

Analyse des écoulements autour de structures en mouvement forcé de tangage : application à la propulsion instationnaire

Joseph Moubogha Moubogha

▶ **To cite this version:**

Joseph Moubogha Moubogha. Analyse des écoulements autour de structures en mouvement forcé de tangage : application à la propulsion instationnaire. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. École Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 2018. Français. ⟨NNT : 2018ENAM0056⟩. ⟨tel-02077335v2⟩

HAL Id: tel-02077335

https://pastel.hal.science/tel-02077335v2

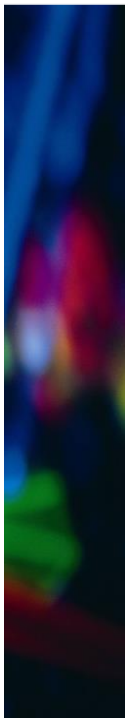
Submitted on 25 Mar 2019

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



2018-ENAM-0056

École doctorale n° 432 : Science des Métiers de l'ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Mécanique-Matériaux "

présentée et soutenue publiquement par

Joseph MOUBOGHA MOUBOGHA

le 21 décembre 2018

Analyse des écoulements autour de structures en mouvement forcé de tangage : Application à la propulsion instationnaire

Directeur de thèse : **Jacques André ASTOLFI**
Co-directeur de thèse : **Uwe EHRENSTEIN**

Jury

M. Christophe ELOY,	Professeur des Universités, IRPHE, Centrale Marseille	Président
M. Sylvain GUILLOU,	Professeur des Universités, LUSAC, Université de Caen Normandie	Rapporteur
M. Yves-Marie SCOLAN,	Professeur, IRDL, ENSTA Bretagne	Rapporteur
Mme. Annie-Claude BAYEUL-LAINÉ,	Maitre de conférences HDR, LMFL, Arts et Métiers	Examinatrice
M. Uwe EHRENSTEIN,	Professeur des Universités, M2P2, Aix-Marseille Université	Examinateur
M. Jacques André ASTOLFI,	Professeur des Universités, EA 3634 - IRENav, Ecole Navale	Examinateur

T H È S E

Arts et Métiers ParisTech - Campus de Paris
Institut de Recherche de l'Ecole Navale

Remerciements

C'est avec le sentiment d'une immense reconnaissance mêlée à une sorte de prudence, de peur de n'omettre aucune personne par mégarde, que j'aborde ces remerciements. L'oubli étant le propre de la nature humaine, et dans l'incapacité de tous les nommer ici, je veux dès lors remercier tous ceux et celles qui ont contribué de loin comme de près, directement et indirectement au bon déroulement de cette thèse.

J'aimerai spécialement remercier Jacques André Astolfi et Uwe Ehrenstein pour l'encadrement qu'ils m'ont offerts durant le déroulement de toute cette thèse : de la précision du sujet de recherche à la réalisation des expériences confrontées aux simulations numériques, jusqu'à la rédaction de ce mémoire. Le souvenir des diverses et nombreuses conversations fructueuses, tant scientifiques (à l'exemple de *La mesure de la circonférence d'un cercle* ou du *Mystérieux et fascinant nombre* π) que philosophiques et théologiques (comme *Le concept du temps et de l'éternité* selon saint Augustin, d'après le fameux Livre XI des Confessions) en votre compagnie, demeurera longtemps gravé en mon esprit. Merci pour le témoignage de votre confiance renouvelée !

Je tiens à remercier chaleureusement Sylvain Guillou et Yves-Marie Scolan d'avoir rapporté cette thèse, et Christophe Eloy et Annie-Claude Bayeul-Lainé d'avoir respectivement présidé au jury et examiné ces travaux.

Un grand merci à l'École Navale et à son institut de recherche (l'IRENav) de m'avoir accueilli dans des conditions très favorables pour réaliser cette étude. Merci à l'ensemble du personnel (civil et militaire) de l'établissement et à toute l'équipe du laboratoire, anciens et nouveaux : Alex, Ju, Nico et Mathieu (nos prédécesseurs), Loïc (le grand frère attentionné), El Bay et Younes (les philosophes hors pair qui ont l'art de parler de tout), Miss-Wiss (Wissame la classe !), Bruno (hey le white !), François et Guillaume (les grands sportifs qui m'ont entretenu physiquement), les deux Peter (toujours cools), Patrick (A fond !), Fred (le titilleur pointilleux !), Vennec et Yannick (nos informaticiens perspicaces), Mme. Jones (mon super prof. d'Anglais), Joseph (le moins jeune ou le grand !), Jean-Charles (qui m'aura toujours à l'œil même après avoir passé cette thèse), Laurent

(mon accompagnateur d'été), Rémy (l'accompagnateur de tous les temps), Abdel (l'ambianceur, *on y croit !*) et Marie (la maman poule chérie des doctorants !).
Matt (mon super co-bureau et chauffeur, en bus !) et Mr. Olmi (notre cher papa poule), je garde en mémoire les supers moments en formation doctorale sur Paris à la découverte de l'entrepreneuriat et des spécialités culinaires du monde (sans remboursement) ! Vivement une prochaine formation !
Merci à la dream team du SCEFER pour son expertise apportée à la réalisation des essais. Jean-Mich, Alain et tous les autres, vous avez énormément contribué à l'aboutissement de ce travail, merci bien !

Pour son amitié et son inconditionnel soutien, merci à Ma Grande Famille (*celle que j'ai choisi*), beaucoup trop nombreuse...Boua, Yann, 13or, Joe, Yankos, Mick, Tonio, Samie, Yamou, Ma-Anne, Ya-Brice, Ziad, Françis, Phil, Nat, Harriet, Mariam, Eddy,...Ami(e)s, Frères, Sœurs, Pères et Mères !

Et Un Grand Merci à ma Perle bien aimée de grand prix !

Table des matières

Liste des figures **6**

Liste des tableaux **17**

1 Introduction générale **1**

2 Outils et méthodes d'investigation **13**

2.1 Dispositif expérimental 14

2.1.1 Tunnel hydrodynamique 14

2.1.2 Profils étudiés 17

2.1.3 Mouvement forcé de tangage 19

2.2 Vélocimétrie par Image de Particule 21

2.2.1 Principe 22

2.2.2 Ensemencement 23

2.2.3 Eclairage 24

2.2.4 Prise d'images 25

2.2.5 Traitement des données 27

2.3 Identification des structures de l'écoulement 30

2.3.1 Vorticité ω 30

2.3.2 Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres 33

2.4 Configurations de mesures 40

3 Structures du sillage du profil carbone 2D oscillant **43**

3.1 Influence de la fréquence d'oscillation 44

3.2 Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement 57

4 Efforts hydrodynamiques **73**

4.1 Simulation numérique 74

4.1.1 Équations générales 74

4.1.2 Procédure de résolution numérique 74

4.2 Estimation expérimentale de la poussée moyenne 79

4.3 Validation et Comparaison des résultats 86

4.3.1 Validation qualitative : Structures du sillage 87

4.3.2 Validation quantitative : Profils Urms et Poussée 88

4.4 Discussion finale sur l'étude comparative 99

4.5 Etude paramétrique 100

4.5.1 Effet de l'amplitude maximale d'oscillation 101

4.5.2 Effet de la vitesse d'écoulement 105

4.5.3 Loi d'évolution de la poussée 110

5 Sillage du profil carbone 3D oscillant **113**

5.1 Introduction 114

5.2 Influence des paramètres expérimentaux 114

5.2.1 Effet de la fréquence d'oscillation 114

5.2.2 Effet de l'amplitude d'oscillation 117

5.3 Comparaison des sillages 2D et 3D 124

5.3.1 Amplitude maximale d'oscillation fixée à 10° 124

5.3.2 Amplitude maximale d'oscillation fixée à 15° 125

5.4 Discussion sur les performances propulsives du profil 3D 130

6 Conclusions et perspectives **133**

Bibliographie **147**

Table des figures

1.1 Les modes de nage extrait de [104]. 4

1.2 Schéma de trajectoire trochoïdale des pales du système SHIVA de l'IRENav. 5

1.3 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) correspondants à la distance d'une corde (lignes vertes) du bord de fuite d'un profil oscillant (en mouvement de tangage pur) dans une configuration de type von Kármán (gauche) et von Kármán inversée (droite). . 7

1.4 Visualisations de quelques sillages tourbillonnaires produits par un profil en oscillation de tangage dans un écoulement (orienté de gauche à droite). On observe (a) un sillage ondulant de von Kármán mesuré par Koochesfhani [69], (b) un sillage 2P et (c) un sillage de von Kármán mesuré par [7], et (d) un sillage de von Kármán inversé mesuré par Bohl & Koochesfahani [20]. 8

1.5 Résultats et figures extraient de Godoy-Diana et *al.* [43] illustrant en (a) différents types de sillages mesurés à savoir : von Kármán (□), aligné (■), von Kármán inversé (+) et von Kármán inversé oblique (△). Les lignes bleue et verte indiquent la transition d'un sillage à un autre. En (b) les contours du coefficient moyen de traînée estimé sont présentés. La ligne noire foncée correspond à la transition traînée - poussée et la ligne grise épaisse à la transition du sillage von Kármán - von Kármán inversé. . . . 9

2.1 Schéma général du tunnel hydrodynamique de l'IRENav 14

2.2 Dimensions de la veine d'essai et position d'un profil. 15

2.3 Gauche : Profil mince et rigide 2D en acier inoxydable de 5 mm (épaisseur) × 191 mm (largeur) × 150 mm (longueur). Milieu : Plaque carbone 2D rigide et mince de 3 mm × 191 mm × 40 mm. Droite : Plaque carbone 3D rigide et mince de 3 mm × 6.7 mm × 40 mm reliée à la queue cylindrique par une tige rigide rectangulaire en carbone (3 mm × 95.3 mm × 4 mm). 17

2.4 Vue des profils carbone 2D (gauche) et acier inox 2D (droite) insérés à mi-hauteur au sein de la veine d'essai du tunnel hydrodynamique. 18

2.5 Montage du moteur éléctrique à courant continu accouplé à la queue du profil à l'arrière de la veine d'essai pour la mise en incidence dynamique. 19

2.6 Evolution des signaux de position et de vitesse de la plaque dans son mouvement imposé par le moteur à une amplitude de 10° et des fréquences d'oscillation de 0.6 Hz (en haut à gauche), 1 Hz (en haut à droite) et 2 Hz (en bas). 20

2.7 Principe de la mesure vélocimétrie par image de particules de *Dantec Dynamics* . . . 23

2.8 Position du plan laser (x, y) en milieu de veine pour la mesure du champ de vitesse par PIV. 25

2.9 Position du plan laser (y, z) à une corde du bord de fuite du profil carbone 2D au sein de la veine d'essai du tunnel. 25

2.10 Plans laser PIV (x, y) en milieu de veine $(z = 0)$ en présence du profil carbone 2D (gauche) et du profil carbone 3D (droite). 26

2.11 Plans laser PIV (y, z) à une corde du bord de fuite du profil carbone 2D (gauche) et du profil carbone 3D (droite). 26

2.12 Dispositif expérimental de la PIV. 28

2.13 Exemple d'images de particules dans le voisinage d'un profil en tangage avant (gauche) et après (droite) l'application du masque dynamique. 29

2.14 Haut : Superposition des vecteurs vitesse u, v et du champ de vorticité instantané ω_z $(\partial v/\partial x - \partial u/\partial y)$ correspondant dans le plan (x, y) à $z = 0$ autour du profil carbone 2D oscillant à 0.5 Hz. Bas : Superposition des vecteurs vitesse w, v et du champ de vorticité instantané ω_x $(\partial v/\partial z - \partial w/\partial y)$ correspondant dans le plan (z, y) à une demi corde du bord de fuite du profil carbone 3D oscillant à 0.4 Hz. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$. 32

2.15 Distribution d'énergie relative des 100 premiers modes POD. 36

2.16 Champs de vorticité ω_z des six premiers modes POD. 37

2.17 Coefficients POD principaux a_1 et a_2 en fonction des 100 premières snapshots PIV (haut) et dans le plan $z = 0$ pour 400 snapshots PIV (bas). 38

2.18 Superposition des vecteurs vitesse et du champ de vorticité ω_z d'une snapshot PIV brute (haut) dans le plan $(z = 0)$ autour du profil carbone 2D oscillant à 1 Hz et sa reconstruction à partir des six premiers modes POD (bas). Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$. 39

3.1 Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 0.5$ Hz pour une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 7c suivant l'horizontal et de -1.5c à 1.5c suivant la verticale. 47

3.2 Profils verticaux de vorticité instantanée le long de la première et de la deuxième structure tourbillonnaire pleinement formées dans le sillage de la plaque oscillante à $f = 0.5$ Hz et à une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). . 47

3.3 Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$, $(x - x_t)/c = 1.5$ et $(x - x_t)/c = 2.0$ (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.5$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 48

3.4 Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 0.6$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 49

3.5 Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$, $(x - x_t)/c = 1.5$ et $(x - x_t)/c = 2.0$ (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.6$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 50

3.6 Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 0.8$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 51

3.7 Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$, $(x - x_t)/c = 1.5$ et $(x - x_t)/c = 2.0$ (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.8$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 52

3.8 Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 1.2$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 53

3.9 Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$, $(x - x_t)/c = 1.5$ et $(x - x_t)/c = 2.0$ (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 1.2$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 53

3.10 Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 1.4$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 54

3.11 Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$, $(x - x_t)/c = 1.5$ et $(x - x_t)/c = 2.0$ (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 1.4$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 54

3.12 Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 1.8$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 55

3.13 Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$, $(x - x_t)/c = 1.5$ et $(x - x_t)/c = 2.0$ (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 1.8$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 55

3.14 Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à une corde du bord de fuite ($(x - x_t)/c = 1$, x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.4$ Hz, $f = 0.6$ Hz, $f = 0.8$ Hz, $f = 1.2$ Hz, $f = 1.5$ Hz, $f = 1.6$ Hz et $f = 1.8$ Hz. L'amplitude maximale d'oscillation vaut $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). 57

3.15 Champs instantanés de vorticité ω_z autour de la plaque statique à incidence nulle dans un écoulement à vitesse uniforme entrante $U_\infty = 0.05$ m/s, $Re = 2000$ (haut) et $U_\infty = 0.08$ m/s, $Re = 3200$ (bas). Le champ de vision s'étant de 0 à 7c suivant l'horizontal et de -0.8c à 0.8c suivant la verticale 59

3.16 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.4$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 61

3.17 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.5$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 62

3.18 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.6$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 63

3.19 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.8$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 64

3.20 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.2$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 65

3.21 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.4$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 66

3.22 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.5$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 67

3.23 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.6$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 68

3.24 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.8$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale. 69

3.25 Carte de sillages tourbillonnaires dans le plan St_D et A_D. Le code couleur indique la structure du sillage selon la classification de Williamson & Roshko [122]. Figure extraite de [103]. 70

3.26 Types de sillages sélectionnés à l'arrière de l'aileron oscillant dans un film de savon. (a) sillage de von Kármán pour $St_D = 0.12$ et $A_D = 0.12$, (b) sillage de von Kármán inversé pour $St_D = 0.12$ et $A_D = 2.0$, (c) sillage 2P pour $St_D = 0.08$ et $A_D = 1.4$, (d) sillage 2P+2S pour $St_D = 0.053$ et $A_D = 1.2$, (e) sillage 4P pour $St_D = 0.039$ et $A_D = 1.34$ et (f) sillage 4P+2S pour $St_D = 0.035$ et $A_D = 1.47$. Figure extraite de [103]. 71

4.1 Schéma de partition multi-domaine de l'ensemble du domaine de calcul avec la plaque insérée (noir). Exemples d'interfaces Γ_{ij} entre domaines (gris). 75

4.2 Volume de contrôle matériel doublement connecté. 79

4.3 Volume de contrôle géométrique. 82

4.4 Définition du volume de contrôle autour d'une plaque pour l'analyse du théorème de quantité de mouvement. 84

4.5 Instantanés numériques (colonne de gauche) et moyennes de phase expérimentales (colonne de droite) des champs de vorticité autour de la plaque oscillante pour différentes fréquences réduites $k = 1.5, 2.5, 3.8$ et 5, pour un angle d'attaque de $-8°$. 88

4.6 Comparaison entre les profils U_{rms} expérimentaux et numériques dans le sillage $(x - x_t)/c = 0.5$ (gauche) et $(x - x_t)/c = 1$ (droite) (x_t = bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 2.5$. 89

4.7 Comparaison entre les profils U_{rms} expérimentaux et numériques dans le sillage $(x - x_t)/c = 0.5$ (gauche) et $(x - x_t)/c = 1$ (droite) (x_t = bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 3.8$. 89

4.8 Comparaison entre les profils U_{rms} expérimentaux et numériques dans le sillage $(x - x_t)/c = 0.5$ (gauche) et $(x - x_t)/c = 1$ (droite) (x_t = bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 5$. 90

4.9 Evolution du coefficient moyen de poussée expérimental et numérique dans le sillage ($0.4 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$, x_t = bord de fuite) pour les fréquences reduites $k = 2.5$ (haut à gauche), $k = 3.8$ (haut à droite) et $k = 5$ (bas). Symboles (résultats expérimentaux), lignes (résultats numériques) : $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$; total force C_t. 92

4.10 Contrainte visqueuse adimensionnelle numérique μ, pression p et la somme σ_{x} le long de la face supérieure de la plaque $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = bord d'attaque) pour les fréquences réduites $k = 2.5$ (haut à gauche), $k = 3.8$ (haut à droite) et $k = 5$ (bas). . 94

4.11 Contrainte moyenne numérique $\sigma_x/(\rho U^2_\infty)$ le long des deux faces de la plaque $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = bord d'attaque). Fréquence réduite $k = 3.8$: face supérieure, face inférieure ; $k = 5$: face supérieure, face inférieure. 95

4.12 Contrainte moyenne numérique le long de la face supérieure de la plaque $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = bord d'attaque) pour différentes fréquences réduites k. 95

4.13 Evolution du coefficient moyen de poussée en fonction de la fréquence réduite k. Equation intégrale de la quantité de mouvement (la limite aval dans le sillage est prise à une corde du bord de fuite), résultats expérimentaux, résultats numériques. Forces intégrées le long de la plaque. 96

4.14 Gauche : Champs de vorticité numérique instantanée ω_z autour de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 3.8$ pour le domaine standard (haut) et le domaine plus large (bas) pour un AOA de $-10°$. Droite : Terme adimensionnel du tenseur de contrainte instantanée le long de la face supérieure de la plaque $0 \leq (x - x_l)/c \leq 1$ (x_l = bord d'attaque) au même instant. Résultats du domaine standard avec différents niveaux de partition de domaine : 104 sous-domaines, 250 sous-domaines, 456 sous domaines. Résultat du domaine large. 97

4.15 Coefficients numériques moyens de poussée dans le sillage $0.2 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$ (x_t = bord de fuite), pour la fréquence réduite $k = 3.8$, en considérant le domaine standard et le grand domaine. Symboles (grand domaine), lignes (domaine standard) : $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$; force totale C_t. 98

4.16 Champ moyen de vitesse longitudinale u (haut) et coefficient moyen de poussée C_t (bas) correspondant dans le sillage $3 \leq x/c \leq 4$ pour une fréquence $f = 0.4$ Hz (gauche) et $1.5 \leq x/c \leq 2.5$ pour une fréquence $f = 1.6$ Hz (droite). La position du bord de fuite correspond à $x/c = 1.4$. $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$; C_t total. La vitesse d'entrée de l'écoulement et l'amplitude de battement sont fixées respectivement à $U_\infty = 0.03$ m/s et $\Delta\alpha = 10°$. 101

4.17 Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une amplitude de battement de $10°$ (colonne de gauche) et $15°$ (colonne de droite) et une fréquence $f = 0.4$ Hz (haut), $f = 0.8$ Hz (milieu) et $f = 1.2$ Hz (bas). La vitesse d'entrée de l'écoulement est fixée à $U_\infty = 0.02$ m/s et $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$; C_t total. 103

4.18 Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une amplitude de battement de $10°$ (colonne de gauche) et $15°$ (colonne de droite) et une fréquence $f = 1.4$ Hz (haut), $f = 1.6$ Hz (milieu) et $f = 1.8$ Hz (bas). La vitesse d'entrée de l'écoulement est fixée à $U_\infty = 0.02$ m/s et $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$; C_t total. 104

4.19 Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une fréquence de battement $f = 0.5$ Hz, une amplitude de $10°$ (colonne de gauche) et $15°$ (colonne de droite). La vitesse d'écoulement est fixée respectivement (de haut en bas) à $U_\infty = 0.2$, 0.08, 0.055 et 0.03 m/s et les symboles sont ceux de la figure 4.16 106

4.20 Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une fréquence de battement $f = 1.8$ Hz, une amplitude de $10°$ (colonne de gauche) et $15°$ (colonne de droite). La vitesse d'écoulement est fixée respectivement (de haut en bas) à $U_\infty = 0.2$, 0.08, 0.055 et 0.03 m/s et les symboles sont ceux de la figure 4.16. 107

4.21 Valeur médiane (symbole) et contour (surface) du coefficient moyen de poussée C_t en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement U_∞ et de la fréquence de battement f pour une amplitude $\Delta\alpha$ de 10° (gauche) et 15° (droite). La ligne noire est l'iso-contour $Ct = 0$ correspondant à la transition traînée-poussée. Vue dans un repère (x, y, z). . . 108

4.22 Valeur médiane (symbole) et contour (surface) du coefficient moyen de poussée C_t en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement U_∞ et de la fréquence de battement f pour une amplitude $\Delta\alpha$ de 10° (gauche) et 15° (droite). La ligne noire est l'iso-contour $Ct = 0$ correspondant à la transition traînée-poussée. Vue dans un repère (x, y). . . . 109

4.23 Valeurs médianes (symboles) et polynômes du second degré (lignes) des coefficients moyens de poussée C_t en fonction du nombre de Strouhal St_A pour des vitesses moyennes d'écoulement fixées respectivement à $U_\infty = 0.02$ (bleue), 0.03 (rouge), 0.055 (vert) et 0.08 m/s (jaune). Les symboles pleins correspondent à une amplitude maximale de battement $\Delta\alpha$ de 15° ($A_e = 4.6$) et les vides à 10° ($A_e = 3.1$). L'évolution de la poussée est présentée en fonction du Strouhal St_A (haut à gauche) et d'une combinaison linéaire du carré du Strouhal St_A^2 et du Strouhal St_A, sans $c_3 = 0$ (haut à droite), et avec $c_3 \neq 0$ (bas) la constance additive. Pour chaque vitesse considérée, les valeurs des coefficients c_1, c_2 et c_3 sont données par la régression linéaire des moindres carrés : $C_t = c_1 St_A^2 + c_2 St_A + c_3$. 111

5.1 Profils de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage à une corde du bord de fuite du profil tridimensionnel superposés aux champs instantanés associés ω_z (colonne de gauche) et champs moyens ω_z correspondants (colonne de droite) pour une amplitude de battement $\Delta\alpha = 10°$ et des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.2$, 0.5 0.6 et 1.2 Hz. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$. 119

5.2 Profils de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage à une corde du bord de fuite du profil tridimensionnel superposés aux champs instantanés associés ω_z (colonne de gauche) et champs moyens ω_z correspondants (colonne de droite) pour une amplitude de battement $\Delta\alpha = 10°$ et des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.4$, 1.5, 1.6 et 1.8 et 2 Hz. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$. 120

5.3 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil tridimensionnel de faible envergure oscillant à une amplitude de battement de 15° (colonne de gauche) et 10° (colonne de droite) pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.2$, 0.4, 0.5, 0.6 et 0.8 Hz. 121

5.4 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil tridimensionnel de faible envergure oscillant à une amplitude de battement de 15° (colonne de gauche) et 10° (colonne de droite) pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.2$, 1.4, 1.5, 1.6 et 1.8 Hz. 122

5.5 Superposition des vecteurs vitesse w, v et des champs de vorticité instantanés ω_x ($\partial v/\partial z - \partial w/\partial y$) correspondants dans le plan (z, y) à une demi corde du bord de fuite du profil 3D de faible envergure oscillant à 0.4 Hz à une amplitude de 10°. Les instantanés sont prises lors du mouvement ascendant (gauche et milieu) et descendant (droite) du bord de fuite du profil. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$. 123

5.6 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 10° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.4$, 0.5, 0.6, 0.8 et 1.2 Hz. 126

5.7 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 10° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.4$, 1.5, 1.6 et 1.8 Hz. 127

5.8 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 15° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.4$, 0.5, 0.6, 0.8 et 1.2 Hz. 128

5.9 Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 15° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.4$, 1.5, 1.6 et 1.8 Hz. 129

6.1 (gauche) Champ instantané numérique de vorticité adimensionnelle ω_z à mi-envergure $z = 0$ dans le plan (x, y) le long de la plaque et dans son sillage, et (droite) champ de vorticité adimensionnelle ω_x correspondant sur la plaque à la position $x = 0.75c$ dans le plan (y, z). Le nombre de Strouhal vaut $St_A = 0.3$ et le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$. 136

6.2 (gauche) Champ instantané expérimental de vorticité adimensionnelle ω_z à mi-envergure $z = 0$ dans le plan (x, y) le long de la plaque et dans son sillage, et (droite) champ de vorticité adimensionnelle ω_x correspondant dans le sillage à la position $x = 0.5c$ du bord de fuite dans le plan (y, z). Le nombre de Strouhal vaut $St_A = 0.3$ et le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$. 136

Liste des tableaux

2.1 Dimensions des profils. Le point pivot est au 1/3 de corde par rapport au bord d'attaque des profils et le rapport d'aspect est défini comme le rapport de l'envergure par la corde. 18

2.2 Campagnes de mesures PIV 15 Hz autour des profils 2D oscillants à une amplitude maximale de 10° (pour $f \neq 0$) avec déclenchement d'impulsions laser aux incidences précises α. Pour chaque fréquence d'oscillation, chaque incidence est considérée (✓) ou non (X). Le plan PIV (x, y) en milieu de veine $z = 0$ est principalement analysé et la vitesse d'écoulement est fixée à 0.05 m/s. 40

2.3 Campagnes de mesures PIV (15 Hz et rapide) autour des profils 2D à incidence variable. Pour chaque fréquence d'oscillation, chaque amplitude maximale est considérée (✓) ou non (X). Le plan PIV (x, y) en milieu de veine $z = 0$ est principalement analysé et la vitesse d'écoulement varie de 0.02 à 0.2 m/s. 41

2.4 Campagnes de mesures PIV (rapide) autour du profil 3D à incidence variable. Pour chaque fréquence, chaque amplitude maximale d'oscillation est considérée (✓) ou non (X). Les plans PIV (x, y) en milieu de veine $z = 0$, (y, z) à une demi corde et à une corde du bord de fuite du profil sont analysés. La vitesse est fixée à 0.05 m/s. 41

Chapitre 1

Introduction générale

La nage est une technique qui permet aux êtres humains et aux animaux de se déplacer dans un fluide, généralement de l'eau, en utilisant l'énergie et les mouvements de leur corps, comme seule source de propulsion. Les poissons ont développé des capacités de nage supérieures aux meilleures performances humaines, et à bien des égards, à ce qui a été réalisé par les sciences et technologies nautiques. Instinctivement, ils utilisent avec une grâce impressionnante et une aisance apparente leur corps parfaitement aérodynamique, pour exploiter les principes de la mécanique des fluides d'une manière dont les architectes navals d'aujourd'hui ne peuvent que rêver. Ils obtiennent une efficacité de propulsion, des accélérations extraordinaires et sont capables de manœuvres exceptionnelles. Leurs aptitudes locomotrices fascinent l'espèce humaine depuis fort longtemps. Le célèbre paradoxe de Gray [49] posé dans les années 1930 par le zoologiste britannique Sir James Gray en est un exemple de la littérature qui témoigne de cette admiration. Ce paradoxe était de comprendre comment les dauphins pouvaient obtenir des vitesses et des accélérations aussi élevées avec ce qui semblait être une si petite masse musculaire. Estimant les performances hydrodynamiques d'un dauphin en fonction de sa physiologie, Gray considéra le cétacé comme un modèle rigide, tracté à une vitesse d'environ 37 km/h et doté d'une puissance musculaire similaire à celle de l'homme (16.6 W/kg de muscle). Il conclut que sa puissance était insuffisante pour surmonter la force de résistance de l'eau et que le dauphin aurait dû avoir une masse musculaire sept fois plus importante pour atteindre une telle vitesse. L'implication inéluctable pour lui était qu'il existait des mécanismes d'écoulement autour du corps du dauphin en mouvement qui réduisaient sa traînée. La confirmation des affirmations de Gray par d'autres biologistes et biomécaniciens au cours des années qui suivirent rendit perplexe la communauté scientifique qui parla à propos de cette énigme du paradoxe de Gray. Après avoir suscité un intérêt soutenu pour le déplacement des poissons, au vu du phénoménal rendement énergétique et des débouchés considérables en terme de progrès, non seulement dans le domaine sous-marin et naval (en améliorant des sous-marins ou des bateaux), mais aussi dans le domaine aérien (en augmentant les performances des avions et réduisant leur consommation en carburant)

cette énigme a finalement été résolue ([73], [13] et [16]). C'est notamment grâce aux mesures de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) qui confirmaient que les muscles des dauphins sont dix fois plus puissants que ne le laissaient envisager les premières observations et les premiers calculs. Il sont donc suffisamment puissants pour propulser l'animal aux vitesses observées. Rappelons toutefois que les vitesses maximales atteintes par les dauphins ne sont pas les plus élevées dans la locomotion aquatique. Les biologistes marins ont signalé que le thon à nageoires jaunes peut nager à des vitesses d'au moins 74 km/h, sans parler de l'espadon, du marlin bleu ou du poisson voilier qui avoisinent les 110 km/h. Le brochet agressif attaque sa proie par de très courtes rafales dont l'accélération peut dépasser d'environ 20 fois celle de la gravité terrestre. De même, des observations détaillées ont montré que les poissons dont la survie dépend de leur agilité aquatique peuvent changer de direction sans ralentir et avec un rayon de courbure de seulement 10 à 30% la longueur de leur corps. A titre de comparaison, les navires de manœuvre doivent réduire leur vitesse de plus de 50 % et leur rayon de courbure est au moins 10 fois supérieur à la valeur correspondante pour les poissons ([81], [123], [50]). Devant tant de possibilités, il apparaît un intérêt sans cesse croissant pour la nage des espèces aquatiques et le biomimétisme, visant entre autres à la conception de robots aquatiques de nouvelle génération [28] pour répondre aux besoins de systèmes de propulsion avancés et efficaces.

Les mécanismes de propulsion des espèces aquatiques varient significativement en fonction des caractéristiques de l'écoulement dans lequel évolue le nageur et de la taille de ce dernier. Le nombre de Reynolds défini par la relation (1.1) est le paramètre adimensionnel qui permet de le quantifier.

$$Re = \frac{UL}{\nu}, \tag{1.1}$$

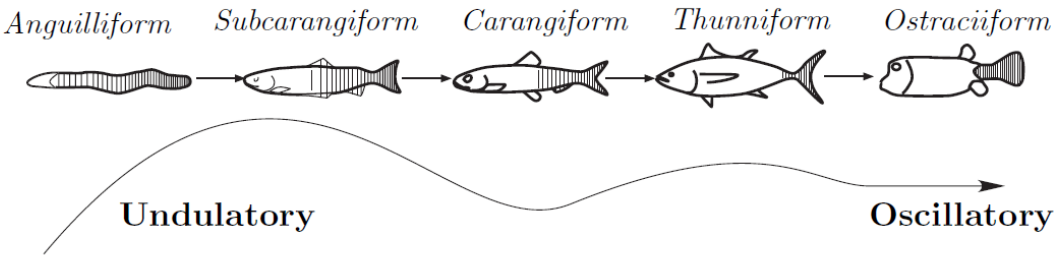
où L, U et ν sont respectivement la dimension caractéristique, la vitesse du nageur, et la viscosité cinématique du fluide. L'importance relative de l'inertie par rapport à la viscosité de l'écoulement se mesure par ce facteur.

Deux cas limites spécifiques se présentent. Lorsque le nombre de Reynolds est négligeable ($Re \ll 1$), l'écoulement est dit laminaire et les effets visqueux y sont prédominants. Compte tenu de leur petite taille, les nageurs microscopiques évoluent dans cet environnement ([25], [70] et [23]). Leur longueur varie en effet de 1 à 5 μm pour les bactéries, à 300 μm pour les paramécies et les spermatozoïdes. Leur diamètre fait 1 à 5 % de cette longueur ou parfois moins [12]. Pour se propulser dans ce milieu, le micro nageur exploite la résistance du fluide à son mouvement, résistance liée à la forte friction visqueuse du fluide, au regard de son inertie, comme pour s'y appuyer et se mouvoir. La nage à faible nombre de Reynolds recèle de propriétés intéressantes et parfois inattendues. Le

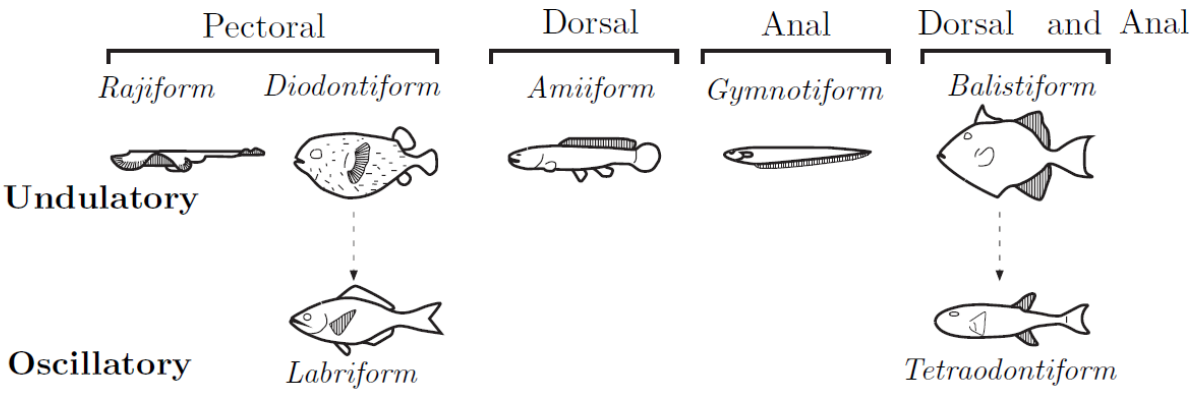
théorème de la Coquille Saint-Jacques [93] en constitue certainement l'exemple le plus marquant. Ce mollusque qui nage en ouvrant et en fermant sa coquille dans un mouvement réciproque ne pourrait pas se déplacer dans des milieux dominés par la viscosité ! Cette conclusion découle d'une des conséquences de la linéarité des équations de Stokes qui sont en fait une version simplifiée des équations de Navier-Stokes décrivant l'écoulement du fluide dans lesquelles l'inertie a été négligée. Il s'agit de la réversibilité. Ainsi, tout objet ou corps qui se déforme d'une certaine façon, puis reprend à nouveau sa forme initiale de façon exactement inverse (le mouvement étant dit réciproque), reviendra aussi à sa position initiale et ne se sera donc globalement pas déplacé. C'est pourquoi les mouvements et les déformations des organes locomoteurs des micro nageurs sont asymétriques à chaque cycle temporel. Pour les lecteurs souhaitant approfondir le sujet, quelques aspects fascinants de cet univers dominé par la viscosité sont abordés en [6], [32] et [70] sans oublier l'incontournable article de Purcel [93]. Toutefois la propulsion à bas nombre de Reynolds constitue une problématique à part qui ne s'intègre pas dans le cadre de nos travaux de thèse.

Lorsque le nombre de Reynolds est grand ($Re \gg 1$) les effets inertiels prédominent sur la viscosité. C'est le domaine familier des organismes macroscopiques comme les poissons et autres vertébrés aquatiques. Pour se propulser dans cet environnement, le nageur aquatique transfère par son déplacement, de la quantité de mouvement au fluide, en créant un jet propulsif dans son sillage. Les forces de frottement restent confinées dans la fine couche limite entourant le corps de l'animal [124].

