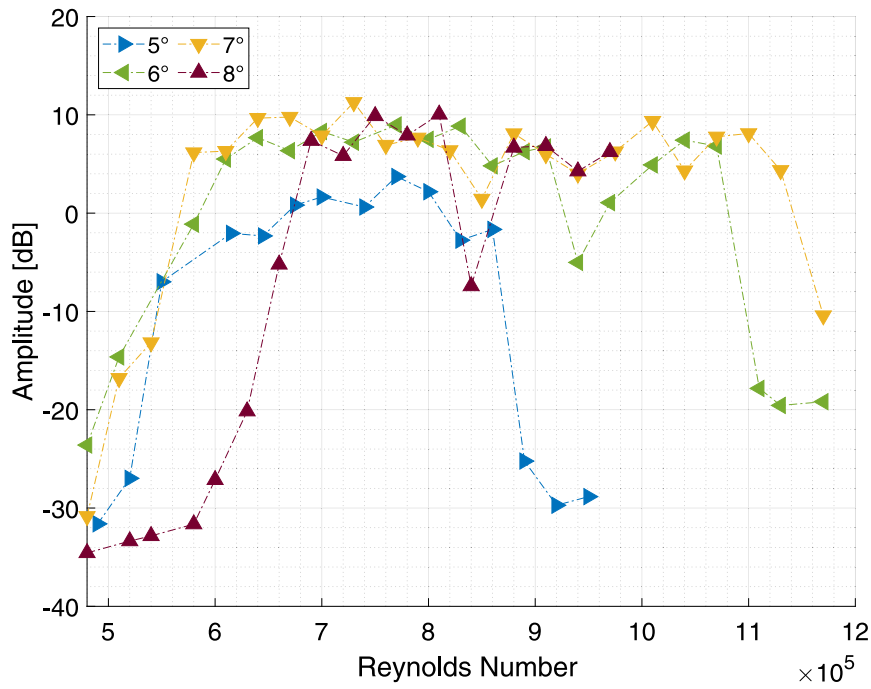


Fig. 6. Vibrational dominant peak amplitude as a function of the Reynolds number for several angles of attack.

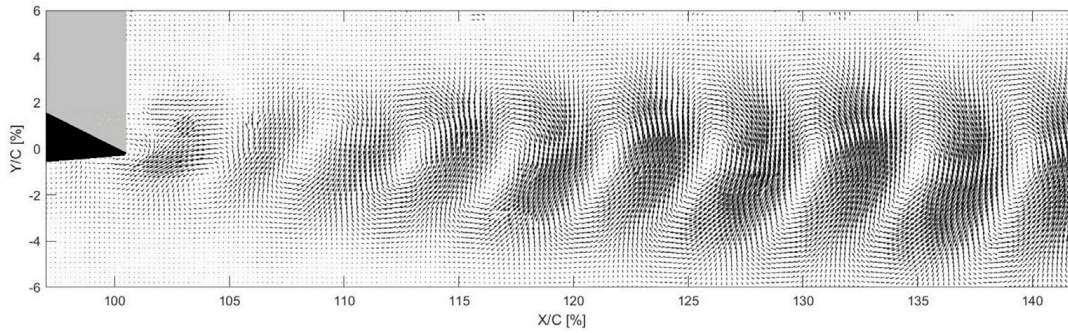


Fig. 7. DMD mode shape of the wake at frequency of 783 Hz for $Re = 8 \times 10^5$ and $AoA = 5^\circ$.

Such vibrations of significant amplitude in a limited range of velocity, associated with a lock-in of the frequency, is typical of Vortex-Induced Vibrations (VIV). VIV mainly concerns structure in cross flow that exhibits a Karman vortex wake organization, as those with circular or low aspect ratio cross section.

Thanks to TR-PIV and Dynamics Mode Decomposition, a coherent structure in space and frequency has been highlighted in the wake of the hydrofoil (Fig. 7) for $Re = 8 \times 10^5$ and $\alpha = 5^\circ$, where trailing edge vibration of significant amplitude was observed (see Figs. 5 and 6). This flow organization occurs at the same frequency and appears as a vortex street increasing up to 120% of the chord before decreasing in intensity.

Outside the lock-in range no clear vortex organization can be extracted using the Dynamics Mode Decomposition technique. This indicates that rather than a Karman vortex wake organization, the wake signature observed at lock-in is the consequence of a hydroelastic coupling between the trailing edge structural mode of the hydrofoil and a hydrodynamic excitation mechanism occurring close to the trailing edge.

Vibration response spectrums allow us to track a velocity dependent frequency that could be associated to a hydrodynamic excitation mechanism (peak on the response spectrum that does not correspond to a structural mode). Results are reported for various angles of attack in Fig. 8 along with the frequency evolution law of Paterson et al. (1973) using Eq. (1).

Regarding the experimental results one can clearly notice a hydrodynamic excitation mechanism with frequency gradually increasing with the velocity.

It is interesting to notice that the Strouhal law of Paterson et al. (1973) is consistent with those results, suggesting that a constant Strouhal number law with reference dimension calculated from the laminar boundary layer thickness of a flat plate with no pressure gradient could be used.

Flow instability involving Tollmien–Schlichting (TS) waves is known to occur in the boundary layer transition process (Lin, 1945; Shen, 1954). Here, following the work of Tam (1974), the neutral stability curve of Shen (1954) have been used to calculate the

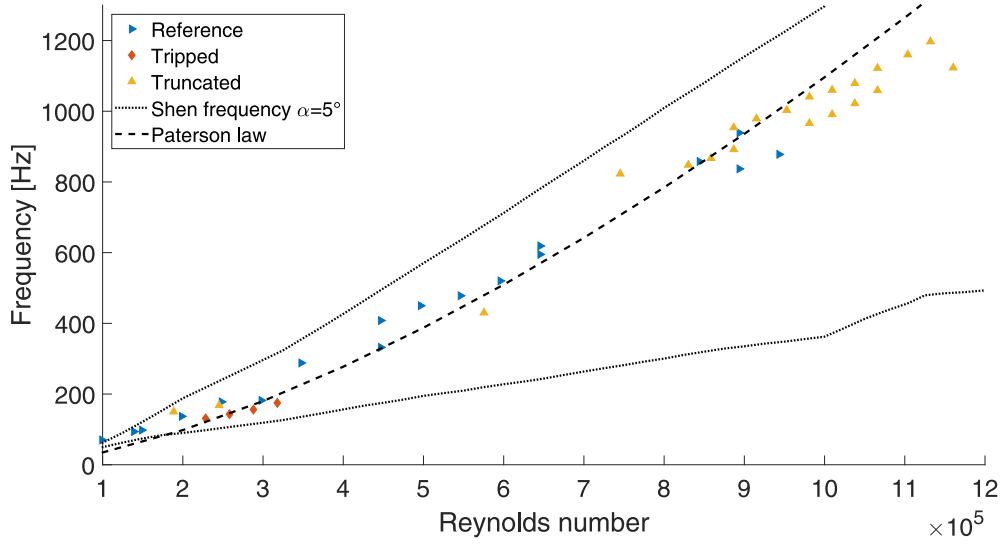


Fig. 8. Comparison between experimental frequencies, Shen (1954) stability curve at $\alpha = 5^\circ$ and Paterson et al. (1973) law.

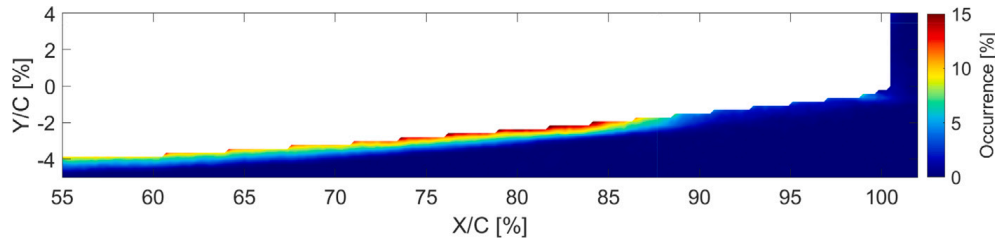


Fig. 9. Occurrence method for a Reynolds number of 8×10^5 and $\alpha = 3^\circ$ at pressure side.

bound frequencies for which Tollmien–Schlichting (TS) waves can be amplified during the transition process. Results are reported in Fig. 8 for $\alpha = 5^\circ$, where bound frequencies have been determined for Reynolds numbers ranging from 10^5 up to 12×10^5 using pressure side displacement thicknesses computed at the trailing edge, calculation of a Reynolds number based on the displacement thickness and identification of two bound frequencies using the neutral stability curve of Shen. Pressure side displacement thicknesses at the trailing edge have been computed with the boundary layer solver of XFOIL (Drela, 1989). Results reported in Fig. 8 show that the observed hydrodynamics signature out of lock-in are included in the frequency domain of amplification disturbance predicted by the neutral stability curve of Shen (1954), suggesting that a pressure side boundary layer transition process occurring close to the trailing edge could be involved.

3.2. Transition point

In the range of Reynolds numbers for which trailing edge vibration are observed, the transition between a laminar and turbulent boundary layer (BL) occurs before the mid-chord on the suction side. It was verified by XFOIL analysis. Using TR-PIV measurements and the occurrence method presented in Section 2.3, boundary layer transition area was tracked on the hydrofoil pressure side for different angles of attack. Results are reported in Figs. 9 to 14 for a $Re = 8 \times 10^5$. It shows that an area of low speed occurrences, associated to a BL transition area, moves forward to the trailing edge when increasing the angle of attack. Below to 5° (Figs. 9 and 10) the instability area is contained before the trailing edge whereas for 5° (Fig. 11) the end of the transition area match the trailing edge point. This could explain why this angle of attack is the one for which the trailing edge vibrations first occurs (see Fig. 6).

Between 6° and 8° (Figs. 12–14) the transition area remains close to the trailing edge while for 8° (Fig. 14) the low speed occurrences area is delayed in the wake. Note that the hydroelastic coupling involving trailing edge vibration vanishes for $\alpha > 8.5^\circ$.

The location of the transition point close to the trailing edge seems then to be an important condition for trailing edge hydroelastic coupling. An increase in the Reynolds number is known to move the transition point towards the leading edge, which can generate lock-off.

3.3. Control solutions

Amplitude and frequency of the dominant peak in the response spectrums are reported in Fig. 15 as a function of the Reynolds number for the “Reference”, “Tripped” and “Truncated” configurations, set at an angle of attack of 5° . As for the reference

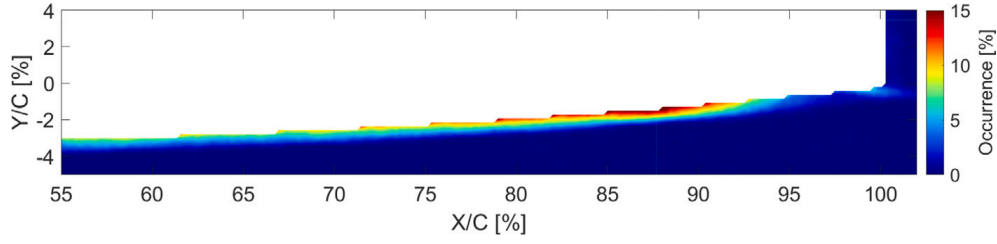


Fig. 10. Occurrence method for a Reynolds number of 8×10^5 and $\alpha = 4^\circ$ at pressure side.

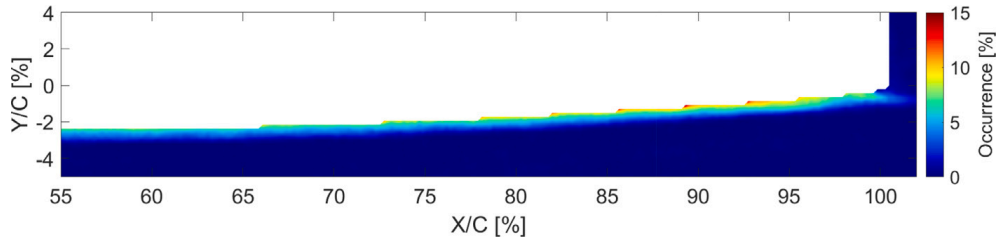


Fig. 11. Occurrence method for a Reynolds number of 8×10^5 and $\alpha = 5^\circ$ at pressure side.

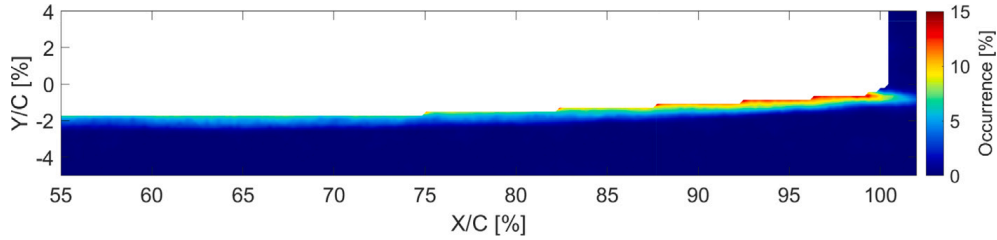


Fig. 12. Occurrence method for a Reynolds number of 8×10^5 and $\alpha = 6^\circ$ at pressure side.

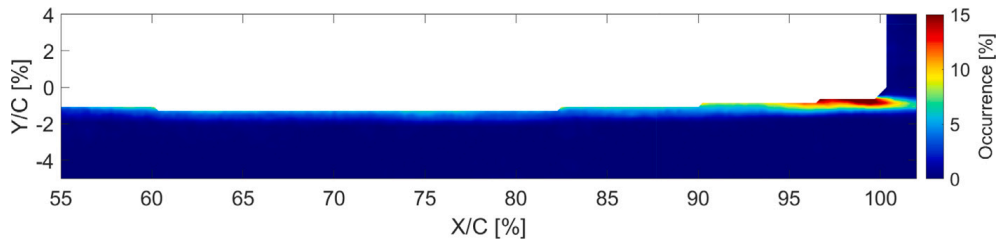


Fig. 13. Occurrence method for a Reynolds number of 8×10^5 and $\alpha = 7^\circ$ at pressure side.

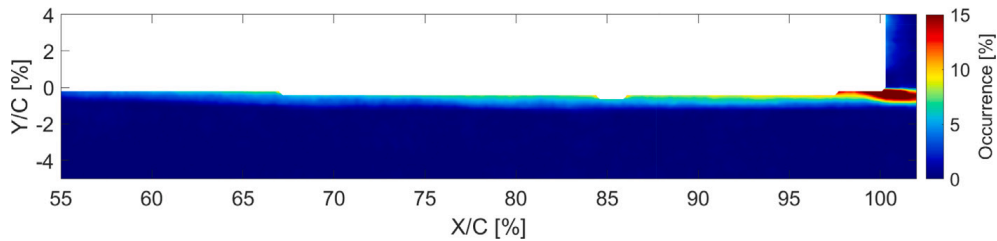


Fig. 14. Occurrence method for a Reynolds number of 8×10^5 and $\alpha = 8^\circ$ at pressure side.

configuration the truncated hydrofoil mode 1 (first bending mode), the artifact mode at 190 Hz, the mode 2 (second bending) and the mode 4 (flapping trailing edge mode) are successively locked as the Reynolds number increases. Major impact concerns the lock-in with mode 2 and 4. Lock-in with mode 2 is slightly delayed for the truncated hydrofoil but is extended up to $Re \approx 6 \times 10^5$ in comparison with the reference configuration for which the lock-out occurs for $Re \approx 5 \times 10^5$. The lock-in with mode 4 is also significantly delayed for the truncated hydrofoil, it occurs for $Re \approx 7.3 \times 10^5$ in comparison with the reference configuration for

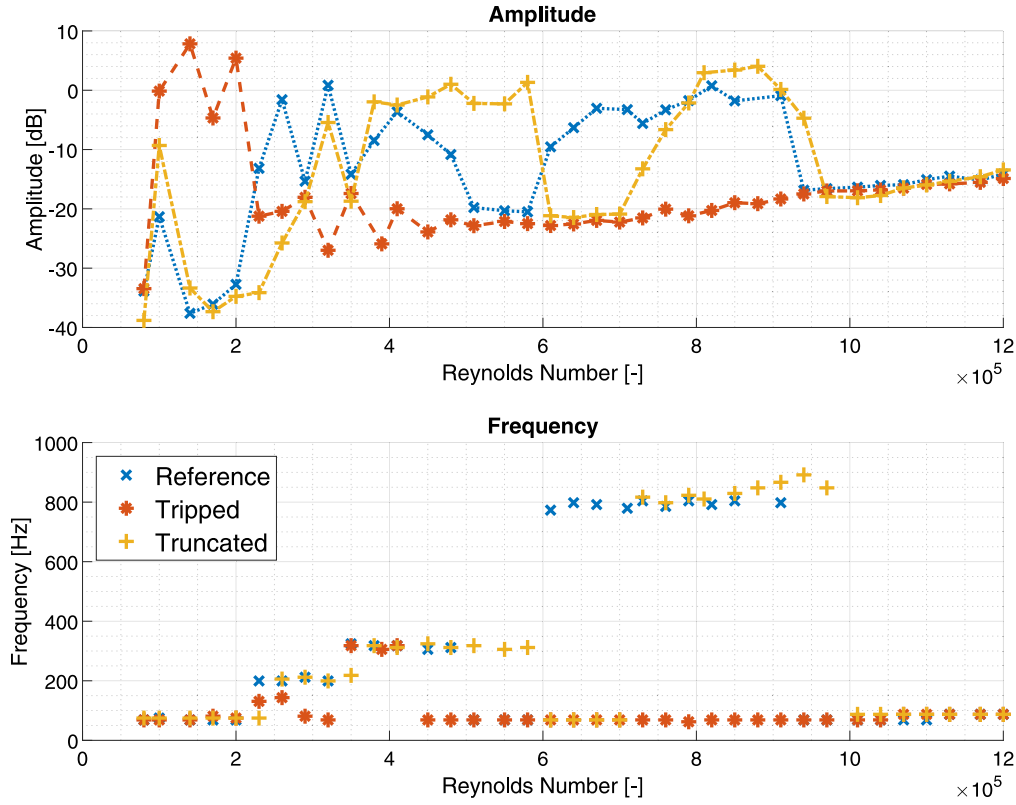


Fig. 15. Vibrational dominant peak amplitude and frequency for the three cases in function of Reynolds number and for $AoA = 5^\circ$.

which the lock-in starts for $Re \approx 6.1 \times 10^5$. This cannot be simply explained by the increase of 3% of the mode 4 natural frequency for the truncated hydrofoil. As the lock-out is slightly delayed for the truncated configuration the range of lock-in is then significantly reduced but the amplitude reported in Fig. 15 shows an increase up to 5 dB.

In comparison the tripped configuration is very effective to suppress the lock-in with mode 2 and 4 but significantly increase the fluid-elastic coupling with the first bending mode. Vibration of significant amplitude are now observed for $1 \times 10^5 \leq Re \leq 2.5 \times 10^5$. A slight resonance with both the artifact mode at 190 Hz and mode 2 still remains prior to a turbulence-induced vibration response, with amplitude gradually increasing with the velocity, involving the first bending mode for which the natural frequency is close to 50 Hz. PIV images of the pressure side between 55% and 100% of the chord have been recorded in the tripped configuration. No low speed occurrence was detected, which suggest that the boundary layer transition was located before 55% of the chord and thus immediately after the rough strip.

Both the truncated and tripped configurations have also been compared with the reference hydrofoil in term of hydrodynamic performances. Lift-to-drag ratio as a function of the angle of attack is presented in Fig. 16 for a Reynolds number of 8×10^5 . Loss of performance regarding the reference configuration, $[C_l/C_d]/[C_l/C_d]_{ref} - 1$ (expressed in percent) is also reported in this Figure. Note that hydrodynamic forces measurements were not allowed beyond 9° to preserve the integrity of the load sensor.

The truncated configuration has a strong impact on the lift-to-drag ratio with a loss close to 10% in the range of angles of attack for which the lift-to-drag ratio is the highest (close to 6°). The loss in performances is much lower for tripped solution method, with a loss close to 4% for angles of attack close to 6° . Moreover, the tripped configuration does not affect the lift-to-drag ratio performance for small angles of attack in comparison with the truncated configuration for which the loss of performance for $\alpha = 1^\circ$ is close to 20%.

Evolution of both the pitching moment coefficient and pressure center location, as a function of the angle of attack, are reported in Fig. 17 for the three configurations and $Re = 8 \times 10^5$. A peculiar behavior can be observed for the reference configuration. A bump on the moment coefficient appears for angles of attack concerned with trailing edge vibrations. In Fig. 17, the bump starts close to 6° up to 9° . This nose-up behavior of the pitching moment is associated to a decrease of the pressure center location that moves down to 23.5% of the chord location for $\alpha = 8^\circ$ for which the tonal emission is the highest. The truncated configuration softens the bump on the moment coefficient, with a maximum nose-up effect located at lower angle of attack, close to 7° , while for the tripped configuration the bump is fully suppressed. An overall increase of the pitching moment coefficient can however be noticed for both truncated and tripped configurations. As a consequence the pressure center location is shifted towards the leading-edge. For $\alpha = 2^\circ$ it is located at 23.6% of the chord for both the truncated and tripped configurations while it is located up to 24.3% for the reference configuration. It then linearly goes towards the mid-chord with the angle of attack increasing.

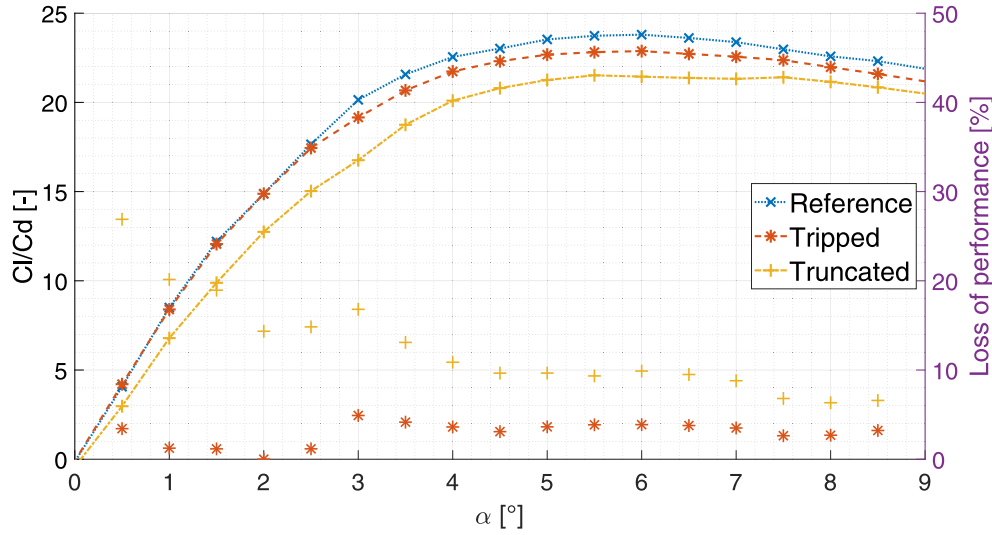


Fig. 16. Lift-drag ratio for the three configurations in function of angle of attack for $Re = 8 \times 10^5$.

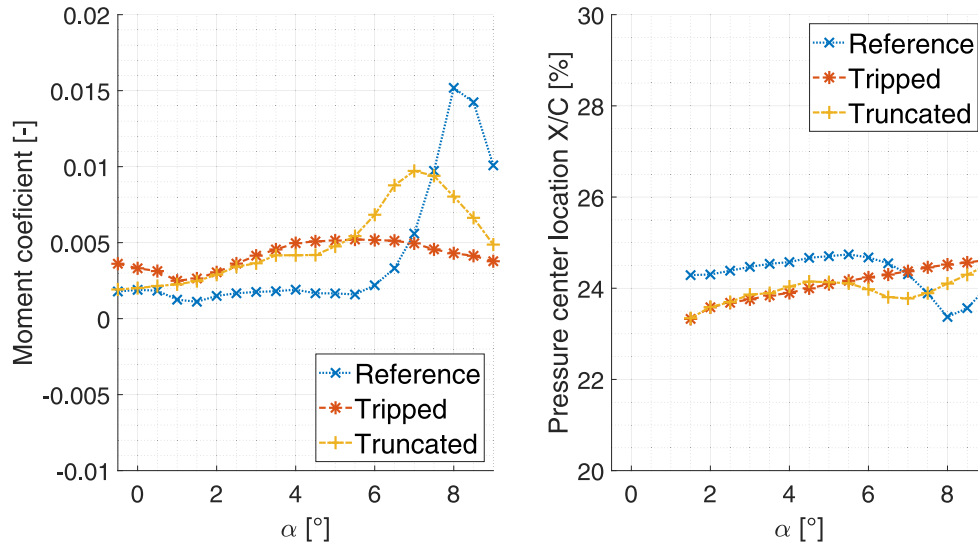


Fig. 17. Pitching moment coefficient about the quarter chord and pressure center location as a function of the angle of attack for the reference, tripped and truncated configurations; $Re = 8 \times 10^5$.

4. Discussion

Results reported in the present study suggest that trailing edge vibrations of hydrofoil and the associated tonal noise emission are the consequence of hydro-elastic coupling mechanisms occurring in a limited range of velocity (i.e. Reynolds number) and for a limited range of angles of attack. Three conditions have to be satisfied to observe such mechanism. First, the hydrofoil needs to operate at critical Reynolds number $Re \sim 10^5$, meaning that either the suction or the pressure side needs to be partially laminar. Second, the location of the pressure side boundary layer transition needs to be close to the trailing edge that is an area of maximum amplification of perturbation due to the trailing mode shape (see mode 4 in Table 1). And third, the hydrofoil natural frequency in still water needs to be in the bounded frequency of amplification of the unstable fluid mode, i.e. the Tollmien-Schlichting (TS) waves.

With the NACA0015 hydrofoil used in the present study, hydroelastic trailing edge vibrations of significance amplitude were observed at moderate angles of attack $4 \leq \alpha \leq 8.5^\circ$ for Reynolds number $5.5 \times 10^5 < Re < 11.5 \times 10^5$ for which the pressure side boundary layer transition is located close to the trailing edge with a range of frequency amplification of the TS wave allowing a lock-in with the hydrofoil trailing edge structural mode. Note that for this specific range of Reynolds numbers the suction side was almost fully turbulent. In this hydroelastic coupling configuration tonal noise can be observed along with coherent vortex wake organization (see Fig. 18).

This is consistent with the work of Nakano et al. (2007), that pointed out a strong dependence of the angle of attack on tonal noise emission. It is also in accordance with the work of Pröbsting and Yarusevych (2015), showing that transition at the suction side

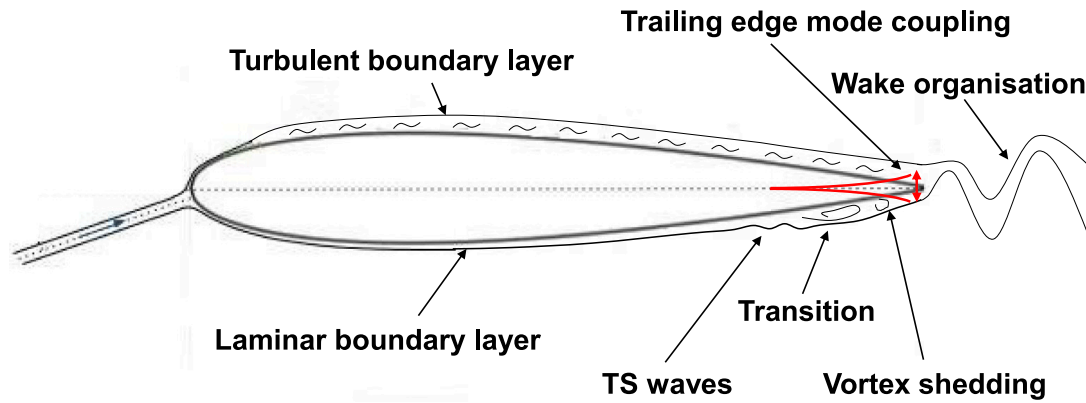


Fig. 18. Schematization of hydrodynamics phenomena and trailing edge hydroelastic coupling.

impacts tonal noise emission when it is sufficiently close to the trailing edge. The three conditions leading to trailing edge vibrations and tonal noise emission can also be reached for transition mechanisms involving laminar separation bubble (LSB). Marxen et al. (2003) showed that transition in a separation bubble can be driven by convective primary amplification of Tollmien–Schlichting waves, resulting in spanwise rollers that are shed from the separation bubbles. This was also highlighted by Ducoin and Astolfi (2019), who pointed out a coherent vortex shedding organization downstream the LSB, further degenerating in turbulence after the breaking of T–S waves.