Selon les organes impliqués dans le processus de locomotion et leur cinématique caractéristique, on peut retrouver différents modes de nage (voir [19], [117] et [118]). Sfakiotakis et *al*. [104] présentent, par exemple, une classification des poissons en fonction de leurs organes propulseurs. On distingue globalement une propulsion à partir du mouvement des nageoires médianes (c'est-à-dire dorsale et anale), pectorales et pelviennes (dite MPF pour Médian Paired Fins) et une propulsion à partir du mouvement de l'ensemble du corps et de la nageoire caudale (dite BCF pour Body Caudal Fin). Ces deux principaux modes de nage sont illustrés à la figure 1.1 où les organes responsables de la création de la poussée sont hachurés. Le mouvement caractéristique des organes locomoteurs étant également un critère fondamental dans la classification des nageurs, deux cinématiques se distinguent principalement : une cinématique ondulatoire et une autre oscillatoire. La cinématique ondulatoire, aussi connue sous le nom de nage ondulatoire, traduit la propagation d'une onde rétrograde (opposée au mouvement d'avancée) le long de l'organe locomoteur. Ainsi, dans un mode de propulsion de type MPF l'onde se propage le long d'une nageoire, à l'exemple des nageoires pectorales chez les *rajiformes* (voir la figure 1.1). Par contre, Dans le mode de propulsion de type BCF, c'est la colonne vertébrale qui plie et propage une onde de déformation de la tête vers la queue, sous l'action des muscles (myomères) présents de chaque côté et contractés alternativement. En fonction de la pro-



(a) Locomotion by body and/or caudal fin movements.



(b) Locomotion by median and/or paired fins.

FIGURE 1.1 – Les modes de nage extrait de [104].

portion du corps impliquée dans ce mouvement (type BCF), les espèces sont généralement classées en différents groupes, anguilliforme, subcarangiforme, carangiforme et thunniforme. Ce classement traduit la transition progressive d'une ondulation impliquant tout le corps, comme dans le cas de l'anguille de laquelle est inspiré le terme anguilliforme, vers une ondulation relativement faible localisée au niveau de la queue ou de la nageoire caudale. C'est le cas du thon duquel est inspiré le terme thunniforme. Dans cette dernière espèce, l'importance relative de la cinématique ondulatoire est tellement faible et localisée en comparaison des mouvements cycliques importants de la nageoire caudale, que c'est finalement une cinématique oscillatoire qui y gouverne et s'étend sur les nageurs osctraciiformes (voir la figure 1.1 (a)). Les espèces appartenant à ce groupes ont en général un corps rigide restant relativement droit, avec une déformation qui se concentre essentiellement au niveau de la nageoire caudale pour la propulsion de type BCF, ou des nageoires pectorales et médianes (dorsale et anale) pour la propulsion de type MPF (voir la figure 1.1). Dans cette classe gouvernée par le mouvement oscillatoire, en particulier celui de la nageoire caudale, d'importantes vitesses sont atteintes par le nageur ([18]) à l'exemple du thon, du requin ou plus généralement des cétacés. De forme variée, suivant l'espèce considérée, l'importance principale de la nageoire caudale se révèle dans son aptitude à assurer une contribution considérable à la propulsion ([14]). Ainsi, la dynamique

de son bord de fuite constitue l'un des facteurs déterminants à l'origine des fortes performances propulsives du nageur [78].

C'est dans ce contexte de cinématique oscillatoire que s'inscrit la présente étude. Il est d'usage de modéliser le mouvement d'un système propulsif complexe, comme par exemple la nageoire d'un poisson ou la palme d'un nageur, par un simple profil symétrique oscillant ou battant. Dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit, nous nous sommes particulièrement intéressés aux conditions de propulsion des plaques d'allongements ou de différents rapports d'aspects (envergure par rapport à la corde), en mouvement de tangage. Outre le mouvement de tangage (rotation du profil autour d'un axe normal à l'écoulement), le mouvement de pilonnement (translation normale du profil par rapport à l'écoulement) et la combinaison de ces deux mouvements sont très généralement utilisés dans l'étude des systèmes propulsifs artificiels présentant une cinématique oscillatoire. Il est également possible de rencontrer des cinématiques plus complexes combinant à la fois tangage, pilonnement et cavalement, la dernière (cinématique) étant une translation du profil suivant l'axe longitudinal de l'écoulement d'avant en l'arrière. On rencontre ces cinématiques sur des systèmes propulsif rotatifs et notamment sur le système SHIVA (Système Hydrolien Intelligent à Variation d'Angle) mis au point au sein de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale. Développé, entre autres, dans le cadre des travaux de thèse de Benoît Paillard [87] et Pierre-Luc Delafin [31], SHIVA est une turbine à axe transverse et à pales commandées capable de fonctionner aussi bien en mode propulseur qu'en mode récupérateur d'énergie (hydrolien). La trajectoire (trochoïdale) d'une des pales du propulseur peut effectivement se décomposée suivant le schéma de la figure 1.2 en un mouvement combiné de pilonnement, cavalement et tangage.

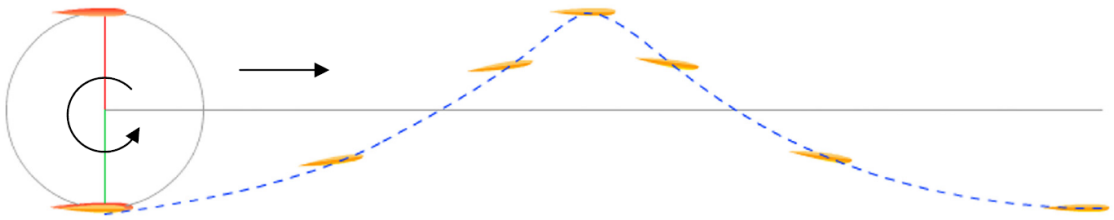


FIGURE 1.2 – Schéma de trajectoire trochoïdale des pales du système SHIVA de l'IRENav.

Notre choix s'est porté sur la cinématique d'un tangage pur, compte tenu d'une part, de sa facilité d'exécution au sein du tunnel hydrodynamique qui représente notre principal outil d'investigation et dispositif expérimental (détaillé au chapitre 2), et d'autre part parce qu'elle constitue généralement l'essentiel du mouvement (comparé au mouvement de pilonnement) dans la propulsion par battements ou oscillations. Il existe un grand nombre de travaux référencés dans la littérature

sur les structures du sillage derrière les profils oscillants sous ces différentes cinématiques (voir l'article de revue [113] et les références incluses). Depuis les premières investigations sur la théorie des profils (cf. [62]), les écoulements instationnaires autour de foils ou de plaques en oscillations, ont fait l'objet de multiples études ces dernières décennies, inspirées entre autres par certaines applications biologiques et notamment la propulsion en vol et la propulsion aquatique ([76], [125]). La propulsion d'ailes battantes a, par exemple été le sujet d'études numériques, dans un contexte d'écoulements non-visqueux ([63], [91]) ou d'écoulements visqueux ([79], [96]), et également l'objet de nombreuses investigations expérimentales ([69], [111], [8]), pour ne citer que quelques-uns des travaux. La structure du sillage des foils/plaques en battement a notamment été caractérisée, montrant l'apparition d'une allée tourbillonnaire de von Kármán inversée lorsque la structure oscillante commence à générer de la poussée, de sorte que le profil de vitesse moyen est semblable à un jet, présentant un excès de vitesse ([69]). Ce sillage, généralement considéré comme la signature de production d'un effort propulsif par le profil oscillant, est très semblable à l'allée tourbillonnaire classique de von Kármán, observée par exemple dans le sillage d'un profil fixe (pour une certaine vitesse d'écoulement) ou oscillant faiblement (à une certaine fréquence et amplitude) suivant la direction de l'écoulement, à la seule différence que le sens de rotation des tourbillons y est inversé. Ainsi, les tourbillons de la rangée supérieure (inférieure) tournent dans le sens horaire (antihoraire) dans la configuration de l'allée de von Kármán, contrairement à celle de l'allée inversée de von Kármán dans laquelle les structures tourbillonnaires de la rangée supérieure (inférieure) tournent dans le sens antihoraire (horaire). La figure 1.3 illustre le comportement des structures instationnaires de l'écoulement dans ces deux configurations à travers leur champ instantané de vorticité $\omega_z = (\partial v/\partial x - \partial u/\partial y)$, u et v étant les deux composantes (suivant respectivement x et y) de la vitesse. L'excès de vitesse ou de quantité de mouvement, ainsi qu'on peut l'observer sur la forme du profil moyen (dans le temps) de vitesse longitudinale $u(y)$ à une corde dans le sillage, caractéristique du jet dans la configuration de l'allée de von Kármán inversée s'oppose ainsi au distinctif déficit de vitesse ou de quantité de mouvement résultant de l'allée de von Kármán caractéristique de la production d'un effort de traînée par le profil. Largement adoptée de nos jours, cette explication théorique de la production de traînée ou de poussée, en fonction de l'emplacement et de l'orientation des tourbillons du sillage, remonte (à notre connaissance) à une lointaine étude (dans le temps) [116], où von Kármán et Burgers observent expérimentalement qu'un sillage composé de deux rangées de tourbillons contrarotatifs pouvait produire une force de poussée sur un profil battant (en mouvement de pilonnement) dans un écoulement incompressible. La cinématique des profils oscillants est généralement décrit par un paramètre adimensionnel fondamental, le nombre de Strouhal

$$St_A = \frac{fA}{U}, \tag{1.2}$$

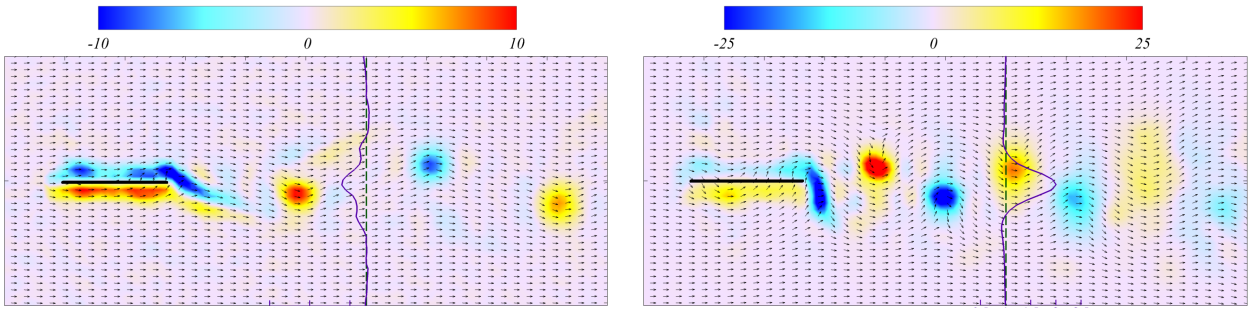


FIGURE 1.3 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) correspondants à la distance d'une corde (lignes vertes) du bord de fuite d'un profil oscillant (en mouvement de tangage pur) dans une configuration de type von Kármán (gauche) et von Kármán inversée (droite).

défini à partir de l'amplitude totale d'excursion du bord de fuite A et de la fréquence d'oscillation f du profil ; U étant la vitesse moyenne de l'écoulement (ou la vitesse d'avancée dans le cadre de la locomotion animal). Bien connu pour caractériser la dynamique et les mécanismes de lâchers tourbillonnaires dans l'étude des écoulements instationnaires, le nombre de Strouhal permet aussi d'évaluer les performances propulsives d'un profil oscillant. Bien que la gamme de variation précise du Strouhal des systèmes propulsifs demeure encore une interrogation dans la communauté scientifique (voir récemment [33]), d'importantes études expérimentales (ex. [111], [8] et [114]) et théoriques ([38]) corroborées par des observations biologiques (ex. [109]) concordent toutes vers une gamme assez restreinte ($0.25 \leq St_A \leq 0.35$ en [111] et $0.15 \leq St_A \leq 0.8$ en [38]) pour une propulsion optimale, associée à un rendement énergétique maximal. Ainsi lié aux performances propulsives, un nombre considérable d'études se sont intéressées à la topologie du sillage à l'arrière de profils oscillants, en fonction des paramètres du battement, et notamment du nombre de Strouhal. Présentons un bref aperçu de quelques études expérimentales sur les structures du sillage mesurées.

Dans son étude publiée en 1953 [22], Bratt utilise de la fumée pour visualiser les structures du sillage d'un profil rigide NACA 0015 en tangage dans une soufflerie. En faisant varier le nombre de Reynolds entre environ 4.10^3 et 5.10^5, il parvient notamment à visualiser un sillage de type von Kármán et un autre de type von Kármán inversé. Un sillage plus complexe, dit de type 2P dans la classification établit par Williamson & Roshko [122] et correspondant à la génération de deux paires de tourbillons contrarotatifs par cycle de battement a même été rapporté, bien qu'il fut difficile à reproduire. Établit beaucoup plus tard et dans le but premier de répertorier et classifier les différents types d'arrangements tourbillonnaires induits dans le sillage d'un cylindre oscillant, le code de Williamson & Roshko [122] a depuis servit également à désigner les sillages de profils oscillants. Combinant des nombres et des lettres, P (*Pair*) et S (*Single*) désignant respectivement une paire

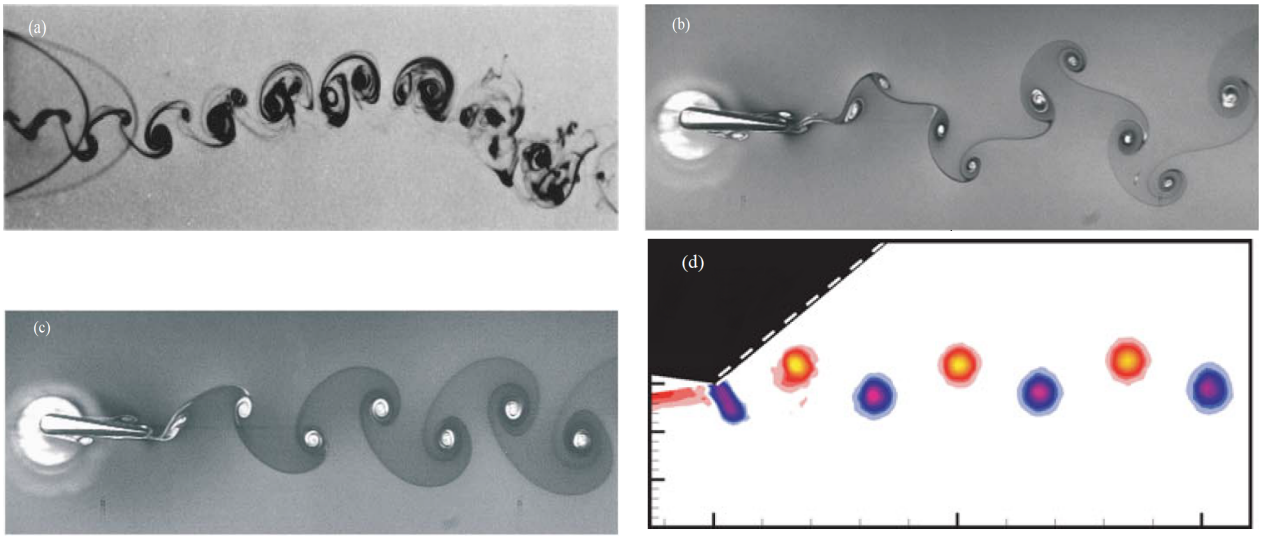


FIGURE 1.4 – Visualisations de quelques sillages tourbillonnaires produits par un profil en oscillation de tangage dans un écoulement (orienté de gauche à droite). On observe (a) un sillage ondulant de von Kármán mesuré par Koochesfhani [69], (b) un sillage 2P et (c) un sillage de von Kármán mesuré par [7], et (d) un sillage de von Kármán inversé mesuré par Bohl & Koochesfahani [20].

de tourbillons et un tourbillon isolé, ce code permet de révéler les structures discrètes (paires ou isolés) du sillage, bien que ne précisant pas leur sens de rotation. C'est ainsi que l'allée classique de von Kármán et l'allée inversée de von Kármán prennent l'unique appellation 2S, désignant ainsi dans cette classification les deux tourbillons isolés émis à chaque cycle d'oscillation du profil. Plus tard, Koochesfahani utilise la visualisation au colorant dans un canal d'eau afin d'étudier les sillages tourbillonnaires d'un NACA 0012 oscillant en mouvement de tangage autour du quart de corde par rapport au bord d'attaque ([68], [69]). En variant la fréquence et l'amplitude des oscillations, il observe également des sillages de von Kármán, des sillages de von Kármán inversés et des sillages 2P. Pour une fréquence et une amplitude d'oscillation faible, Kooochesfahani a mesuré un "sillage ondulant de von Kármán", c'est un sillage où plusieurs tourbillons sont répartis le long d'une bande étroite ondulée qui reflète le mouvement oscillatoire du profil (figure 1.4). Leur configuration ne permette pas de caractériser ce dernier type de sillage dans la terminologie de Williamson & Roshko. Introduisant une légère asymétrie dans la forme du mouvement de tangage imposé au profil, Koochesfahani a également mis en évidence des sillages asymétriques P + S. Il est intéressant de noter que ce sillage asymétrique formé d'une paire de tourbillons contrarotatifs dans une moitié (ex. inférieure) du sillage et d'un tourbillon isolé dans l'autre moitié (ex. supérieure) du sillage s'observe également dans nos expérimentations (voir chapitre 3), en gardant toutefois un mouvement de tangage parfaitement symétrique. Comme on le verra plus tard, ce sillage fait suite à une rupture de symétrie de l'allée de von Kármán inversée. La valeur du nombre de Reynolds, basé sur la corde c du profil et

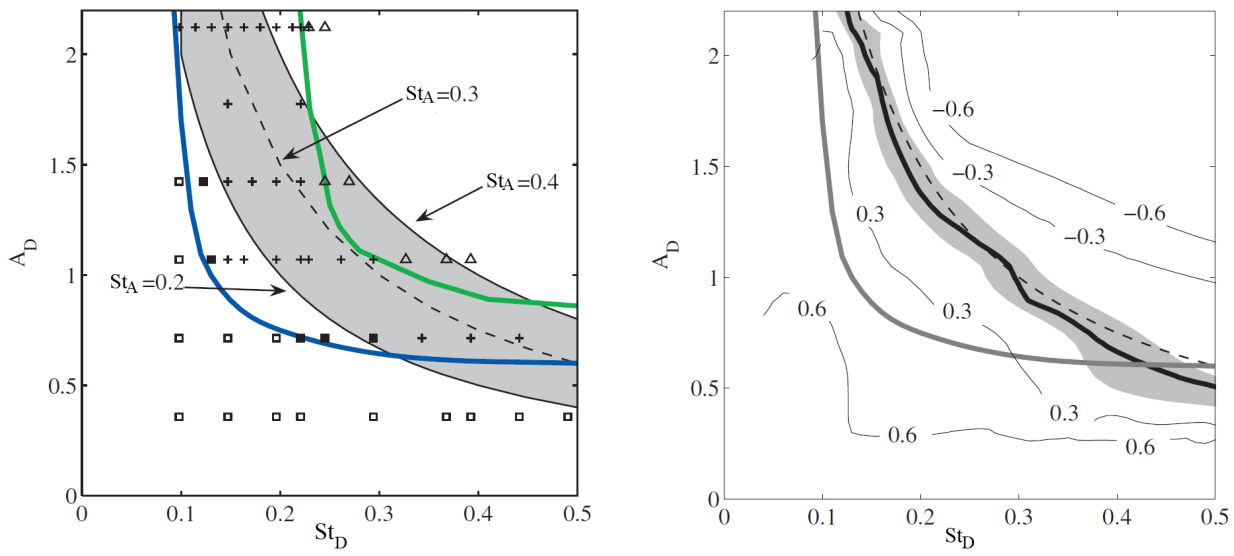


FIGURE 1.5 – Résultats et figures extraient de Godoy-Diana et *al*. [43] illustrant en (a) différents types de sillages mesurés à savoir : von Kármán (□), aligné (■), von Kármán inversé (+) et von Kármán inversé oblique (△). Les lignes bleue et verte indiquent la transition d'un sillage à un autre. En (b) les contours du coefficient moyen de traînée estimé sont présentés. La ligne noire foncée correspond à la transition traînée - poussée et la ligne grise épaisse à la transition du sillage von Kármán - von Kármán inversé.

la vitesse d'écoulement entrant U vaut dans cette première étude $Re = 12000$. Récemment Bohl & Koochesfahani [20] ont de nouveau considéré le profil NACA 0012 en simple oscillation harmonique de tangage dans un canal d'eau tel que $Re = 12600$. Ils ont utilisé la vélocimétrie par marquage moléculaire (ou MTV pour Molecular Tagging Velocimetry) afin d'extraire, avec une haute résolution spatiale, le champ de vorticité et la structure du sillage tourbillonnaire. Une attention particulière a été accordée aux sillages du type von Kármán. En variant uniquement la fréquence d'oscillation, ils ont constaté, à partir d'une analyse du volume de contrôle tenant compte des variations de pression dans le sillage, que la transition vers un sillage inversé de von Kármán, marqué par un profil de vitesse de type jet, se fait avant le passage de la traînée à la poussée. Nous aboutissons à cette même conclusion dans notre étude (voir chapitre 4). Un exemple du sillage inversé de von Kármán mesuré par Bohl & Koochesfahani est montré à la figure 1.4.

Récemment, Godoy-Diana et *al*. [43] ont mesuré des sillages de type 2S derrière un profil en tangage dans un canal d'eau à un nombre de Reynolds (basé sur la corde) $Re = 1173$ et ont associé leurs mesures du sillage à l'effort hydrodynamique correspondant. Ce dernier a été obtenu à partir de mesures de vélocimétrie par image de particule (ou PIV pour Particule Image Velocimetrie) de l'écoulement moyen, en réalisant un bilan de quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle entourant le profil. Signalons toutefois en passant que la formulation de l'effort utilisée

dans cette étude néglige les contributions des fluctuations de vitesse et de la pression, à l'image par exemple de la première formulation utilisée par Koochesfahani [69]. Les points de données, traduisant les différentes combinaisons entre la fréquence et l'amplitude du tangage, ont été compilés sur une carte de sillage (figure 1.5) en fonction du nombre de Strouhal ($St_D = fD/U$) et de l'amplitude adimensionnelle d'oscillation ($A_D = A/D$) construis en se servant de l'épaisseur maximale du profil D comme longueur de référence, dans les plages $0 < St_D < 0.5$ et $0 < A_D < 2.1$. À partir de la carte du sillage, les auteurs ont conclu que la transition d'un sillage de von Kármán à un sillage de von Kármán inversé précède généralement la transition de la traînée à la poussée (voir figure 1.5). Par contre, il apparait aussi, contradictoirement, que pour certains paramètres de battement, le profil puisse produire une poussée moyenne tout en laissant derrière lui un sillage de type von Kármán. Ces travaux de Godoy-Diana et *al.* [43] ont effectivement donné un aperçu des structures du sillage tourbillonnaire et des forces associées derrière un profil en tangage, au même titre que la très récente étude d'Andersen et *al.* [7]. Dans cette dernière, Andersen et *al.* comparent les mesures et les simulations d'écoulements autour d'un profil forcé notamment en oscillation de tangage, et trouvent une étroite correspondance entre les visualisations expérimentales des structures de l'écoulement à partir des variations d'épaisseur du film de savon utilisé et les structures tourbillonnaires déterminées numériquement. Les efforts associés aux différentes structures de l'écoulement sont donc déterminés numériquement et une cartographie du sillage identique à celle de Godoy-Diana et *al.* [43], en fonction du nombre de Strouhal et de l'amplitude d'oscillation, est réalisée. La transition de la traînée à la poussée y apparait bien après la formation d'un sillage de von Kármán inversé pour tous les paramètres de battement explorés.

Un aspect fondamental auquel se sont intéressées ces études précédemment citées et tant d'autres encore, qu'elles soient théoriques, numériques ou expérimentales, et auquel nous tentons d'apporter notre contribution, à travers ce travail de thèse est la prédiction fiable des performances propulsives et principalement de l'aptitude à la propulsion résultant de ces cinématiques oscillatoires des profils, dont notamment le tangage. Nous abordons ce sujet dans le cadre d'une collaboration scientifique entre l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors-Equilibre (IRPHE), qui possède d'importantes ressources et compétences dans le domaine du calcul et de la simulation numérique, et le groupe de recherche Mécanique, Energie et Environnement Naval (M2EN) de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale (IRENav), connu, entre autres, pour ses compétences à forte dominante expérimentale avec à sa disposition des moyens d'essais conséquents dont notamment un tunnel hydrodynamique.

Nous considérerons principalement deux modèles simples de profils, des plaques planes rigides de faible épaisseur et de rapports d'aspects variables en mouvement forcé de tangage dans un écoulement d'eau. Le premier profil, dit bidimensionnel, est de grande envergure par rapport à sa corde (rapport d'aspect $\simeq 4.8$) et le second, tridimensionnel, a un rapport d'aspect de $1/6$. L'arrangement

tourbillonnaire étant un bon indicateur du régime de propulsion, la topologie des sillages induits en fonction des paramètres de forçage que sont la fréquence et l'amplitude de l'oscillation sera mise en évidence grâce au champ de vorticité déduit de la vitesse de l'écoulement, obtenue expérimentalement à partir des mesures de vélocimétrie par image de particule.

Plan de thèse

Le chapitre 2 du manuscrit présente le dispositif expérimental, le tunnel hydrodynamique de l'Institut de Recherche de L'Ecole Navale (IRENav) ainsi que les outils et méthodes d'investigation employés. Les différents profils y sont notamment présentés avec leur système de mise en mouvement et la technique de mesure et de visualisation de l'écoulement par vélocimétrie par image de particule est abordée dans le détail.

Le chapitre 3 présente les structures tourbillonnaires de l'écoulement générées dans le sillage du profil bidimensionnel oscillant sous diverses configurations expérimentales. Les structures de l'écoulement sont extraites et mises en valeur grâce à une reconstruction sur les premiers modes POD pertinents. L'influence de la fréquence et de l'amplitude d'oscillation, ainsi que celle de la vitesse de l'écoulement sur la topologie du sillage induit sont analysées.

Le chapitre 4 examine particulièrement le lien entre l'effort imprimé par le profil bidimensionnel oscillant et la forme du sillage induit. Les efforts exercés sur le profil bidimensionnel en tangage sont précisément évalués expérimentalement en utilisant de façon appropriée le classique théorème intégral de quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle entourant le profil, et confirmés par la simulation numérique, hautement résolue, équivalente. La formulation de l'effort étant validée par le calcul numérique réalisé à l'IRPHE, l'influence des paramètres expérimentaux (la vitesse d'écoulement, la fréquence et de l'amplitude d'oscillation) sur les performances propulsives du profil bidimensionnel va par la suite être discutée.

Le chapitre 5 vise à étendre l'étude entreprise sur le profil bidimensionnel au profil tridimensionnel de faible envergure. La topologie du sillage va ainsi être investiguée à l'arrière du nouveau profil (3D) en fonction des paramètres de battement et une comparaison des sillages et des profils de vitesse moyenne $u(y)$ correspondants dans les cas bi et tridimensionnel sera présentée pour des paramètres expérimentaux identiques, à l'exception du rapport d'aspect (ou de l'envergure). L'influence du faible rapport d'aspect sur les très faibles performances propulsives du profil tridimensionnel apparaitra à travers notamment la traînée induite par les tourbillons contrarotatifs créés au voisinage des bords latéraux du profil (3D) et la traînée visqueuse dont la contribution se révèlera importante

dans cette nouvelle configuration.

Le chapitre 6 est une conclusion générale qui regroupe différents résultats obtenus dans cette étude et s'ouvre sur les perspectives envisagées.

Chapitre 2

Outils et méthodes d'investigation

Sommaire

2.1 Dispositif expérimental 13
2.1.1 Tunnel hydrodynamique 13
2.1.2 Profils étudiés 16
2.1.3 Mouvement forcé de tangage 18
2.2 Vélocimétrie par Image de Particule 22
2.2.1 Principe 23
2.2.2 Ensemencement 23
2.2.3 Eclairage 24
2.2.4 Prise d'images 25
2.2.5 Traitement des données 27
2.3 Identification des structures de l'écoulement 31
2.3.1 Vorticité ω 31
2.3.2 Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres 33
2.4 Configurations de mesures 40

L'étude réalisée dans ce travail de thèse repose principalement sur l'expérimentation. L'investigation expérimentale est réalisée en tunnel hydrodynamique équipé de systèmes de mesure d'écoulement précis et très perfectionnés. Ce chapitre présente les moyens expérimentaux et les méthodes qui ont été employées dans l'étude. Une présentation d'ensemble du tunnel hydrodynamique est tout d'abord faite, avant la description des profils étudiés et de leur système de mise en mouvement. La mesure de l'écoulement par la technique de la vélocimétrie par image de particules PIV est ensuite

détaillée avant d'aborder quelques moyens efficaces d'identification des structures tourbillonnaires de l'écoulement. Les configurations de mesures sont présentées en fin de chapitre.

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Tunnel hydrodynamique

Le tunnel hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale (IRENav) est un moyen d'essais particulièrement adapté à l'étude des écoulements autour des obstacles bi et tri-dimensionnels [86], [21]. Il est construit au 1/9 du grand tunnel hydrodynamique (GTH) du centre DGA Techniques hydrodynamiques (anciennement bassin d'essais des carènes) de Val de Reuil en Normandie. Le tunnel est équipé d'une veine d'essai de 1 m de long pouvant recevoir divers types de profils. La structure globale de l'installation présentée sur la figure 2.1 occupe deux étages et mesure environ 15 m de long pour 7 m de haut avec une capacité d'environ 60 m^3 d'eau. Les principaux organes énumérés suivant le sens de l'écoulement que comprend la boucle hydrodynamique sont respectivement (voir la figure 2.1) : un groupe moteur-pompe (1), un résorbeur (2), un système de nids d'abeille (3), un convergent asymétrique (4), une veine d'essai (5), un prédivergent (6), un divergent (7) et une cuve aval (8).

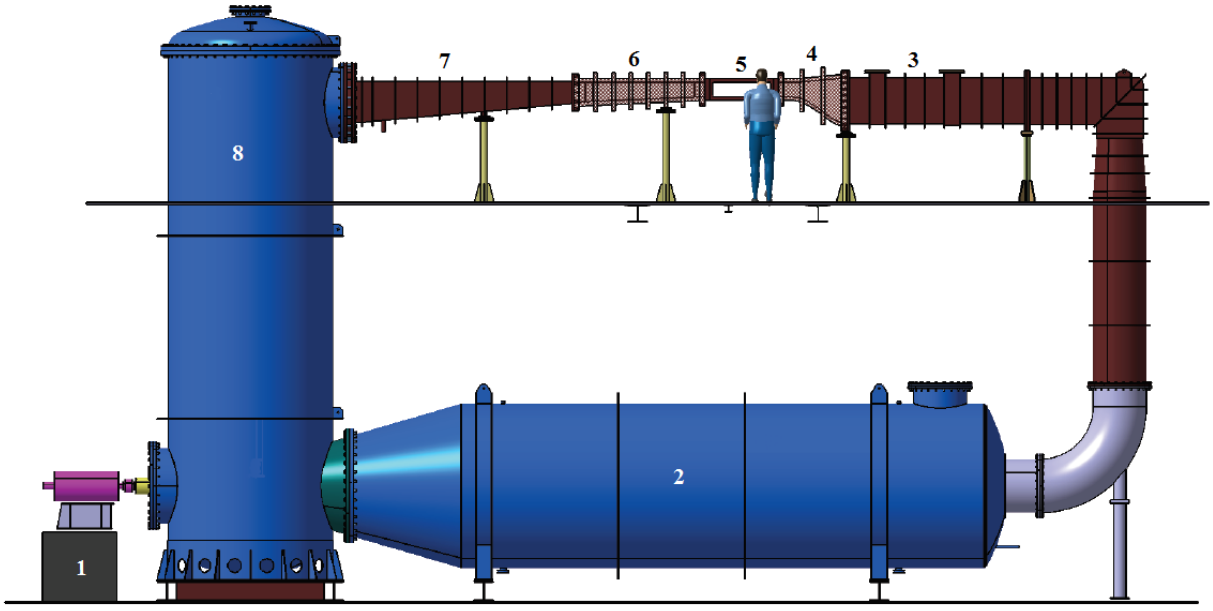


FIGURE 2.1 – Schéma général du tunnel hydrodynamique de l'IRENav

L'écoulement est généré à l'intérieur du tunnel par l'intermédiaire d'une pompe hélice à 10 pales. Cette dernière est entraînée par un moteur électrique à courant alternatif de puissance 21 kW qui assure la variation du débit d'eau dans l'installation avec une vitesse de rotation maximale de 750

tr/min. Le moteur électrique est commandé par un régulateur de vitesse de type Elvovert XD 37kW 400V garantissant une précision de l'ordre de 0.1 % sur la vitesse de rotation de la pompe.

Le résorbeur en acier long de 8.8 m avec un diamètre maximal de 2.2 m est placé à l'étage inférieur de l'installation. Il favorise d'une part le processus de dissolution des petites bulles réentraînées par la pompe, avant d'atteindre la veine d'essai et permet d'autre part d'évacuer la chaleur produite par dissipation d'énergie dans le circuit.

Les deux grilles en nids d'abeille situés en amont du convergent servent à améliorer la qualité de l'écoulement dans la section d'essai. Elles augmentent l'homogénéité de la répartition de vitesse axiale et réduisent le taux de turbulence de l'écoulement dans la veine.

Le convergent asymétrique est en plexiglas, il a une hauteur de 600 mm en section d'entrée contre 192 mm en sortie. Avec un taux de contraction de 1/9ème, il participe à la réduction des turbulences en canalisant l'écoulement et accélère la vitesse du fluide sans développement de cavitation parasite pour assurer en entrée de veine la gamme de vitesse désirée.

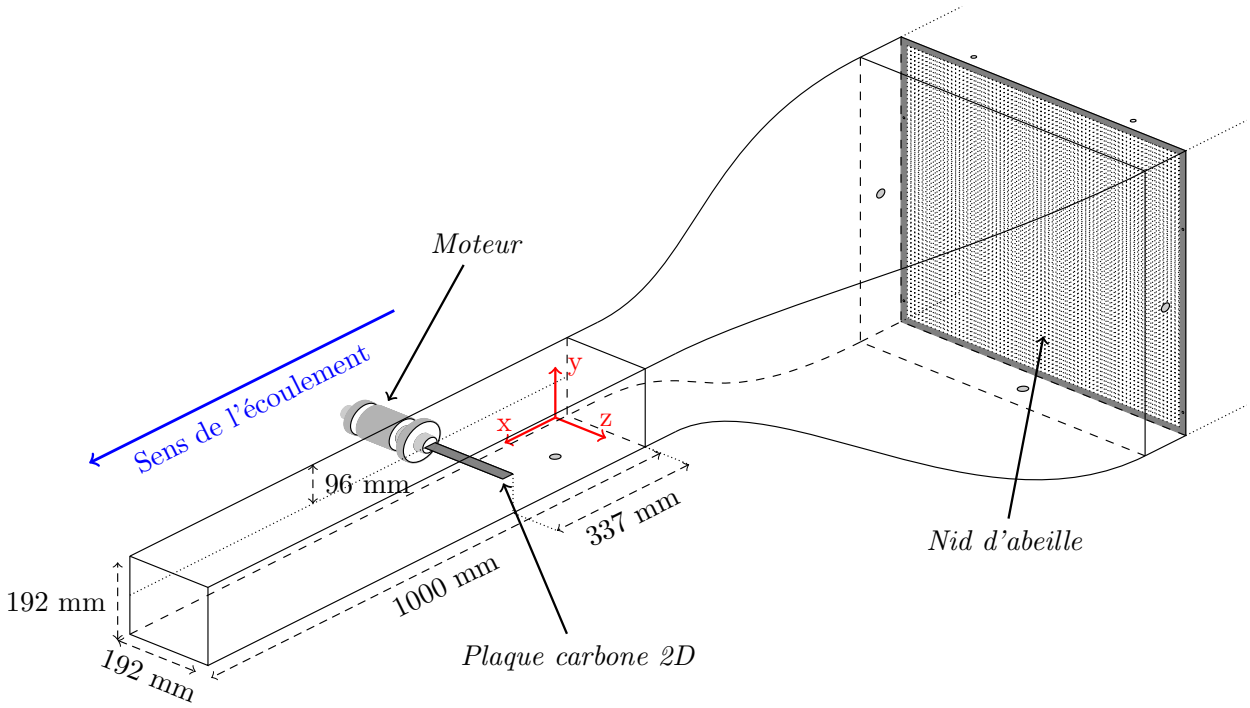


FIGURE 2.2 – Dimensions de la veine d'essai et position d'un profil.