5. Conclusion

Trailing-edge vibrations on a NACA0015 clamped hydrofoil were investigated experimentally. An hydrodynamic excitation mechanism was also questioned based on unsteady flow analysis, boundary layer transition consideration and previous studies conducted on airfoils. Hydroelastic trailing edge vibrations of significance amplitude were observed at moderate angles of attack $4 \leq \alpha \leq 8.5^\circ$ and in a limited range of Reynolds number $5.5 \times 10^5 < Re < 11.5 \times 10^5$ for which the pressure side boundary layer transition is located close to the trailing edge, with a frequency signature allowing a lock-in with the hydrofoil trailing edge structural mode. It was shown that the Strouhal law of Paterson et al. (1973) is consistent with the frequency evolution of the hydrodynamic excitation mechanism with the flow velocity. It thus can be used to predict the lock-in with structural modes. Using the neutral stability curve of Shen (1954), it was also shown that trailing edge vibration leading to strong tonal noise emission could be the consequence of trailing edge hydroelastic coupling in the bounded frequency of amplification of the unstable fluid mode, i.e. the Tollmien–Schlichting (TS) waves.

In conclusion trailing-edge vibrations on hydrofoil need three conditions: (1) the hydrofoil has to operate at critical Reynolds $Re \sim 10^5$, (2) the location of the boundary layer transition needs to be close to the trailing edge that is an area of maximum amplification of perturbation of the structural trailing-edge mode shape and (3) the trailing-edge natural frequency has to be in the bounded frequency of amplification of the Tollmien–Schlichting waves.

Two passive solutions were tested to mitigate this hydroelastic flow-induced vibration : a truncated hydrofoil and a triggered hydrofoil. The truncated hydrofoil slightly mitigate by triggering the pressure side boundary layer transition ahead of the trailing edge. It eliminates the trailing edge vibrations with negligible impact on the hydrofoil hydrodynamics performances.

CRedit authorship contribution statement

P. François: Conceptualization, Methodology, Software, Validation, Formal analysis, Investigation, Resources, Data curation, Writing – original draft, Writing – review & editing, Visualization, Project administration. **J.A. Astolfi:** Conceptualization, Methodology, Validation, Investigation, Resources, Supervision, Funding acquisition. **X. Amandolèse:** Conceptualization, Methodology, Validation, Investigation, Supervision.

Declaration of competing interest

The authors declare that they have no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.

Data availability

Data will be made available on request.

References

- Arbey, H., Bataille, J., 1983. Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow. *J. Fluid Mech.* 134, 33–47.
- Blake, W.K., 1984. Excitation of plates and hydrofoils by trailing edge flows. *J. Vib. Acoust. Stress, Reliab. Des.* 106, 351–363.
- Clark, L.T., 1971. The radiation of sound from an airfoil immersed in a laminar flow. *Trans. ASME A: J. Eng. Power* 93, 366–376.
- Drela, M., 1989. XFOIL: An analysis and design system for low Reynolds number airfoils, in low Reynolds number aerodynamics. In: *Low Reynolds Number Aerodynamics: Proceedings of the Conference Notre Dame*. Springer, Indiana, USA, pp. 1–12, 5–7 June 1989.
- Ducoin, A., Astolfi, J.A., 2019. Wall-pressure fluctuations of laminar separation bubble based on direct numerical simulation and experiments over a hydrofoil at $Re=450,000$. *Eur. J. Mech. B Fluids* 76, 132–144.
- Ducoin, A., Astolfi, J.A., Gobert, M.L., 2012. An experimental study of boundary-layer transition induced vibrations on a hydrofoil. *J. Fluids Struct.* 32, 37–51.
- Lin, C.C., 1945. On the stability of two-dimensional parallel flows. *Quart. Appl. Math.* 3, 117–142.
- Marxen, O., Lang, M., Rist, U., Wagner, S., 2003. A combined experimental/numerical study of unsteady phenomena in a laminar separation bubble. *Flow Turbul. Combust.* 71, 133–146.
- McAlpine, A., Nash, E.C., Lowson, M.V., 1999. On the generation of discrete frequency tones by the flow around an aerofoil. *J. Sound Vib.* 5, 753–779.
- Nakano, T., Fujisawa, N., Oguma, Y., Takagi, Y., Lee, S., 2007. Experimental study on flow and noise characteristics of NACA0018 airfoil. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 7, 511–531.
- Nash, E.C., Lowson, M.V., McAlpine, A., 1999. Boundary-layer instability noise on aerofoils. *J. Fluid Mech.* 382, 27–61.
- Paterson, R.W., Robert, W., Vogt, P.G., Fink, M.R., Munch, C.L., 1973. Vortex noise of isolated airfoils. *J. Aircr.* 5, 296–302.
- Pröbsting, S., Yarusevych, S., 2015. Laminar separation bubble development on an airfoil emitting tonal noise. *J. Fluid Mech.* 780, 167–191.
- Schmid, P.J., 2010. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *J. Fluid Mech.* 656, 5–28.
- Shen, S.F., 1954. Calculated amplified oscillations in the plane Poiseuille and Blasius flows. *J. Aeronaut. Sci.* 21, 62–64.
- Tam, C.K.W., 1974. Discrete tones of isolated airfoils. *J. Acoust. Soc. Am.* 6, 1173–1177.
- Toebes, G.H., Eagleson, P.S., 1961. Hydroelastic vibrations of flat plates related to trailing edge geometry. *J. Basic Eng.* 83, 671–678.
- Watine, Y., Gabillet, C., Lossouarn, B., Deü, J.F., Astolfi, J.A., 2023. Vortex-induced vibrations of a cantilevered blunt plate: POD of TR-PIV measurements and structural modal analysis. *J. Fluids Struct.* 117, 103832.
- Zigunov, F., 2021. Dynamic mode decomposition [DMD] - Wrapper. MATLAB Cent. File Exch..

Hydrofoil sound-source origin investigation by setting the Dynamic Mode Decomposition of PIV data into Lighthill's equation

Samuel Pinson¹, Paul François¹, and Jacques-André Astolfi¹

¹ IRENav EA 3634, BCRM Brest, École Navale C600, 29240 Brest Cedex 9

samuel.pinson@ecole-navale.fr

Abstract: *As it can affect performances, prone structural failures, disturb users, impact acoustic discretion and the whole ecosystem around, vibrations and noise of hydrodynamic lifting surfaces is a matter of great concern. Mention of discrete frequency tones from a sharp-trailing-edge airfoil at moderate Reynolds number appears in the early 70's. The phenomenon has been reconsidered very recently for aerodynamic applications and was found to originate from boundary layer velocity fluctuations at the trailing edge due to Tollmien-Schlichting waves. A recent work in the hydrodynamic tunnel of the French Naval Academy research center (IRENav) made it possible to study the flow around an hydrofoil when tonal noise emission occurs thanks to Time-Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV) and laser vibrometry measurements at transitional Reynolds numbers. A Dynamic Mode Decomposition (DMD) was then used in order to extract the flow characteristics which correspond to organized vortex shedding of the wake at the tonal noise frequency. These structures show a strong coupling of the vortex shedding with the hydrofoil modal vibrations which raises the question on the origin of the emitted sound. To study the vortex-shedding sound-source hypothesis, DMD results are used as source terms in Lighthill's equation. Lighthill's tensor components are a product of velocity derivatives and thus are non-linear. Using the three modes (at 0 Hz, 197 Hz and 767 Hz) obtained by the DMD, Lighthill's tensor can be decomposed into a finite number of harmonic terms with frequencies being the combinations (sums and differences) of the three mode frequencies. Computation of the sound level from radiating components in the wavenumber domain show that the vortex shedding is not directly the origin of the perceived sound.*

Keywords: *Hydrofoil tonal noise, Particle Image Velocimetry, Dynamic Mode Decomposition, Lighthill's equation.*

1. INTRODUCTION

Noise and vibrations of hydrodynamic lifting surfaces are a matter of great concern as they can affect performance, cause structural failures, disturb users, impact acoustic discretion, and affect the surrounding ecosystem. Work conducted on airfoil tonal noise in the last decades is of great interest. Clark[3] was the first to mention discrete frequency tones from a sharp-trailing-edge airfoil at a moderate Reynolds number. Paterson *et al.*[7] also observed tonal noise on airfoils at Reynolds numbers close to 8×10^5 at a small angle of attack of $\alpha = 6^\circ$. Tam[10] questioned the simple Strouhal number correlation and the Kármán vortex-type organization of the wake. He suggested that the tones are generated by a self-excited feedback loop involving unstable disturbances in the boundary layer and wake flow along with a feedback of acoustic waves. Using this feedback loop model, a ladder-type evolution of the dominant frequency based on Shen[9] and Lin[5] stability curve can be drawn crossing the Strouhal law of Paterson *et al.*. In an attempt to clarify the tonal noise generation mechanism on aerofoils at a moderate Reynolds number, Nash *et al.*[6] conducted experiments on a NACA0012 aerofoil section at 6° of incidence. They showed that the ladder-type evolution of tones could be eliminated in anechoic conditions. Their results also revealed the presence of strongly amplified boundary-layer instabilities just upstream of the pressure surface trailing edge and rolling up to form a regular Kármán-type vortex street. They proposed a new mechanism for tonal noise generation based on the growth of Tollmien Schlichting instability waves amplified by inflectional profiles in the laminar shear layer. They also demonstrated, thanks to flow visualization, that the flow at the trailing edge is organized as a coherent structure. However, these studies did not take into account the hydrofoil vibrations. Watine *et al.* showed that the coexistence of two Kármán modes is responsible for the early occurrence of resonance of a blunt plate. Ducoin *et al.*[4] observed a discrete frequency excitation mechanism involving a transition on the suction side of a hydrofoil, thanks to vibratory response. Based on experiments conducted on a NACA66312 laminar hydrofoil at low angle of attack and transitional Reynolds numbers, they showed that the frequency of the boundary-layer transition mechanism can couple with some natural frequencies of the hydrofoil, leading to significant vibrations. The aim of the present study is to clarify whether or not the origin of acoustic emission on a symmetric NACA0015 hydrofoil, which generates a strong tonal noise, is due to the wake of the hydrofoil vortex street.

2. EXPERIMENT DESCRIPTION

Experiments were performed in the hydrodynamic tunnel of the French Naval Academy Research Institute (IRENav) in a square test section of $0.192m \times 0.192m$ having a honeycomb standardized inlet flow (fig. 1). An Aluminium NACA0015 section hydrofoil of 69GPa Young modulus, with constant chord of 0.1m and a span w_{foil} of 0.191m were mounted in a clamped-free configuration in a three components effort measurement system. The flow speed was regulated up to 12 m s^{-1} (i.e. a Reynolds numbers range, referred to the chord up to 12×10^5). The hydrofoil emitted an audible pure tone at 767 HZ during the experiment. Time Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV) was carried out on the hydrofoil wake with a SpeedSense 2640 Phantom camera and a 1024x400 pixel frames at 10 kHz and a Nd-Yag double cavity Laser. DynamicStudio® from Polytech® post processing was performed with an interrogation area of 8x8 pixel and 4 pixel recovery giving rise to 251x98 pixel vector fields. For each acquisition, 1000 pictures were collected over a period of 0.2s. The experiments were

performed for specific conditions of a strong hydroelastic coupling resulting in a strong pure tone emission.

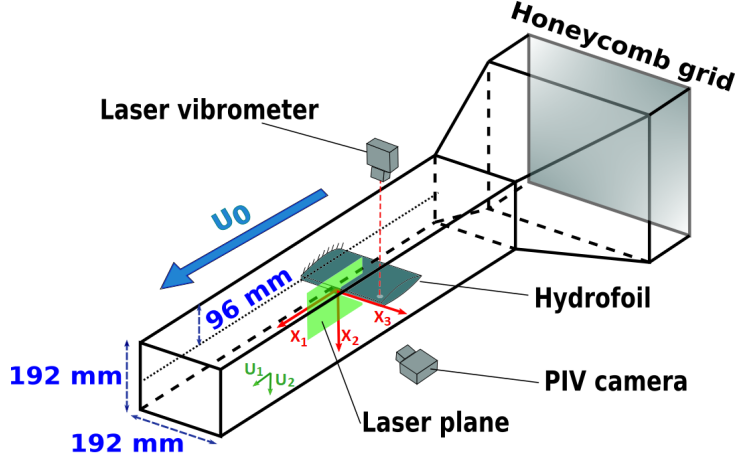


Figure 1: Clamped-free hydrofoil in the IRENav test section with PIV laser plane [11]

3. Lighthill's EQUATION ON DYNAMIC MODES

Dynamic Mode Decomposition (DMD) was performed on PIV measurements thanks to Zingunov's DMD-Wrapper algorithm [12] in order to identify wake coherent structure [8]. He showed that DMD method is able to extract dynamic information from experimental flow and can be used to describe the physical mechanisms. DMD reconstruction presented in this article is spatial TR-PIV flow speed vector associated with the frequency exhibiting the highest spatial consistency. Beside the mean flow ($f_0=0$ Hz mode frequency) 4 modes have been extracted by the DMD at $f_{\pm 1} = \pm 197$ Hz and $f_{\pm 2} = \pm 767$ Hz. These frequencies were found to correspond to vibration structural modes and f_2 corresponds to the pure tonal emission. fig. 2 shows horizontal velocity u_1 in the left column and the vertical velocity u_2 in the right column. Rows correspond to the mode frequencies (fields from negative and positive frequencies are added together such that the result is real valued).