La veine d'essai dont les caractéristiques géométriques et le détail des dimensions sont présentés sur la figure 2.2 est de section carrée a 192 mm de côté. Le fond de veine, interchangeable, peut être

en plexiglas ou constitué d'une plaque en aluminium usinée pour permettre le montage de différents profils. Les trois autres parois de la veine sont en plexiglas transparent permettant ainsi différentes visualisations et mesures dont principalement la vélocimétrie par image de particules qui sera présentée à la section 2.2.
La paroi inférieure de la veine est cependant très légèrement inclinée par rapport à la paroi supérieure utilisée comme référence de direction de l'écoulement. Cette inclinaison par rapport à l'horizontal estimée à 0.14° [74] est conçue pour minimiser l'influence du développement des couches limites de paroi sur la section débitante.
Un systèmes de mise en incidence décrit en section 2.1.3 est également intégré à la veine, de façon à faire varier les incidences et d'imposer un mouvement aux profils étudiés.

Le pré-divergent en plexiglas transparent de 1.8 m de long et le divergent en inox 316L de 2.93 m de long sont situés en aval de la veine. Ils ont des angles d'ouverture respectifs de 2.5° et 5° par rapport à l'horizontal et servent à ralentir l'écoulement avant son entrée dans la cuve aval.

La cuve aval de longueur 7.5 m et de diamètre maximal 2.2 m renferme des tranquillisateurs en grillage métallique à mailles fines qui favorisent l'ascension de très petites bulles et limitent leur réaspiration par le groupe moteur-pompe.
Le volume d'air résiduel contenu au dessus de la surface libre de la cuve communique via deux servo-vannes soit à un ballon maintenu à 6 bar par un compresseur, soit à un autre ballon tiré au vide par une pompe à vide. La pression, ainsi réglée dans l'installation, peut être fixée dans la veine d'essai entre 0.1 et 3 bar. La régulation en pression est réalisée via les deux servo-vannes par un régulateur de type Yokogawa de précision théorique 2.5 mbar.

Le contrôle de l'installation et sa régulation sont assurés par un automate programmable. La régulation se fait grâce à deux capteurs de pression piézo-résistifs Paroscientific. L'un des capteurs mesure la pression moyenne sur trois prises réparties à l'amont du convergent. L'autre mesure la pression en entrée de veine sur une prise située sur la paroi inférieure. L'automate dispose ainsi de la pression en entrée de veine et calcul la vitesse débitante à partir de la différence de pression entre l'amont et l'aval du convergent. Les consignes de vitesse et de pression sont ensuite envoyées aux deux régulateurs indépendants que sont le variateur de vitesse du moteur et le régulateur de pression.

La vitesse débitante de l'écoulement en entrée de veine peut atteindre les 15 m/s, donnant lieu à un nombre de Reynolds de l'ordre de 10^6 pour un profil dont la dimension caractéristique est de 100 mm.

2.1.2 Profils étudiés

Trois principaux profils présentés à la figure 2.3 ont fait l'objet de notre étude. Il s'agit de deux profils simples bidimensionnels (2D) et d'un profil tridimensionnel (3D).

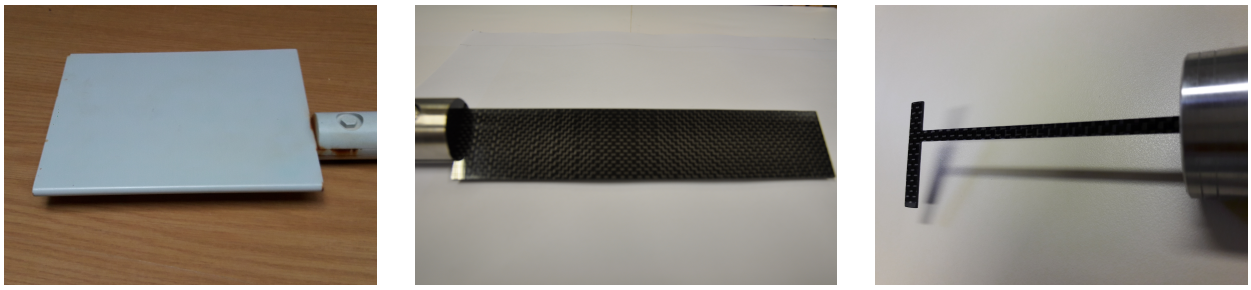


FIGURE 2.3 – Gauche : Profil mince et rigide 2D en acier inoxydable de 5 mm (épaisseur) × 191 mm (largeur) × 150 mm (longueur). Milieu : Plaque carbone 2D rigide et mince de 3 mm × 191 mm × 40 mm. Droite : Plaque carbone 3D rigide et mince de 3 mm × 6.7 mm × 40 mm reliée à la queue cylindrique par une tige rigide rectangulaire en carbone (3 mm × 95.3 mm × 4 mm).

Les profils 2D rigides sont réalisés, l'un à partir d'un monobloc en acier inoxydable 316L suivant la classification AISI (American Iron and Steel Institute) de module d'Young $E = 203$ GPa et l'autre à partir d'une plaque plane de carbone époxy de module d'Young $E = 70687$ MPa. Leurs dimensions caractéristiques détaillées à la table 2.1 diffèrent principalement par rapport à la longueur ou la corde. Avec 40 mm de corde pour le profil carbone contre 150 mm pour l'acier inoxydable 2D, l'influence de ce paramètre sur la nature de l'écoulement qui va être développé peut aisément être mis en évidence. Les valeurs des épaisseurs (respectivement $e = 5$ mm pour l'acier inox et $e = 3$ mm pour le carbone) permettent de considérer ces plaques comme suffisamment minces afin de minimiser les effets dus aux profils des corps sur les forces exercées au cours de leur mouvement forcé. Les rapports d'aspects (envergure par rapport à la corde) sont suffisamment élevés (supérieurs à l'unité) pour assurer un écoulement quasi bidimensionnel le long de la région centrale des profils. Notons que la largeur des plaques (l'envergure des profils) est pratiquement égale à celle de la veine du tunnel. Une zone d'entrefer de 1 mm a effectivement été prévue entre la section extrémité libre des plaques et la paroi latérale en plexiglas de la veine afin d'éviter les contacts et frottements et faciliter le mouvement. La section emplanture des profils est encastrée par une queue cylindrique en acier pour le profil acier inox et en aluminium pour le profil carbone. Les profils sont montés à mi-hauteur au sein de la veine d'essai du tunnel, comme on peut l'observer sur la figure 2.4. La queue des profils est insérée dans le fond de veine constitué d'une plaque aluminium usinée à cet effet et peinte en noir mat (voir figure 2.4) afin de réduire les réflexions des rayons laser utilisés en vélocimétrie. Le bord d'attaque des plaques est arrondi d'un diamètre égal à l'épaisseur des profils et le

Paramètres	Profil acier inox 2D	Profil carbone 2D	Profil carbone 3D
Longueur/Corde c	150 mm	40 mm	40 mm
Largeur/Envergure s	191 mm	191 mm	6.7 mm
Épaisseur e	5 mm	3 mm	3 mm
Rapport d'aspect $Ar = s/c$	1.273	4.775	0.1667
Point pivot	1/3 de corde	1/3 de corde	1/3 de corde

TABLE 2.1 – Dimensions des profils. Le point pivot est au 1/3 de corde par rapport au bord d'attaque des profils et le rapport d'aspect est défini comme le rapport de l'envergure par la corde.

centre de rotation est situé à $x_c/c = 1/3$, x_c étant la distance entre le bord d'attaque et le point pivot.

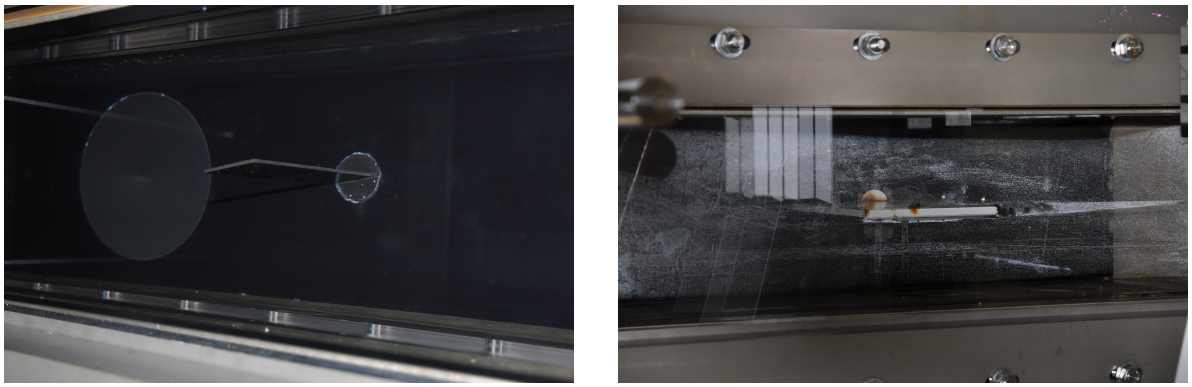


FIGURE 2.4 – Vue des profils carbone 2D (gauche) et acier inox 2D (droite) insérés à mi-hauteur au sein de la veine d'essai du tunnel hydrodynamique.

Le profil 3D est constitué de la même plaque rigide en carbone époxy que le profil carbone 2D, ainsi son épaisseur et son module d'Young restent inchangés. La corde du profil est de 40 mm tandis son envergure est environ de 6.7 mm donnant lieu à un rapport d'aspect d'environ 1/6 et dans ce cas l'écoulement doit bien sûr être considéré comme étant pleinement tridimensionnel. La forme finale du profil carbone 3D illustrée sur la figure 2.3 est obtenue par découpage laser d'une plaque carbone époxy initialement rectangulaire. Ainsi la petite tige rigide rectangulaire qui relie la queue du profil à la plaque est construite en un seul bloc avec cette dernière. Ce procédé permet de contrôler avec précision la nature du mouvement imposé à la plaque encastrée à la queue cylindrique du profil en aluminium. A l'image des profils 2D, le profil 3D est lui aussi mis en rotation au tiers de corde par rapport à son bord d'attaque arrondi. Une fois positionné dans la veine d'essai du tunnel, le plan mi-envergure du profil 3D correspond également au plan mi-envergure des profils 2D avec une importante zone entrefer d'environ 88.7 mm entre la paroi latérale de la veine et l'extrémité libre du profil favorable au développement d'un écoulement pleinement tridimensionnel.

2.1.3 Mouvement forcé de tangage

Le mouvement forcé des profils est un mouvement oscillatoire de tangage imposé grâce à un moteur électrique accouplé mécaniquement à la queue des profils à l'arrière de la veine (voir la figure 2.5) par un manchon ETP®. C'est un moteur à courant continue de type FHA-25B de marque Harmonic Drive avec une vitesse de rotation maximale de 4000 tr/min. Disposant d'un réducteur intégré de rapport de réduction 100, sa vitesse maximale en sortie d'arbre rotor est donc de 40 tr/min. L'asservissement du moteur en position et vitesse est assuré par un boitier de commande de marque BALDOR MintDrive. Les paramètres de contrôle (l'incidence maximale ou l'amplitude, l'accélération et la vitesse de rotation) sont entrés via un logiciel développé à l'IRENav relié au boitier de commande, en vue d'imposer le mouvement souhaité. L'angle d'incidence de référence, l'angle nul, autour duquel s'effectue le mouvement de tangage est réglé par le moyen d'un niveau à bulle. La commande électrique de l'oscillation des profils se fait avec une grande exactitude puisque la précision angulaire sur le positionnement des profils est inférieure à 0.01°.

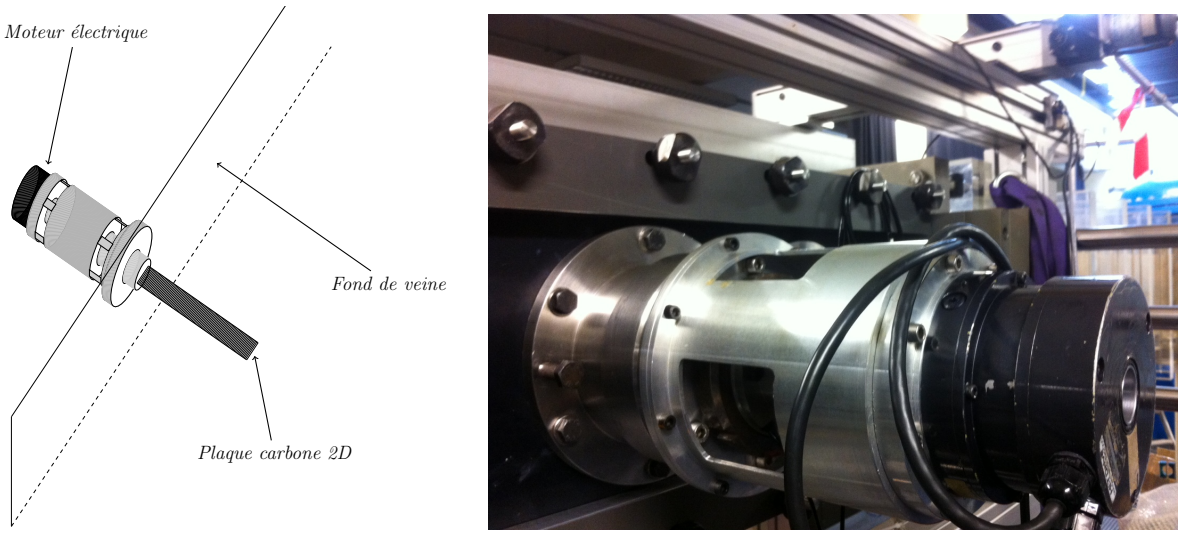


FIGURE 2.5 – Montage du moteur éléctrique à courant continu accouplé à la queue du profil à l'arrière de la veine d'essai pour la mise en incidence dynamique.

L'angle d'incidence du profil est défini au cours du mouvement par

$$\alpha(t) \quad = \quad \Delta\alpha \sin(2\pi f t), \tag{2.1}$$

où $\Delta\alpha$ désigne l'amplitude du mouvement de tangage, ce qui entraine une amplitude pic à pic de $2\Delta\alpha$. f et t sont respectivement la fréquence d'oscillation et le temps. Au cours de nos investigations

différentes amplitudes de mouvement ont été explorées allant de $\Delta\alpha = 5°$, à $\Delta\alpha = 10°$ jusqu'à $\Delta\alpha = 15°$ avec cependant une grande quantité de données à l'amplitude intermédiaire $\Delta\alpha = 10°$.

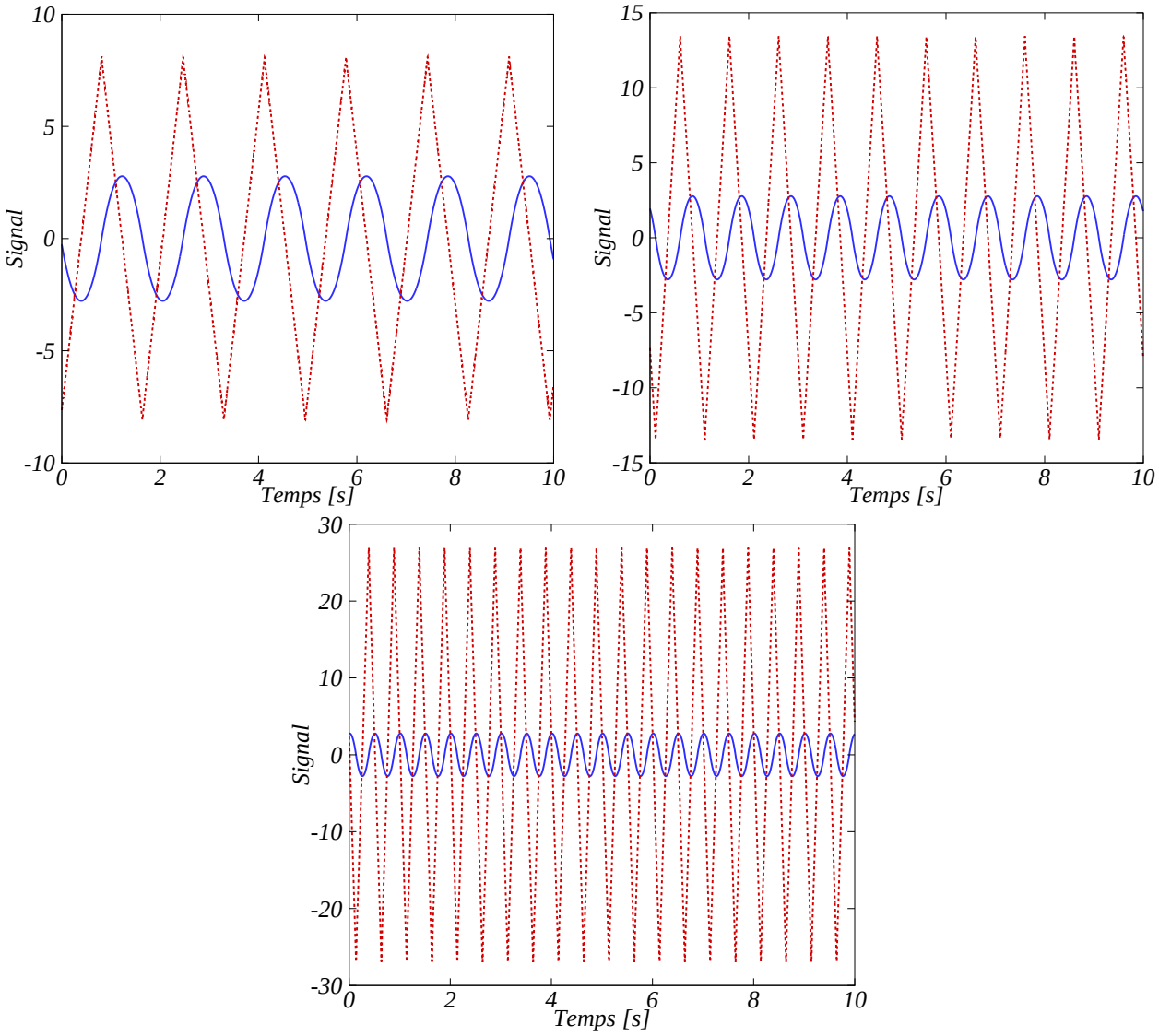


FIGURE 2.6 – Evolution des signaux de position (——) et de vitesse (- - - -) de la plaque dans son mouvement imposé par le moteur à une amplitude de 10° et des fréquences d'oscillation de 0.6 Hz (en haut à gauche), 1 Hz (en haut à droite) et 2 Hz (en bas).

La fréquence d'oscillation du mouvement de tangage imposé est déduite par transformée de Fourrier des signaux de position et vitesse de la plaque au cours de son déplacement. Les exemples de signaux obtenus sur 10 s d'enregistrement et illustrés sur la figure 2.6 correspondent ainsi à des fréquences d'oscillation en tangage de 0.6 Hz (en haut à gauche), 1 Hz (en haut à droite) et 2 Hz (en bas) pour une incidence maximale du profil de 10°. Les limites fixées par les caractéristiques du moteur permettent d'imposer un mouvement de tangage avec une fréquence d'oscillation maximale de 2 Hz.

A partir de la vitesse d'écoulement imposée en entrée de veine du tunnel hydrodynamique U_∞, la fréquence d'oscillation f et la corde c du profil, un autre paramètre important de l'étude appelé fréquence réduite est défini par la relation (2.2). Cette fréquence réduite peut tout à fait s'apparenter à une constante près au nombre de Strouhal déjà rencontré dans la locomotion de certaines espèces aquatiques.

$$k = \frac{\pi f c}{U_\infty} \tag{2.2}$$

Étant donné la position du point pivot au tiers de corde par rapport au bord d'attaque de la plaque, on déduit simplement la relation suivante permettant le passage de la fréquence réduite au nombre de Strouhal, basé sur l'amplitude totale d'excursion du bord de fuite.

$$k = \frac{3\pi}{4}\frac{1}{\sin(\Delta\alpha)} \cdot St_A \tag{2.3}$$

2.2 Vélocimétrie par Image de Particule

La Vélocimétrie par Image de Particules ou PIV (Particle Image Velocimetry) est une technique d'imagerie non intrusive visant une mesure du champ de vitesse instantané dans une section d'un écoulement. Cette méthode de visualisation bien connue de nos jours, tant dans la recherche fondamentale qu'industrielle a connu un profond développement durant ces dernières décennies grâce à l'arrivée de moyens d'investigations sans cesse perfectionnés.

Un nombre considérable de sources décrivent les principes de base de la PIV en relation avec son développement historique. Ainsi pour de plus amples informations les lecteurs peuvent se référer à SPIE Milestone Series 99, édité par Grant en 1994 [47]. Ce volume comprend plus de 70 articles originaux, publiés pour la première fois entre 1932 et 1993. La majorité de ces articles est issue des années 80, avec notamment des contributions décrivant les racines de la PIV moderne, les premiers travaux de Meynart [82], le développement de la PIV à basse et haute densité d'images, les techniques de corrélation optique, etc. Les articles de synthèse de Lauterborn & Vogel [71] et d'Adrian [1], [2] témoignent du développement rapide et de la compilation du savoir-faire sur la PIV en l'espace d'une décennie.

D'un point de vue optique, une description de la PIV est faite au chapitre *Particle Image Velocimetry* du livre *Speckle metrology* de Hinsch [56]. Cette contribution est particulièrement utile pour

la compréhension des aspects optiques de la PIV avec en plus une centaine de références à d'autres ouvrages sur la PIV.

Des détails sur les bases théoriques de la vélocimétrie numérique des particules peuvent être trouvés dans la thèse de doctorat *Digital particule image velocimetry - Theory and practice* publiée en 1993 par Westerweel [120]

Un résumé sur différentes techniques d'implémentations, d'illumination, d'enregistrement et d'évaluation de la PIV avec plus de 180 références est présenté dans l'article de synthèse de Grant de 1997 intitulé *Particle image velocimetry : a review* [48].

Adrian [3], Westerweel [121], Prasad [92], Lecordier [72], Raffel et al. [95] ont compilé une importante bibliographie sur la PIV. Une autre source exhaustive d'informations sur le développement et les applications de la PIV est fournie par l'Institut von Kármán, qui offre un certain nombre de séries de conférences consacrées à la PIV depuis 1991 (voir [98] et [99]).

Une description du principe de la mesure, du matériel et des procédures utilisés au cours des expérimentations est présentée dans la suite.

2.2.1 Principe

Le principe général de la PIV peut être décrit à l'aide du schéma de la figure 2.7. Dans la majeure partie des cas l'écoulement est préalablement ensemencé de particules ou de traceurs. Ensuite, deux impulsions laser consécutives (le délai Δt étant fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement) éclairent une tranche ou un volume de l'écoulement dans un court intervalle de temps en passant par une lentille cylindrique. La lumière diffusée par les particules est enregistrée en deux images consécutives sur un ou plusieurs appareils photo numériques. Une fois qu'une séquence de deux impulsions lumineuses est enregistrée, les images sont divisées en petites sous-sections appelées fenêtres ou zones d'interrogation. Les zones d'interrogation de chaque image sont inter-corrélées entre elles, pixel par pixel. L'inter-corrélation produit un pic de signal qui identifie le déplacement moyen des particules. Une mesure précise du déplacement (et donc de la vitesse connaissant Δt) est obtenue par interpolation sub-pixel. Le champ de vitesse est obtenu sur l'ensemble de la zone cible de l'écoulement en répétant le processus d'inter-corrélation pour chaque zone d'interrogation sur les deux images capturées par la caméra.

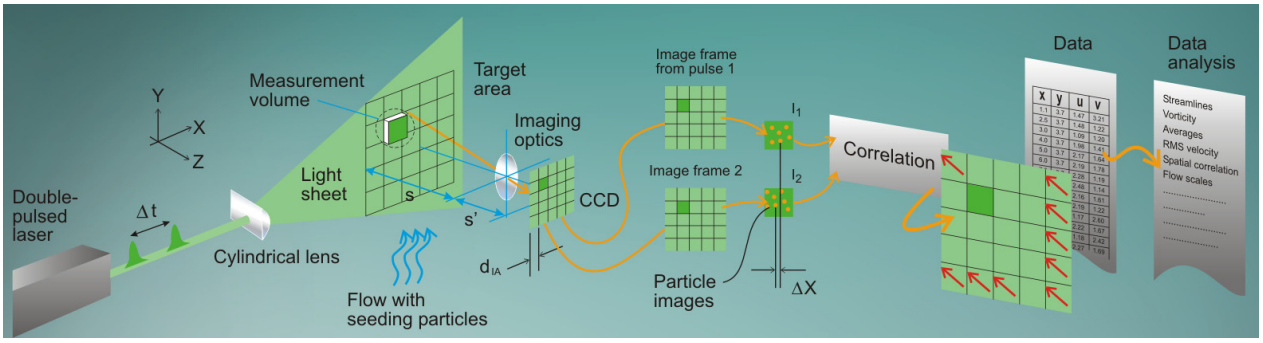


FIGURE 2.7 – Principe de la mesure vélocimétrie par image de particules de *Dantec Dynamics*

2.2.2 Ensemencement

L'ensemencement est la première étape de la PIV (sauf si l'écoulement contient naturellement des particules ou des bulles dont on veut étudier la dynamique). Les particules réparties de façon homogène dans l'écoulement doivent répondre à certains critères :

– **la dimension des particules** choisies pour mesurer les caractéristiques d'un écoulement et notamment sa vitesse doit être suffisamment petite pour suivre l'écoulement et suffisamment grande pour permettre la visualisation de l'écoulement. Leur masse volumique doit bien entendu être la plus proche possible de la masse volumique du fluide étudié. Notons que la taille des particules doit être grande par rapport au libre parcours moyen des molécules, ce qui ne pose problème que pour les écoulements à très basse pression ;

– **la concentration des particules** doit être suffisamment élevée pour que le nombre de mesures corresponde à la résolution spatiale recherchée (c'est-à-dire la taille de la zone d'interrogation) et suffisamment faible pour que l'écoulement, l'éclairage et la prise de vue ne soient pas trop perturbés par ces particules. La surface projetée des particules contenues dans l'écoulement sur un plan doit être faible devant la surface projetée de l'écoulement ;

– **les particules ne doivent pas être dangereuses** pour la santé s'il y a un risque d'inhalation ; notons que les très petites particules peuvent passer à travers les alvéoles pulmonaires.

Les particules de polyamide ensemencés dans notre étude sont produites par polymérisation et ont donc une forme globalement ronde mais pas exactement sphérique. Ces particules ont un indice de réfraction de 1.5, un point de fusion à 175 °C, une masse volumique de 1030 kg/m^3 et une taille moyenne de 20 μm de diamètre. La concentration est fixée empiriquement de sorte que le nombre de particules par zone d'interrogation soit environ égal à 10.

2.2.3 Eclairage

L'éclairage des particules ensemencées dans l'écoulement se réalise généralement par des lasers à impulsions. Des lasers à rubis étaient employés historiquement [82], mais la plupart des systèmes PIV actuels utilisent les lasers YAG doublés. Ils possèdent deux cavités, permettant ainsi d'avoir deux impulsions. Le laser utilisé doit délivrer une énergie suffisante, répartie le plus uniformément possible dans le plan de mesure pour que les particules diffusent suffisamment sa lumière. L'intensité lumineuse est réglée de manière à permettre une bonne détection des particules. Elle dépend simultanément de l'épaisseur de la nappe et de la puissance des impulsions laser.

Deux lasers ont été utilisés dans notre étude en fonction du système PIV mis en œuvre. Le premier, dit à faible fréquence est un laser Nd-YAG (Neodymium - doped Yttrium Aluminium Garnet) du modèle DualPower 65-15 émettant dans le visible 527 nm à 15 Hz. Utilisé pour le système PIV ordinaire ou PIV 15 Hz, il délivre une énergie de 30 mJ par impulsion répartie sur une nappe au moyen d'une lentille cylindrique. Le temps entre les impulsions lumineuses qui correspond au temps inter-images est de l'ordre de $\Delta t = 10$ ns et l'épaisseur de la nappe générée est de l'ordre de 1 mm.

Le second fait partie d'une nouvelle génération de lasers à double cavité Nd-YLF (Neodyminium - doped Yttrium Lithium Fluoride) pour des applications sur la PIV résolue en temps ou PIV rapide. De modèle DualPower 20-1000, il délivre une énergie de 20 mJ par impulsion et émet également dans le visible 527 nm avec une fréquence comprise entre 200 et 10000 Hz. La fréquence minimale de 200 Hz a été retenue pour visualiser les phénomènes rapides de l'écoulement compte tenu des faibles ordres de grandeur des vitesses d'écoulement mises en jeu dans nos expériences (inférieures au m/s).

Les plans laser (x, y) et (y, z) ayant fait l'objet des investigations sont illustrés sur la figure 2.8 et la figure 2.9. Le plan laser vertical (x, y) situé en milieu de veine ($z = 0$) a été retenu pour étudier l'écoulement puisqu'il permet de s'éloigner le plus possible des effets de bord dus aux parois latérales de la veine. Deux miroirs traités spécialement furent positionnés sous la paroi inférieure de la veine pour réfléchir les faisceaux laser et ainsi éviter la zone d'ombre sous les profils en élargissant à la fois le champ de l'écoulement illuminé. Le plan laser (y, z) à x fixé dans le sillage du profil (notamment à une corde du bord de fuite du profil) permet de remonter aux composantes de vitesse suivant les axes y et z nécessaires à la détermination des structures de l'écoulement qui y sont produites.

Les plans laser (x, y) et (y, z) sont également visibles sur les photos du dispositif de la figure 2.10 et de la figure 2.11. On peut déjà y distinguer quelques particules de polyamide ensemençant l'écoulement.

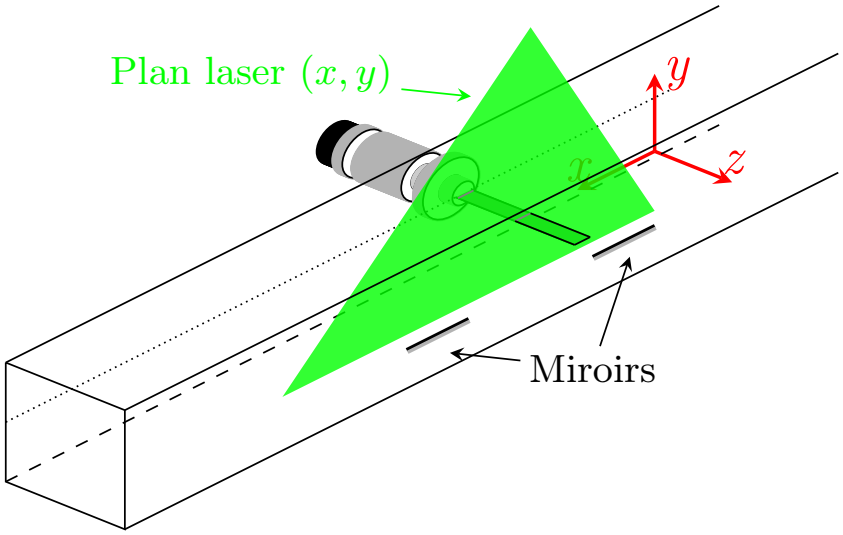


FIGURE 2.8 – Position du plan laser (x, y) en milieu de veine pour la mesure du champ de vitesse par PIV.

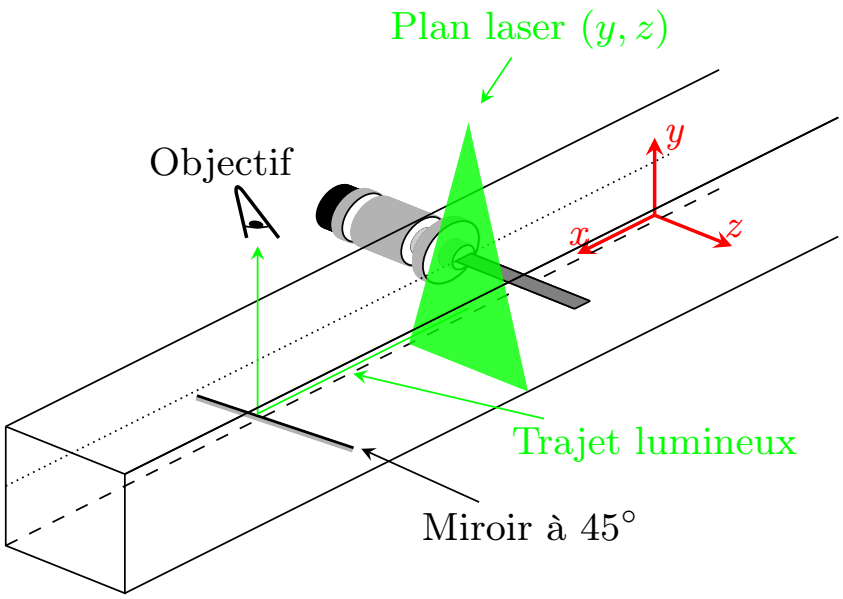


FIGURE 2.9 – Position du plan laser (y, z) à une corde du bord de fuite du profil carbone 2D au sein de la veine d'essai du tunnel.

2.2.4 Prise d'images

Deux caméras sont utilisées pour l'acquisition des images, chacune étant synchronisée à un laser précis en fonction du système PIV installé. Une caméra 4 MPix double frame FlowSense EO 4M possédant une résolution de 2048 × 2048 pixels, avec une cadence maximale de 10 images par seconde est synchronisée aux impulsions du laser à faible fréquence afin d'observer la dynamique

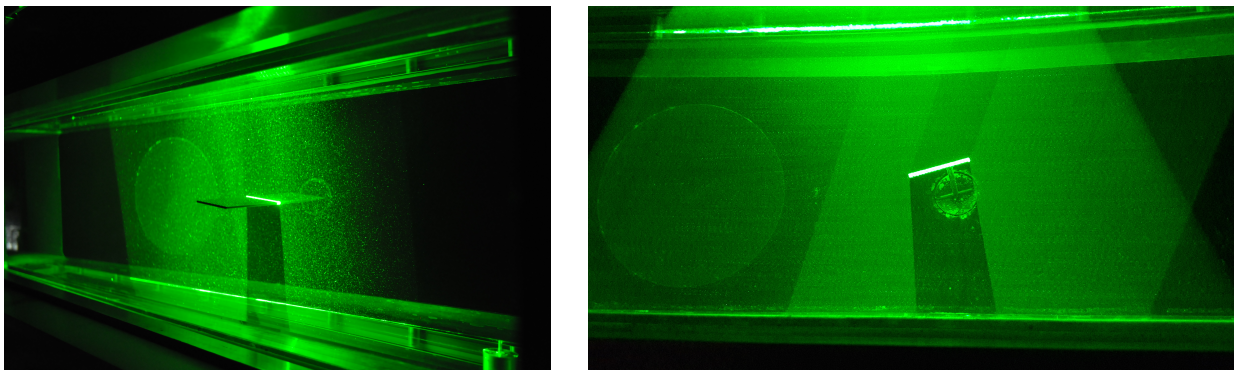


FIGURE 2.10 – Plans laser PIV (x, y) en milieu de veine $(z = 0)$ en présence du profil carbone 2D (gauche) et du profil carbone 3D (droite).

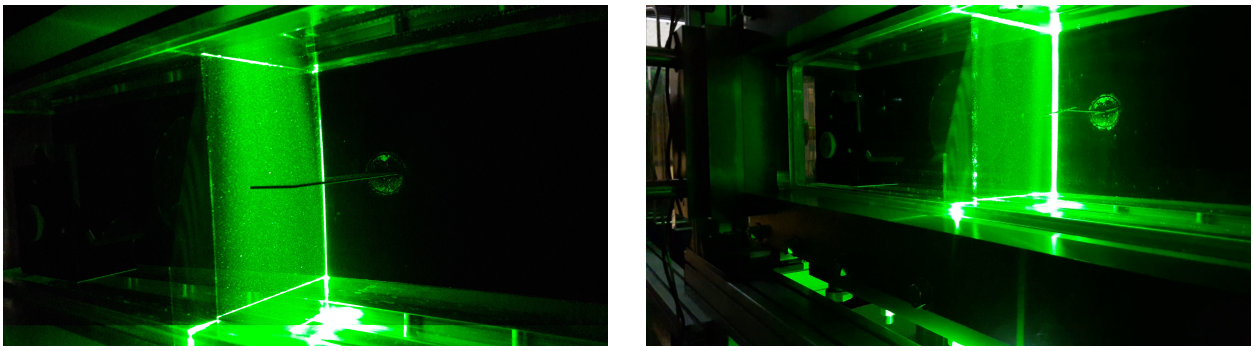


FIGURE 2.11 – Plans laser PIV (y, z) à une corde du bord de fuite du profil carbone 2D (gauche) et du profil carbone 3D (droite).

lente de l'écoulement. La dynamique rapide de l'écoulement est quant à elle observée par une caméra SpeedSense 9060 certes de plus faible résolution 1280 × 800 pixels, mais de cadence beaucoup plus importante, allant jusqu'à 6242 images par seconde en pleine résolution.