DMD greatly reduces the amount of data which permits to deduce the sound field induced by the turbulence by integrating the Lighthill's equation [13] with a low computational cost. Indeed, the velocity field $\mathbf{u} = (u_1, u_2)$ may be reconstructed from those modes *i.e.* $u_i(t, \mathbf{x}) = \sum_{n=-2}^2 u_i(f_n, \mathbf{x}) e^{i2\pi f_n t}$ (inverse Fourier transform) such that the velocity field dimension of time is reduced to 5 values (at 0, ± 197 and ± 767 Hz). Lighthill's equation in harmonic regime at frequency f for the fluctuation in density ρ' can thus be written in the following manner:

$$\Delta \rho'(f, \mathbf{x}) - \left(\frac{2\pi f}{c_0^2} \right) \rho'(f, \mathbf{x}) = -\frac{1}{c_0^2} \partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, \mathbf{x}) , \quad (1)$$

where c_0 is the sound speed in water at rest, $T_{ij}(f, \mathbf{x}) \approx \rho_0 u_i(f_n, \mathbf{x}) u_j(f_m, \mathbf{x})$ is the approximation of Lighthill's tensor for incompressible fluid such that $f = f_n + f_m$ is a combination of 2 turbulence modal frequencies and ρ_0 is the water density. Acoustic pressure p is obtained by integration of Lighthill's equation using the 3D space Green's function:

$$p(f, \mathbf{x}) = c_0^2 \rho'(f, \mathbf{x}) = - \int_V \frac{e^{i2\pi f |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| / c_0}}{4\pi |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, \mathbf{x}') d\mathbf{x}' . \quad (2)$$

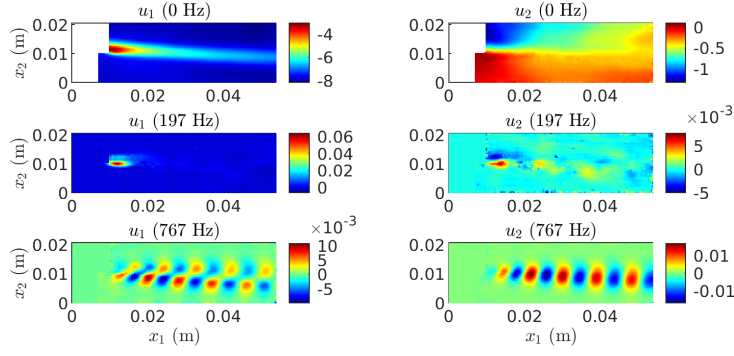


Figure 2: Velocity field real parts obtained from the DMD. Left column corresponds to the horizontal velocity, and right column corresponds to the vertical velocity. The three rows correspond to the modal frequencies (0 Hz, 197 Hz and 767 Hz). Real parts of negative frequency modes are identical (the relation between modes of different frequency signs is a complex conjugation).

Considering that Lighthill's tensor contains products of velocities, the wave equation integral is calculated for frequencies being a combination of two modal frequencies *i.e.* $f = 0, \pm 197, \pm 394, \pm 570, \pm 767, \pm 964$ and ± 1523 Hz. So the source term in Equ. 1 and 2 can thus be written more explicitly by:

$$\partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, \mathbf{x}') = \rho_0 \sum_i \sum_j \frac{\partial u_i(f_n, \mathbf{x})}{\partial x_j} \frac{\partial u_i(f_m, \mathbf{x})}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i(f_m, \mathbf{x})}{\partial x_j} \frac{\partial u_i(f_n, \mathbf{x})}{\partial x_j}, \quad (3)$$

where individual derivative terms are displayed in fig. 3. For example let's consider $\partial_{x_1 x_2} T_{12}(f = +964 \text{ Hz}, \mathbf{x}')$, this source term component will be the product of the fields presented in {row 2, column 2} and in {row 3, column 3} added to the product of the fields presented in {row 3, column 2} and in {row 2, column 3}.

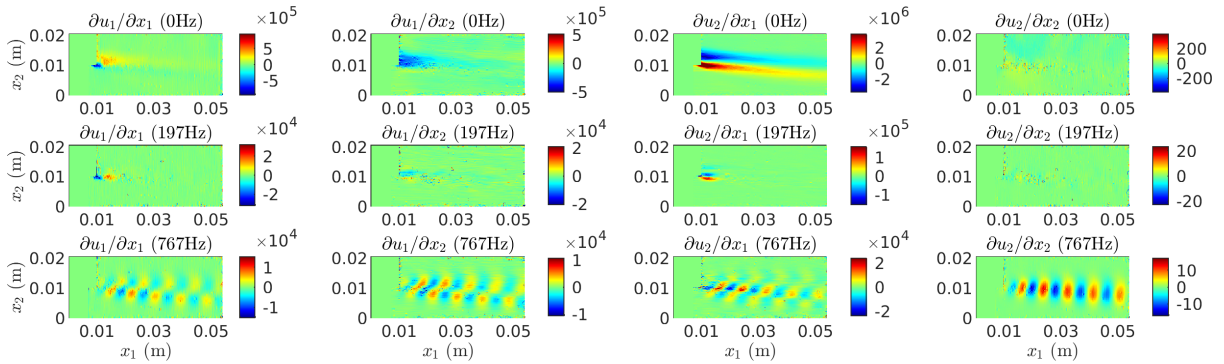


Figure 3: Velocity spatial derivative real parts of the computed modes (real parts of negative frequency modes are identical).

4. RESULTS AND DISCUSSION

For numerical integration of eq. 2, two methods have been implemented. For both, source terms along x_3 are considered constant. So integration along x_3 direction results simply in the hydrofoil width w_{foil} .

1- An approximated method considers the small domain size ($\approx 2 \times 5$ cm) compared to the wavelength (≈ 2 m at 767 Hz and ≈ 1 m at 1533 Hz). In the spatial frequency domain, and from a numerical point of view, spatial frequency is sampled at the inverse of the domain size. Thus, the only radiating component is included in the sample at null spatial frequency. Thus the sound pressure at 1 m is simply:

$$p(f) = w_1 \times w_2 \times w_{foil} \times \partial_{x_i x_j} T_{ij}(f, k_1 = 0, k_2 = 0) / 4\pi, \quad (4)$$

where $T_{ij}(f, k_1, k_2)$ is the 2D spatial Fourier transform of $T_{ij}(f, \mathbf{x})$, $k_{1,2}$ are the horizontal and vertical wavenumbers and $w_{1,2}$ are the measured field lengths. Sound pressure level thus obtained (in dB *re* 1 μ Pa) for the different frequencies are presented in fig. 4 with red bars. Besides, looking at source terms in the spatial frequency domain permits to notice that these spatial spectrum are very narrow. This gives the opportunity to estimate a noise standard deviation σ_T in spectral region where signal is obviously absent. The obtained result for the acoustic pressure field can then be compared to a pressure field obtained with the data noise level:

$$p_{noise}(f) = w_1 \times w_2 \times w_{foil} \times \sigma_T / 4\pi, \quad (5)$$

to check the pertinence of the calculated pressure field obtained from eq. 4. Sound pressure levels obtained from the estimated noise in the spatial frequency domain are presented in fig. 4 with orange bars.

2- To account for potential multipolar source terms that might be missed by the approximation of the first method, the numerical evaluation of the integral is necessary. As for the first method, the velocity field is considered constant over x_3 and integration over it gives w_{foil} . Then integration over x_1 and x_2 is performed for \mathbf{x} in a far field circle in the plane ($x_1, x_2, x_3 = 0$). The computed acoustic pressure level is then brought back to a 1 m distance from the domain center. Maximum value on the circle surrounding the domain for the sound pressure levels (fluctuations do not exceed 1 dB) are presented in fig. 4 with blue bars.

From fig. 4, one can see a good match between the results obtained from numerical evaluation

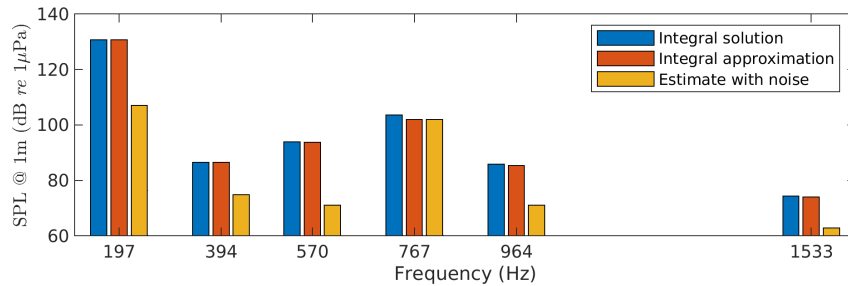


Figure 4: Sound pressure levels obtained with different methods..

of the integral in eq. 2 and its approximation (eq. 4). Nevertheless the control values obtained with data noise level (eq. 5) show similar results as for the calculated pressure meaning that they are not significant. Acoustic measurement near the tunnel during the experiment (not presented here) showed a single frequency (that could be heard) at 767 Hz. In conclusion, it is highly unlikely that this perceived sound was generated by the hydrofoil vortex street. To get an order of magnitude of the sound level that would result in the air from our calculated results, one might subtract 90 dB from the results in fig. 4 (by applying a water-to-air transmission coefficient and changing the reference level from 1 μ Pa to 20 μ Pa). It means that the heard tone level at 767 Hz would be ≈ 15 dB, which is very low and well below the ambient noise level around the tunnel.

5. CONCLUSION

The pure tonal sound emitted from a metallic hydrofoil for specific hydroelastic coupling conditions has been experimentally examined by TR-PIV measurement, Dynamic Modal Decomposition analysis and Lighthill's analogy. It is unlikely that hydrofoil vortex street is at the origin of the emitted tonal noise. Most plausible hypothesis for the sound genesis is through mechanical vibration of the structure. Nevertheless, pressure side transition is still to be investigated to fully discard the hydro-acoustic hypothesis.

REFERENCES

- [1] H. Arbey, J. Bataille: Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow, *Journal of Fluid Mechanics* **134** 33–47 (1983)
- [2] W.K. Blake: Excitation of plates and hydrofoils by trailing edge flows. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design* **106** 351–363 (1984)
- [3] L.T. Clark: The radiation of sound from an airfoil immersed in a laminar flow, *Journal of Engineering Power* **93** 366–376 (1971)
- [4] A. Ducoin, J.-A. Astolfi, M.-L. Gobert: An experimental study of boundary-layer transition induced vibrations on a hydrofoil, *Journal of Fluids and Structures* **32** 37–51 (2012)
- [5] C.-C. Lin: On the Stability of Two-Dimensional Parallel Flows, *Quarterly of Applied Mathematics* **3** 117–142 (1945)
- [6] E.C Nash, M.V. Lowson, A. McAlpine: Boundary-layer instability noise on aerofoils, *Journal of Fluid Mechanics* **382** 27–61 (1999)
- [7] R.W. Paterson, W. Robert, P.G Vogt, M.R Fink, C.L. Munch: Vortex noise of isolated airfoils, *Journal of Aircraft* **5** 296–302 (1973)
- [8] P.J Schmid: Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data, *Journal of fluid mechanics* **656** 5–28 (2010)
- [9] S.F Shen: Calculated amplified oscillations in the plane Poiseuille and Blasius flows, *Journal of the aeronautical sciences* **21** 62–64 (1954)
- [10] C.K.W Tam: Discrete tones of isolated airfoils *The Journal of the Acoustical Society of America* **6** 1173–1177 (1974)
- [11] Y. Watine, C. Gabillet, B. Lossouarn, J.F Deü, J.A Astolfi: Vortex-induced vibrations of a cantilevered blunt plate: POD of TR-PIV measurements and structural modal analysis *Journal of Fluids and Structures* **117** 103832 (2023)
- [12] F. Zigunov: Dynamic Mode Decomposition DMD-Wrapper, MATLAB Central File Exchange, (2021).
- [13] M.J. Lighthill: On sound generated aerodynamically I. General theory, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **211**(1107) 564–587 (1952)

Tonal Noise Control Versus Performances on NACA0015 Hydrofoil

Paul Francois

IRENav French Naval Academy, France, paul.francois@ecole-navale.fr.

Basile Lère

IRENav French Naval Academy, France.

Xavier Amandolese

LMSSC Cnam, France.

Jacques-André Astolfi

IRENav French Naval Academy, France.

Manuscript received June 02, 2023; accepted as submitted June 17, 2023.

Abstract. Strong correlation between boundary layer excitation and hydrofoil eigenmode occur for specific angles of attack and Reynolds numbers, resulting in strong tonal noise emissions under certain circumstances. This study aims to analyze the performance of vibration control methods such as truncated trailing edge or boundary layer triggering. The study explores the conditions for hydro-elastic trailing edge vibrations on a hydrofoil clamped in a hydrodynamic tunnel, with tests performed for Reynolds numbers up to 1.2×10^6 and various angles of attack up to 10° . Experiments were conducted on a clamped 0.1 m chord NACA0015 aluminum hydrofoil, with measurements taken for both vibrations and hydrodynamic components such as lift, drag, and moment. The goal of the study is to closely understand the impact of vibration control on hydrofoil efficiency. This could be very beneficial for those who are working on optimizing profile design. The study first presents the experimental setup, followed by an analysis of the hydrofoil's vibratory response and a presentation of the effectiveness of control solutions. Then, the performance of these solutions are discussed followed by a conclusion.

Keywords: Fluid-structure interaction; Trailing edge vibration; Transition induced vibrations; Tonal noise; Tollmien Schlichting waves

NOMENCLATURE

c	Hydrofoil chord length [m]
C_d	Drag coefficient [-]
C_l	Lift coefficient [-]
C_m	Moment coefficient [-]
f	Frequency [Hz]
U_∞	Flow velocity [m s^{-1}]
x	Position on the hydrofoil chord [m]
Re	Reynolds number [-]
St	Strouhal number [-]

α	Angle of attack [deg.]
δ	Boundary layer thickness [m]
ν	Kinematic viscosity [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]
DMD	Dynamic Mode Decomposition
DNS	Direct Numerical Simulation
LSB	Laminar Separation Bubble
TR-PIV	Time Resolved Particle Image Velocimetry
TS	Tollmien-Schlichting

1 INTRODUCTION

Noise and vibrations of hydrodynamic lifting surfaces are a matter of great concern since they can affect performances, cause structural failures, disturb users, impact acoustic discretion and the entire ecosystem. According to Blake (1984), three unsteady flow mechanisms can be responsible for the vibration of a hydrofoil operating at a low angle of attack. The first one is due to the unsteadiness of the incoming flow, which generates unsteady random hydrodynamic loading and a so-called buffeting response of the hydrofoil. The second one can also be referred as turbulence-induced vibration but in that case, it is due to the boundary layer on the hydrofoil surface. It thus mainly concerns hydrofoils operating at high Reynolds numbers. The third one is due to a tonal flow excitation generated by periodic vortex shedding from the trailing edge.

For hydrofoils with a blunt trailing edge, the vortex wake organization can be regarded as a Kármán vortex street, as for the canonical circular cylinder configuration. But for hydrofoils with a sharp trailing edge, the exact mechanism responsible for the discrete frequency organization of the wake remains unclear. In that context, the work done on airfoil tonal noise in the last decades is of great interest.

The first mention of discrete frequency tones from a sharp-trailing-edge airfoil at moderate Reynolds number is probably due to Clark (1971). Paterson et al. (1973) also mentioned tonal noise on airfoil at Reynolds numbers close to 8×10^5 at a small angle of attack of $\alpha = 6^\circ$.

Tam (1974) questioned the simple Strouhal number correlation and the Kármán vortex-type organization of the wake and proposed that the tones are generated by a self-excited feedback loop involving unstable disturbances in the boundary layer and in the wake flow, along with the feedback of acoustic waves. Using this feedback loop model, a ladder-type evolution of the dominant frequency based on Shen (1954) and Lin (1944) stability curves can be drawn. Following the work of Paterson et al. (1973) and Tam (1974), Arbey and Bataille (1983) assumed that the ladder-type evolution of the frequency can be due to an aeroacoustic feedback loop involving the diffraction of Tollmien-Schlichting (TS) instabilities by the trailing edge and the maximum velocity point of the airfoil. In an attempt to clarify the mechanism of tonal noise generation on aerofoils at moderate Reynolds numbers, Nash et al. (1999) conducted experiments on a NACA0012 aerofoil section at an incidence angle of 6° . They showed that the ladder-type evolution of tones could be eliminated under anechoic conditions. Their results also revealed the presence of strongly amplified boundary-layer instabilities just upstream of the pressure surface trailing edge, which roll up to form a regular Kármán-type vortex street. They proposed a new mechanism for tonal noise generation based on the growth of T-S instability waves amplified by inflectional profiles in the separating laminar shear layer on the pressure surface. They also demonstrated, thanks to flow visualisation, that the flow at the trailing edge is organized as a coherent structure.

In another paper, McAlpine et al. (1999) concentrated their work on the stability of the pressure-side boundary layer to understand the relationship between T-S waves and tonal noise. They conducted experiments on two airfoils, including an asymmetrical one, which allowed them to show the impact of

airfoil shape on the tonal noise frequency. They also confirmed that tonal noise is closely dependent on the presence of a Laminar Separation Bubble (LSB) on the pressure side close to the trailing edge.

Nakano et al. (2007) carried out experiments that allowed them to clarify the impact of the angle of attack on the tonal noise mechanism at a moderate Reynolds number of $Re = 1.6 \times 10^5$. Using liquid-crystal visualization and particle image velocimetry, they confirmed that an LSB moves along the foil on both the suction and pressure sides as a function of the angle of attack. They also showed that tonal noise apparition is strongly linked to the location of the reattachment point of the LSB near the trailing edge on the pressure side at low angles of attack.

More recently, Pröbsting and Yarusevych (2015) investigated a NACA0012 airfoil emitting tonal noise. They found that for an angle of attack of 1.2° and for $Re \leq 4.5 \times 10^5$, tonal noise emission could also be due to an acoustic feedback involving an LSB formed on the suction side of the airfoil. These different studies did not take into account hydrofoil vibrations. Conversely, Ducoin et al. (2012) observed a discrete frequency excitation mechanism involving an LSB on the suction side of a hydrofoil thanks to vibratory response. Based on experiments conducted on a NACA66312 laminar hydrofoil at low angles of attack and transitional Reynolds numbers, they showed that the frequency of the boundary-layer transition mechanism can couple with some natural frequencies of the hydrofoil leading to significant vibrations.

Ducoin and Astolfi (2019) described a vortex shedding of the LSB using a NACA66 hydrofoil instrumented with pressure sensors at 4° . Pressure fluctuations at the transition region showed strong coherent, periodic, and intermittent behavior when downstream fluctuations showed more random fluctuations with smaller amplitudes, which clearly demonstrate turbulent flow.

They also showed a strong frequency correlation between measurement and Direct Navier-Stokes (DNS) simulations. They found a linear increase of the LSB vortex shedding frequency with Reynolds numbers. DNS calculations shows consistent structure associated with the development of TS waves and a quick disappearance of LSB vortex shedding periodicity from $x/c = 0.7$ to $x/c = 0.85$.

Following the study of Francois et al. (2022), the objective of the current research is to investigate the effects of different control methods of strong hydroelastic coupling on the performance of a symmetric NACA0015 hydrofoil operating at moderate Reynolds numbers. The experimental setup and the hydrofoil's modal characteristics are presented in Section 2. Section 3 reports the results and discussions, which mainly focus on drag, lift-drag ratio, and moment, followed by a conclusion.

2 MATERIALS AND METHODS

Experiments were performed in the hydrodynamic tunnel of the French Naval Academy Research Institute (IRENav) in a square test section of $0.19 \text{ m} \times 0.192 \text{ m}$ with a honeycomb standardized inlet flow (Fig. 1). An aluminum NACA0015 section hydrofoil with a Young's modulus of 69 GPa, a constant chord of 0.1 m, a span of 0.191 m, and a confinement parameter $h/c = 1.92$ was mounted in a three-component force measurement system. The flow speed was regulated up to 12 m s^{-1} , corresponding to a Reynolds number range referred to the chord up to 1.2×10^6 .

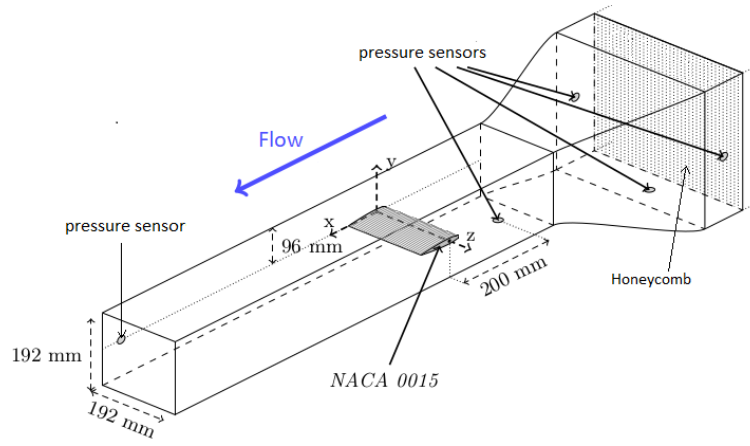


Figure 1. Clamped-free hydrofoil model in the IRENav hydrodynamics test section.

2.1 Vibrations and Eigenmodes

Vibrations measurements were performed in an hydrofoil clamped along the chord in one side and free in the other (Fig. 2). They were carried out at a point located at 70% from the leading edge and 64% of the span using a PSV-400 vibrometer that operates based on the Doppler-effect, with a minimum precision of $0.02 \mu\text{m s}^{-1}$. To limit the impact of pump vibrations, the sensor was separated from the tunnel structure. A 3M® S80 patch film was applied to the suction side of the profile to improve the signal quality. To ensure reliable results and avoid spectral overlap, all vibrations spectra were calculated using fast Fourier transform on an average of 16 data samples collected for 1 second at a frequency acquisition rate of 9.6 kHz.

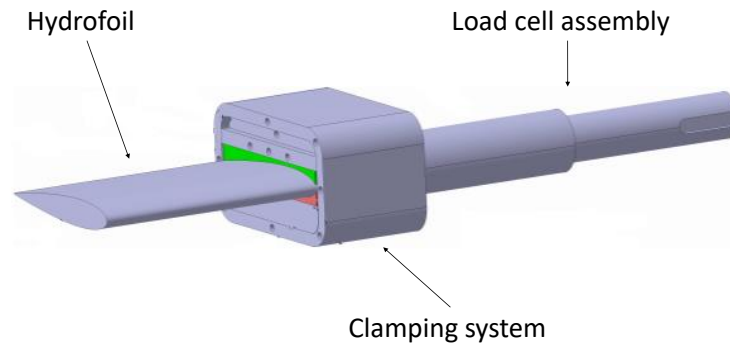


Figure 2. Schematization of the hydrofoil mounting.

The 830 Hz eigenmode exhibits the highest amplitude of vibration in the Reynolds number range studied. This mode shows a high deformation area close to the trailing edge, with a maximum at mid-span, consistent with the trailing edge phenomena observed in previous studies (Nash et al., 1999). This eigenmode is labeled "mode 4" and is referred to the flapping trailing edge mode.

2.2 Particle Image Velocimetry Analysis

Time-Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV) was performed using a SpeedSense 2640 Phantom camera, capturing frames of 1024 pixels x 400 pixels at 10 kHz and with a Nd-Yag double cavity laser. Post-processing was carried out using DynamicStudio® software from Polytech®, with an inter-

rogation area of 8 pixels x 8 pixels and a 4 pixels recovery. This resulted in a 251 pixels x 98 pixels vector fields with an uncertainty of 11% compare to the mean flow velocity (Charonko and Vlachos, 2013) . For each acquisition, 2000 images were collected over a duration of 0.2 seconds.

Dynamic Mode Decomposition (DMD) was performed using the Wrapper algorithm developed by Zigunov (2022) to identify wake coherent structures. Schmid (2010) demonstrated that the DMD method allows extraction of dynamic information from experimental flow and can be used to describe physical mechanisms. The DMD reconstruction presented in this article consists of spatial TR-PIV flow speed vectors associated with the frequency exhibiting the highest spatial consistency.

2.3 Lift and Drag

Measurement campaigns were performed with the hydrofoil profile mounted on a clamped structure to increase the accuracy of the vibration measurements. The entire system was assembled on a two-axis hydrodynamics balance which measured instantaneous lift, drag and moment.

To ensure reliability, measurements were performed twice, each time with increasing and decreasing angles of incidence. Moment measurement was performed at the center of rotation of the hydrofoil which is 25% of the chord. Dimensionless pressure center location was also deduced as $1/4 - C_m/C_l$ where C_m is the pitching moment coefficient about the quarter chord point and C_m the lift coefficient.

Measurement error is a crucial aspect to ensure reliable comparison of performance results. The maximum error was found to be less than 2% of the measuring system margin for all three components. Therefore, this 2% value was taken into account as the error for the entire study. For readability, the error was not included in the figures, as it was deemed small enough to be neglected for comparisons.

2.4 Control Method

Two methods have been implemented to control vibrations and tonal noise emission.

The first one, called tripped, involved artificially triggering turbulence at the pressure side using a roughness strip of 4×10^{-6} m height, 0.01 m width, and 175×10^{-6} m thickness. As mentioned by Paterson et al. (1973), a roughness strip can be used to control boundary layer development and suppress tonal noise emission. This strip was positioned at 50% chord of the pressure side of the hydrofoil.

The second method, called 'truncated', is commonly used in the industry and involves truncating the hydrofoil's trailing edge. This was performed on a hydrofoil with the same material and geometry as the free configuration. The truncation was made at 95% of the chord, generating a trailing edge thickness of 0.002 m. Coefficients such as lift and drag were calculated using a chord length of 0.1 m to ensure proper comparison of results.

3 RESULTS AND DISCUSSIONS

3.1 Vibrations

The measured vibratory responses of the hydrofoil at different root angles of attack for a fixed Reynolds number of 8×10^5 are shown in Fig. 3. The results indicate that trailing edge vibrations occur within a specific range of angle of attack ($4^\circ \leq \alpha \leq 8^\circ$) and that modes 1, 2, and 3 are present with broadband excitation across the entire incidence range, respectively at 50, 200, and 290 Hz. Eigenmode 4 coupling appears to be sensitive to the angle of attack at this specific Reynolds number, with a slight frequency shift observed. In particular, the coupling frequency shows a slight decrease within the angle of attack range between 6° and 8° .

Fig. 4 shows the maximum amplitude of vibratory response for the three studied cases as a function

of the Reynolds number, at an angle of attack of 5° . The truncated case shows a coupling succession of the different eigenmodes of the hydrofoil. The main difference with the free configuration is the coupling Reynolds number for mode 4, which is significantly higher (7.2×10^5 instead of 6.1×10^5). The opposite phenomenon can be observed for mode 2, where coupling in the truncated case remains active for a higher flow speed. This is not the case with mode 4, where the decoupling Reynolds number is the same. The amplitudes of the response are slightly higher for the truncated case. Therefore, the truncated method represents an advantage in reducing the coupling range for mode 4, which is responsible for tonal noise emission. However, it has the disadvantage of increasing the coupling range of mode 2 and slightly amplifying the vibration amplitudes.

For the tripped case, the amplitude remains significantly lower, except for very low Reynolds numbers below 2.3×10^5 . The vibration level is similar to the two other cases one, without coupling. The frequencies indicate that only eigenmodes 1 and 2 couple with the flow field, and mode 4 remains inactive. Therefore, the tripped method appears to be a very effective solution to eliminate vibration and tonal noise caused by the coupling of eigenmode 4.

3.2 Wake Analysis

In free configuration a coherent structure in space and frequency has been highlighted in the wake using TR-PIV and Dynamics Mode Decomposition when strong mode 4 coupling occurs (as shown in Fig. 5, hydrofoil trailing edge in the top left corner). This structure appears as a vortex street at the same frequency as the vibratory response, and grows until 120% of the chord before decreasing in intensity. Such structures, known as Kármán street, can be an important source of drag.