La mise au point et l'ouverture du diaphragme des caméras sont réglées afin d'avoir des images de particules suffisamment nettes et lumineuses en vue d'une bonne corrélation des images. La connaissance de la taille du champ à examiner (à partir par exemple de la corde ou de l'épaisseur du profil étudié) et de l'ordre de grandeur de la vitesse maximale, permet de déduire d'une part, la taille correspondant à un pixel dans le champ et d'autre part la distance approximative en pixels parcourue par une particule pour un écart de temps Δt donné. Un choix approprié de Δt doit correspondre globalement à un déplacement de la particule pendant cet intervalle de temps inférieur à la taille de la zone d'interrogation retenue.

La caméra est placée face à la corde du profil à environ 1 m pour observer le plan (x, y) en milieu de veine. La photographie de la figure 2.12(a) illustre la position de la caméra dans le montage

expérimental utilisé lors des mesures. Le plan (y, z) à l'arrière du profil est quant à lui observé par l'intermédiaire d'un miroir disposé à 45° par rapport à l'axe x près de la sortie de veine afin de ne pas perturber l'écoulement dans le sillage immédiat du profil (voir figure 2.9 et figure 2.12(b)). Ainsi en positionnant la caméra en haut de veine, juste en face du miroir comme c'est le cas sur le montage expérimental de la figure 2.12(b), les images de particules dans le plan laser réfléchies par le miroir sont directement visionnées. Le trajet de la lumière du plan laser au miroir et du miroir à l'objectif de la caméra est matérialisé sur la figure 2.9 par le rayon lumineux vert. Il faut toutefois noter que le miroir est fixé aux parois latérales de la veine par deux rondelles en caoutchouc, interdisant ainsi son entrainement par l'écoulement dans le prédivergent, le divergent et la suite de la boucle hydrodynamique. Les faibles vitesses d'écoulement mis en jeu dans nos investigations constituent un autre facteur sûr autorisant un tel montage.

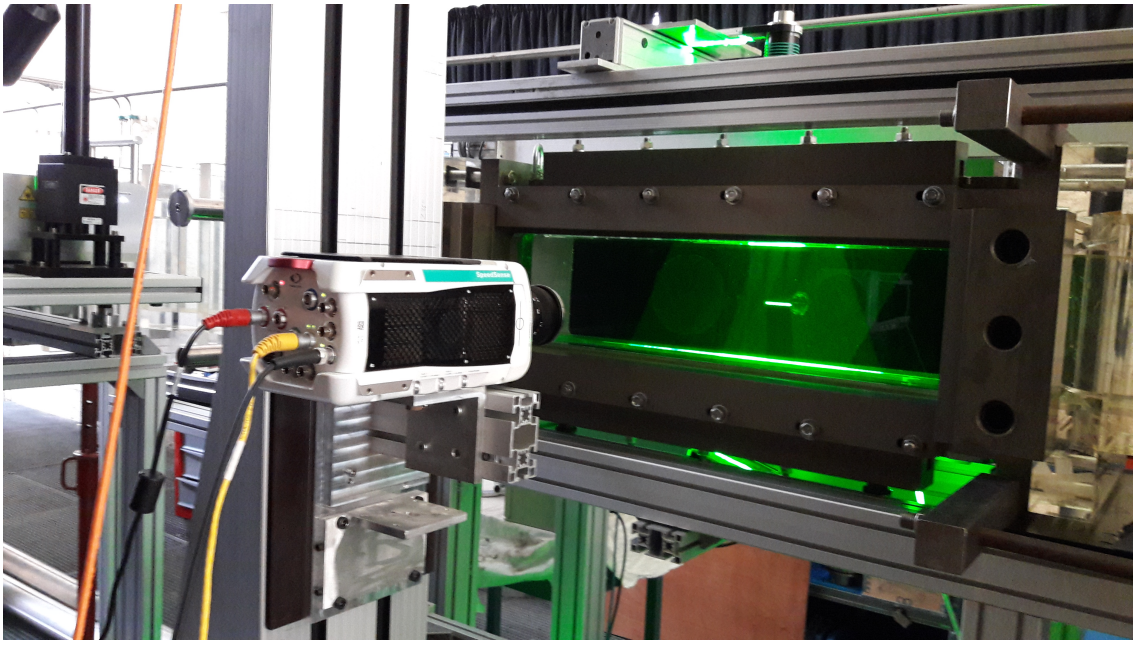
2.2.5 Traitement des données

Acquisition des images

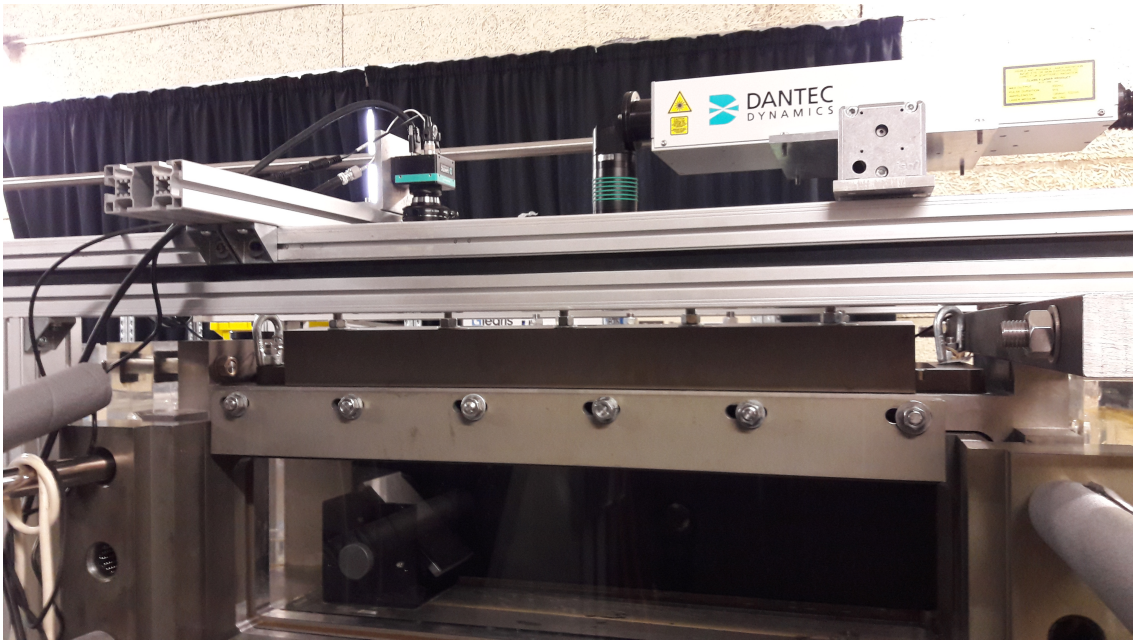
La caméra CCD haute précision (2048 × 2048 pixels) est utilisée en mode double image à sa fréquence d'échantillonnage maximale (10 Hz) pour mesurer la dynamique lente de l'écoulement. La synchronisation laser-caméra et l'acquisition des images sont réalisées à l'aide du logiciel Dynamic Studio de la société Dantec Dynamics. Le synchroniseur TimerBox de Dantec permet d'assurer la coïncidence des pulses lasers avec les prises de vues des caméras. L'intervalle de temps Δt entre les impulsions laser est ajusté en fonction des vitesses mesurées et de la fréquence d'oscillation du profil. Pour l'ensemble des mesures, Δt est choisi afin d'avoir un déplacement moyen des particules dans une fenêtre de corrélation de l'ordre d'environ 1/3 de celle-ci.

La caméra rapide CMOS (1280 × 800 pixels) est utilisée en mode simple image à une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz pour mesurer la dynamique rapide de l'écoulement. L'acquisition des images se fait également au moyen du logiciel Dynamic Studio.

Au cours d'une acquisition pendant le mouvement imposé du profil environ 1000 paires d'images sont enregistrées pour reproduire le mouvement lent de l'écoulement contre 10000 images pour le mouvement rapide. Des moyennes de phase peuvent également être effectuées à partir des images acquises à une incidence précise lors du mouvement des profils. Plusieurs prises de vue sont ainsi déclenchées à certaines incidences choisies (inférieures ou égales à l'incidence maximale) au cours des mouvements ascendants ou descendants des profils et par la suite moyennées afin d'avoir une meilleure description de l'écoulement à ces incidences et dans les configurations étudiées. Les images sont stockées dans la mémoire vive du PC pendant l'acquisition, puis enregistrées sur disque dur



(a) Photographie du montage du système PIV rapide pour la visualisation du plan (x, y) en milieu de veine. La caméra rapide SpeedSense 9060 est positionnée en face du plan laser à environ 1 m.



(b) Photographie du montage du système PIV 15 Hz pour la visualisation du plan (y, z) dans le sillage du profil. La caméra FlowSense est fixée en haut de veine en face du miroir incliné de 45°.

FIGURE 2.12 – Dispositif expérimental de la PIV.

pour la suite du traitement.

Traitement des images

Une fois l'acquisition des images réalisée, un premier traitement permet de définir un masque dynamique à partir des images brutes acquises grâce au module de traitement d'image de Dynamic Studio. La présence du profil sur les images acquises au cours de son mouvement est effectivement une source importante d'erreur pour la détermination des vecteurs vitesse dans son voisinage. Le masque est obtenu après l'application de plusieurs filtres passe-bas (médian et moyen) pour lisser les images de particules et l'usage d'un filtre de seuil afin de supprimer des valeurs aberrantes et définir les limites supérieure et inférieure des valeurs d'échelle de gris acceptées dans l'image. Chaque image du masque dynamique est par la suite soustraite des images brutes de base, améliorant ainsi le contraste et la visibilité des traceurs dans le voisinage du profil. Un exemple d'images de particules dans le voisinage du profil oscillant est donné à la figure 2.13 avant et après ce traitement.

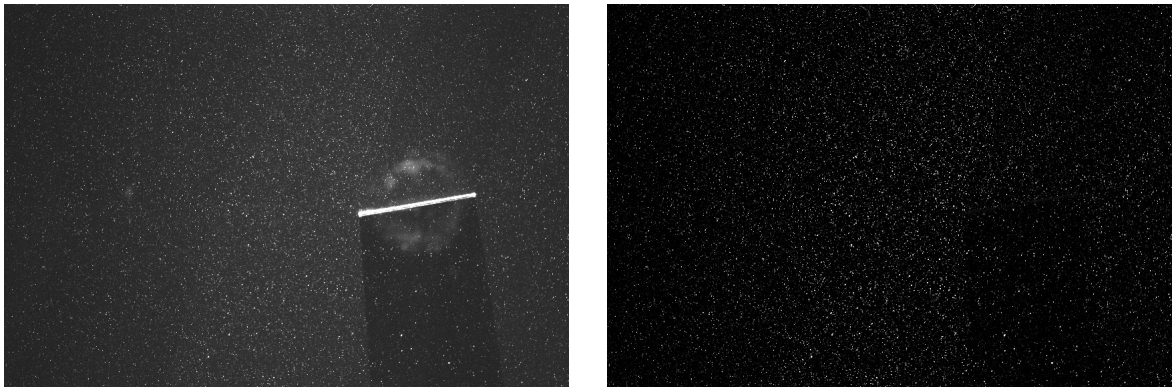


FIGURE 2.13 – Exemple d'images de particules dans le voisinage d'un profil en tangage avant (gauche) et après (droite) l'application du masque dynamique.

Inter-corrélation

Succède au traitement d'images, la détermination du champ de déplacement des particules d'une image à l'autre. Elle est réalisée grâce à une méthode adaptative multipasses sous DynamicStudio [102]. La taille et la forme des zones d'interrogation individuelles sont adaptées itérativement en fonction des densités d'ensemencement locales et des gradients de l'écoulement. Il s'agit d'effectuer un premier calcul de corrélations croisées sur des fenêtres d'interrogation de taille relativement grande. Ces fenêtres d'interrogation sont ensuite scindées en sous-fenêtres égales sur lesquelles un calcul de corrélation va être réitéré. Préalablement à cette nouvelle étape, les sous-fenêtres sont décalées du déplacement calculé à la première itération en vue de limiter les pertes de particules dans le plan. La procédure est ainsi renouvelée lorsque la densité de particules est suffisamment élevée pour le justifier jusqu'à la résolution spatiale désirée .

Les résultats obtenus dans cette étude reposent sur le choix de trois itérations ; d'abord deux passes avec des fenêtres d'interrogation de 64 × 64 pixels et un recouvrement de 50%, puis deux passes avec des fenêtres d'interrogation de 32 × 32 pixels et un recouvrement de 50% et enfin un passe avec des fenêtres d'interrogation de 16 × 16 pixels et un recouvrement de 50%. Le recouvrement est effectué dans le but d'éviter des pertes d'informations d'une fenêtre d'interrogation à l'autre qui lui est adjacente. Par ce moyen, les informations absentes d'une fenêtre d'interrogation sont utilisées dans une autre fenêtre chevauchant en partie la première.

Post-traitement

Généralement un post-traitement sur des voisinages suit l'étape de mesure locale des vitesses du champ. Ainsi un vecteur mesuré peut être validé ou non suivant un ensemble de critères issus de la connaissance que l'on a de l'écoulement (vitesse maximale, taille des structures, etc), pouvant entraîner des valeurs de vitesses non estimées. La perte de particules hors du plan de mesure ou encore la présence de réflexions parasites peuvent être à l'origine de vecteurs aberrants. Ces derniers sont détectés puis supprimés à l'aide de critères de validation. Dans cette étude, on utilise la validation par le « rapport de hauteur de pics » dont le principe consiste à écarter les vecteurs dont le rapport premier pic/second pic de corrélation est inférieur à une valeur seuil. Conformément aux suggestions de Dantec Dynamics et de Keane et Adrian [64], le seuil est fixé à 1.2. A cette validation est combinée une validation de « voisinage local » basée sur les vecteurs voisins. Cette dernière validation fournie une estimation réaliste de ce que le vecteur aberrant aurait dû être en le remplaçant par un vecteur calculé par interpolation locale des vecteurs présents dans son voisinage.

2.3 Identification des structures de l'écoulement

Afin d'étudier la topologie de l'écoulement et d'identifier les structures cohérentes qui le composent nous aurons recours à la vorticité à laquelle sera associée la méthode d'analyse par décomposition orthogonale aux valeurs propres.

2.3.1 Vorticité ω

Il existe bien effectivement plusieurs critères de détection auxquels les auteurs ont communément recours en vue d'analyser le comportement spatio-temporel des structures d'un écoulement. On peut citer entre autres les critères Δ [26], Q [58], λ_2 [60], Γ_2 et Γ_3 ([46], [83] et [84]) qui selon leur valeur sont des indicateurs de tourbillons, couches limites et autres structures d'un écoulement. Toutefois le marqueur principal des structures reste bien la vorticité ainsi que l'atteste Hussain [59], et c'est ce critère qui nous permettra systématiquement de détecter et d'observer les structures cohérentes

de l'écoulement.

La vorticité est une mesure locale du taux de rotation du fluide, elle est définie comme le rotationnel de la vitesse. En considérant le vecteur vitesse et ses composantes $\mathbf{u}(u, v, w)$ dans un espace tridimensionnel (x, y, z)

$$\boldsymbol{\omega} \quad = \quad \boldsymbol{\nabla} \wedge \mathbf{u} \quad = \quad \begin{bmatrix} \partial w/\partial y - \partial v/\partial z \\ \partial u/\partial z - \partial w/\partial x \\ \partial v/\partial x - \partial u/\partial y \end{bmatrix} \tag{2.4}$$

avec $\boldsymbol{\nabla}$ l'opérateur divergence exprimé en (2.4) en coordonnées cartésiennes. La vorticité est un bon marqueur des structures cohérentes et notamment dans le sillage comme l'illustre la figure 2.14. Elle permet d'obtenir des indications sur le sens de rotation des structures et leur intensité. A partir des champ de vitesse instantanés obtenus dans une section de l'écoulement au cours du mouvement des profils, les champs de vorticité (ainsi que l'ensemble des autres grandeurs) sont inférés afin d'analyser l'écoulement et notamment le sillage. La figure 2.14 présente deux exemples de traitements à partir de la relation (2.4) permettant de visualiser la vorticité sur les deux principaux plans de mesure. Le champ de vorticité dans le plan (x, y) à z fixé est donné par $\omega_z = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$ et celui dans le plan (z, y) à x fixé par $\omega_x = \partial v/\partial z - \partial w/\partial y$ avec u, v et w les composantes respectives de vitesse suivant les axes x, y et z. On observe clairement l'écoulement et les structures qui se développent autour des profils en tangage dans les deux cas.

On note cependant que bien que la vorticité soit un ingrédient essentiel des structures, en proche paroi, ce critère peut présenter certaines limites car ne permettant parfois pas de discerner précisément les zones de cisaillement des régions purement tourbillonnaires de l'écoulement. Dans des situations où cette distinction n'arrive pas à se faire lors de l'analyse d'écoulements en proche paroi, il peut être judicieux d'avoir recours à d'autres critères plus adaptés à ce cas, à l'exemple du critère Q. Dans notre cas d'analyse le critère de vorticité suffit amplement pour distinguer les structures cohérentes de l'écoulement, d'autant plus que la présence de l'obstacle ou du profil dans l'écoulement est supprimée grâce au traitement obtenu à partir du masque dynamique. On verra dans la suite qu'en couplant ainsi le critère de vorticité à une reconstruction POD sur la base d'un nombre de modes représentatifs de l'écoulement on en vient à identifier très clairement les structures de l'écoulement.

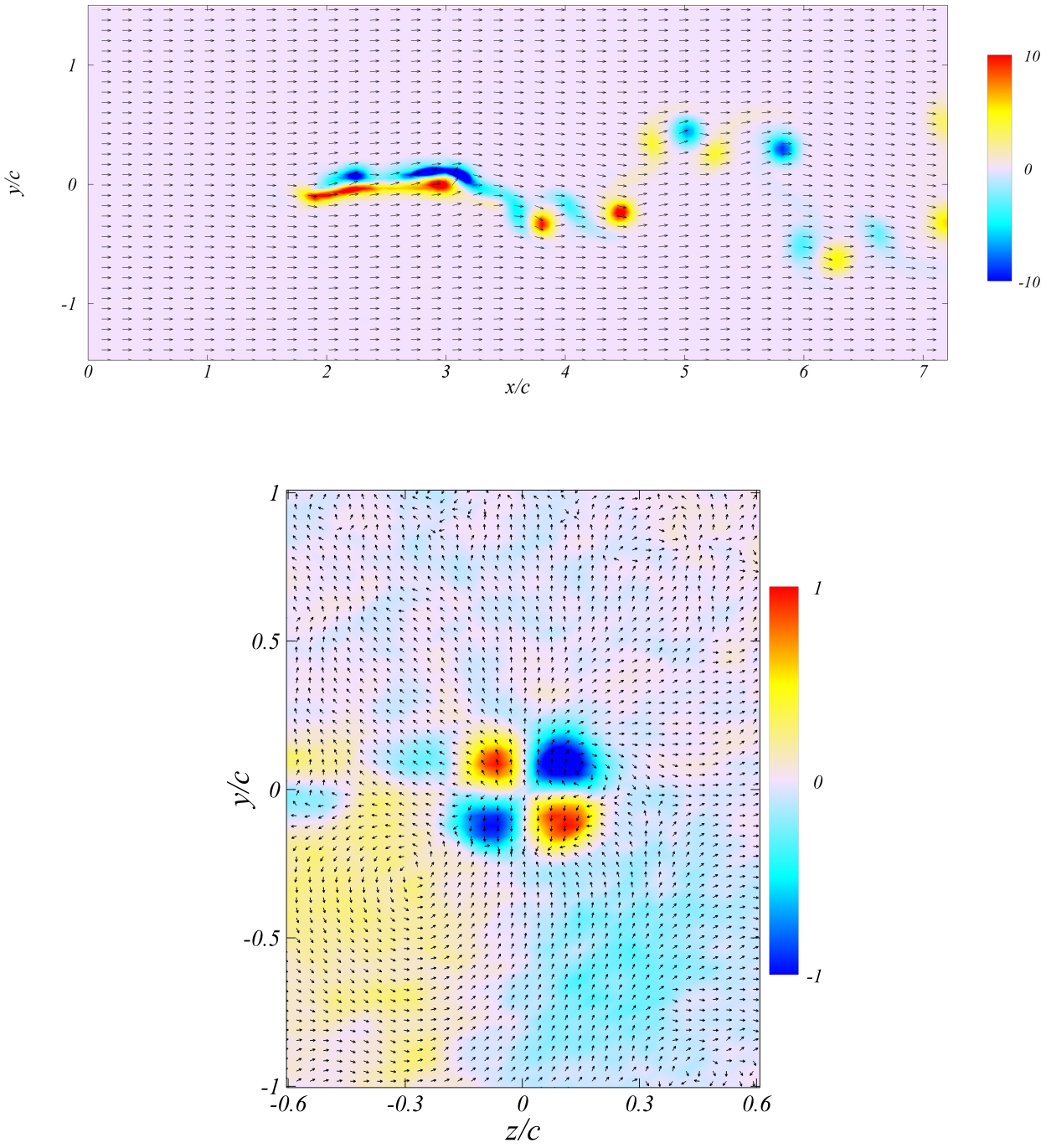


FIGURE 2.14 – Haut : Superposition des vecteurs vitesse u, v et du champ de vorticité instantané ω_z $(\partial v/\partial x - \partial u/\partial y)$ correspondant dans le plan (x, y) à $z = 0$ autour du profil carbone 2D oscillant à 0.5 Hz. Bas : Superposition des vecteurs vitesse w, v et du champ de vorticité instantané ω_x $(\partial v/\partial z - \partial w/\partial y)$ correspondant dans le plan (z, y) à une demi corde du bord de fuite du profil carbone 3D oscillant à 0.4 Hz. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$.

2.3.2 Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres

La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres ou POD (Proper Orthogonal Decomposition) est une méthode d'analyse de données, qui permet d'approximer un système de dimension élevée par un autre de dimension nettement plus faible [10]. Cette technique a été introduite pour la première fois dans le contexte de la mécanique des fluides en turbulence par Lumley [80] afin d'identifier et d'extraire les structures cohérentes d'un écoulement. Elle a cependant très vite été développée et utilisée dans plusieurs disciplines et domaines d'application différents à l'exemple de la compression des données [9], du contrôle optimal [4], ou du traitement d'images visant à étudier l'activité neuronale [107] ou caractériser les visages humains [65]. La POD offre une base pour la décomposition modale d'un système de fonctions, comme dans le cas de données acquises lors des expériences. C'est également un moyen efficace de capturer les composants dominants d'un système multidimensionnel et de les représenter avec une précision souhaitée en utilisant un ensemble de modes pertinents, réduisant ainsi l'ordre du système. Un aperçu général et très détaillé de la méthode POD peut par exemple être trouvé en [29], [57] et [89] mais pour un souci de clarté un bref résumé des parties pertinentes de la POD est donné ici. La POD se déroule en deux étapes : les instantanés ou "snapshots" d'une série de données sont pris dans un premier temps, puis les données sont projetées dans un second temps par le biais d'une sélection de modes.

POD snapshots

La mise en œuvre de la POD a été faite en appliquant la méthode des snapshots proposée par Sirovich [106]. Cette dernière et la méthode classique introduite par Lumley [80] constituent deux approches possibles de la POD. Chaque mesure instantanée de PIV est considérée comme une snapshot de l'écoulement. Une analyse est ensuite effectuée sur une série d'instantanés acquis dans des conditions expérimentales identiques. La première étape consiste à calculer le champ de vitesse moyenne à partir de toutes les snapshots. Le champ de vitesse moyenne est considéré comme le mode zéro de la POD. En soustrayant la moyenne de tous les instantanés, la suite de l'analyse se fait sur les parties fluctuantes des composantes de vitesse $(\tilde{u}_m^n, \tilde{v}_m^n, \tilde{w}_m^n)$ où $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ et $\tilde{w}$ désignent la partie fluctuante de chaque composante de vitesse. L'indice n parcourt les N snapshots et l'indice m les M positions des vecteurs vitesse dans une snapshot donnée tel que $\tilde{u}_m^n = \tilde{u}(x_m, y_m, z_m, t_n)$. Toutes les composantes de vitesse fluctuantes des N snapshots sont disposées dans une matrice $\tilde{\mathbf{U}}$ de telle sorte que chaque colonne contienne toutes les données d'une snapshot spécifique :

$$\tilde{\mathbf{U}} = \left[\tilde{\mathbf{u}}^1 \quad \tilde{\mathbf{u}}^2 \quad \dots \quad \tilde{\mathbf{u}}^{N-1} \quad \tilde{\mathbf{u}}^N\right] = \begin{bmatrix} \tilde{u}_1^1 & \tilde{u}_1^2 & \dots & \tilde{u}_1^{N-1} & \tilde{u}_1^N \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{u}_M^1 & \tilde{u}_M^2 & \dots & \tilde{u}_M^{N-1} & \tilde{u}_M^N \\ \tilde{v}_1^1 & \tilde{v}_1^2 & \dots & \tilde{v}_1^{N-1} & \tilde{v}_1^N \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{v}_M^1 & \tilde{v}_M^2 & \dots & \tilde{v}_M^{N-1} & \tilde{v}_M^N \\ \tilde{w}_1^1 & \tilde{w}_1^2 & \dots & \tilde{w}_1^{N-1} & \tilde{w}_1^N \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{w}_M^1 & \tilde{w}_M^2 & \dots & \tilde{w}_M^{N-1} & \tilde{w}_M^N \end{bmatrix}. \tag{2.5}$$

La matrice d'autocovariance $\mathbf{C}$ est créée à partir de la matrice $\tilde{\mathbf{U}}$ comme suit

$$\mathbf{C} = \tilde{\mathbf{U}}^T\tilde{\mathbf{U}}, \tag{2.6}$$

et le problème aux valeurs propres correspondant

$$\mathbf{C}\Phi_i = \lambda_i\Phi_i \tag{2.7}$$

est résolu, où λ_i et Φ_i correspondent respectivement aux valeurs et vecteurs propres. Les solutions sont ensuite ordonnées en fonction des valeurs propres

$$\lambda_1 > \lambda_2 > \cdots > \lambda_N = 0. \tag{2.8}$$

Les vecteurs propres correspondant à chacune des valeurs propres (ordonnées) peuvent être combinés avec la matrice $\tilde{\mathbf{U}}$ pour calculer les fonctions propres, qui à leur tour sont normalisées pour obtenir les modes POD

$$\boldsymbol{\varphi}_i = \frac{\tilde{\mathbf{U}}\Phi_i}{\left\|\tilde{\mathbf{U}}\Phi_i\right\|}, \quad i = 1, 2, \dots, N, \tag{2.9}$$

où Φ_i est le i-ème vecteur propre correspondant à la valeur propre λ_i avec la norme 2 discrète définie

comme

$$\|y\| \quad = \quad \sqrt{y_1^2 + y_2^2 + \cdots + y_M^2}. \tag{2.10}$$

Chacune des snapshots à partir desquelles les modes POD ont été déterminés peut être par la suite développée en une série de modes POD avec des coefficients d'expansion $\mathbf{a}_n$ associés à chaque mode POD n. Les coefficients, également appelés coefficients POD sont déterminés en projetant la partie fluctuante du champ de vitesse sur les modes POD par la relation

$$\mathbf{a}_n \quad = \quad \mathbf{\Psi}^T \tilde{\mathbf{u}}^n \tag{2.11}$$

où chacun des modes POD φ_i occupe une colonne dans la matrice des modes $\mathbf{\Psi}$ introduite :

$$\mathbf{\Psi} \quad = \quad \begin{bmatrix} \varphi_1 & \varphi_2 & \dots & \varphi_{N-1} & \varphi_N \end{bmatrix}. \tag{2.12}$$

La connaissance des coefficients POD $\mathbf{a}_n$ nous permet de reconstruire les vecteurs vitesse correspondants par le développement

$$\tilde{\mathbf{u}}^n \quad = \quad \mathbf{\Psi} \mathbf{a}_n. \tag{2.13}$$

Sachant que la quantité d'énergie cinétique totale provenant des fluctuations de vitesse dans les snapshots qui est associée à un mode POD donné est proportionnelle à la valeur propre correspondante [42], l'ordre des valeurs propres, des vecteurs propres et des fonctions propres établi par la relation (2.8) garantit donc que les modes les plus importants en termes d'énergie sont les premiers modes. Ainsi les premiers modes seront généralement associés à des structures d'écoulement à grande échelle. A partir de ces premiers modes reproduisant les structures dominantes d'un écoulement, on en vient à reconstituer de manière satisfaisante une snapshot donnée en n'utilisant que les premiers modes principaux de l'écoulement. Le traitement de la méthode POD snapshot est réalisé grâce au logiciel Matlab® à partir des données de champs de vitesse obtenus sous DynamicStudio.

L'application de la méthode aux données PIV obtenues dans le plan (x, y) à $z = 0$ autour du profil carbone 2D oscillant à 1 Hz dans un écoulement de vitesse uniforme entrante fixée à $U_\infty = 0.05$

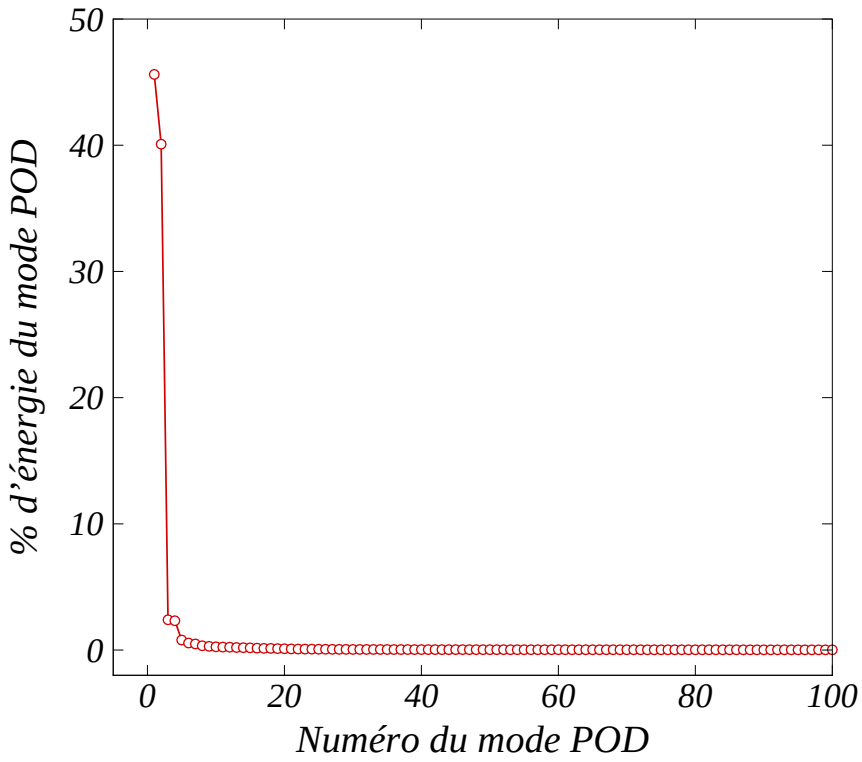
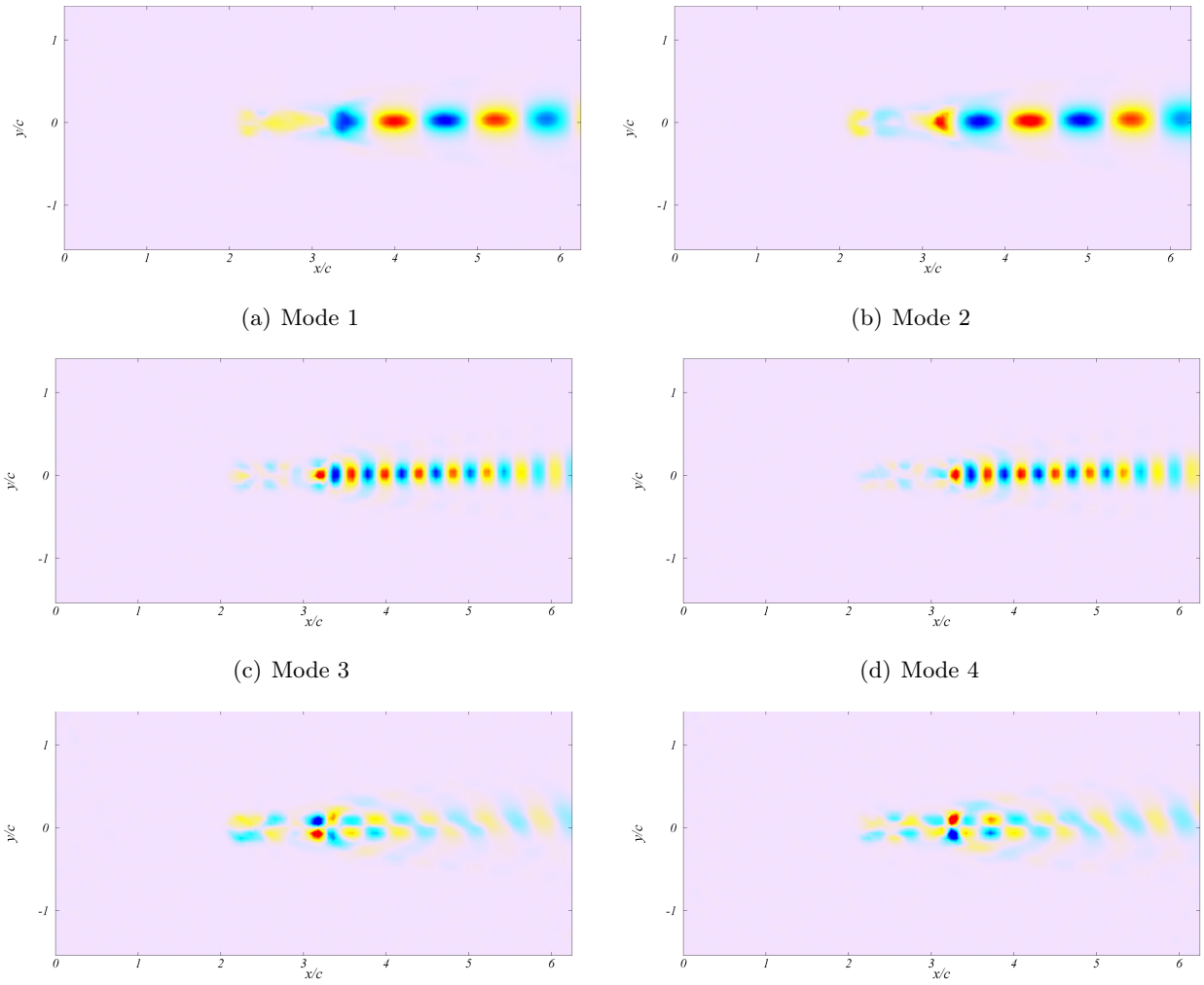


FIGURE 2.15 – Distribution d'énergie relative des 100 premiers modes POD.

m/s permet de mieux se rendre compte des points mentionnés préalablement. Tous les modes POD et leurs énergies (valeurs propres) correspondantes sont générés et la distribution d'énergie modale est présentée à la figure 2.15. Les 100 premiers modes ont été retenus pour l'illustration du graphique contre les 1000 équivalents aux mesures instantanées PIV. Les modes 1 et 2 sont très clairement dominants, tandis que les modes 3 et 4 auxquels on peut aussi associer les modes 5 et 6 peuvent être utiles, le reste de la courbe à partir du mode 7 décrit simplement du bruit. Ainsi les fluctuations typiques de l'écoulement pourront correctement être décrites uniquement à partir des 6 premiers modes qui sont d'ailleurs représentés à la figure 2.16 grâce à leur champ de vorticité. Des structures tourbillonnaires alternées de grande échelle (en ce qui concerne les modes 1 et 2) à échelle moyenne (modes 3 et 4) jusqu'à plus petite échelle (modes 5 et 6) s'observent très nettement. Chacun de ces modes va donc contribuer de façon unique à la reconstruction des différentes snapshots. La figure 2.17 illustre combien les deux modes principaux (modes 1 et 2) contribuent à chaque snapshot à travers les coefficients POD a_1 et a_2.