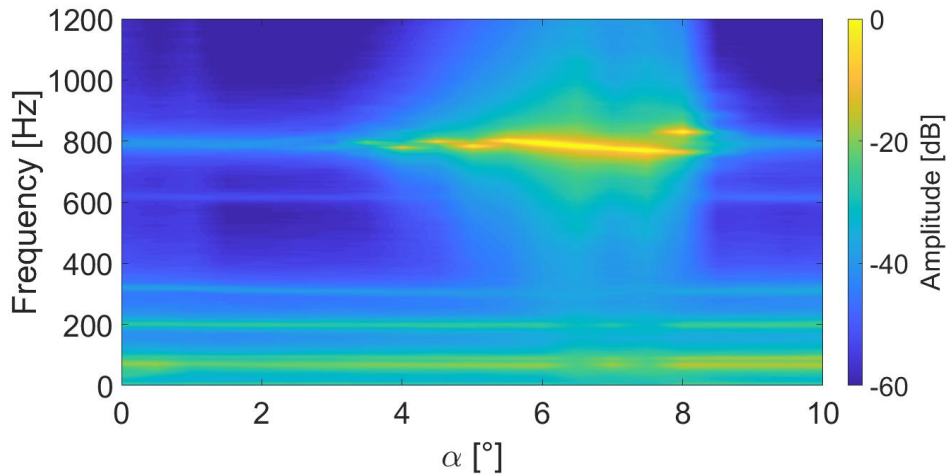


Figure 3. Vibratory response of free hydrofoil as a function of angle of attack for $Re = 8 \times 10^5$.

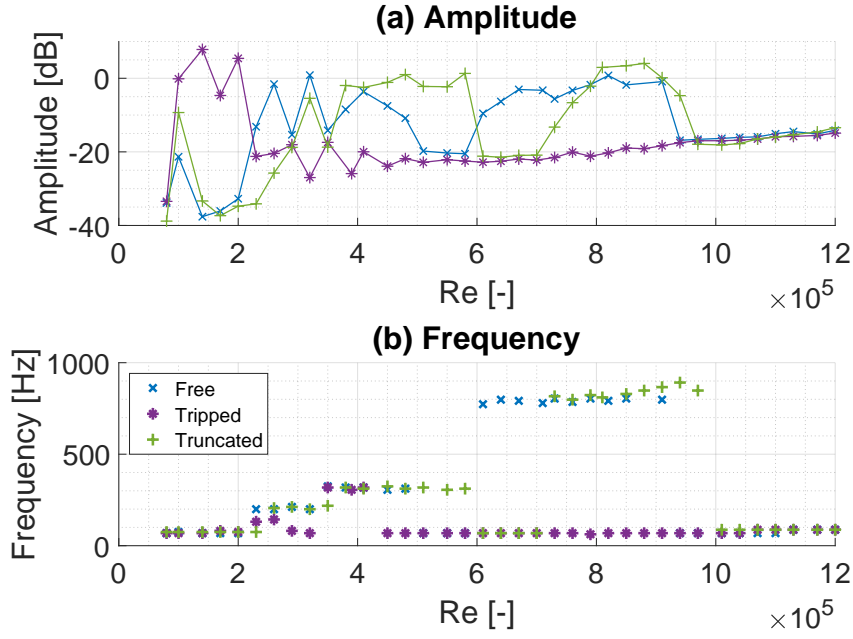


Figure 4. Amplitude and frequency of dominant vibrational peak for free, tripped and truncated cases as a function of Reynolds number at $\alpha = 5^\circ$.

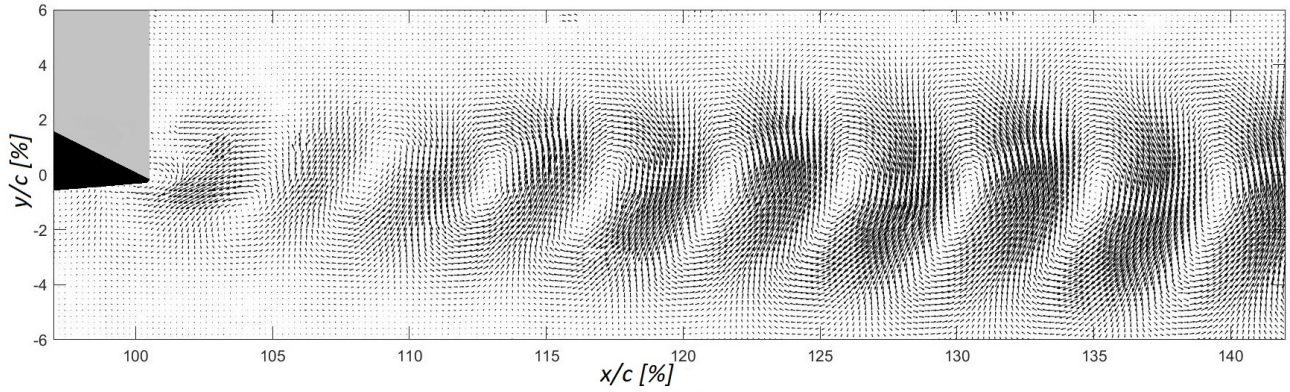


Figure 5. DMD mode shape of the wake for free configuration at frequency of 783 Hz for $Re = 8 \times 10^5$ and $\alpha = 5^\circ$.

No discernible structure has been detected out of the coupling angles or in tripped configuration. This suggests that they are a product of hydrofoil coupling, and the control methods used may have an effect on the hydrodynamic coefficients.

3.3 Drag

The drag coefficient for all cases is presented in Fig. 6 as a function of incidence for a Reynolds number of 8×10^5 . It can be observed that the drag is significantly higher for the truncated method than for the free configuration, and this is the case for all angles, although the curve shapes are similar. A slight bump in drag can be noticed between 5.5° and 7.5° for the truncated method compared to the free configuration, even though the curve shapes are similar. The same phenomenon appears in the free case beyond 6° , which corresponds to the beginning of strong trailing edge coupling. This change is so significant that it reaches tripped drag between 7° and 7.5° and remains higher until it decreases after 8° .

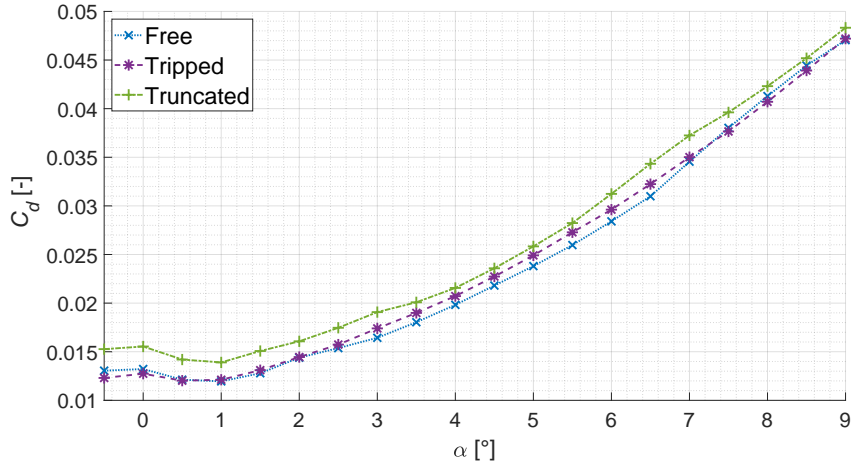


Figure 6. Variation of drag coefficient with angle of attack for three cases at $Re = 8 \times 10^5$.

This angle of 8° corresponds to the maximum angle where coupling occurs. Therefore, it is possible that this bump in the drag for free and truncated configurations corresponds to the coupling effect. In contrast, the tripped curves appear without any significant phenomena except for very low angles lower than 1° where it seems to have the least drag among the three methods.

3.4 Lift-drag Ratio

Performance of these two control methods has been studied. The lift-drag ratio is presented in Fig. 7 as a function of the angle of attack for a Reynolds number of 8×10^5 . The right axis presents the loss of performance relative to the free configuration. Truncated configuration appears to have a significant impact on performance. Close to the maximum performance (around 6°), the loss is about 10%.

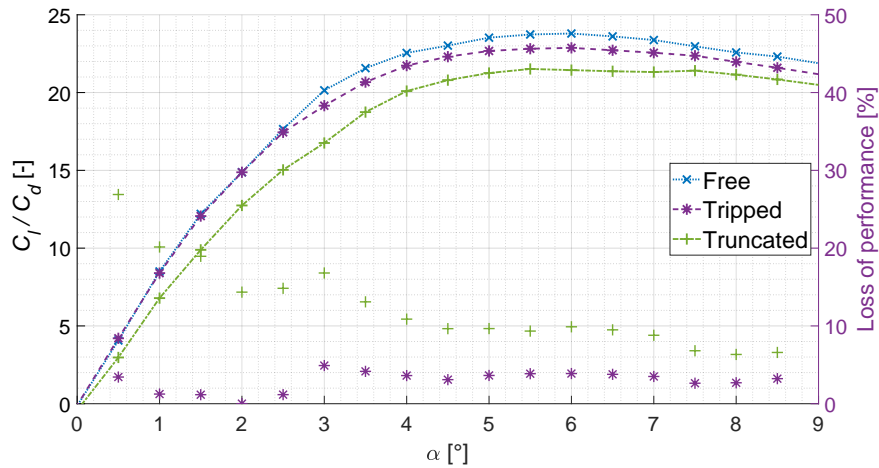


Figure 7. Variation of lift-drag ratio with angle of attack for free, tripped and truncated configuration at $Re = 8 \times 10^5$.

For the tripped method, the difference in performance is much lower with less than 4% performance loss at the maximum lift-drag ratio angle. Moreover, this loss is much less pronounced for angles smaller than 3.5° . For both cases, the tendency is a decreasing performance loss with the angle of

attack.

3.5 Moment

As explained in section 2.3, the moment can be analyzed by examining the position of the pressure center location using the lift value. Moment coefficient and pressure center location are presented in Fig. 8.

For the free configuration, a strong increase in the moment coefficient can be observed from 5.5° which corresponds to the appearance angle of strong coupling with tonal noise emission. After 8° , where the coupling disappears, the moment coefficient decreases suddenly. As a consequence the pressure center location is shifted toward the leading-edge when the coupling occurs.

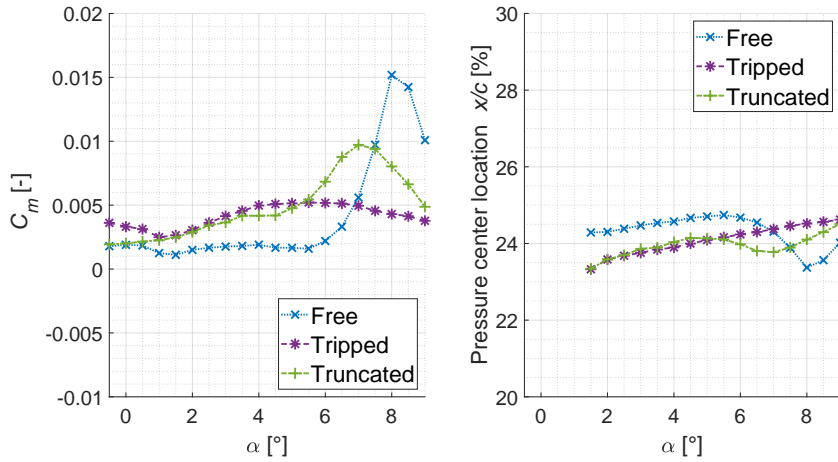


Figure 8. Moment coefficient and pressure center location with angle of attack for free, tripped and truncated configuration at $Re = 8 \times 10^5$.

Conversely, for the tripped configuration where no coupling occurs, there is no bump in the moment coefficient, which shows that bump is linked to trailing edge eigenmode coupling. The pressure center location linearly goes toward the trailing edge with the angle of attack increasing.

Truncated configuration shows the same behavior as free one except that the pressure center location shift appears between 4° and 7° . This can be explained by the chord reduction of the hydrofoil. The proximity of boundary layer transition to the trailing edge is a key point for trailing edge eigenmode coupling. The transition point is also known to move rearward the trailing edge with angle of attack on the pressure side. Thus, a reduction of the chord length could lead to a shift of the coupling angles.

3.6 Discussion

A previous work has demonstrated that the state of the boundary layer at the trailing edge is a key parameter for strong coupling with the trailing edge eigenmode and tonal noise emission.

Dynamic Mode Decomposition reveals a well-organized vortex shedding structure during trailing edge eigenmode coupling. This phenomenon is generated by the vibrations of the profile under excitation, which explain the good agreement between the trailing edge vortex shedding frequency and hydrofoil vibrations. This could also be considered as a source of significant drag.

The tripped configuration shows no identified pattern on the wake, as vibratory responses confirm the efficiency of triggered boundary layer on the trailing edge coupling and tonal noise emission. However,

vortex shedding deletion is not sufficient to compensate the loss in lift-drag ratio, although its effect can be seen in drag. The truncation configuration, however, is shown to be an important source of drag, which has a strong impact on the lift-drag ratio. Although it has a smaller angle coupling range than the free hydrofoil, the amplitudes of coupling can be higher. Nevertheless, the advantage of this configuration on vibration and tonal noise emission is less impressive than the triggered boundary layer one. In terms of performance, it seems that truncation has a strong negative impact, twice more important than the tripped configuration.

Results show that the coupling phenomenon also has an impact on the moment coefficient, with a setback of the hydrodynamic pressure center location for both the free and truncated configurations, in contrast to the tripped configuration. The shift in incidences observed for truncated configuration can be explained by the chord reduction of the hydrofoil. This setback can be considered as a signature of coupling, which is completely eliminated by triggered pressure-side boundary layers.

4 CONCLUSIONS

The experimental analysis of tonal noise control methods has shown that triggering the pressure side boundary layer is an effective approach that completely eliminates the vibration coupling responsible for acoustic waves. The commonly used truncated trailing edge method also showed an impact on vibratory response, but to a much smaller extent. In addition to their impact on vibration, lift and drag results revealed a loss of performance with these control methods, although energetic vortex shedding was observed at the coupling. The loss of performance was more significant for the truncated method than the triggered one. Moment coefficient analysis also revealed a strong impact of coupling on it. The triggered configuration has been shown to be a powerful method to suppress tonal noise emission, which is challenging for the environment, by eliminating the strong vibrations that can cause structural failures. It also suppresses moment events that can be problematic for stability much better than truncating the hydrofoil in terms of performance.

REFERENCES

- Arbey, H. and J. Bataille (1983). Noise Generated by Airfoil Profiles Placed in a Uniform Laminar Flow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 134, pp. 33–47.
- Blake, W. K. (1984). Excitation of Plates and Hydrofoils by Trailing Edge Flows. In: *Journal of Vibration and Acoustics* 106, pp. 351–363.
- Charonko, J. and P. Vlachos (2013). Estimation of Uncertainty Bounds for Individual Particle Image Velocimetry Measurements from Cross-Correlation Peak Ratio. In: *Measurement Science and Technology* 24.6, p. 065301.
- Clark, L. T. (1971). The Radiation of Sound from an Airfoil Immersed in a Laminar Flow. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 93.4, pp. 366–376.
- Ducoin, A. and J. A. Astolfi (2019). Wall-Pressure Fluctuations of Laminar Separation Bubble Based on Direct Numerical Simulation and Experiments Over a Hydrofoil at $Re=450,000$. In: *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 76, pp. 132–144.
- Ducoin, A., J. A. Astolfi, and M. L. Gobert (2012). An Experimental Study of Boundary-Layer Transition Induced Vibrations on a Hydrofoil. In: *Journal of Fluids and Structures* 32, pp. 37–51.
- Francois, P., J. A. Astolfi, and X. Amandolese (2022). Experimental Analysis of Hydrofoil Hydroelastic Trailing Edge Vibrations. In: *Actes du 25ème Congrès Français de Mécanique*. Nantes: CFM 2022.

- Lin, C. C. (1944). On The Stability of Two-Dimensional Parallel Flows. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 30.10, pp. 316–324.
- McAlpine, A., E. C. Nash, and M. V. Lowson (1999). On the Generation of Discrete Frequency Tones by the Flow Around an Aerofoil. In: *Journal of Sound and Vibration* 222.5, pp. 753–779.
- Nakano, T. et al. (2007). Experimental Study on Flow and Noise Characteristics of NACA0018 Airfoil. In: *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 95.7, pp. 511–531.
- Nash, E. C., M. V. Lowson, and A. McAlpine (1999). Boundary-Layer Instability Noise on Aerofoils. In: *Journal of Fluid Mechanics* 382, pp. 27–61.
- Paterson, R. W. et al. (1973). Vortex Noise of Isolated Airfoils. In: *Journal of Aircraft* 10.5, pp. 296–302.
- Pröbsting, S. and S. Yarusevych (2015). Laminar Separation Bubble Development on an Airfoil eEitting Tonal Noise. In: *Journal of Fluid Mechanics* 780, pp. 167–191.
- Schmid, P. J. (2010). Dynamic Mode Decomposition of Numerical and Experimental Data. In: *Journal of fluid mechanics* 656, pp. 5–28.
- Shen, S. F. (1954). Calculated Amplified Oscillations in the Plane Poiseuille and Blasius Flows. In: *Journal of the aeronautical sciences* 21.1, pp. 62–64.
- Tam, C. K. W. (1974). Discrete Tones of Isolated Airfoils. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 55.6, pp. 1173–1177.
- Zigunov, F. (2022). *Dynamic Mode Decomposition [DMD] - Wrapper*.

Experimental analysis of hydrofoil hydroelastic trailing edge vibrations

P. FRANCOIS^a, J-A. ASTOLFI^b, X. AMANDOLESE^c

a. IRENav, paul.francois@ecole-navale.fr

b. IRENav, jacques-andre.astolfi@ecole-navale.fr

c. LMSSC-Cnam, xavier.amandolese@lecnam.net

Résumé :

Les conditions conduisant aux vibrations hydroélastiques de bord de fuite sont étudiées sur un hydrofoil NACA0015 en Aluminium monté en configuration encastrée-libre dans un tunnel hydrodynamique. Les essais ont été menés pour des nombres de Reynolds compris entre 2×10^5 et 9×10^5 et différents angles d'incidence de 0 à 10° . De la vibrométrie laser a été utilisée pour identifier la réponse vibratoire de l'hydrofoil. De la vélocimétrie par image de particules résolue en temps (TR-PIV) a aussi été utilisée pour caractériser l'écoulement et discuter de l'origine hydrodynamique du phénomène. Ce travail a pour objectif de décrire les différentes configurations conduisant à un couplage fort entre l'écoulement et un mode d'hydrofoil caractérisé par un ventre de vibration au bord de fuite. Des amplitudes de vibration significatives ont ainsi été observées pour des angles d'incidence compris entre 3.5° et 8.5° . L'analyse de l'écoulement de bord de fuite a également révélé que le comportement de la couche limite intrados au niveau du décollement de bord de fuite joue un rôle essentiel dans le mécanisme d'excitation.

Abstract :

This paper explores the conditions for hydro-elastic trailing edge vibrations on a NACA0015 aluminium hydrofoil clamped in a hydrodynamic tunnel. Test were performed for Reynolds numbers ranging from 2×10^5 up to 9×10^5 and various angle of attack, from 0 up to 10° . Laser vibrometry was used in order to describe the hydrofoil vibratory response. Time Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV) was also used to visualise the flow and question the origin of the hydrodynamics excitation mechanism. This work aims to describe the different configurations generating strong coupling between the flow and a trailing edge structural eigenmode. It has been shown that vibrations of significant amplitude can be observed for a specific range of angle of attack from 3.5° to 8.5° and that the pressure surface boundary layer separation close to the trailing edge plays a key role in the hydrodynamics excitation mechanism.

Key Words : Fluid-Structure Interaction, Hydroelastic vibration, Trailing-edge flow, hHdrodynamic tunnel

1 Introduction

As it can affect performances, prone structural failures, disturb users, impact acoustic discretion and the whole ecosystem around, noise and vibrations of hydrodynamic lifting surfaces is a matter of great

concern. According to Blake [2] three unsteady flow mechanisms can be responsible for the vibration of hydrofoil operating at low angle of attack. The first one is due the unsteadiness of the incoming flow generating unsteady random hydrodynamic loading and a so-called buffeting response of the hydrofoil. The second can also be referred to as turbulence-induced vibration but due to the boundary layer on the hydrofoil surface. It thus mainly concerns hydrofoil operating at high Reynolds numbers. The third one is due to a tonal flow excitation generated by a periodic vortex shedding from the trailing edge. For hydrofoil with blunt trailing-edge the vortex wake organisation can be regarded as a Kármán vortex street, as for the canonical circular cylinder configuration. But for hydrofoil with sharp trailing-edge, the exact mechanism responsible for discrete frequency organisation of the wake remain unclear. In that context, works done on tonal noise of airfoil in the last decades are of great interest. The first mention of discrete frequency tones from a sharp-trailing-edge airfoil at moderate Reynolds number is probably due to Clark [3]. Paterson *et al.* [9] also mentioned tonal noise on airfoil at Reynolds numbers close to 8×10^5 and a small angle of attack $\alpha = 6^\circ$ and introduced a frequency evolution law based on a constant Strouhal number $St = 0.1 = 2f\delta/U_\infty$, referred to twice the trailing-edge laminar boundary-layer thickness :

$$f = \frac{0,011U_\infty^{1.5}}{\sqrt{cv}}, \quad (1)$$

where f is the frequency tone, U_∞ the flow speed and δ the boundary layer thickness at the trailing edge (for either the suction or pressure side), c is the hydrofoil chord and ν the fluid kinetic viscosity. In 1974, Tam [12] questioned the simple Strouhal number correlation and the Kármán vortex type organisation of the wake and proposed that the tones are generated by a self-excited feedback loop involving unstable disturbances in the boundary layer and in the wake flow, along with the feedback of acoustic waves. Using this feedback loop model, a ladder type evolution of the dominant frequency can be drawn that cross the Strouhal law of Paterson *et al.*. Following the work of Paterson *et al.* and Tam, Arbey *et al.* [1] assumed that the ladder-type evolution of the frequency can be due to an aeroacoustic feedback loop involving the diffraction of Tollmien-Schlichting (T-S) instabilities by the trailing edge and the maximum velocity point of the airfoil. In an attempt to clarify the tonal noise generation mechanism on aerofoils at moderate Reynolds number, Nash *et al.* [7] conducted experiments on a NACA0012 aerofoil section. They showed that the ladder type evolution of tones could be eliminated in anechoic conditions. Their results also revealed the presence of strongly amplified boundary-layer instabilities just upstream of the pressure surface trailing edge that roll up to form a regular Kármán-type vortex street. They proposed a new mechanism for tonal noise generation based on the growth of T-S instability waves amplified by inflectional profiles in the separating laminar shear layer on the pressure surface. In another paper, the same team [6] concentrates their work on the stability of pressure side boundary layer in a way to understand the relationship between T-S waves and tonal noise. They conducted experiments on two aerofoil, including an asymmetrical one, which permit to show the impact of airfoil shape on the tonal noise frequency. They also confirmed that tonal noise is closely dependent of the presence of laminar separation bubble on the pressure side close to the trailing edge. In 2007, Nakano *et al.* [8] carried out experiments allowing to clarify the impact of the angle of attack on the tonal noise mechanism at moderate Reynolds number $Re = 1.6 \times 10^5$. Using liquid-crystal visualisation and particle image velocimetry, they confirmed that a laminar separation bubble move along the foil in both the suction and pressure side as a function of the angle of attack. They also showed that the tonal noise apparition is strongly link to the location of the reattachment point of the LSB near the trailing edge on the pressure

side at low angle of attack.

More recently, Probsting *et al.* [10] investigated on a NACA0012 airfoil emitting tonal noise. They found that for an angle of attack of 1.2° and for $Re \leq 4.5 \times 10^5$, tonal noise emission could also be due to an acoustic feedback involving a laminar separation bubble (LSB) formed on the suction side of the airfoil. These different studies did not take into account the hydrofoil vibrations. Conversely Ducoin *et al.* [5] observed discrete frequency excitation mechanism involving a laminar separation bubble on the suction side of an hydrofoil thanks to vibratory response. Based on experiments conducted on a NACA66312 laminar hydrofoils at low angles of attack and transitional Reynolds numbers, they showed that the frequency of the boundary-layer transition mechanism can couple with some natural frequencies of the hydrofoil leading to significant vibrations.

Following those works, the aim of the present study is to clarify, on a symmetric NACA0015 hydrofoil operating at moderate Reynolds numbers, the configurations leading to strong hydroelastic coupling between the trailing edge flow and a trailing-edge mode of the hydrofoil. The experimental set-up along with the hydrofoil modal characteristics are presented in Section 2. Results and discussions focussing on the trailing edge vibrations and wake organisation are reported in Section 3, prior to a conclusion.

2 Materials and methods

Experiments were performed in the hydrodynamic tunnel of the French Naval Academy Research Institute (IRENav) in a square test section of 0.192×0.192 m having a honeycomb standardized inlet flow (figure 1). An Aluminium NACA0015 section hydrofoil of 69 GPa Young modulus, constant chord of 0.1 m and a span of 0.191 m was mounted in a clamped-free configuration. The flow speed was regulated in a range of 2 to 9 m s^{-1} (i.e. a Reynolds numbers range, referred to the chord, from 2×10^5 up to 9×10^5).

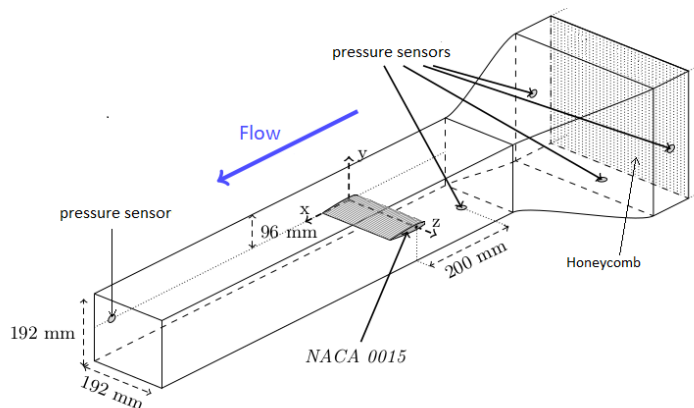


FIGURE 1 – Clamped-free hydrofoil model in the IRENav Hydrodynamics test section

Vibration measurements of the hydrofoil were performed in a point located at 70% of the chord and 64% of the span with a PSV-400 vibrometer that operates thanks to doppler-effect with a 10 m s^{-1} minimum precision. The sensor was disassociated from the tunnel structure in order to limit the impact of pump vibrations. A reflected patch of 3M® S80 film was used on the profile to increase the signal quality.

Eigenmodes of the hydrofoil were determined with the vibrometer using a scanning mode technique and exciting the model with a vibrating pot at a frequency of 1 Hz in still water. Fifty five points were used to mesh the profile and determine the phase in order to reconstruct the deformation. Eigenmode frequencies

are reported in figure 2. For result reliability and avoid spectral overlap, all vibration spectrum were calculated with Fast Fourier Transform on an average of 16 data sample of 1s at a frequency acquisition of 9,6kHz. The eigenmodes spatial deformation associated with the fourth mode, at 845Hz, is show in figure 3. This mode is not the dominant one in still water (see figure 2), but it is the one exhibiting the higher amplitude of vibration in the Reynolds number range explored in the present study. As it can be seen in figure 3, this mode has an area of high deformation close to the trailing edge with a maximum at mid-span. This 845Hz eigenmode, labeled "mode 4", is then called a flapping trailing edge mode.