Par souci de clarté et de lisibilité les contributions négligeables mais tout de même utiles à la reconstruction des quatre modes (les coefficients a_3, a_4, a_5 et a_6) suivants n'apparaissent pas. En plus de la contribution temporelle des deux principaux modes à chaque snapshot, leur relation l'un à l'autre est mise en évidence à travers le portrait de phase de la figure 2.17. La paire de mode (a_1, a_2) décrit bien un phénomène cyclique justifiant ainsi la création et l'advection continuelle des tourbillons



(a) Mode 1

(b) Mode 2

(c) Mode 3

(d) Mode 4

(e) Mode 5

(f) Mode 6

FIGURE 2.16 – Champs de vorticité ω_z des six premiers modes POD.

dans le sillage du profil oscillant. La figure 2.18 montre une snapshot PIV et sa reconstruction à partir des six premiers modes POD présentés précédemment. Pour représenter une snapshot réelle de l'écoulement la reconstruction tient compte du champ de vitesse moyenne (le mode 0) en plus des six modes retenus. Les vecteurs vitesse sont superposés aux champs de vorticité pour observer et comparer les structures de l'écoulement. Il apparait très clairement que les six modes retenus suffisent à reconstituer assez fidèlement l'écoulement. Une remarquable correspondance est observée entre la snapshot PIV de base et sa reconstruction POD. La position des structures tourbillonnaires, leur alignement ainsi que leur sens de rotation sont identiques. Des formes plus arrondies et ainsi plus simples à identifier et caractériser ressortent un peu plus sur la reconstruction puisque l'ensemble des fluctuations qui représentent du bruit a été supprimé en tronquant la reconstruction sur les principaux modes pertinents de l'écoulement.

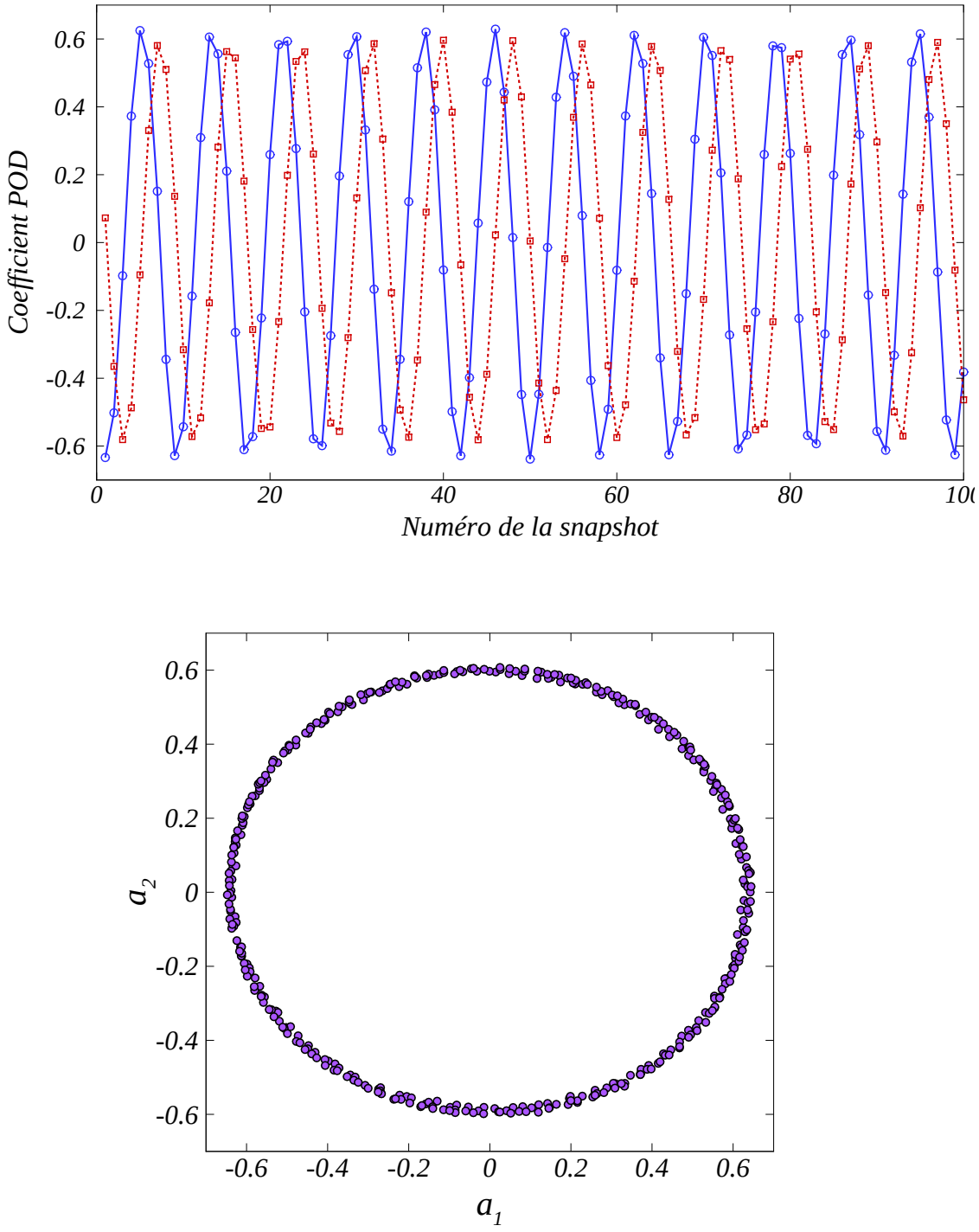


FIGURE 2.17 – Coefficients POD principaux a_1 (○) et a_2 (□) en fonction des 100 premières snapshots PIV (haut) et dans le plan $z = 0$ pour 400 snapshots PIV (bas).

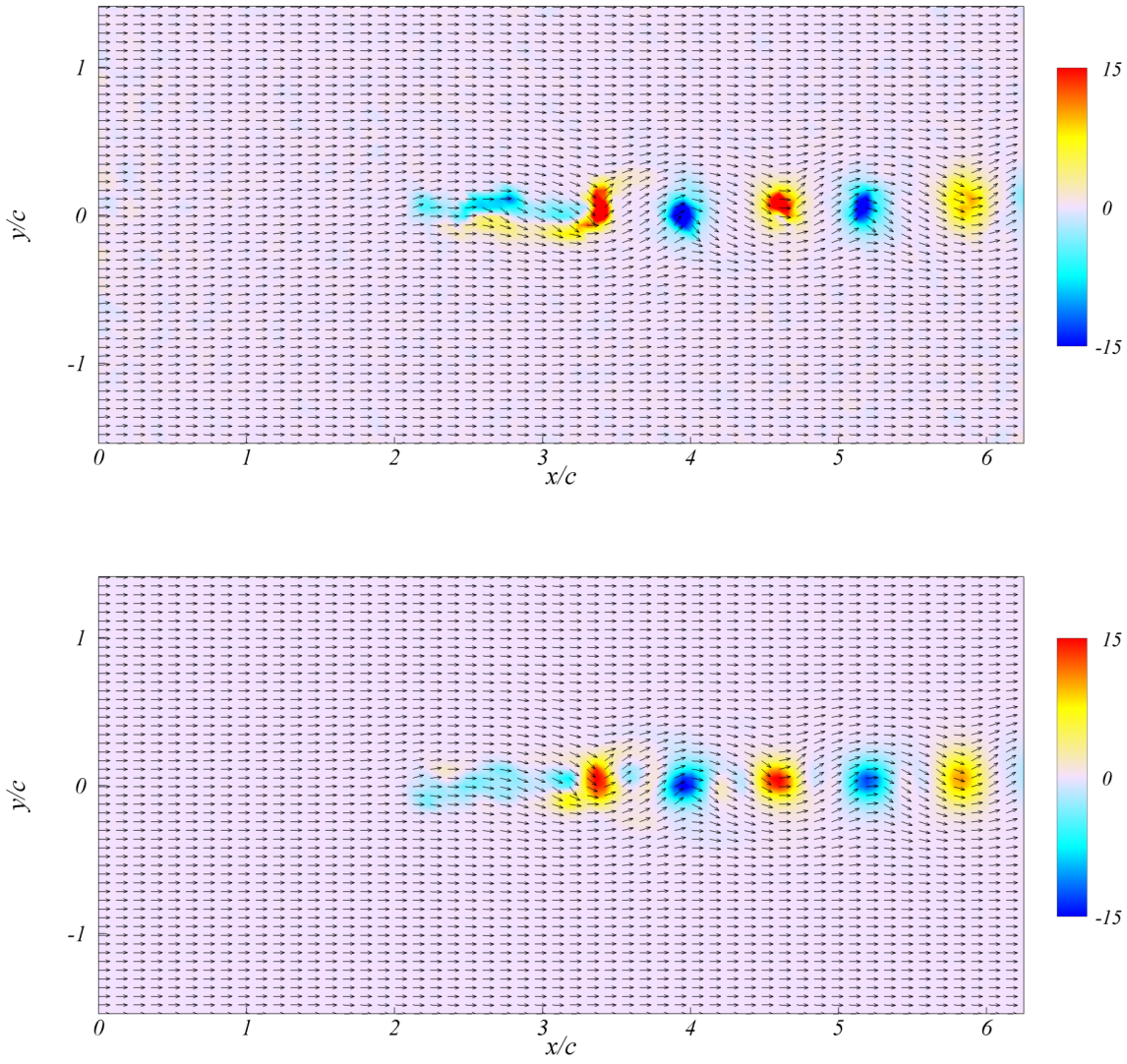


FIGURE 2.18 – Superposition des vecteurs vitesse et du champ de vorticité ω_z d'une snapshot PIV brute (haut) dans le plan ($z = 0$) autour du profil carbone 2D oscillant à 1 Hz et sa reconstruction à partir des six premiers modes POD (bas). Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$.

2.4 Configurations de mesures

Pour toutes les expériences entreprises, les vitesses d'écoulement restent relativement basses, entre 0.02 et 0.2 m/s. Ces valeurs de vitesses correspondent à des nombres de Reynolds basés sur la corde des profils ($Re = U_\infty c/\nu$) de l'ordre de 10^3 à 10^4 appartenant à la gamme de valeurs intermédiaires, autrement dit au régime modéré caractéristique de la propulsion par nageoires battantes dans lequel évoluent certaines espèces de poissons et même certains insectes. L'étude des mécanismes de propulsion observés dans la nature à partir de nageoires battantes est donc tout à fait réalisable grâce aux moyens expérimentaux de l'installation. Plusieurs campagnes de mesures ont été menées sur chacun des profils étudiés. Elles sont synthétisées pour les différents types de profils sur les tableaux 2.2, 2.3 et 2.4.

Incidence α en °	Fréquence d'oscillation f en Hz							
	0	0.5	0.6	1	1.2	1.3	1.5	2
± 1	✓	✓	X	✓	X	X	✓	✓
± 2	X	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
± 3	✓	✓	X	✓	X	X	✓	✓
± 5	✓	✓	X	✓	X	X	✓	✓
± 6	X	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
± 7	✓	✓	X	✓	X	X	✓	✓
± 8	X	X	✓	✓	✓	✓	✓	✓
± 9	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓

TABLE 2.2 – Campagnes de mesures PIV 15 Hz autour des profils 2D oscillants à une amplitude maximale de 10° (pour $f \neq 0$) avec déclenchement d'impulsions laser aux incidences précises α. Pour chaque fréquence d'oscillation, chaque incidence est considérée (✓) ou non (X). Le plan PIV (x, y) en milieu de veine $z = 0$ est principalement analysé et la vitesse d'écoulement est fixée à 0.05 m/s.

Le tableau 2.2 résume l'ensemble des expériences réalisées au moyen du système PIV 15 Hz autour des profils 2D oscillants à une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ en déclenchant les impulsions laser aux incidences α précises, et pour différentes fréquences d'oscillation dans le plan $z = 0$ en milieu de veine. Ces expériences serviront principalement à observer, identifier et caractériser les structures de l'écoulement. L'organisation et la diversité des arrangements en variant certains paramètres tels la fréquence d'oscillation ou la vitesse d'écoulement seront tout aussi étudiées. Toutes les mesures effectuées sur les profils 2D en variant l'amplitude maximale du mouvement et la fréquence d'oscillation sont présentées sur le tableau 2.3. Elles serviront d'une part à suivre et analyser qualitativement la dynamique tourbillonnaire des structures, notamment dans le sillage et d'autre

Amplitude maximale	Fréquence d'oscillation f en Hz											
$\Delta\alpha$ en °	0.2	0.4	0.5	0.6	0.8	1	1.2	1.4	1.5	1.6	1.8	2
± 5	X	X	X	✓	X	✓	X	X	X	✓	X	✓
± 10	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
± 15	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	X

TABLE 2.3 – Campagnes de mesures PIV (15 Hz et rapide) autour des profils 2D à incidence variable. Pour chaque fréquence d'oscillation, chaque amplitude maximale est considérée (✓) ou non (X). Le plan PIV (x, y) en milieu de veine $z = 0$ est principalement analysé et la vitesse d'écoulement varie de 0.02 à 0.2 m/s.

Amplitude maximale	Fréquence d'oscillation f en Hz											
$\Delta\alpha$ en °	0.2	0.4	0.5	0.6	0.8	1	1.2	1.4	1.5	1.6	1.8	2
± 5	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	X
± 10	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
± 15	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	X

TABLE 2.4 – Campagnes de mesures PIV (rapide) autour du profil 3D à incidence variable. Pour chaque fréquence, chaque amplitude maximale d'oscillation est considérée (✓) ou non (X). Les plans PIV (x, y) en milieu de veine $z = 0$, (y, z) à une demi corde et à une corde du bord de fuite du profil sont analysés. La vitesse est fixée à 0.05 m/s.

part à estimer quantitativement les grandeurs de l'écoulement et principalement la force exercée par l'écoulement sur le profil ou inversement. Le tableau 2.4 synthétise l'ensemble des mesures faites en variant la fréquence d'oscillation et l'amplitude maximale du mouvement du profil 3D. La nature de l'écoulement qui se développe dans cette configuration étant pleinement tridimensionnelle, des plans de mesure PIV dans le sillage du profil sont considérés en plus du plan PIV habituel en milieu de veine à mi-envergure. La comparaison des mesures autour des profils 2D et 3D permettra ainsi de rendre compte de l'influence du rapport d'aspect et des effets tridimensionnels sur certains mécanismes de propulsion par battement.

Nous choisissons de présenter dans ce manuscrit uniquement les résultats des profils carbone 2D et 3D. La corde du profil acier inox 2D étant assez importante (150 mm), l'écoulement généré dans son voisinage interagit fortement avec les parois inférieure et supérieure de la veine du tunnel, d'autant plus que l'amplitude du mouvement imposé est élevée. Aussi, la fenêtre de visualisation autour du profil inox ne permet de suivre les structures tourbillonnaires du sillage que dans un champ relativement proche et faible. Les principales amplitudes maximale d'oscillation qui vont être considérées sont 10° et 15° car, ainsi qu'on le verra dans les prochains chapitres, c'est à partir d'elles

qu'une possible production de poussée est enregistrée, dans la gamme de variation de la fréquence d'oscillation considérée dans cette étude.

Chapitre 3

Structures du sillage du profil carbone 2D oscillant

Sommaire

3.1 Influence de la fréquence d'oscillation 44

3.2 Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement 58

Ce chapitre vise à présenter les structures de l'écoulement qui se développent dans le sillage du profil carbone bidimensionnel oscillant sous divers configurations expérimentales. Il est courant d'illustrer les structures d'un écoulement à partir de visualisations au colorant bien que cette technique ne fournisse aucune indication de l'intensité de structures présentes. Nous choisissons ici d'identifier les structures de l'écoulement à partir du champ de vorticité qui fournit des indications à la fois sur le sens de rotations des structures et leur intensité. Toutes les données instantanées présentées dans ce chapitre ont fait l'objet d'un traitement POD en vue d'une reconstruction de l'écoulement sur la base des premiers modes POD pertinents. En couplant les mesures de vélocimétrie par image de particule PIV au traitement POD on parvient correctement à identifier les structures de l'écoulement.

Définition des paramètres expérimentaux

Le mouvement de battement d'un profil en tangage dans un écoulement est généralement caractérisé à partir d'un certain nombre de paramètres adimensionnels. Rappelons brièvement la définition

de ces paramètres déjà mentionnés en introduction. Le premier est le nombre de Strouhal

$$St_A = \frac{fA}{U_\infty}. \tag{3.1}$$

Il est défini à partir de la fréquence f, de l'excursion verticale totale A du bord de fuite du profil oscillant et de la vitesse uniforme en entrée U_∞ de l'écoulement.
L'amplitude de battement est le second paramètre rendu adimensionnel avec l'épaisseur e qui reste identique pour les plaques carbone 2D et 3D.

$$A_e = \frac{A}{e}. \tag{3.2}$$

Le dernier paramètre adimensionnel est le nombre de Reynolds construit à partir de la corde c du profil, de la vitesse uniforme en entrée U_∞ de l'écoulement et de la viscosité cinématique ν du fluide.

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu}. \tag{3.3}$$

3.1 Influence de la fréquence d'oscillation

L'influence de paramètres expérimentaux tels la fréquence f et l'amplitude maximale de l'oscillation $\Delta\alpha$ du profil sur la forme et la nature du sillage généré va être étudiée dans un premier temps pour une vitesse uniforme d'écoulement en entrée de veine fixée à $U_\infty = 0.02$ m/s. Cette valeur est la vitesse d'écoulement minimale possible en entrée de veine du tunnel hydrodynamique. Le nombre de Reynolds correspondant vaut $Re = 800$, sachant que la corde du profil utilisée comme longueur de référence $c = 40$ mm et la viscosité cinématique de l'eau $\nu = 10^{-6}$ m^2/s. L'amplitude pic à pic du mouvement de tangage est fixée à 20° et à 30° par rapport à un angle d'attaque moyen de 0°, ce qui est équivalent à une amplitude maximale de tangage respectivement $\Delta\alpha = 10°$ et $\Delta\alpha = 15°$. L'excursion verticale du bord de fuite du profil s'exprime facilement en fonction de l'amplitude maximale de tangage et de la corde du profil par la relation (3.4) en tenant compte du fait que le point pivot où est imposée l'oscillation se situe au tiers de corde par rapport au bord d'attaque du profil. Ainsi l'amplitude adimensionnelle de battement prendra les valeurs respectives $A_e = 3.1$ et $A_e = 4.6$.

$$A = \frac{4}{3} c \sin(\Delta\alpha). \tag{3.4}$$

Les valeurs de la fréquence d'oscillation varient de 0.4 Hz à 1.8 Hz, impliquant un nombre de Strouhal dans une gamme de 0.19 – 0.85. Rappelons que cette gamme de Strouhal contient l'intervalle restreint $0.2 < St_A < 0.4$ dans lequel des expérimentations ont prouvées que l'efficacité propulsive des ailerons oscillants présente un maximum [8]. C'est également, d'après [109] et [112], dans cet intervalle qu'évoluent de nombreuses espèces aquatiques en régime de croisière et même des animaux volant.

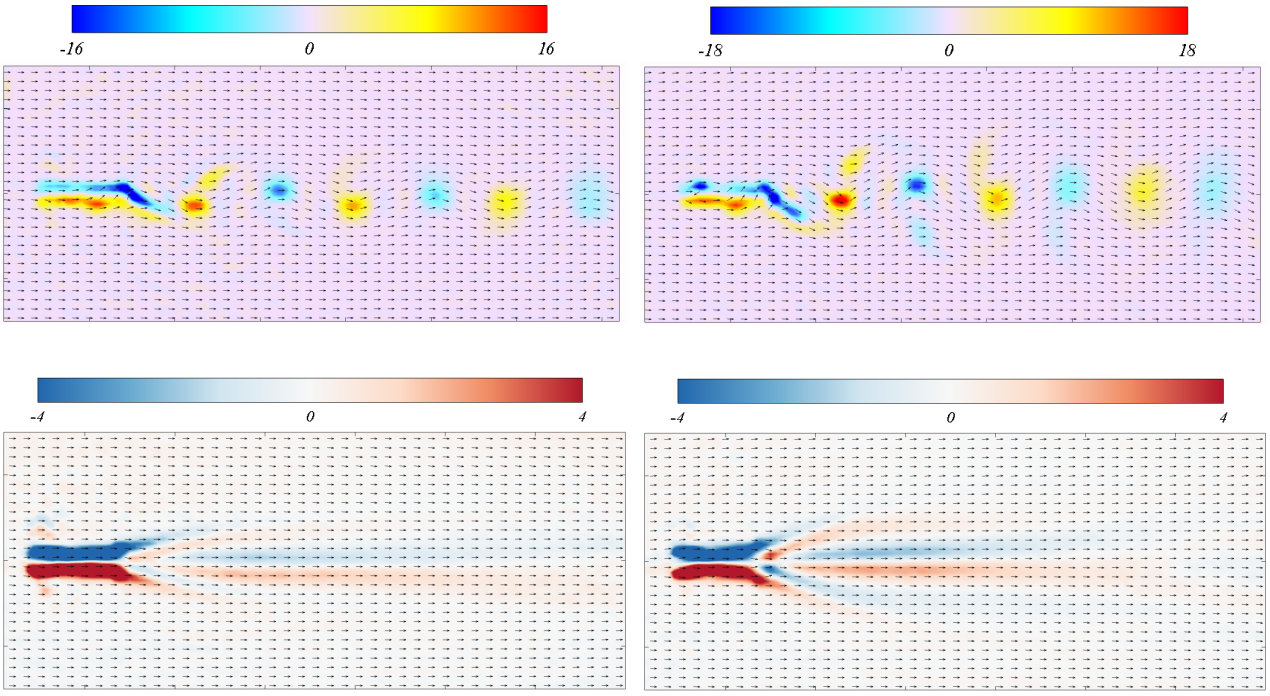
Une étude paramétrique permet d'identifier et d'illustrer différents régimes d'écoulements à l'aide des champs instantanés et moyennés de vorticité ω_z et de profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne $u(y, x_0)$ à différentes positions x_0 dans le sillage. Il est important de noter que les champs instantanés présentés dans ce chapitre ont généralement tous fait l'objet d'un traitement POD (dont la démarche est présentée et détaillée au chapitre précédent) en vue d'une reconstruction sur les dix principaux premiers modes, supprimant ainsi le bruit des mesures en laissant apparaitre les structures dominantes de l'écoulement. Les champs moyennés dans le temps ainsi que les profils qui en découlent sont quant à eux obtenus à partir des mesures PIV brutes. Pour chaque amplitude de battement A_e (ou $\Delta\alpha$), en augmentant la fréquence St_A (ou f), les différents régimes d'écoulements sont successivement mis en évidence.

La figure 3.1 présente les champs instantanés de vorticité ω_z et leurs champs moyennés correspondants superposés de vecteurs vitesse associés lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 0.5$ Hz pour une amplitude $A_e = 3.1$ ($\Delta\alpha = 10°$ et $St_A = 0.23$) et $A_e = 4.16$ ($\Delta\alpha = 15°$ et $St_A = 0.35$). La position de la plaque retenue pour illustrer les structures de l'écoulement sur chaque instantané correspond (dans tout ce chapitre) à un angle d'attaque de 0° par rapport à l'écoulement moyen pendant son mouvement descendant, le bord de fuite étant en mouvement ascendant. Dans cette première configuration de battement dite à faible fréquence, la vorticité créée et développée au niveau des couches limites de chaque côté de la plaque est enroulée en créant un réseau de tourbillons de signe alternant. Deux tourbillons contrarotatifs sont produits à chaque cycle d'oscillation. Les tourbillons ainsi créés sont advectés dans le sillage en demeurant (jusqu'à une distance considérée suffisamment éloignée du bord de fuite) dans la même moitié de l'écoulement. En considérant l'axe de symétrie de l'écoulement comme la ligne horizontale $y/c = 0$ correspondante à une incidence nulle de la plaque, on vient à définir une moitié supérieure et une moitié inférieure de l'écoulement. Ainsi le centre du tourbillon de vorticité négative (en rotation dans le sens des aiguilles d'une montre) reste dans la moitié supérieure de l'écoulement, tandis que le centre du tourbillon de vorticité positive (en rotation dans le sens inverse des aiguilles d'une montre) demeure dans la moitié inférieure de l'écoulement. Le centre du tourbillon est ici défini comme la position de son pic de vorticité. Cette position s'obtient à partir de profils de vorticité $\omega_z(y)$ à des endroits dans le sillage où les structures

tourbillonnaires (positive et négative) sont complètement formées. Les exemples de profils verticaux de vorticité des deux premières structures tourbillonnaires pleinement formées dans le sillage de la figure 3.1 sont présentés à la figure 3.2 confirmant la disposition des structures dans le sillage de part et d'autre côté de l'axe de symétrie de l'écoulement avec un accent plus prononcé à haute amplitude. Cet agencement de structures du sillage est typiquement celui d'une allée tourbillonnaire de von Kármán naturelle rencontrée par exemple dans le sillage d'un cylindre, à la seule distinction que dans notre cas de sillage forcé c'est la fréquence de battement qui impose cette apparition des tourbillons.

L'organisation des structures instationnaires du sillage se reflète sur les champs moyens de vorticité (obtenus pour tous les cas présentés dans ce chapitre à partir d'une séquence temporelle de 1000 images PIV). Ainsi la vorticité de signe opposé créée au voisinage des deux côtés de la plaque s'échappe progressivement du bord de fuite pour se retrouver dans la moitié du sillage correspondante en s'atténuant en intensité avec la distance en aval. Une mince région, immédiatement après le bord de fuite, est observée dans laquelle la vorticité moyenne est de signe opposé à la vorticité de la couche limite correspondante de ce côté. L'apparition de cette région est due au mécanisme de formation initiale des tourbillons au bord de fuite encore lié à la vorticité de la couche limite. Compte tenu de la fine couche tourbillonnaire (identifiable sur les instantanés de vorticité) reliant les tourbillons alternés entre eux, cette région (plus ou moins marquée) peut s'étaler en diminuant en intensité plus loin en aval. On note ainsi que dès la formation complète des structures tourbillonnaires bien isolées, on observe deux pics bien définis de vorticité opposée avec leur emplacement et signe de vorticité compatibles avec les structures instationnaires. Dans cette configuration l'écoulement moyen présente un déficit de vitesse dans le sillage, à l'image de tout écoulement à l'arrière d'un obstacle. Des profils de vitesse moyenne $u(y)$ correspondants sont tracés à différentes positions x/c dans le sillage sur la figure 3.3. La forme conventionnelle de profils de type sillage avec déficit de quantité de mouvement observée est synonyme de l'exercice d'une force de traînée sur la plaque.

En augmentant la fréquence d'oscillation de la plaque à $f = 0.6$ Hz tout en conservant les mêmes amplitudes de battement $A_e = 3.1$ ($\Delta\alpha = 10°$ et $St_A = 0.28$) et $A_e = 4.6$ ($\Delta\alpha = 15°$ et $St_A = 0.41$) on observe clairement une variation sur la forme du sillage illustrée par la figure 3.4. Dans cette configuration de battement le réseau de tourbillons contrarotatifs généré se rapproche jusqu'à être pratiquement aligné avec l'axe de symétrie de l'écoulement (voir les champs instantanés). Cet alignement de structures instationnaires se répercute sur le champ moyen (de vorticité) puisque au-delà de la mince région de création des tourbillons au bord de fuite, la vorticité est quasi nulle. Ce qui suggère qu'une fois complètement formés, les tourbillons alternés sont presque parfaitement alignés le long de l'axe de symétrie du sillage avec une distribution des tourbillons presque identique, à un signe près. Les profils moyens de vitesse $u(y)$ dans le sillage illustrés à la figure 3.5 ne présentent



$\Delta\alpha = 10°$, $f = 0.5$ Hz, $St_A = 0.23$ et $A_e = 3.1$ $\Delta\alpha = 15°$, $f = 0.5$ Hz, $St_A = 0.35$ et $A_e = 4.6$

FIGURE 3.1 – Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 0.5$ Hz pour une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 7c suivant l'horizontal et de -1.5c à 1.5c suivant la verticale.

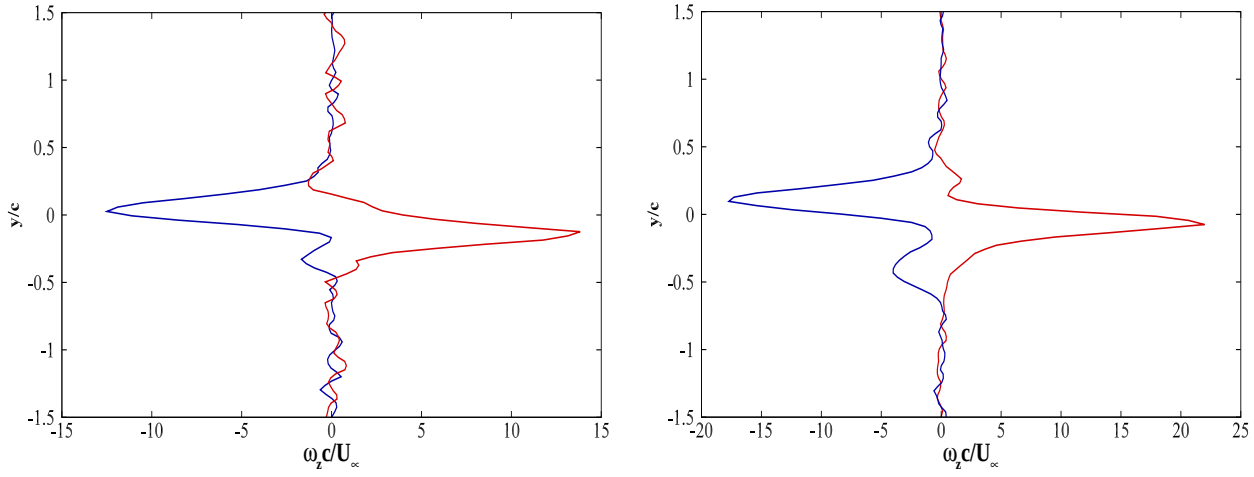


FIGURE 3.2 – Profils verticaux de vorticité instantanée le long de la première (——) et de la deuxième (——) structure tourbillonnaire pleinement formées dans le sillage de la plaque oscillante à $f = 0.5$ Hz et à une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

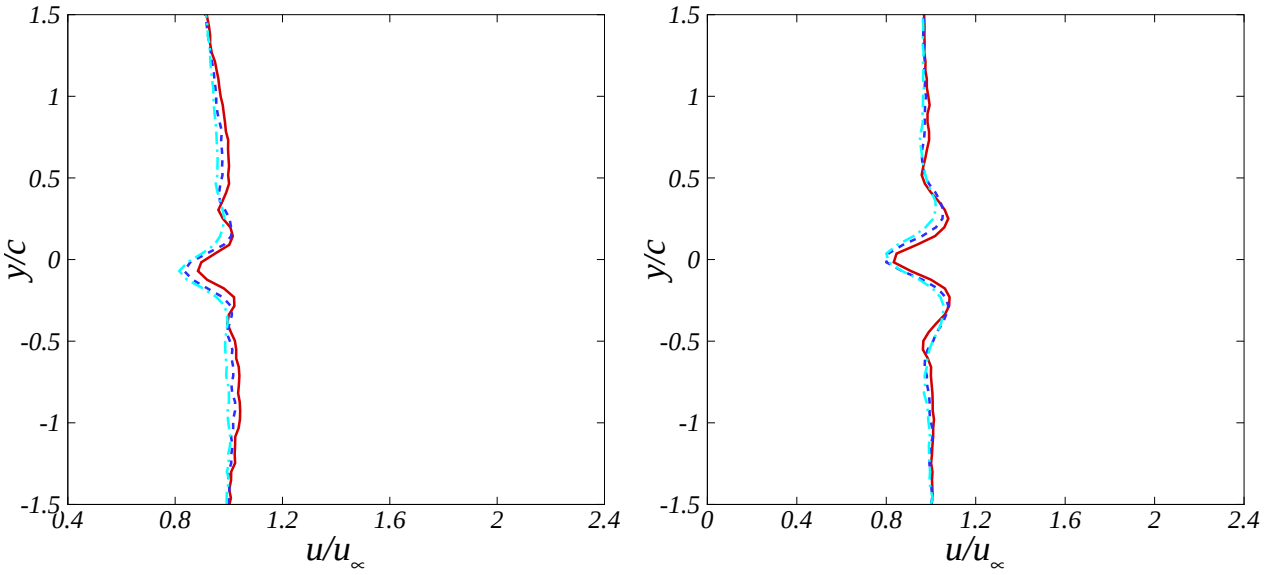
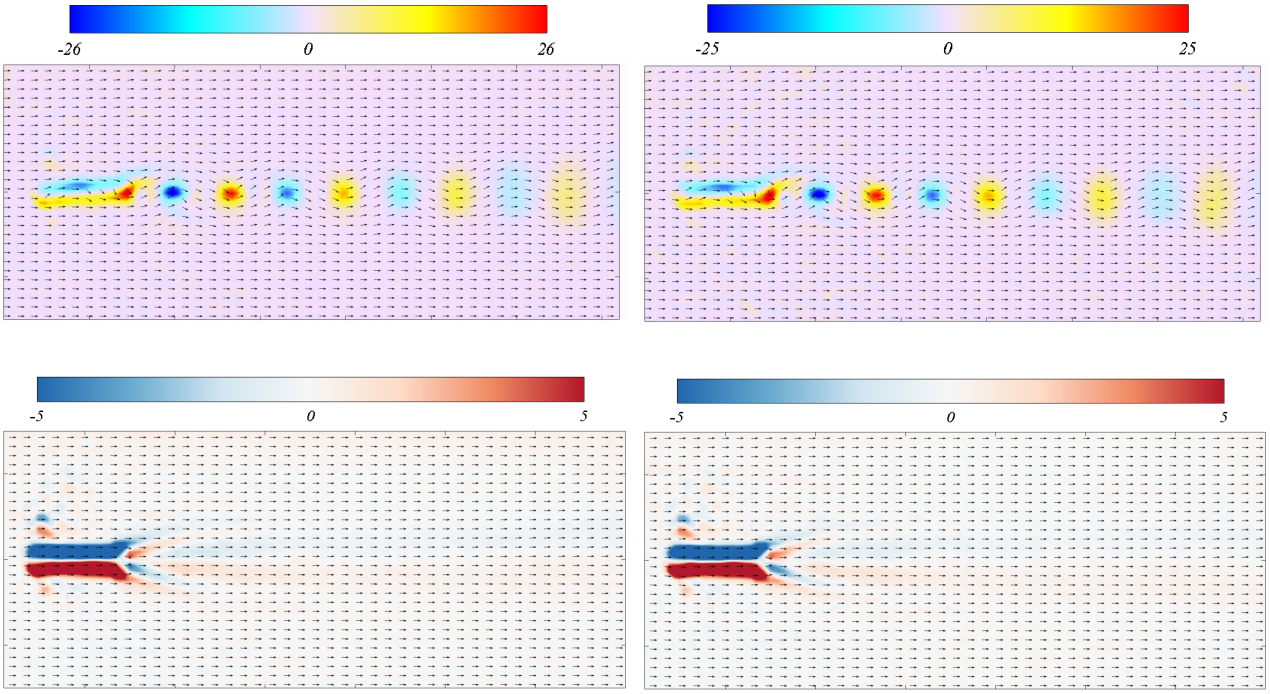


FIGURE 3.3 – Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$ (——), $(x - x_t)/c = 1.5$ (- - - -) et $(x - x_t)/c = 2.0$ (-.-.-) (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.5$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

plus qu'un léger déficit (par rapport au battement à faible fréquence), indiquant toutefois que les structures ne sont pas encore parfaitement alignées avec l'axe de symétrie. Un alignement parfait correspondrait à un type de profil moyen neutre (sans déficit) dans le sillage.