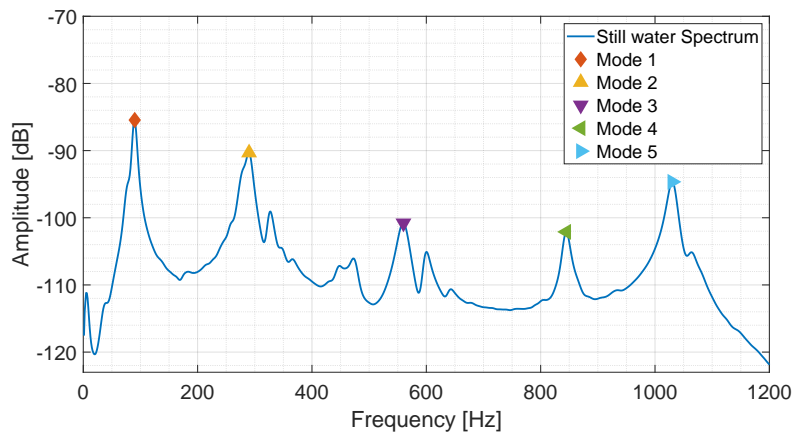


FIGURE 2 – Quiet water hydrofoil eigen frequencies

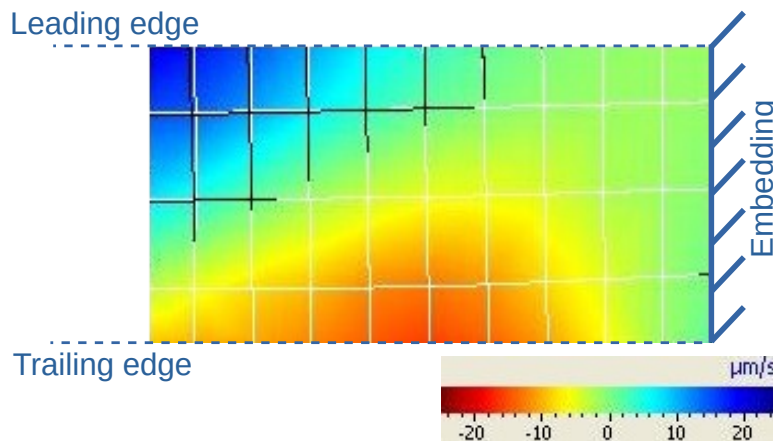


FIGURE 3 – Mode 4 (845Hz) deformation shape

Particle Image Velocimetry (TR-PIV) was done with a SpeedSense 2640 Phantom camera and a 1024x400 pixel frames at 10 000Hz. DynamicStudio® from Polytech® post processing was performed with interrogation area of 16x8 pixel and 4 pixel recovery giving rise to 251x98 pixel vector fields. For each acquisition, 2000 pictures were collected.

Dynamic mode decomposition (DMD) was performed in order to identify wake coherent structure. Schmid *et al.* [11] showed that DMD method is able to extract dynamic information from experimental flow and can be used to describe the physical mechanism. DMD reconstruction presented in this article are spatial TR-PIV flow speed vector associated to the frequency exhibiting the highest spatial consistency.

3 Results and discussions

3.1 Trailing edge vibrations

Trailing edge vibratory responses have been measured for the hydrofoil having different fixed root angle of attack (from 0 up to 10°) and varying the incoming velocity from 2 to 9 m s^{-1} (i.e. a Reynolds numbers range from 2×10^5 up to 9×10^5). Results have shown that trailing edge vibrations occurred for specific range of angle of attack $3.5 \leq \alpha \leq 8.5^\circ$. Amplitude and frequency of the dominant peak in the response spectrum, for $\alpha = 8^\circ$, are reported in figure 4 as a function of the Reynolds number. At low Reynolds numbers $3 \times 10^5 \leq Re \leq 6 \times 10^5$ the dominant peak in the response spectrum is the one associated to the first bending mode of the hydrofoil. The slight increase of the amplitude response in this Reynolds number range can be attributed to turbulence-induced vibrations due to the residual turbulence of the incoming flow. A significant increase of the amplitude response can be observed for $Re \geq 6 \times 10^5$ along with a switch to a frequency close to the one of the flapping trailing edge mode (mode 4). It is interesting to note that the observed lock-in frequency is slightly lower than the one observed in quiet water. That can be explained by the impact of added hydrodynamic stiffness on the fluid-structure eigenmodes. Using the Strouhal law of Paterson *et al.* (equation 1) a lock-in between the vortex wake organisation and the flapping trailing edge mode is expected for $Re \approx 8 \times 10^5$ which is consistent with those results.

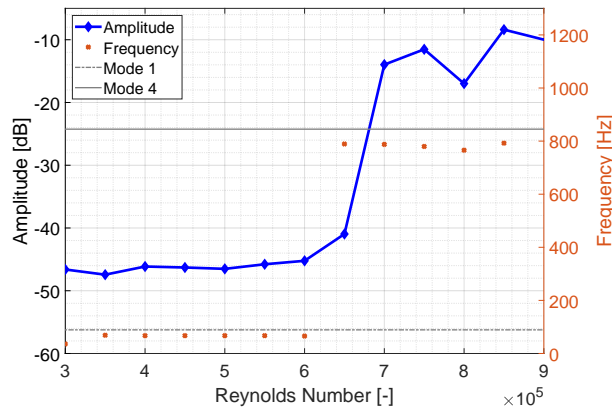


FIGURE 4 – Amplitude and frequency of the dominant peak in the response spectrum as a function of the Reynolds number, for $\alpha = 8^\circ$.

Amplitude and frequency of the dominant peak in the response spectrum, for $Re = 8 \times 10^5$, are reported in figure 5 as a function of the hydrofoil root angle of attack. For angle of attack lower than 2° , vibrations of low amplitude are observed at frequency close to the one of the first bending mode. A slight increase of the response is observed for $\alpha = 2.5^\circ$. Investigations are ongoing to clarify that point. Between 3.5° and 8.5° the dominant peak frequency switches to a frequency close to the one of the flapping trailing edge mode (mode 4) and a huge bump can be observed in the amplitude of vibrations, with a maximum observed for $\alpha = 7^\circ$. Slight frequency variations can be observed. In particular, the coupling frequency slightly decreases with the angle of attack between 6° and 8.5° . For $\alpha \geq 9^\circ$ the hydrofoil vibration is, again, dominated by turbulence-induced vibrations, involving the first bending mode.

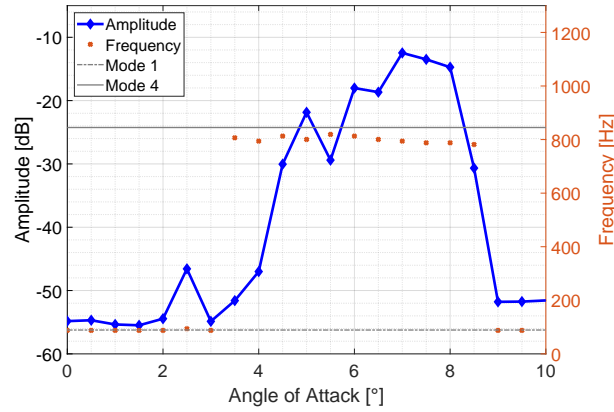


FIGURE 5 – Amplitude and frequency of the dominant peak in the response spectrum as a function of the hydrofoil root angle of attack, for $Re = 8 \times 10^5$.

3.2 Wake Analysis

Time Resolved Particle Image Velocimetry (TR-PIV) was used to visualise the flow and question the origin of the hydrodynamics excitation mechanism. Results presented here concern the hydrofoil with a root angle of attack of 8° and a Reynolds number of $Re = 8 \times 10^5$ for which strong coupling has been observed. TR-PIV measurements, when the resolution is correct, can be used as local unsteady probes to catch the flow variation in both intensity and direction. Figure 6 presents the frequency of the dominant peak associated to the local velocity spectrum. Time evolution of each flow speed is analyzed in Fourier space and the maximum frequency pic is displayed. Left corner square represent the trailing edge of the hydrofoil where pressure side is on the bottom and suction side is not illuminated by laser. A $f \approx 740\text{Hz}$ frequency pattern is clearly present in the wake. It is interesting to note that this pattern appears slightly before the trailing edge (96% of the cord) on the pressure side, while it appears significantly forward the trailing edge in the suction side. An interface is also clearly visible between the upper and lower area, suggesting a Kármán-type vortex street.

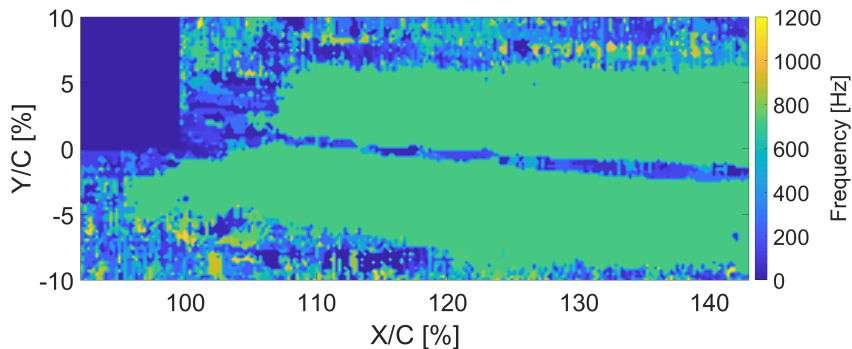


FIGURE 6 – Frequency of the dominant peak associated to local velocity spectra ; for $Re = 8 \times 10^5$ and $\alpha = 8^\circ$

Dynamics Mode Decomposition was also performed [13] in order to clarify the associated fluid mode shape. A $f \approx 770\text{Hz}$ pattern was found. Results are shown on figure 7. The frequency associated to this coherent wake organization is slightly different from the one identified previously from spectral

analysis and also slightly lower than the one observed from the hydrofoil trailing edge mode vibrations. Conversely, the same method was performed for an angle of attack equal to 9° for which no trailing edge vibration were observed (see figure 5). No dominant frequency appears in the wake and the DMD method does not detect any coherent pattern.

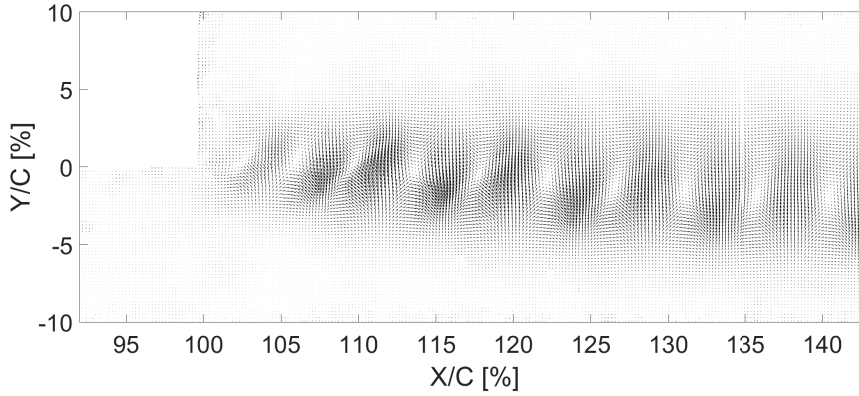


FIGURE 7 – $f \approx 770\text{Hz}$ pattern identified from dynamics mode decomposition; for $Re = 8 \times 10^5$ and $\alpha = 8^\circ$

3.3 Discussions

The extension of a coherent wake flow frequency pattern on the pressure side slightly upstream the trailing edge, clearly suggests that an hydrodynamic phenomenon involving a pressure side amplification of the shear layer separation is at the origin of a coupling with the so-called trailing edge mode 4 of the hydrofoil. The dynamic mode decomposition also highlights a well organized vortex shedding structure when the trailing edge mode of the hydrofoil is coupled with this trailing edge flow. The fact that strong coupling has been observed for a specific range of angle of attack $3.5^\circ \leq \alpha \leq 8.5^\circ$ is also consistent with the work of Nakano *et al.* [8] and reinforce the hypothesis that the state of the boundary layer on the pressure side of the hydrofoil, close to the trailing edge, is a key parameter. The coupling should then be optimum when the reattachment point of a laminar separation bubble and/or transition point is close to trailing edge. An XFOIL solver [4] analysis of the NACA0015 boundary layer evolution also confirmed that the transition point, on the pressure side, gradually moves forward the trailing edge with the angle of attack. For angles of attack less than 3.5° the transition point is too far upstream the trailing edge to have any effect and for angle of attack above 8.5° the transition does not occur on the pressure side. This could also explain the gradual rise in amplitude of the vibratory response as the transition point get closer to the trailing edge with the angle of attack increasing (figure 5).

4 Conclusion

Trailing-edge vibrations on a NACA0015 hydrofoil was experimentally investigated. A hydrodynamics excitation mechanism was also questioned based on unsteady wake analysis and previous work done on airfoil. A strong coupling with the mode 4 is observed for a narrow range of angles of attack. This eigenmode mode is a trailing edge deformation one. It was also shown that sufficient flow speeds are necessary for trailing edge flow-induced vibrations and that the lock-in can be predicted using a frequency evolution law based on a constant Strouhal number. The dynamic mode decomposition has highlighted a well organized vortex shedding structure when the trailing edge mode of the hydrofoil is coupled with

this trailing edge flow. The unsteady flow analysis also suggests that the location of the boundary layer transition on the pressure side of the hydrofoil is a key parameter. According to previous study it should be close to the trailing edge to enhance the trailing edge flow excitation mechanism. Further work are ongoing to clarify that point.

Références

- [1] H. Arbey, J. Bataille, Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 134 (1983) 33–47.
- [2] W.K. Blake, Excitation of plates and hydrofoils by trailing edge flows. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design*, 106 (1984) 351–363.
- [3] L.T. Clark, The radiation of sound from an airfoil immersed in a laminar flow, *Trans ASME A : Journal of Engineering Power*, 93 (1971) 366–376.
- [4] M. Drela, XFOIL : An analysis and design system for low Reynolds number airfoils, in *Low Reynolds number aerodynamics*, 1–12, Springer, 1989.
- [5] A. Ducoin, J.-A. Astolfi, M.-L. Gobert, An experimental study of boundary-layer transition induced vibrations on a hydrofoil, *Journal of Fluids and Structures*, 32 (2012) 37–51.
- [6] A. McAlpine, E.C. Nash, M.V. Lowson, On the generation of discrete frequency tones by the flow around an aerofoil, *Journal of Sound and Vibration*, 5 (1999) 753–779.
- [7] E.C Nash, M.V. Lowson, A. McAlpine, Boundary-layer instability noise on aerofoils, *Journal of Fluid Mechanics*, 382 (1999) 27–61.
- [8] T. Nakano, N. Fujisawa, Y. Oguma, Y. Takagi, S. Lee, Experimental study on flow and noise characteristics of NACA0018 airfoil, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 7 (2007) 511–431.
- [9] R.W. Paterson, W. Robert, P.G Vogt, M.R Fink, C.L. Munch, Vortex noise of isolated airfoils, *Journal of Aircraft*, 5 (1973) 296–302.
- [10] S. Pröbsting, S. Yarusevych, Laminar separation bubble development on an airfoil emitting tonal noise, *Journal of Fluid Mechanics*, 780 (2015) 167–191.
- [11] P.J Schmid, Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data, *Journal of fluid mechanics*, 656 (2010) 5–28.
- [12] C.K.W Tam, Discrete tones of isolated airfoils, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 6 (1974) 1173–1177.
- [13] F. Zigunov, Dynamic Mode Decomposition [DMD] - Wrapper, *MATLAB Central File Exchange*, (2021).