D'après la figure 3.6, la position des tourbillons s'inverse par rapport au battement à faible fréquence ($f = 0.5$ Hz) en augmentant la fréquence de battement à $f = 0.8$ Hz aux amplitudes $A_e = 3.1$ ($\Delta\alpha = 10°$ et $St_A = 0.37$) et $A_e = 4.6$ ($\Delta\alpha = 15°$ et $St_A = 0.55$). Dans cette configuration, on observe en effet que le tourbillon en rotation dans le sens horaire provenant du côté supérieur de la plaque est advecté en aval dans la moitié inférieure de l'écoulement, tandis que le tourbillon en rotation dans le sens antihoraire provenant du côté inférieur de la plaque se déplace vers la partie supérieure de l'écoulement. La structure du sillage correspond ainsi à une allée tourbillonnaire de von Kármán inversée [103]. Les champs moyens de vorticité dans le sillage de la plaque présentent deux pics de signe opposé bien définis de part et d'autre côté de l'axe de symétrie du sillage. Ces pics de vorticité, évidemment liés au passage du réseau de tourbillons alternés et en accord avec leur disposition verticale sont de signe contraire aux pics correspondants dans la même moitié du sillage sous la configuration d'un battement à faible fréquence. Ce nouveau régime caractérisé par cette allée tourbillonnaire inversée de von Kármán dite propulsive présente un écoulement moyen dans le sillage semblable à un jet ([69], [8]), généralement considéré comme synonyme d'une force propulsive. Les profils de vitesse type "jet" de la figure 3.7 témoignent de la transition opérée d'un



$\Delta\alpha = 10°$, $f = 0.6$ Hz, $St_A = 0.28$ et $A_e = 3.1$ $\Delta\alpha = 15°$, $f = 0.6$ Hz, $St_A = 0.41$ et $A_e = 4.6$

FIGURE 3.4 – Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 0.6$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

régime d'écoulement à un autre. On passe ainsi d'un déficit de vitesse marqué par l'allée tourbillonnaire de von Kármán, à un excès de vitesse ayant comme empreinte l'allée tourbillonnaire inversée de von Kármán dans le sillage de la plaque ; avec à la transition, la disparition du déficit de vitesse se traduisant par un parfait alignement tourbillonnaire. On note aussi que pour une même fréquence de battement f, la transition vers un régime von Kármán inversé se fait d'autant plus vite que l'amplitude de battement est importante. L'excès de vitesse maximum (par rapport à la valeur adimensionnelle uniforme de 1) d'environ 0.6 correspondant au battement à $f = 0.8$ Hz avec $A_e = 4.6$ ($\Delta\alpha = 15°$) est effectivement supérieur à l'excès de vitesse maximum d'environ 0.2 du battement à $f = 0.8$ Hz avec $A_e = 3.1$ ($\Delta\alpha = 10°$) sur la figure 3.7. Cette constatation vient de la différence d'un paramètre adimensionnel important dans ces deux configurations de battement : le nombre de Strouhal St_A. Plus il est important, plus l'excès de vitesse correspondant est élevé.

L'élévation de la fréquence de battement à $f = 1.2$ Hz permet d'entrevoir les structures du sillage de la figure 3.8. On est en présence d'une allée tourbillonnaire inversée de von Kármán pour les deux amplitudes maximales de battement. Une observation surprenante apparaît cependant pour l'amplitude $A_e = 4.6$ ($\Delta\alpha = 15°$) où, s'établit dans le sillage, une brisure spontanée de symétrie. Les

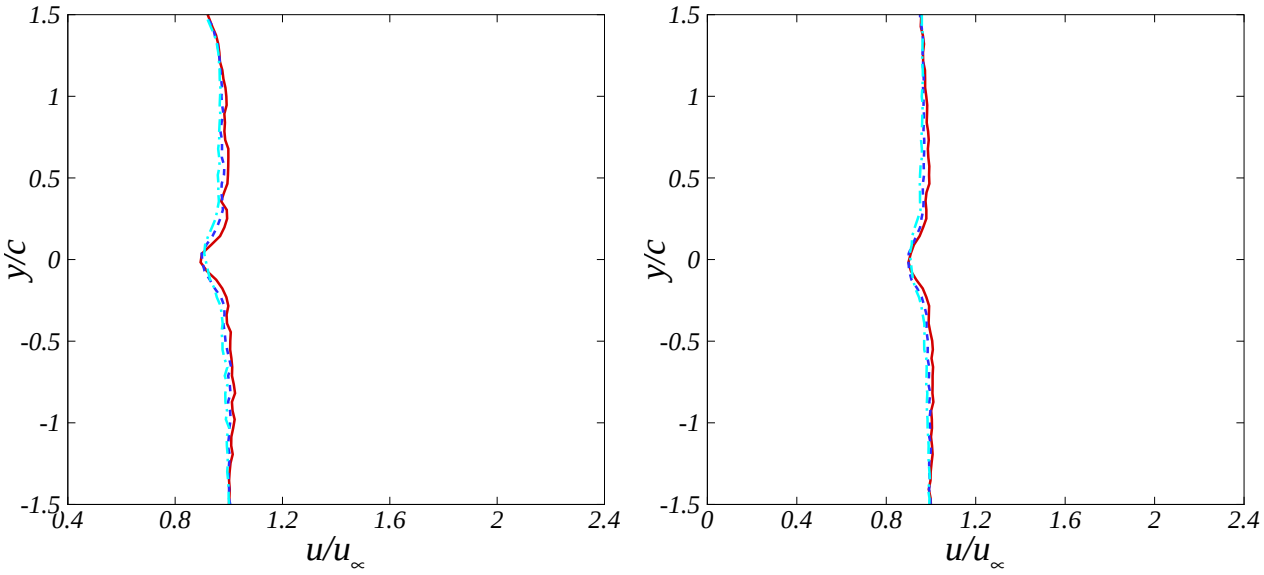
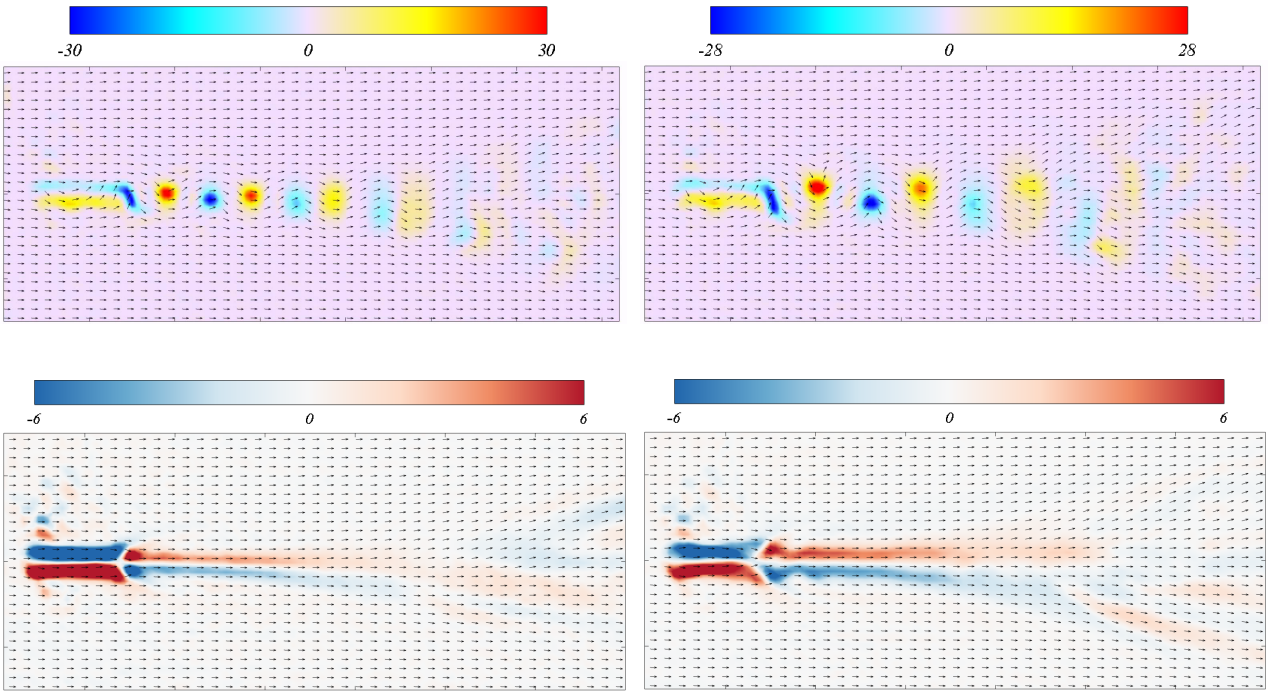


FIGURE 3.5 – Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$ (——), $(x - x_t)/c = 1.5$ (- - - -) et $(x - x_t)/c = 2.0$ (-.-.-) (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.6$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

tourbillons qui sont générés s'organisent en une paire contrarotative et sont advectés obliquement dans la moitié supérieure de l'écoulement. Le champ moyen de vorticité associé permet de bien se rendre compte de cette asymétrie, en comparaison avec la parfaite symétrie (du moins jusqu'à une certaine distance en aval, compte tenu des effets tridimensionnels inévitables par des phénomènes de type advection ou diffusion dans la direction transversale) du champ moyen de vorticité pour l'amplitude de battement $A_e = 3.1$ ($\Delta\alpha = 10°$). cette déviation de l'écoulement rejaillit également sur le champ moyen de vitesse $u(x, y)$ qui, bien que présentant toujours un jet sera défléchi dans la moitié supérieure de l'écoulement. Les profils de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage de la figure 3.9 le démontrent bien. Contrairement aux profils de vitesse de type jet symétriques jusqu'à deux cordes du bord de fuite de la plaque pour l'amplitude de battement $A_e = 3.1$, les profils correspondants au battement $A_e = 4.6$ présentent une dissymétrie dès une corde et demi et s'accentue à deux cordes du bord de fuite de la plaque. Notons qu'une telle rupture de symétrie de l'allée inversée de von Kármán produite par un foil en battement a déjà été observée et rapportée dans plusieurs études expérimentales et numériques ([44], [24], [30], [61] et [75]). Il apparaît également que pour des fréquences et des amplitudes de battement différentes, l'excès de vitesse caractéristique du jet est identique lorsque le nombre de Strouhal est approximativement le même. Ce fait est mis en évidence en comparant les profils de vitesse de la figure 3.7 ($f = 0.8$ Hz,$A_e = 4.6$ et $St_A = 0.55$) et ceux de la figure 3.9 ($f = 1.2$ Hz,$A_e = 3.1$ et $St_A = 0.56$). Un excès de vitesse maximum d'environ 0.6 est observé dans les deux cas compte tenu de la valeur (presque identique) du nombre de Strouhal.



$\Delta\alpha = 10°$, $f = 0.8$ Hz, $St_A = 0.37$ et $A_e = 3.1$ $\Delta\alpha = 15°$, $f = 0.8$ Hz, $St_A = 0.55$ et $A_e = 4.6$

FIGURE 3.6 – Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 0.8$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

En augmentant d'avantage la fréquence de battement à $f = 1.4$ Hz on observe une rupture de symétrie du sillage dans les deux configurations de battement. La figure 3.10 illustre les formes des sillages obtenues. La paire de tourbillons contrarotatifs générés par le mouvement de battement de la plaque se propage cette fois dans la moitié inférieure du sillage avec une déviation (par rapport à l'axe de symétrie) de l'écoulement beaucoup plus marquée à haute amplitude $A_e = 4.6$. Pour cette amplitude de battement, la paire contrarotative se forme à chaque cycle d'oscillation au même titre qu'un tourbillon de vorticité négative et d'intensité beaucoup plus faible qui est émis dans la moitié supérieure du sillage. Les profils de vitesse moyenne dans le sillage illustrés à la figure 3.11 montrent que dès une distance d'une corde du bord de fuite de la plaque, la déviation de l'écoulement dans la moitié inférieure du sillage se fait ressentir. A une corde et demi et à deux cordes du bord de fuite, la position du maximum d'excès de vitesse se déplace progressivement dans la moitié inférieure. Pour une fréquence de battement encore plus importante $f = 1.8$ Hz les précédentes observations faites à haute amplitude $A_e = 4.6$ sont réitérées. L'orientation du sillage dans la moitié inférieure de l'écoulement corroborée par l'asymétrie des profils de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage transparait sur les figures 3.12 et 3.13. On note toutefois que pour la faible amplitude de battement $A_e = 3.1$, la

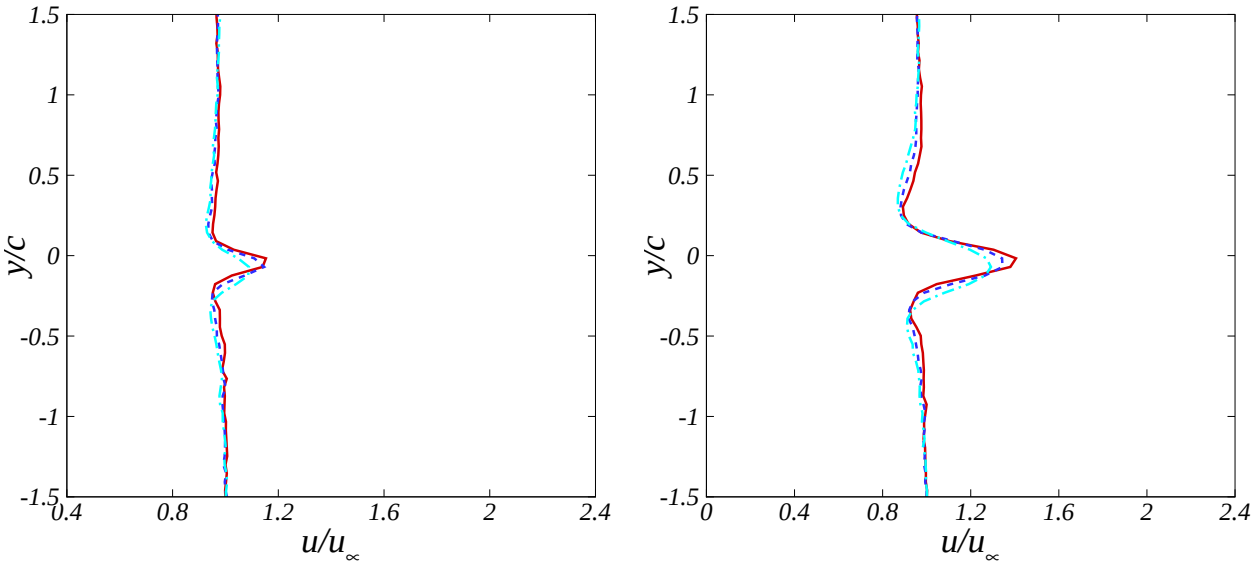
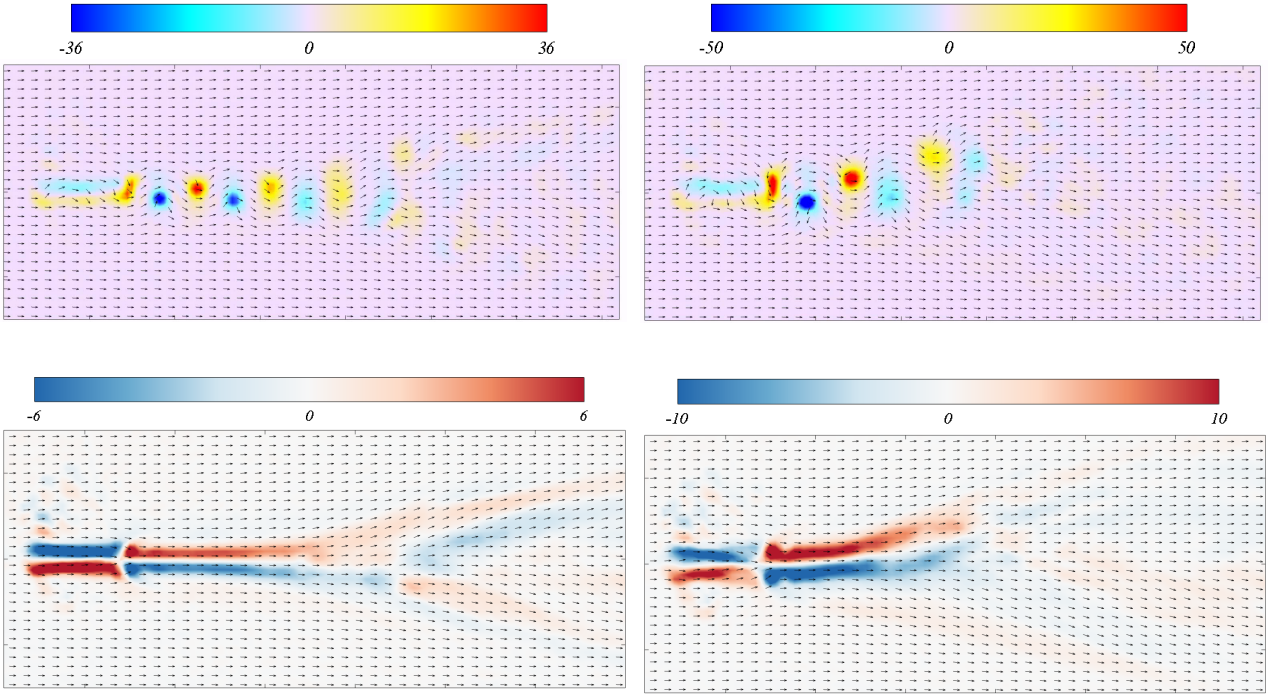


FIGURE 3.7 – Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$ (——), $(x - x_t)/c = 1.5$ (- - - -) et $(x - x_t)/c = 2.0$ (-.-.-) (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.8$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

déviation du sillage s'opère dans la moitié supérieure de l'écoulement. On observe que le nombre de Strouhal correspondant à cette configuration de battement à faible amplitude ($A_e = 3.1$, $f = 1.8$ Hz) est identique à celui de la configuration de battement à haute amplitude ($A_e = 4.6$, $f = 1.2$ Hz) pour laquelle une déviation du sillage intervient aussi dans la moitié supérieure de l'écoulement. Ces observations impliquant un changement de direction du jet ont aussi été faites dans les travaux [24] et [61] en évoquant la sensibilité du régime marqué par l'allée tourbillonnaire inversée de von Kármán aux perturbations externes du système.

La déviation de l'allée tourbillonnaire inversée de von Kármán observée au-dessus d'un certain seuil du nombre de Strouhal a fait l'objet de plusieurs études, entre autres [44], [119], [27] et [52]. Il apparaît d'après ces travaux que le mécanisme à l'origine de cette brisure de symétrie résulte de la formation d'une structure dipolaire à partir de chaque couple de tourbillons contrarotatifs émis à chaque cycle d'oscillation. Au-delà d'un certain seuil, l'auto-advection de la structure dipolaire formée au cours d'un cycle de battement est suffisamment forte pour se dissocier du tourbillon suivant dans la l'allée (en aval) tendant à stabiliser le dipôle dans une allée symétrique et ainsi générer une déviation de l'écoulement moyen marquée par sa trajectoire oblique. Un critère de brisure de symétrie corroborant les expérimentations est ainsi établit à partir de ce modèle idéalisé de dipôle [44].



$\Delta\alpha = 10°$, $f = 1.2$ Hz, $St_A = 0.56$ et $A_e = 3.1$ — $\Delta\alpha = 15°$, $f = 1.2$ Hz, $St_A = 0.83$ et $A_e = 4.6$

FIGURE 3.8 – Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 1.2$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

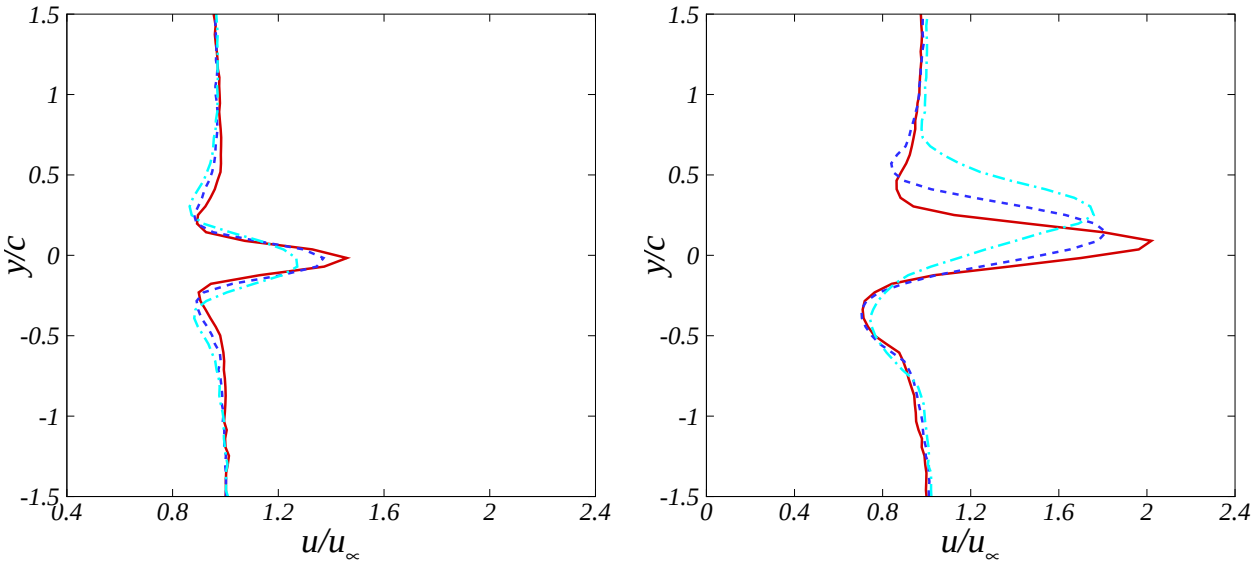
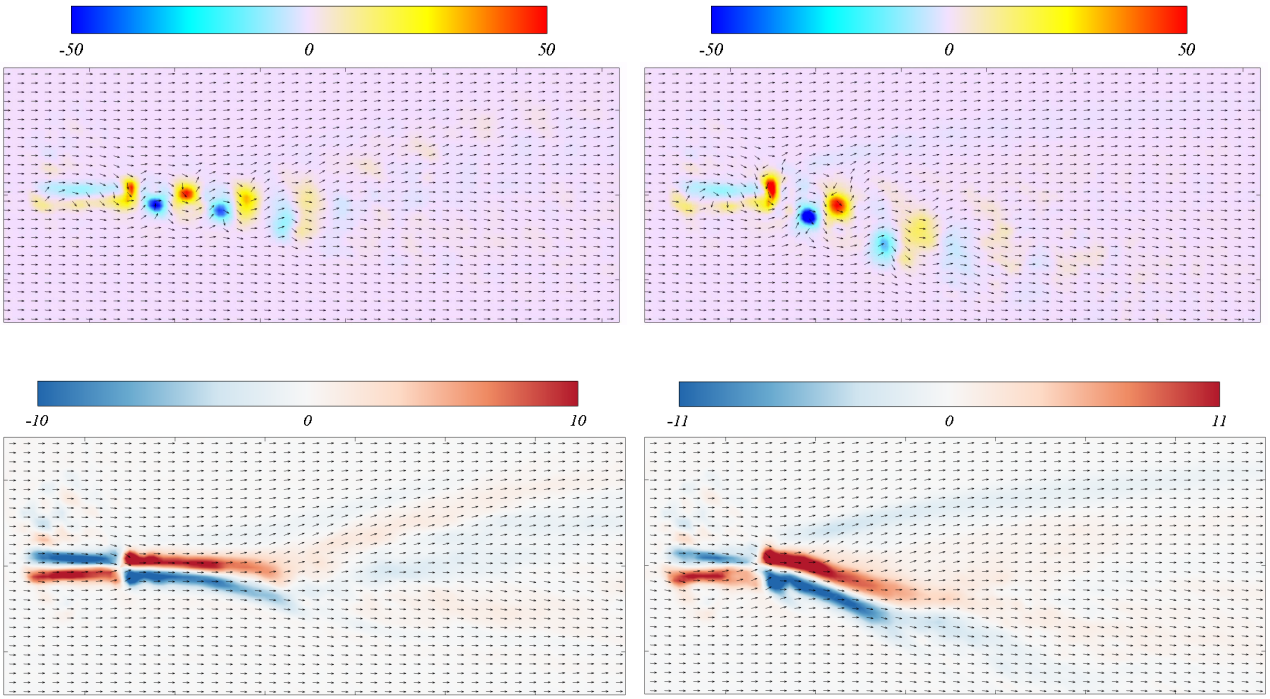


FIGURE 3.9 – Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$ (——), $(x - x_t)/c = 1.5$ (- - - -) et $(x - x_t)/c = 2.0$ (-·-·-) (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 1.2$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).



$\Delta\alpha = 10°$, $f = 1.4$ Hz, $St_A = 0.65$ et $A_e = 3.1$ $\Delta\alpha = 15°$, $f = 1.4$ Hz, $St_A = 0.97$ et $A_e = 4.6$

FIGURE 3.10 – Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 1.4$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

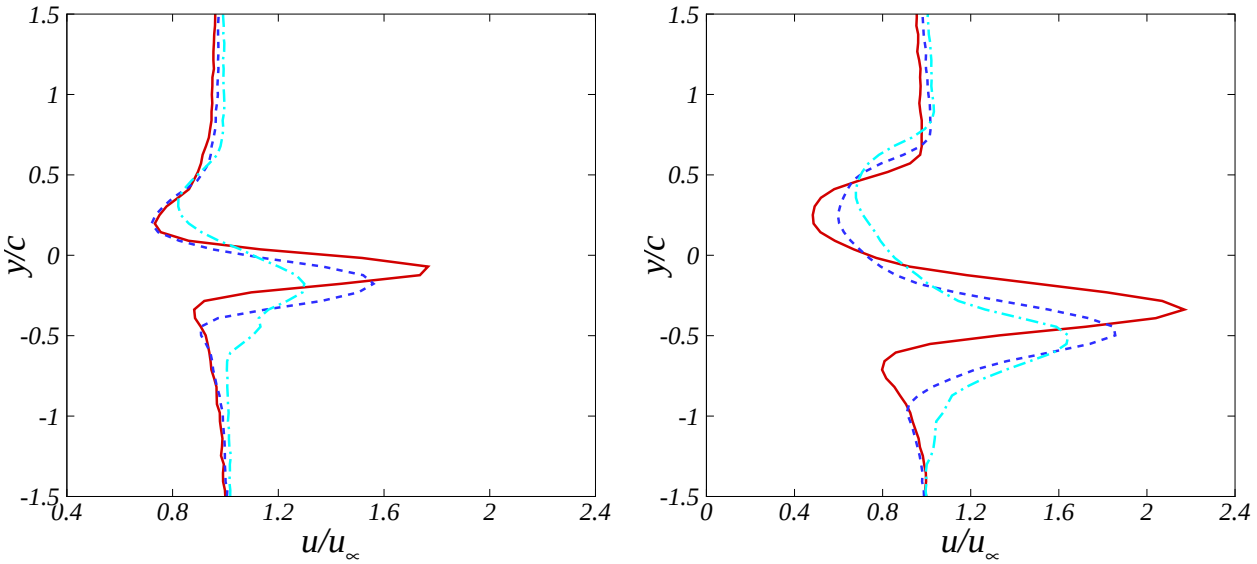
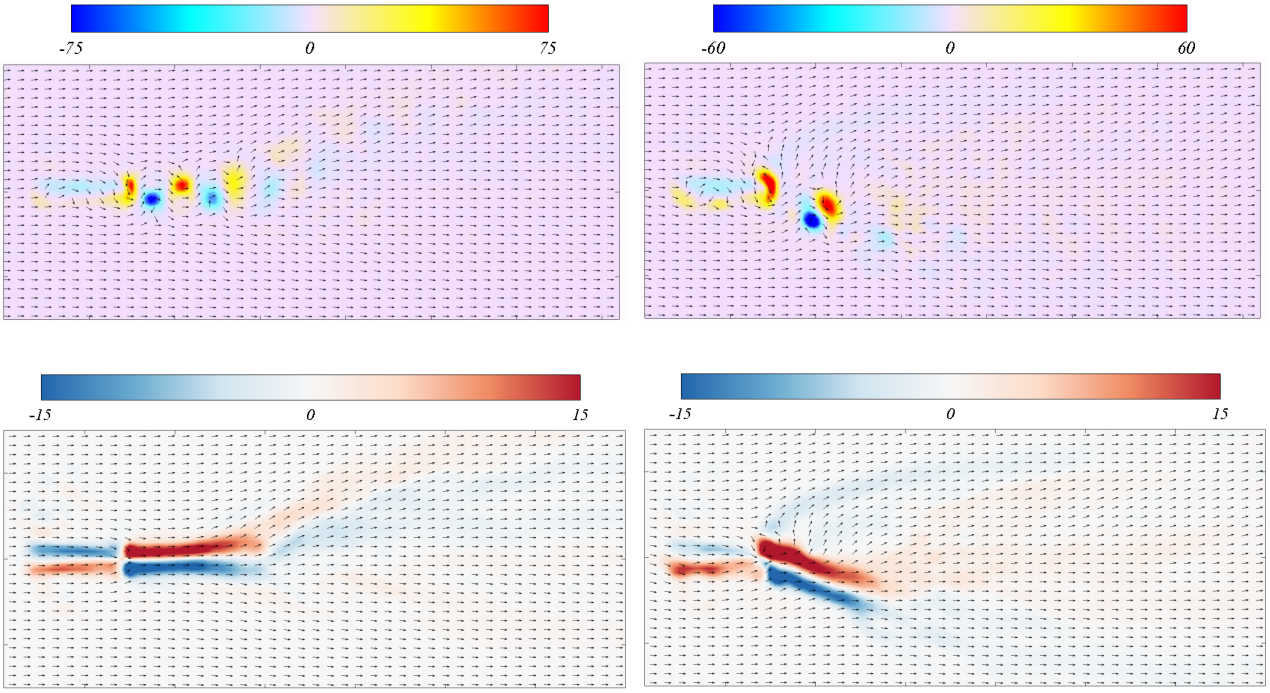


FIGURE 3.11 – Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$ (——), $(x - x_t)/c = 1.5$ (– – –) et $(x - x_t)/c = 2.0$ (–·–·–) (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 1.4$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).



$\Delta\alpha = 10°$, $f = 1.8$ Hz, $St_A = 0.83$ et $A_e = 3.1$ $\Delta\alpha = 15°$, $f = 1.8$ Hz, $St_A = 1.24$ et $A_e = 4.6$

FIGURE 3.12 – Champs instantanés (haut) reconstruits à partir des dix premiers modes POD et champs moyens bruts (bas) de vorticité ω_z lors de l'oscillation de la plaque à une fréquence $f = 1.8$ Hz avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

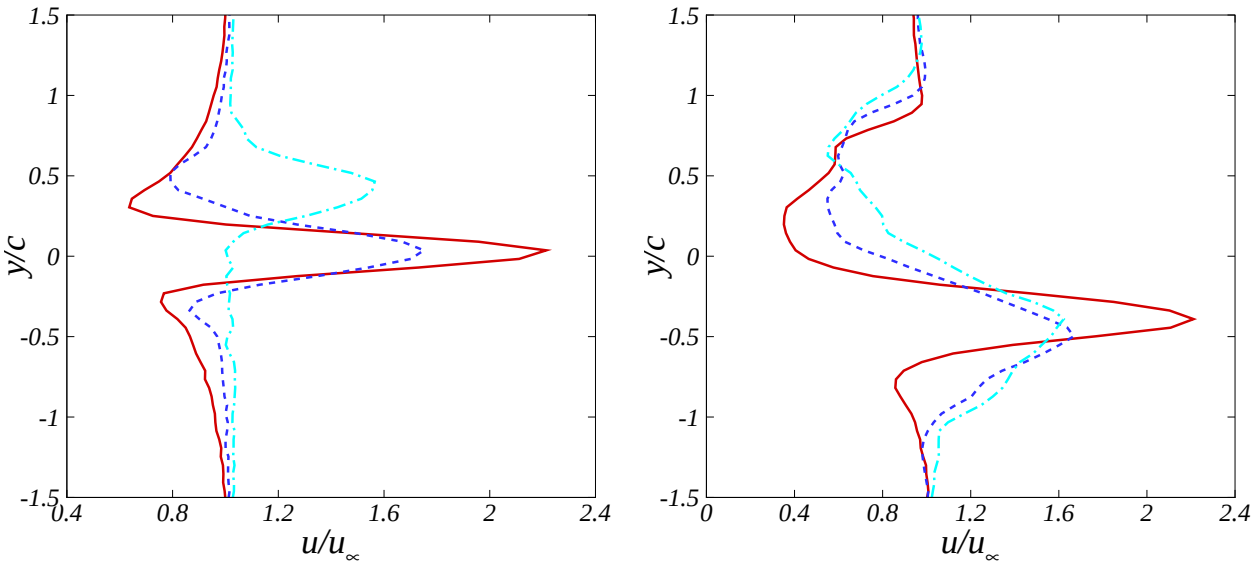


FIGURE 3.13 – Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à différentes positions dans le sillage $(x - x_t)/c = 1.0$ (——), $(x - x_t)/c = 1.5$ (– – –) et $(x - x_t)/c = 2.0$ (–·–·–) (x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 1.8$ Hz et avec une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

Les profils de vitesse moyenne $u(y)$ à une corde du bord de fuite dans le sillage sont résumés sur la figure 3.14 pour les deux amplitudes $A_e = 3.1$ et $A_e = 4.6$ et différentes fréquences f de battement. Dans les deux cas on se rend compte du passage d'un profil déficitaire impliquant une force de traînée à faible fréquence à un profil de type jet généralement considéré comme la marque d'une force de poussée. L'augmentation du maximum d'excès de vitesse avec la fréquence pour une amplitude constante ou encore avec l'amplitude pour une fréquence constante et l'asymétrie de l'écoulement dans le sillage à haute fréquence se lisent parfaitement sur l'allure de ces courbes.

Le fait que le profil de vitesse moyen derrière une plaque en tangage exhibe un excès de quantité de mouvement, au-delà d'un seuil de la fréquence d'oscillation, a été souvent interprété comme la transition de la traînée à la poussée [69], repose sur une formulation simplifiée visant à estimer la force moyenne de poussée. Cette dernière s'obtient expérimentalement à partir de la mesure de la moyenne de profils de vitesse longitudinale quelque part dans le sillage, en utilisant le théorème intégral de quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle entourant le corps. Dans cette estimation, on ne considère en général que le profil moyen de vitesse longitudinale, négligeant les contributions des fluctuations de vitesse et de la pression, ce qui donne lieu à la formule de la force moyenne (par unité d'envergure) dans la direction longitudinale x, dans une approximation d'écoulement bidimensionnel et en tenant compte de la conservation de la masse

$$F = \rho \int_{-L}^{+L} U(x_0, y)[U(x_0, y) - U_{in}]\, dy, \tag{3.5}$$

ρ étant la densité du fluide, U_{in} la vitesse moyenne à l'entrée du volume de contrôle, qui est généralement égale à la vitesse uniforme d'entrée de l'écoulement U_∞, et $U(x_0, y)$ le profil longitudinal de vitesse moyenne dans le sillage à une certaine position x_0 du bord de fuite de la plaque. Une valeur négative de F impliquant nécessairement un déficit de vitesse dans le sillage correspond à la traînée, et une valeur positive de F découlant obligatoirement d'un excès de vitesse dans le sillage équivaut à la poussée. La transition traînée-poussée à F nulle correspond à un profil de vitesse parfaitement neutre dans le sillage. Dans la formule ci-dessus, il est entendu que les limites supérieure et inférieure d'intégration sont prises suffisamment loin du foil mobile de sorte qu'un écoulement uniforme est rétabli, et par conséquent l'intégrande approche zéro à $y = \pm L$. Cette expression a été largement utilisée pour estimer la force moyenne de poussée dans plusieurs études ([69], [41], [108]) et très récemment encore par exemple en [88]. Comme indiqué par exemple dans [20] ou [110], puisque le sillage derrière un foil en tangage est très instationnaire, les fluctuations de vitesse ne sont probablement pas négligeables en général. En outre, selon le dispositif expérimental, il n'y a pas de garantie que la vitesse en champ lointain dans le sillage reste égale à la vitesse d'entrée de

l'écoulement U_∞ pour une fenêtre de mesure donnée. Aussi, une distance optimale du bord de fuite x_0 doit être choisie, de sorte que x_0 soit assez grande pour minimiser les variations de pression à travers le sillage et suffisamment petite pour que les effets tridimensionnels restent négligeables ([43]).

Les hypothèses simplificatrices traditionnellement adoptées en vue de prédire de l'aptitude à la propulsion résultant des mouvements oscillatoires des foils sont susceptibles de surestimer leur capacité de production de poussée, comme il a été mentionné dans [20]. En effet, nous verrons au chapitre suivant qu'en appliquant rigoureusement le théorème de la quantité de mouvement (cf. [17]) au volume de contrôle entourant le profil on aboutira à une formulation beaucoup plus générale.

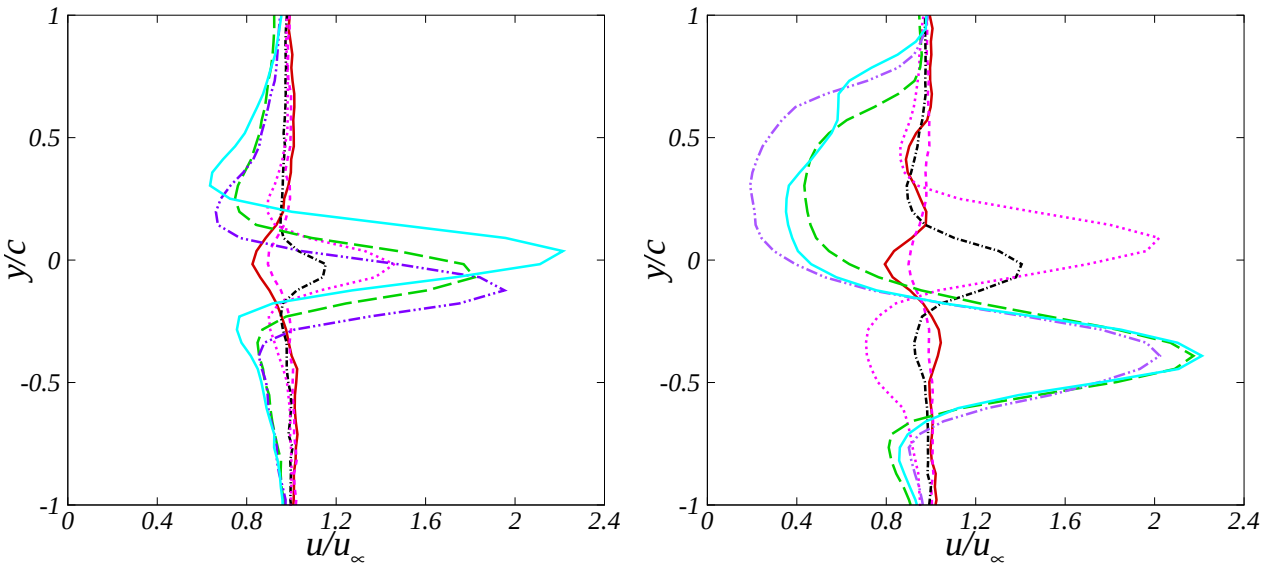


FIGURE 3.14 – Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne à une corde du bord de fuite ($(x - x_t)/c = 1$, x_t étant le bord de fuite) de la plaque oscillante à $f = 0.4$ Hz (——), $f = 0.6$ Hz (- - - -), $f = 0.8$ Hz (-.-.-.), $f = 1.2$ Hz (.....), $f = 1.5$ Hz (- - - -), $f = 1.6$ Hz (-.-.-.) et $f = 1.8$ Hz (——). L'amplitude maximale d'oscillation vaut $\Delta\alpha = 10°$ (gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (droite).

3.2 Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement

Il est question ici de mettre en évidence la dépendance des structures de l'écoulement en fonction de la vitesse d'écoulement ou encore du nombre de Reynolds. Cette étude est entreprise en variant la vitesse de l'écoulement (de 0.03 à 0.2 m/s) pour différentes configurations de battement caractérisées par la fréquence (f) et l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha$ ou A_e) .

Nous considérons le cas statique de la plaque à incidence nulle dans un premier temps, avant d'envisager les configurations dans lesquelles une fréquence de battement est imposée. Il est intéressant de souligner que bien qu'étant sous cette configuration statique à incidence nulle, autrement dit, en absence d'une fréquence de battement imposée, une allée tourbillonnaire de von Kármán apparaît dans le sillage de la plaque à partir d'une vitesse uniforme en entrée de veine $U_\infty = 0.08$ m/s. Cette allée tourbillonnaire ne se manifeste pas pour les vitesses inférieures investiguées, ce qui montre que le profil est suffisamment mince pour minimiser sa traînée de forme (au moins pour des Reynolds modérés). On observe sur la figure 3.15 présentant les champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD que le sillage correspondant à une vitesse uniforme $U_\infty = 0.05$ m/s construit à partir de la vorticité de la couche limite de part et d'autre côté de la plaque et advectée en aval ne présente pas de tourbillons discrétisés. Par contre une allée tourbillonnaire naturelle de von Kármán s'établit clairement dès que $U_\infty = 0.08$ m/s ($Re = 3200$), la fréquence d'émission tourbillonnaire étant imposée par la vitesse de l'écoulement. Cette fréquence de détachement tourbillonnaire constitue dans ce cas (de plaque immobile) la fréquence de battement utilisée pour définir le nombre de Strouhal, qui caractérise l'émission des tourbillons dans le sillage de la structure. En définitive, le nombre de Reynolds critique qui marque la transition vers un régime de type von Kármán dans le sillage de la plaque immobile à angle d'attaque nul correspond à $U_\infty = 0.08$ m/s, d'où $Re = 3200$.

Considérons maintenant les configurations pour lesquelles le mouvement de tangage est imposé à la plaque. Pour différentes valeurs de la fréquence de battement f, l'ensemble des configurations possibles du sillage est illustré en variant la vitesse de l'écoulement et l'amplitude du battement. Les résultats sont présentés sur les différentes figures, allant de la figure 3.16 à la figure 3.24. Au champ instantané de vorticité ω_z est superposé le profil vertical de vitesse moyenne u correspondant à la distance d'une corde du bord de fuite de la plaque dans le sillage. L'influence des structures instationnaires illustrées par leur contour de vorticité, sur la formation du type de profil moyen correspondant à cet endroit se déduit immédiatement de cette superposition. En effet, l'écoulement moyen duquel le profil est extrait est obtenu directement à partir du passage à chaque instant des structures instationnaires qui le composent. Ainsi la forme finale du profil de vitesse moyenne renferme en elle-même et l'empreinte du transport et l'organisation des structures de l'écoulement. Pour chaque figure présentée, l'amplitude maximale de battement $\Delta\alpha$ prend les valeurs respectives de 10° et 15° à une fréquence f donnée et la vitesse uniforme en entrée U_∞ les valeurs 0.03, 0.05, 0.08 et 0.2 m/s correspondantes respectivement à un nombre de Reynolds Re de 1200, 2000, 3200 et 8000. L'influence du nombre de Reynolds (ou de la vitesse d'écoulement) sur la topologie du sillage se voit donc sur chaque figure (de la figure 3.16 à la figure 3.24) pour une configuration de battement

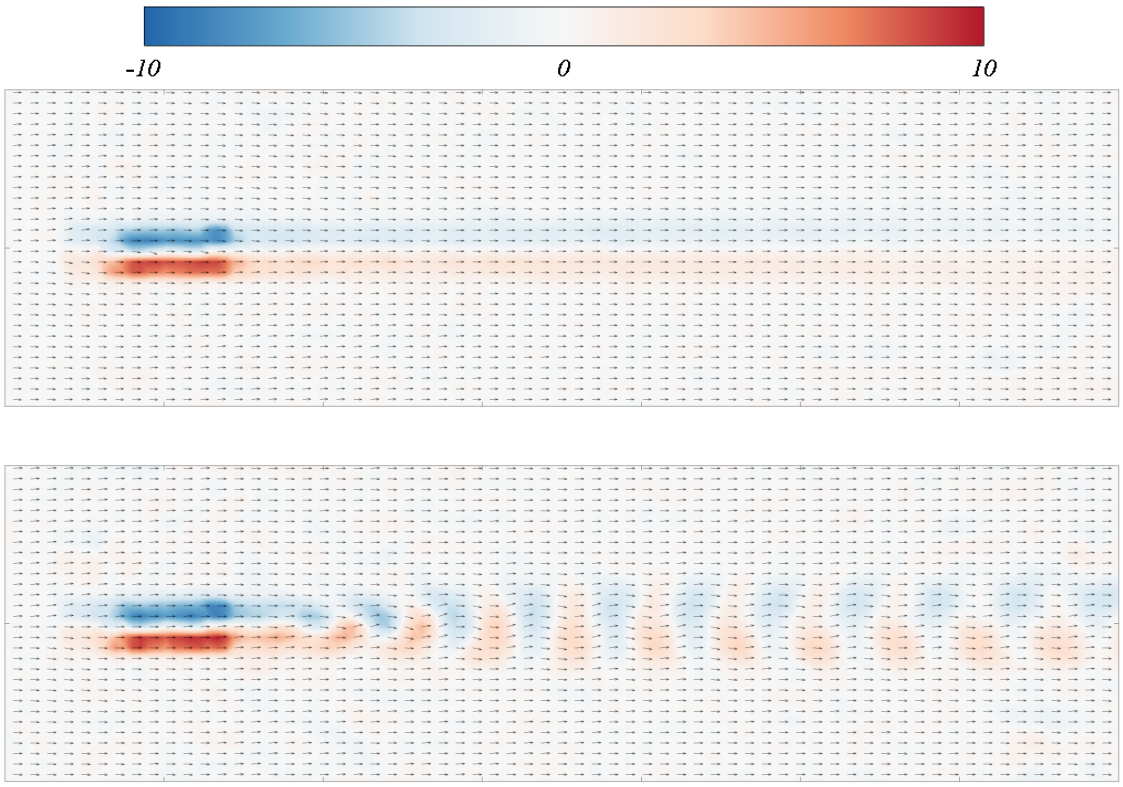
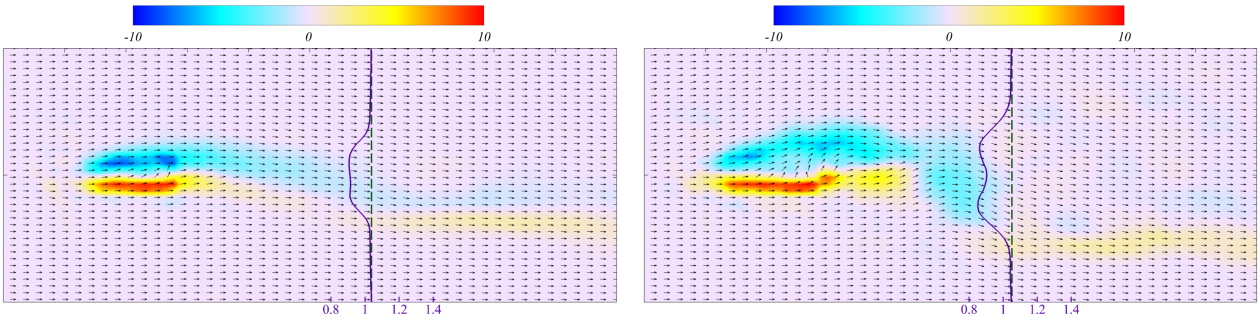


FIGURE 3.15 – Champs instantanés de vorticité ω_z autour de la plaque statique à incidence nulle dans un écoulement à vitesse uniforme entrante $U_\infty = 0.05$ m/s, $Re = 2000$ (haut) et $U_\infty = 0.08$ m/s, $Re = 3200$ (bas). Le champ de vision s'étant de 0 à 7c suivant l'horizontal et de -0.8c à 0.8c suivant la verticale

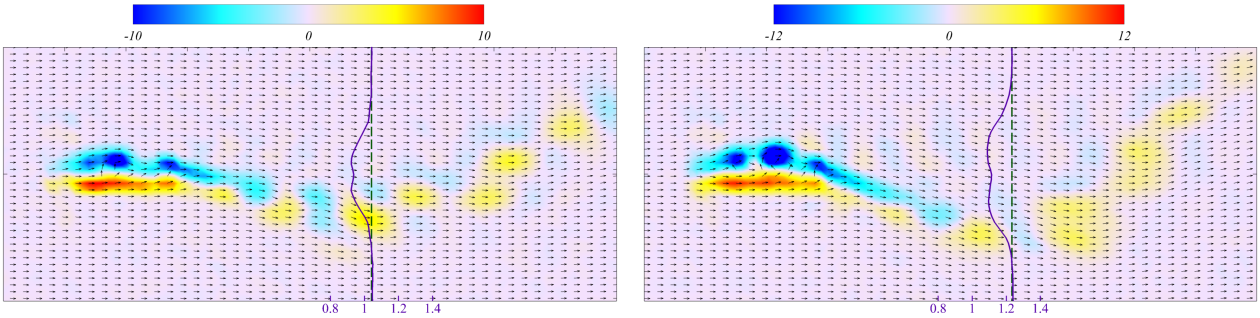
donnée, la fréquence et l'amplitude étant fixées. On observe notamment qu'à haut Reynolds et très faible Strouhal le sillage présente une forme ondulante sans apparition de structures tourbillonnaires discrétisées. C'est en diminuant le nombre de Reynolds et en augmentant progressivement le nombre de Strouhal que les structures tourbillonnaires discrètes apparaissent et se forment de plus en plus parfaitement. Cette dépendance sur la formation des structures discrètes du sillage a également été observée dans les études de Koochesfahani [69] et de Triantafyllou [112]. En fonction de la vitesse d'écoulement et de quelques paramètres d'oscillation du profil (l'amplitude et la fréquence), la cinématique étant fixée, on peut se rendre compte de la grande diversité dans l'organisation des structures tourbillonnaires du sillage d'un profil bidimensionnel donné. Il est certain que la considération d'autres paramètres ignorés dans nos expérimentations à l'exemple de la cinématique du battement et de la flexibilité du profil conduirait à des formes de sillages d'une variété beaucoup plus importante que celle ici présentée. L'objectif n'étant toutefois pas, dans cette étude, de répertorier aussi précisément toute la diversité des sillages bidimensionnels existant. L'idée sous-jacente dans nos travaux est précisément d'identifier le type de régime d'écoulement dans lequel on se situe : propulsif ou non-propulsif, ou encore la transition ! L'exploration du sillage représente effectivement

un moyen d'y parvenir.

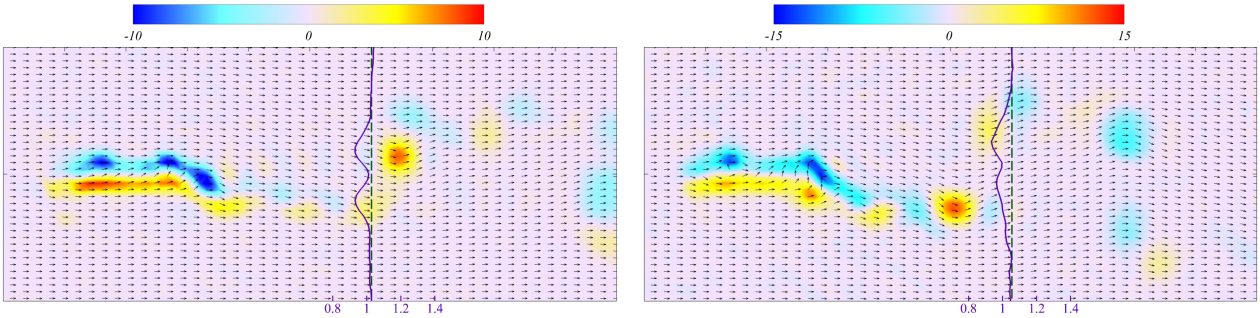
Il est courant, pour classifier une importante diversité de sillages, de se référer à l'étude, probablement la plus célèbre sur ce sujet. Il s'agit de l'étude de Williamson & Roshko [122] (plus tard revisitée par Morse & Williamson [85]) visant à identifier et cataloguer toutes les structures tourbillonnaires du sillage d'un cylindre forcé d'osciller dans un écoulement. En utilisant un code symbolique de lettres et de nombres, Williamson & Roshko ont établi une classification des sillages à partir de l'association d'un tourbillon (ou vortex) isolé et d'une paire de tourbillons générés dans une période d'oscillation. Dans leur terminologie, "S" désigne un vortex isolé et "P" correspond à une paire de vortex émise dans le sillage. Un sillage de von Kármán (inversé ou non) est donc étiqueté 2S et un sillage composé de deux paires de vortex par période d'oscillation est étiqueté 2P. Il est intéressant de noter que malgré la symétrie de leur expérience, ces auteurs ont également observé des sillages asymétriques. Le sillage P+S, composé d'une paire de vortex d'un côté et d'un vortex isolé de l'autre côté de l'axe de symétrie de l'écoulement, est un exemple que nous retrouvons aussi dans nos expérimentations.



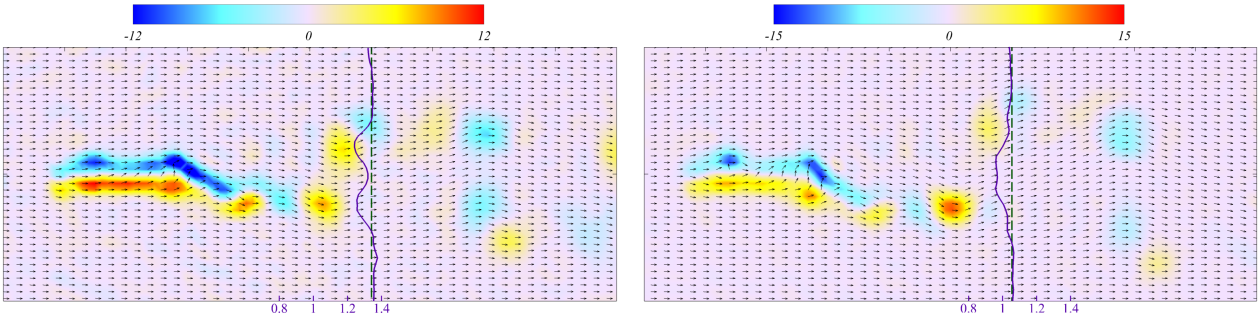
$Re = 8000, A_e = 3.1, St_A = 0.019$ $Re = 8000, A_e = 4.6, St_A = 0.028$



$Re = 3200, A_e = 3.1, St_A = 0.046$ $Re = 3200, A_e = 4.6, St_A = 0.069$



$Re = 2000, A_e = 3.1, St_A = 0.074$ $Re = 2000, A_e = 4.6, St_A = 0.11$



$Re = 1200, A_e = 3.1, St_A = 0.12$ $Re = 1200, A_e = 4.6, St_A = 0.18$

FIGURE 3.16 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.4$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.

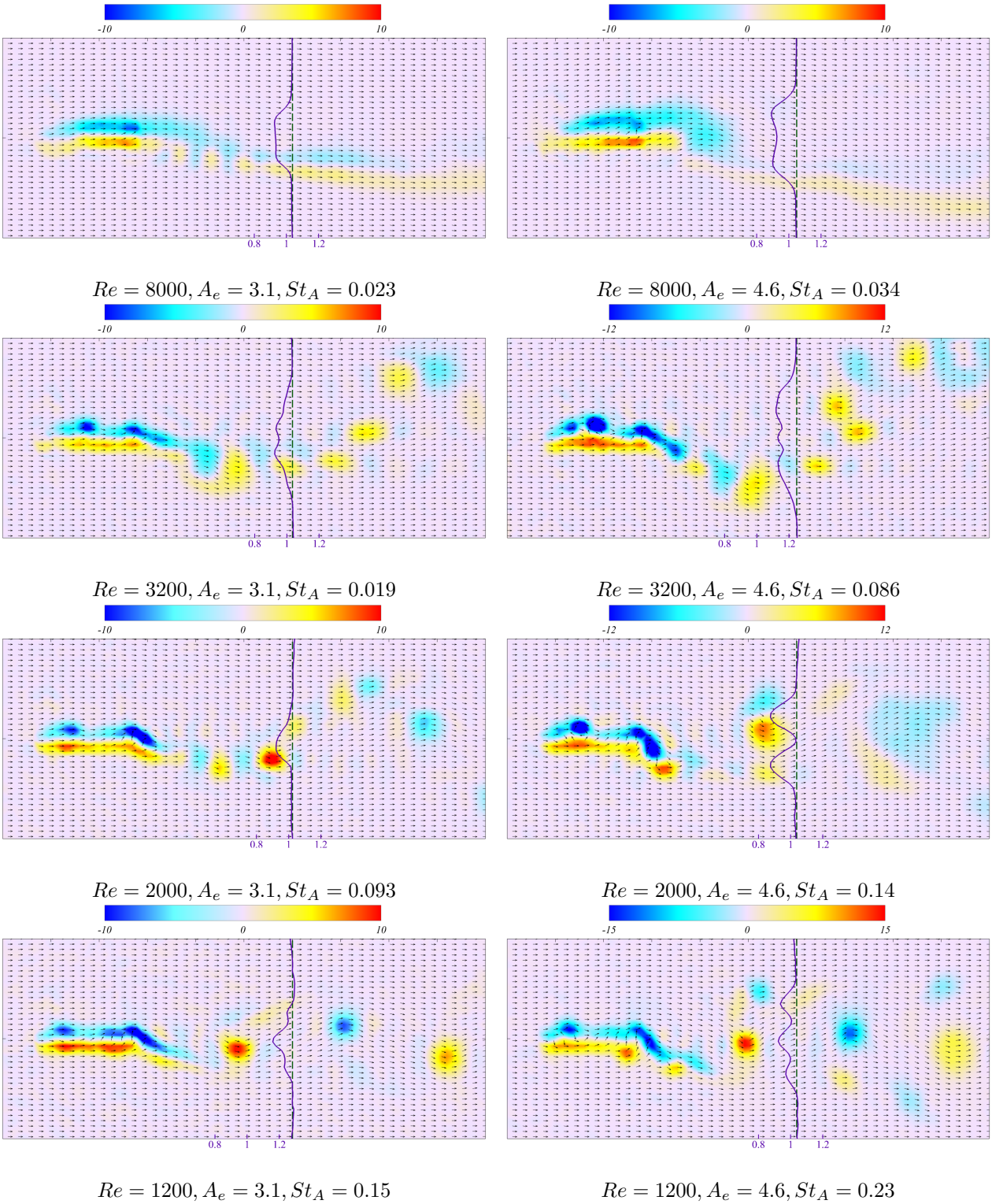


FIGURE 3.17 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.5$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.

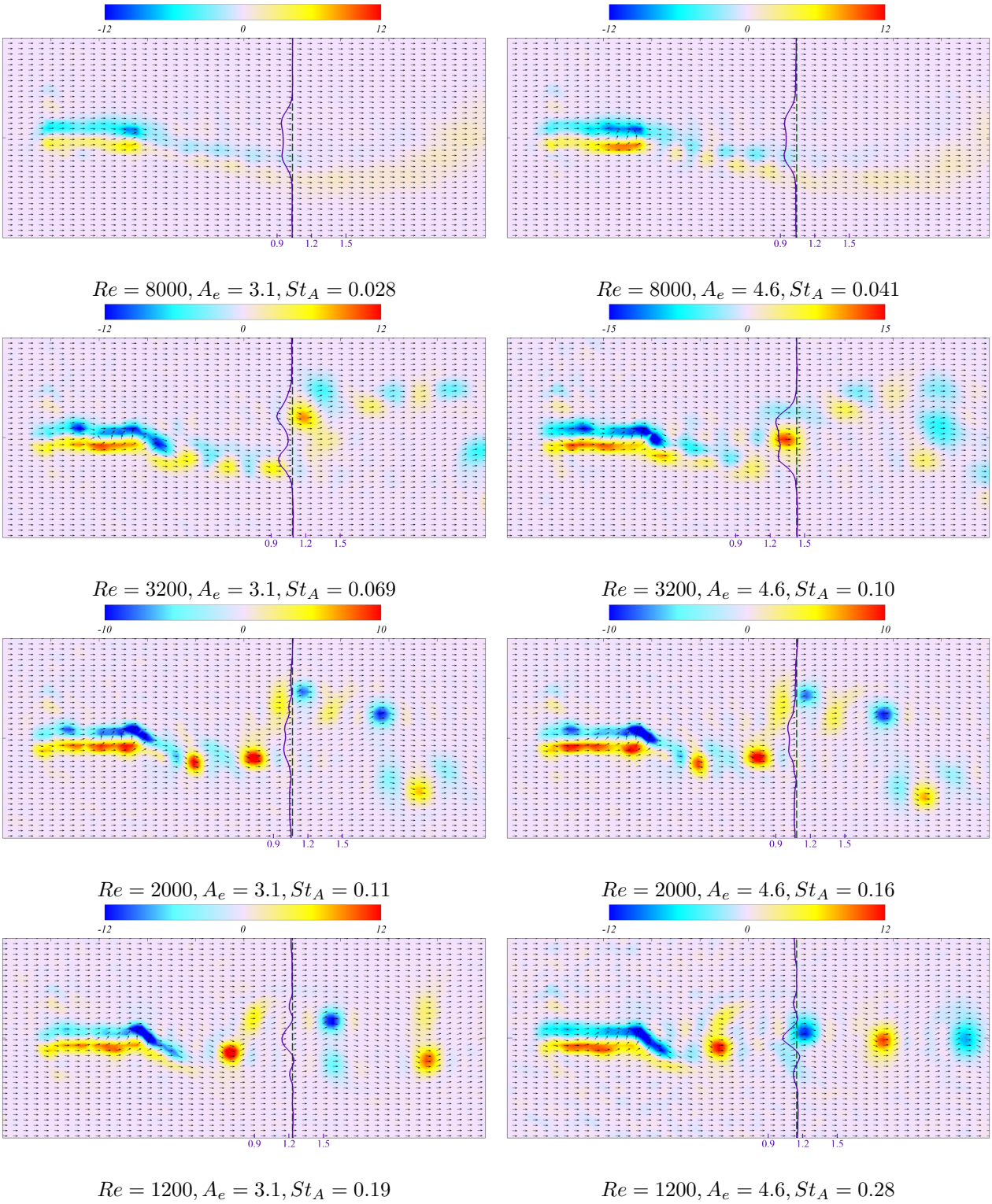


FIGURE 3.18 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.6$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.

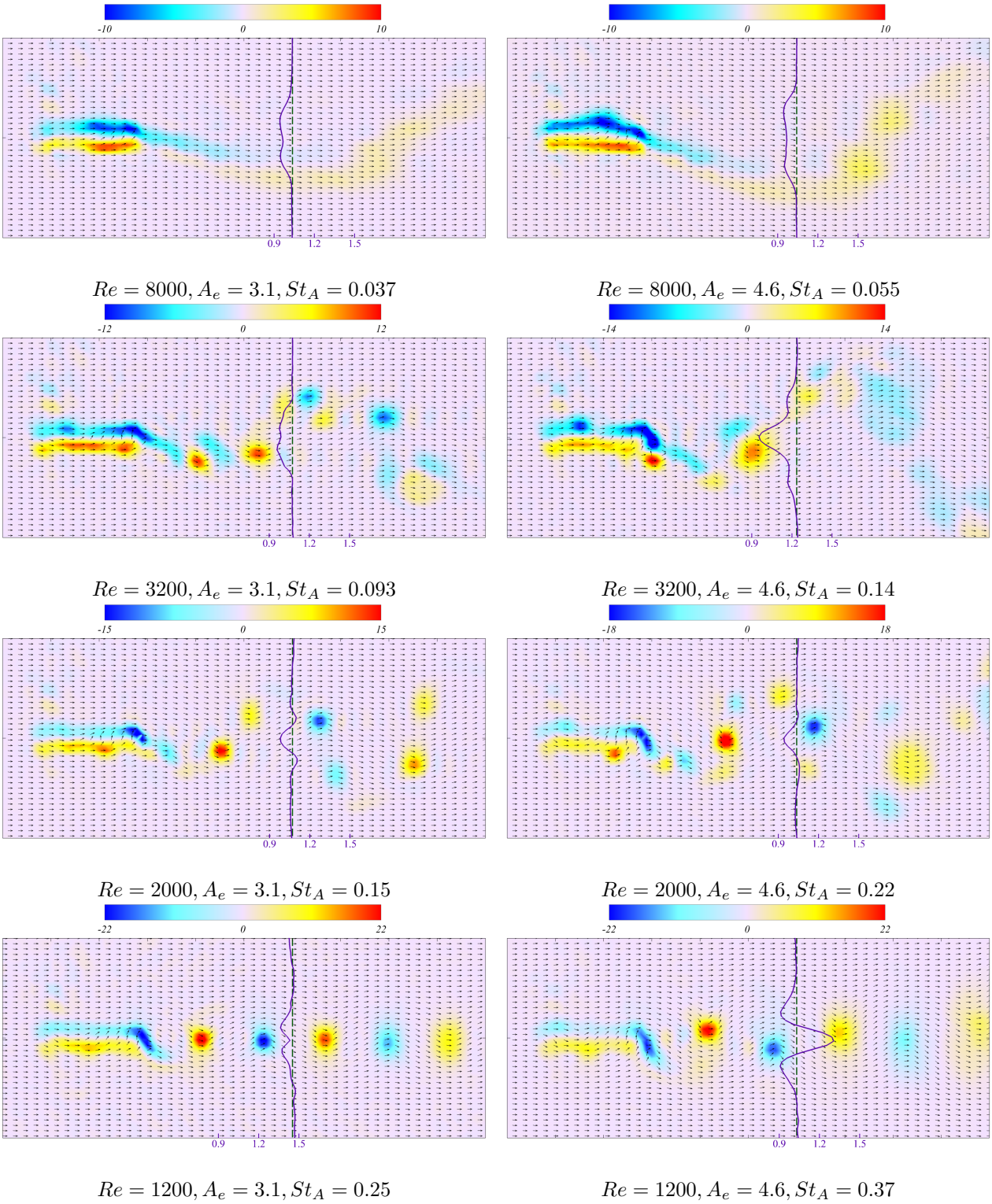
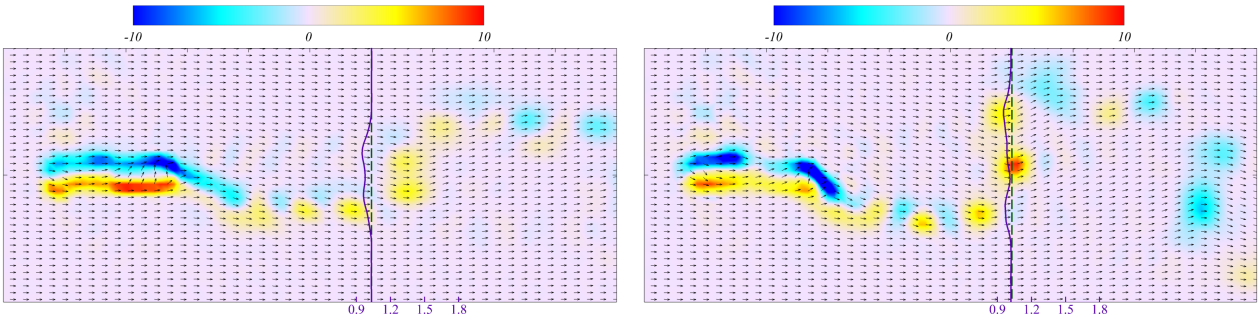
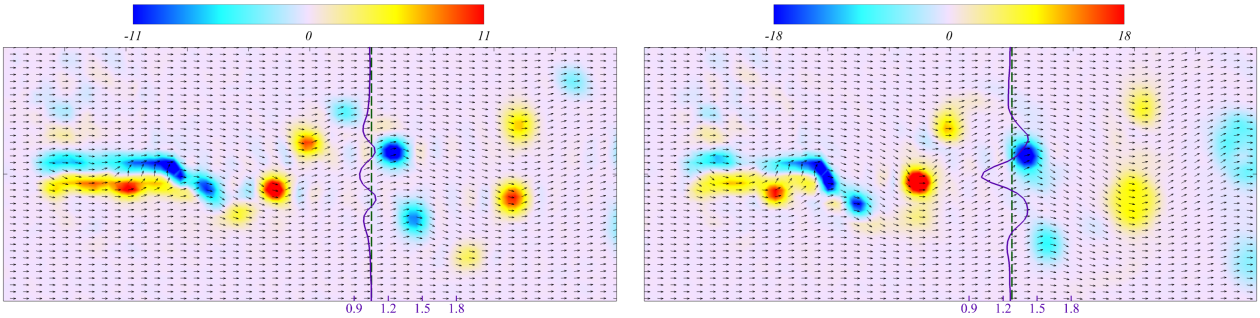


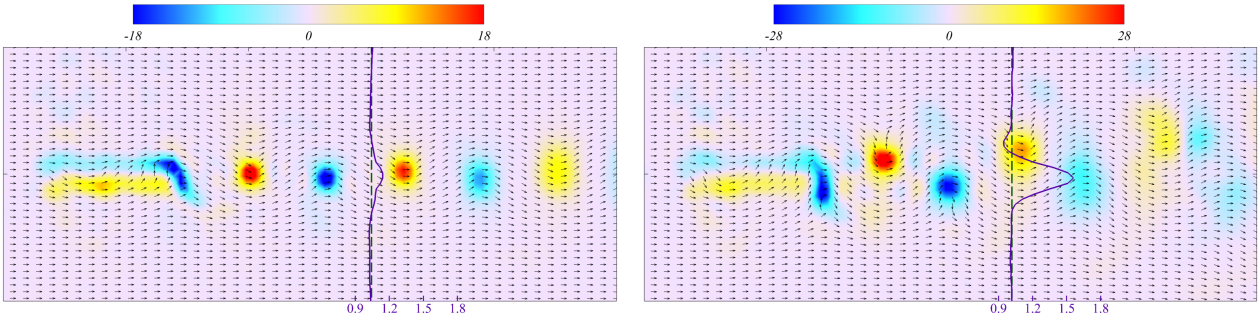
FIGURE 3.19 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 0.8$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.



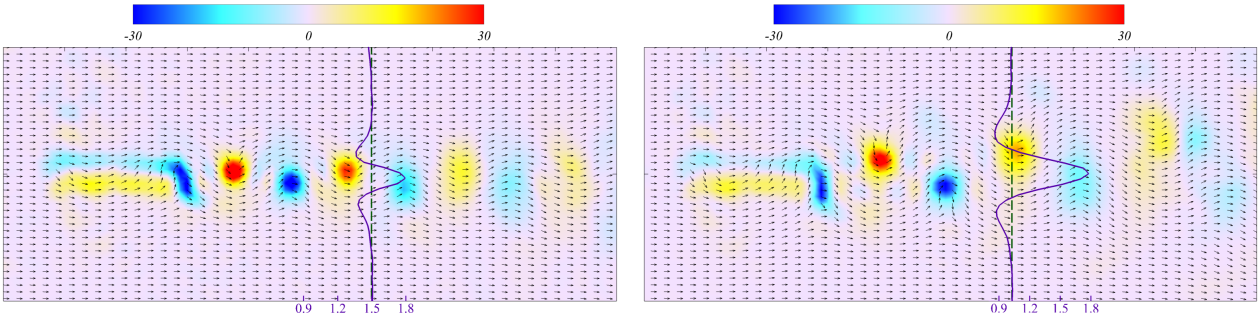
$Re = 8000, A_e = 3.1, St_A = 0.056$ | $Re = 8000, A_e = 4.6, St_A = 0.083$



$Re = 3200, A_e = 3.1, St_A = 0.14$ | $Re = 3200, A_e = 4.6, St_A = 0.21$



$Re = 2000, A_e = 3.1, St_A = 0.22$ | $Re = 2000, A_e = 4.6, St_A = 0.33$



$Re = 1200, A_e = 3.1, St_A = 0.37$ | $Re = 1200, A_e = 4.6, St_A = 0.55$

FIGURE 3.20 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.2$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.

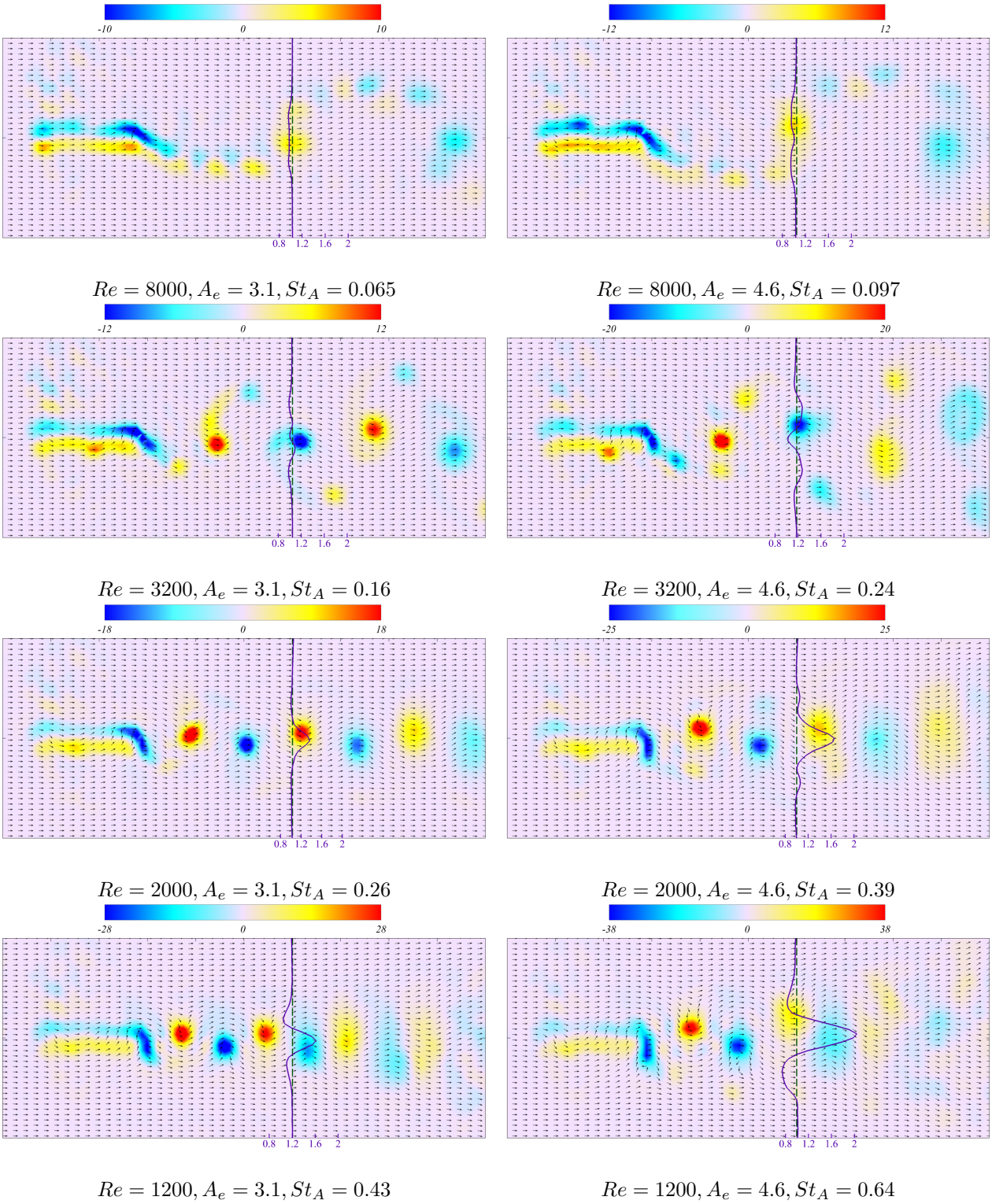
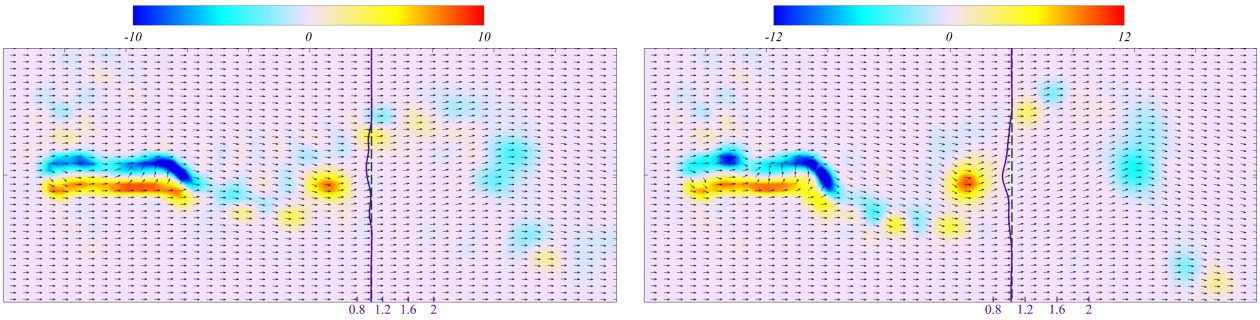
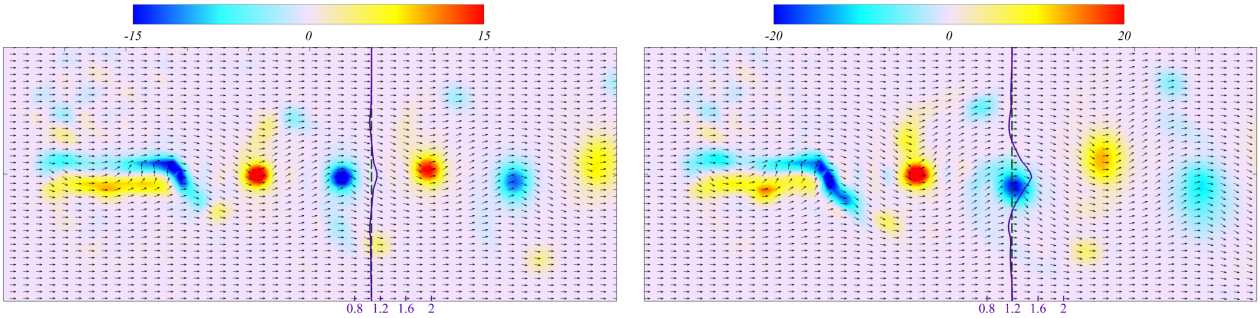


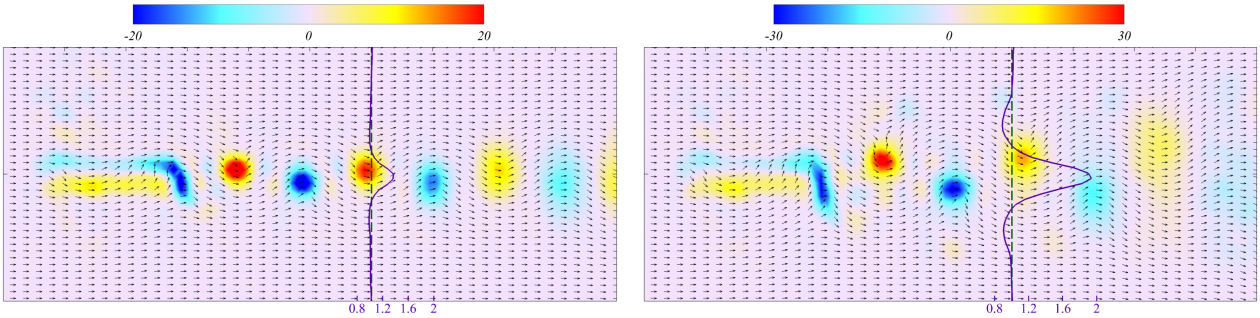
FIGURE 3.21 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.4$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.



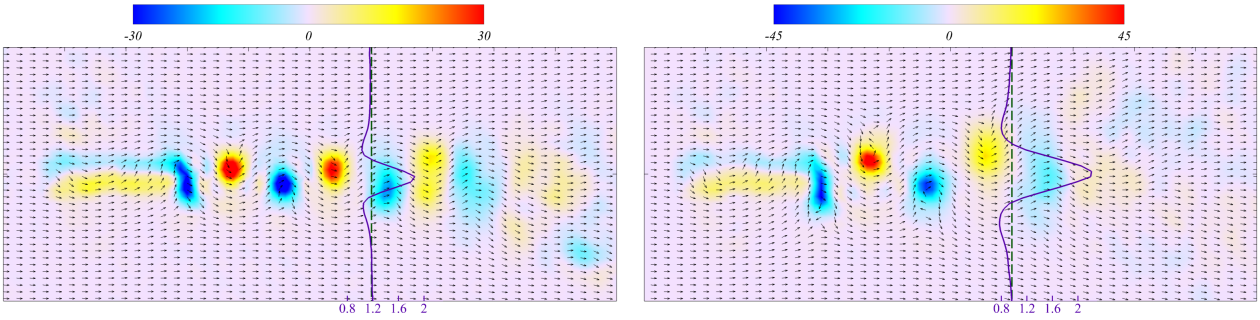
$Re = 8000, A_e = 3.1, St_A = 0.069$ $Re = 8000, A_e = 4.6, St_A = 0.10$



$Re = 3200, A_e = 3.1, St_A = 0.17$ $Re = 3200, A_e = 4.6, St_A = 0.26$



$Re = 2000, A_e = 3.1, St_A = 0.28$ $Re = 2000, A_e = 4.6, St_A = 0.41$



$Re = 1200, A_e = 3.1, St_A = 0.46$ $Re = 1200, A_e = 4.6, St_A = 0.69$

FIGURE 3.22 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.5$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.

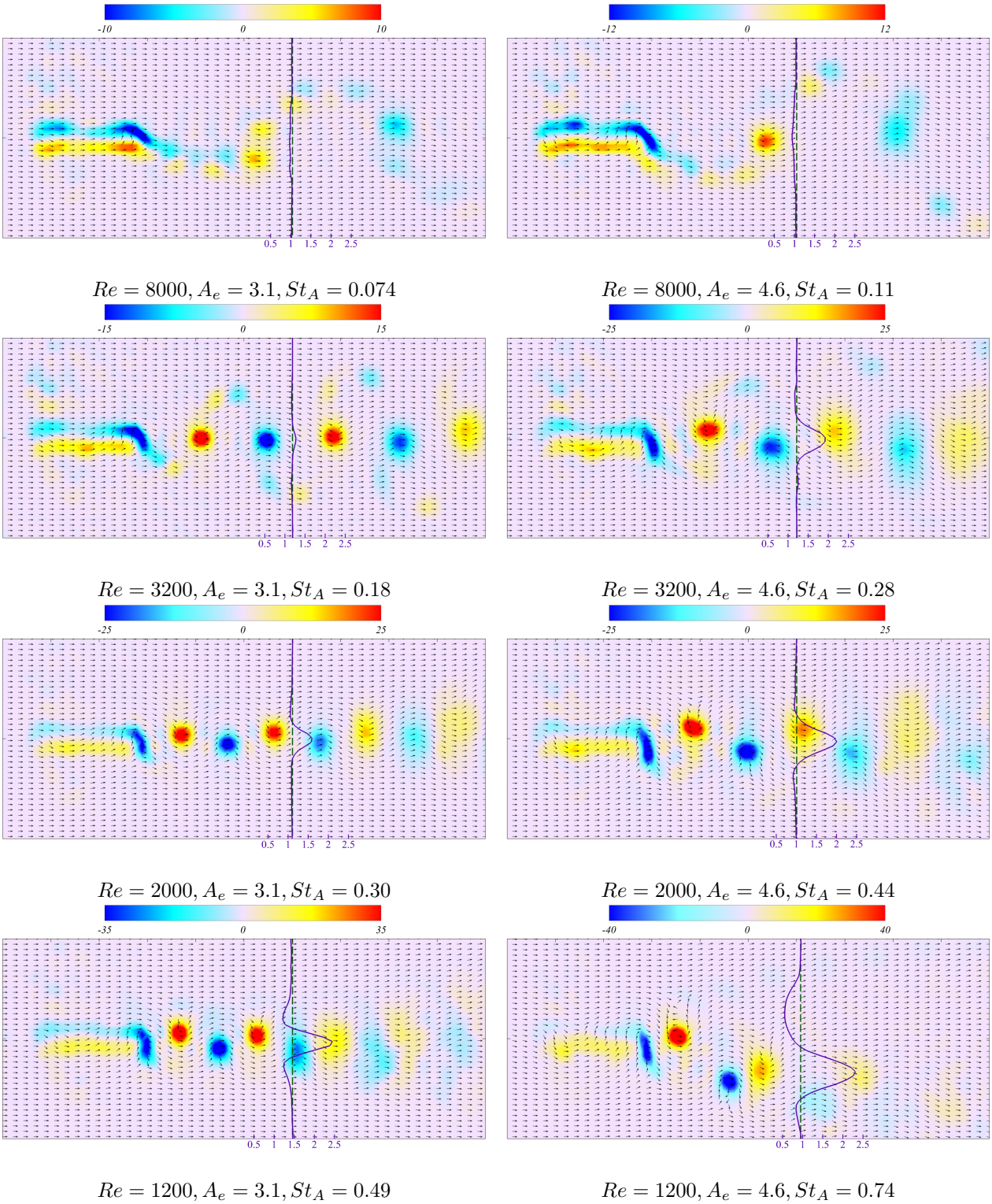
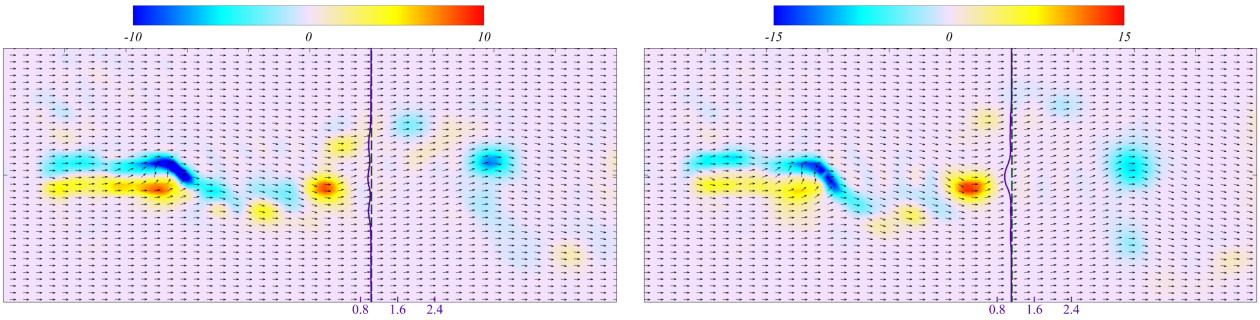
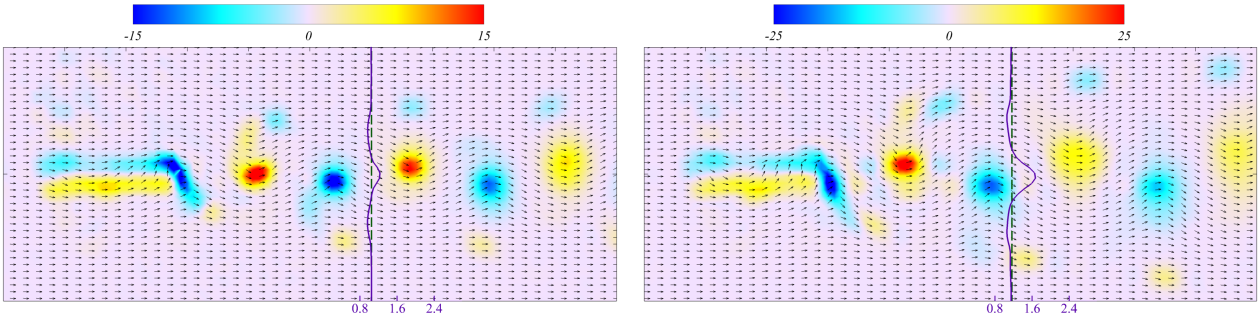


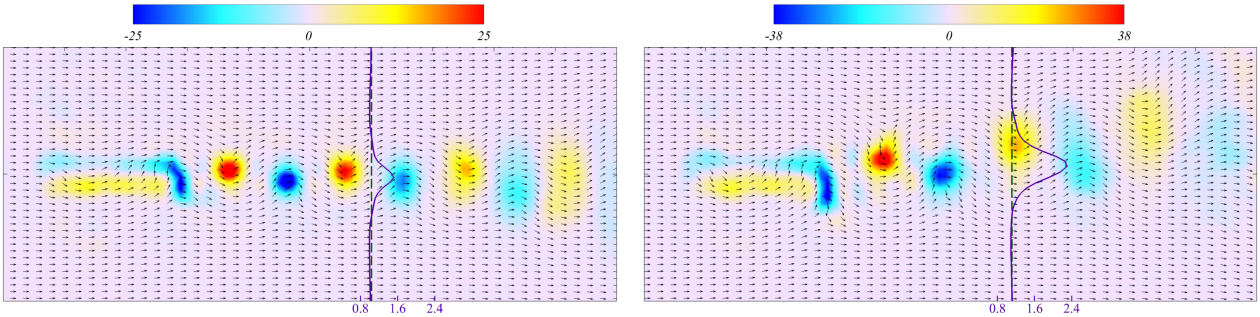
FIGURE 3.23 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.6$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.



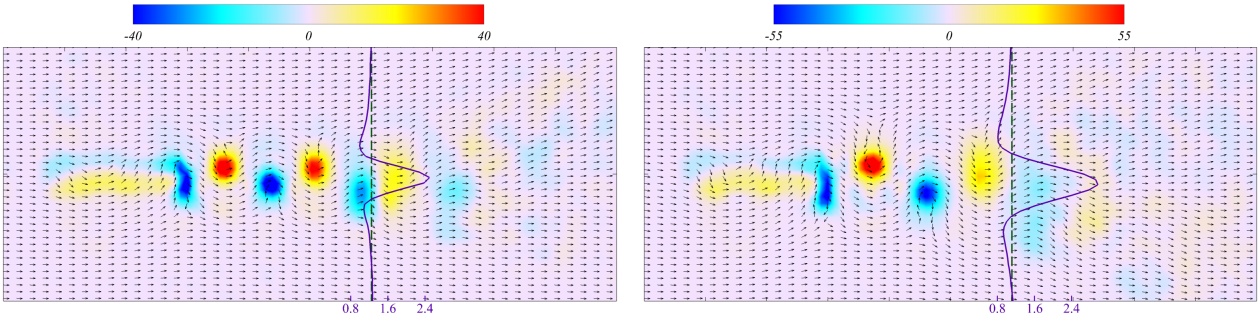
$Re = 8000, A_e = 3.1, St_A = 0.019$ $Re = 8000, A_e = 4.6, St_A = 0.12$



$Re = 3200, A_e = 3.1, St_A = 0.21$ $Re = 3200, A_e = 4.6, St_A = 0.31$



$Re = 2000, A_e = 3.1, St_A = 0.33$ $Re = 2000, A_e = 4.6, St_A = 0.50$



$Re = 1200, A_e = 3.1, St_A = 0.55$ $Re = 1200, A_e = 4.6, St_A = 0.83$

FIGURE 3.24 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z reconstruits à partir des dix premiers modes POD et des profils moyens de vitesse longitudinale u (lignes violettes) à une corde (lignes vertes) du bord de fuite de la plaque. La fréquence d'oscillation est fixée à $f = 1.8$ Hz pour des amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = 15°$ (colonne de droite). Le champ de vision s'étant de 0 à 5c suivant l'horizontal et de -1c à 1c suivant la verticale.

Comme on l'a vu précédemment, à haut Reynolds et faible Strouhal, les structures tourbillonnaires du sillage ne sont pas encore complètement discrétisés, rendant ainsi difficile toute classification précise du sillage dans cette gamme de paramètres à partir du code de Williamson & Roshko. Le décompte exact du nombre de tourbillons isolés et du nombre de paires de tourbillons lâchés à chaque cycle d'oscillation de la plaque est effectivement impossible en dessous d'un nombre de Strouhal seuil ou au delà d'un nombre de Reynolds critique. Schnipper et al. [103] ont mis en évidence une certaine complexité de l'agencement des structures du sillage aux basses fréquences d'oscillation, dans leur étude sur des ailerons oscillant dans un film de savon. Des sillages symétriques allant jusqu'à huit paires de tourbillons (8P) et des sillages asymétriques de six paires de tourbillons et deux tourbillons isolés (6P+2S) ont notamment été observés aux basses fréquences et hautes amplitudes d'oscillation. L'ensemble détaillé des différents types de sillages répertoriés selon le code de Williamson & Roshko [122] est présenté sur la carte de sillages de la figure 3.25 dans le plan St_D et A_D, D étant la largeur maximale de l'aileron oscillant à partir duquel le Strouhal et l'amplitude du battement sont construits. Les sillages 2S vK (rouge), 2S aligned (vert) et 2S ivK (bleu) correspondent respectivement à l'allée de von Kármán, l'alignement des structures le long de l'axe de symétrie de l'écoulement et l'inversion de l'allée de von Kármán. Il ressort que la transition 2S vK - 2S ivK ne réside pas simplement dans une inversion de symétrie de l'allée tourbillonnaire comme c'est le cas à haute fréquence ($St_D \geq 0.1$). Elle se révèle bien plus complexe à haute amplitude et faible fréquence, avec possiblement deux paires de tourbillons émises en un cycle de battement. Quelques exemples de sillages (extraient de [103]) observés dans cette étude en fonction des configurations de battement sont présentés sur la figure 3.26.

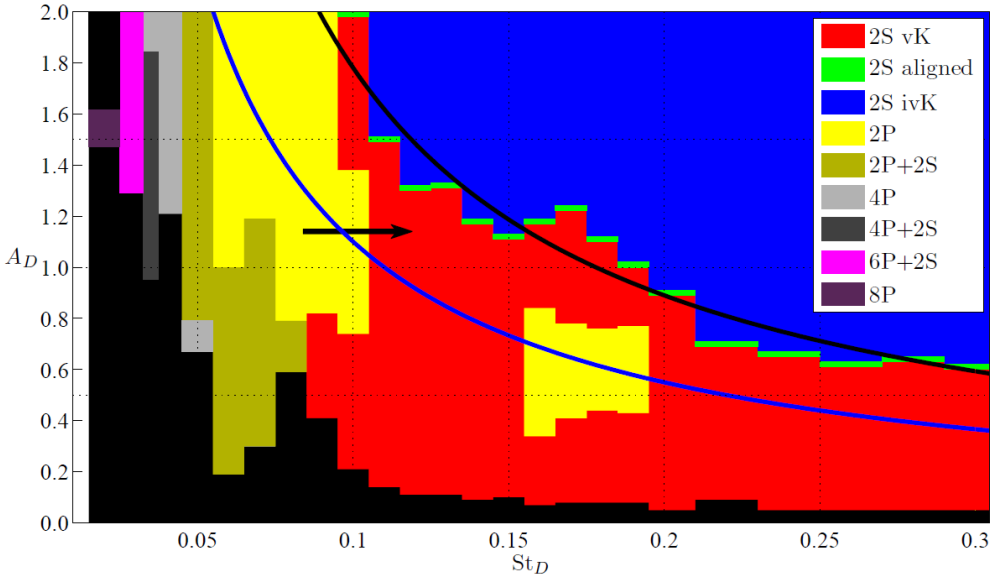


FIGURE 3.25 – Carte de sillages tourbillonnaires dans le plan St_D et A_D. Le code couleur indique la structure du sillage selon la classification de Williamson & Roshko [122]. Figure extraite de [103].

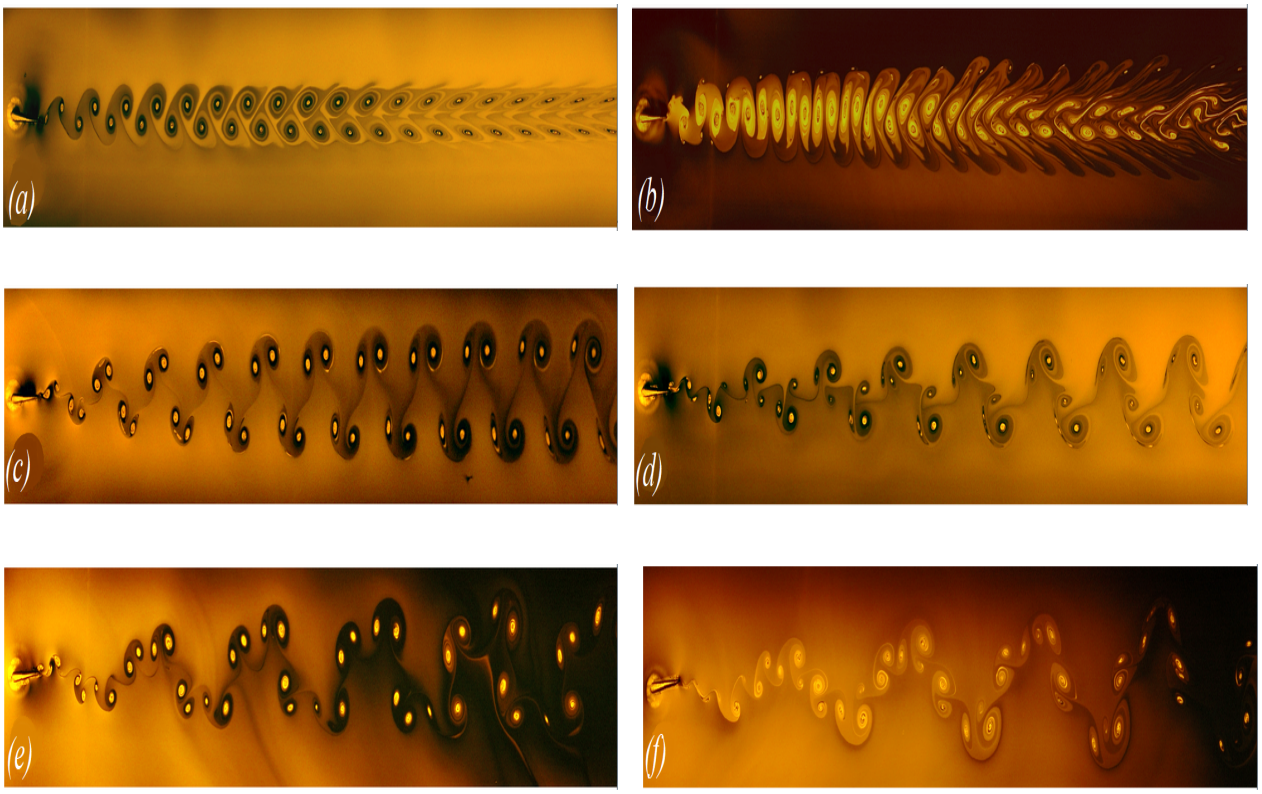


FIGURE 3.26 – Types de sillages sélectionnés à l'arrière de l'aileron oscillant dans un film de savon. (a) sillage de von Kármán pour $St_D = 0.12$ et $A_D = 0.12$, (b) sillage de von Kármán inversé pour $St_D = 0.12$ et $A_D = 2.0$, (c) sillage 2P pour $St_D = 0.08$ et $A_D = 1.4$, (d) sillage 2P+2S pour $St_D = 0.053$ et $A_D = 1.2$, (e) sillage 4P pour $St_D = 0.039$ et $A_D = 1.34$ et (f) sillage 4P+2S pour $St_D = 0.035$ et $A_D = 1.47$. Figure extraite de [103].

Face à tout ce foisonnement de structures du sillage à l'arrière d'une plaque ou d'un quelconque aileron oscillant, résultant des configurations précises du battement imposé, il s'avère difficile d'identifier de façons précise le type de régime d'écoulement en présence. On peut toutefois affirmer avec certitude qu'à l'exemple de l'allée tourbillonnaire de von Kármán, toutes structures du sillage responsables de l'apparition d'un profil déficitaire de vitesse moyenne longitudinale se situent dans un régime d'écoulement non-propulsif. Et tout régime propulsif est nécessairement produit, à l'exemple de l'allée tourbillonnaire inversée de von Kármán, par des structures du sillage générant des profils de vitesse moyenne longitudinale excédentaires. Pour identifier de façon précise le régime d'écoulement, il s'avère plus judicieux de déterminer directement l'effort réel du profil sur l'écoulement. Les structures de l'écoulement associées pourront par la suite être mises en évidence si nécessaire. C'est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Efforts hydrodynamiques

Sommaire

4.1 Simulation numérique 74
4.1.1 Équations générales 74
4.1.2 Procédure de résolution numérique 74
4.2 Estimation expérimentale de la poussée moyenne 78
4.3 Validation et Comparaison des résultats 86
4.3.1 Validation qualitative : Structures du sillage 86
4.3.2 Validation quantitative : Profils Urms et Poussée 87
4.4 Discussion finale sur l'étude comparative 99
4.5 Etude paramétrique 100
4.5.1 Effet de l'amplitude maximale d'oscillation 101
4.5.2 Effet de la vitesse d'écoulement 102
4.5.3 Loi d'évolution de la poussée 110

Au cours de leur locomotion résultant du battement de leurs nageoires dans le fluide environnant, les espèces aquatiques laissent derrière elles une "empreinte" hydrodynamique sous la forme d'un sillage tourbillonnaire inversé de von Kármán. Ce type de sillage semble ainsi indiquer la production d'une force propulsive nécessaire à leur déplacement. Plus généralement, nous examinons dans ce chapitre le lien entre l'effort imprimé par le profil (2D) battant et la forme du sillage générée. L'impulsion délivrée au fluide par le profil se trouve en effet imprimée dans le sillage, tout du moins de façon momentanée et passagère. Une analyse précise de ce sillage peut donc se révéler fondamentale pour remonter aux efforts réellement transmis par la structure et ainsi clairement

identifier la nature du régime d'écoulement. Les forces exercées sur la structure en mouvement de tangage sont précisément évaluées, en considérant une configuration idéalisée d'une plaque très mince et dans une configuration quasi bidimensionnel, à la fois dans un montage expérimental, et en réalisant des simulations numériques pour un régime d'écoulement identique. L'étude de l'influence de quelques paramètres expérimentaux tels que la vitesse de l'écoulement, l'amplitude et la fréquence du battement de la structure sur le régime d'écoulement est ensuite abordée après avoir validé la formulation de l'effort de poussée.

4.1 Simulation numérique

Les principaux ingrédients du code numérique utilisé vont être résumés dans cette section. L'objectif est précisément d'utilité ce code (développé ailleurs) en vue des comparaisons avec les résultats expérimentaux obtenus en tunnel hydrodynamique.

4.1.1 Équations générales

Une approche multi-domaine avec une discrétisation par différences finis compactes a été utilisée pour la simulation directe des équations de Navier-Stokes (DNS) instationnaires sous leur forme incompressible :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re}\nabla^2 \mathbf{u}, \tag{4.1}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \tag{4.2}$$

Le champ de vitesse adimensionnel $\mathbf{u}$ est obtenu en utilisant la vitesse d'écoulement uniforme entrante U_∞ comme vitesse de référence et le nombre de Reynolds $Re = U_\infty c/\nu$ en considérant la corde de la plaque c comme longueur de référence et ν la viscosité cinématique de l'eau. La pression est désignée par p et ∇ est l'opérateur divergence.

4.1.2 Procédure de résolution numérique

La résolution numérique des équations s'effectue à l'aide du code de calcul massivement parallèle développé conjointement par l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre (IRPHE) et le Laboratoire de Mécanique de Lille (LML). Ce code utilise l'environnement de calcul $PTESc$ et dispose des ressources de très haute performance du centre de calcul numérique intensif de l'Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique IDRIS-France.

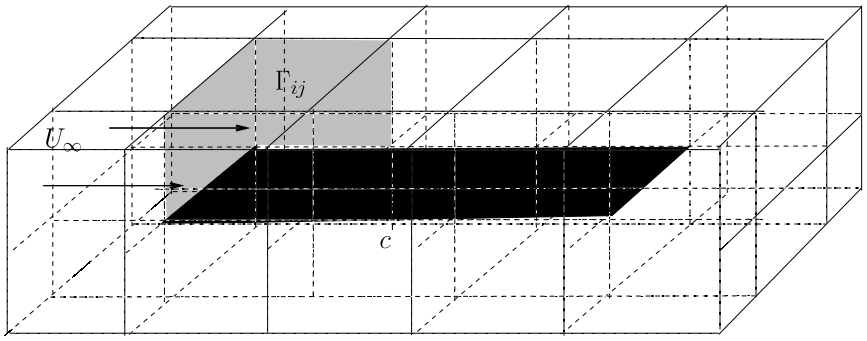


FIGURE 4.1 – Schéma de partition multi-domaine de l'ensemble du domaine de calcul avec la plaque insérée (noir). Exemples d'interfaces Γ_{ij} entre domaines (gris).

L'approche numérique utilisée dans cette étude est équivalente à celle employée dans [37] pour le calcul de l'écoulement autour d'une plaque en mouvement de battement. Les principaux aspects de la procédure de résolution sont résumés ci-après. Une plaque d'épaisseur infinitésimale est considérée et la partition du domaine est conçue de sorte que les bords de la plaque coïncident avec les lignes de contour des interfaces entre les sous-domaines (voir le schéma de la figure 4.1). Ceci est approprié lorsque l'on doit traiter le comportement singulier de la solution aux bords d'attaque et de fuite de la plaque. Le mouvement de tangage de la plaque est décrit par un graphe

$$y \;=\; \eta(x,t) \;=\; (x-x_0)\,\Delta\alpha\,\sin(2\pi f t),\; x_l \le x \le x_t, \tag{4.3}$$

où x est la coordonnée longitudinale dans la direction de l'écoulement et y la coordonnée spatiale normale à la plaque (et normal à la plaque immobile), x_l et x_t étant respectivement le bord d'attaque et le bord de fuite de la plaque. Ici, le point fixe de la plaque x_0 est localisé à une distance $c/3$ du bord d'attaque de la plaque x_l, en accord avec le montage expérimental. La procédure utilise un changement de variables, transformant les coordonnées physiques en coordonnées de calcul. Initialement la plaque est située à $y = 0$ dans le domaine d'écoulement $0 \le x \le L_x, -L_y \le y \le L_y$. La procédure numérique, conçue initialement pour un écoulement tridimensionnel, va également être adaptée pour tenir compte du caractère bidimensionnel de l'écoulement, en choisissant une direction homogène selon l'envergure $-s \le z \le s$ le long de la plaque, imposant des conditions aux limites périodiques en z, la périodicité $2s$ étant suffisamment petite pour empêcher, ou au moins minimiser, les structures transversales de l'écoulement. Désignant les variables de calcul par $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, la transformation de coordonnées s'écrit

$$\bar{y} \;=\; \left(\frac{y-\eta(x,t)}{(\pm L_y)-\eta(x,t)}\right)(\pm L_y), \quad x_l \le \bar{x} = x \le x_t, \tag{4.4}$$

pour les domaines $\eta < y < L_y$ et $-L_y < y < \eta$ respectivement au-dessus et en dessous de la plaque. En amont et en aval de la plaque la transformation s'écrit de manière similaire, en remplaçant dans l'expression (4.4) $\eta(x,t)$ par les valeurs respectivement au bord d'attaque $\eta(x_l,t)$ et au bord de fuite $\eta(x_t,t)$.

Dans les variables transformées la plaque est localisée à $\bar{y} = 0$ et selon la transformation (4.4) ci-dessus, les opérateurs différentiels par rapport au temps t et la coordonnée longitudinale x peuvent être décomposés, avec

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial \eta/\partial t}{(\pm L_y) - \eta}(\bar{y} - (\pm L_y))\frac{\partial}{\partial \bar{y}}, \tag{4.5}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \eta/\partial x}{(\pm L_y) - \eta}(\bar{y} - (\pm L_y))\frac{\partial}{\partial \bar{y}}, \tag{4.6}$$

tandis que la coordonnée normale à la paroi est transformée comme

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial \bar{y}} + \frac{\eta}{(\pm L_y) - \eta}\frac{\partial}{\partial \bar{y}}. \tag{4.7}$$

On note que dans cette transformation utilisant le graphe (4.3), les coordonnées longitudinales du bord d'attaque et du bord de fuite de la plaque restent fixes tout au long du mouvement de tangage, ce qui est justifié étant donné l'angle de tangage maximum de 10° (soit $\Delta\alpha = \pi/18 = 0.175$ dans (4.3), ce qui correspond à un étirement maximal d'environ 3 pour cent de la longueur de la plaque numérique lors du mouvement de tangage). Les opérateurs de dérivée seconde, tenant compte de la transformation de coordonnées, sont obtenus et ils sont écrits comme la somme de l'opérateur cartésien (dans les variables de calcul) et des contributions dues aux termes métriques dépendant du temps. Une intégration temporelle de type Euler semi-implicite du second ordre est utilisée, les termes de contributions métriques des opérateurs différentiels, ainsi que les termes non linéaires, étant évalués explicitement grâce à un schéma de type Adams-Bashforth. Une méthode de projection est considérée, c'est-à-dire une méthode à pas fractionnaire, résolvant à chaque pas de temps un champ de pression et un champ de vitesse intermédiaires, une correction de pression assurant ensuite l'incompressibilité. Cette approche bien connue est le schéma de Kim-Moin (pour une revue sur les méthodes de projection voir [51]). Par conséquent, à chaque pas de temps une série de problèmes de

type Helmholtz

$$\bar{\nabla}^2\Phi - \sigma\Phi = f \tag{4.8}$$

pour les composantes de la vitesse et la pression (avec $\sigma = 0$ dans le dernier cas) doivent être résolus. Le domaine $\Omega = \cup\Omega_k$ est partitionné en sous-domaines Ω_k avec les interfaces $\Gamma_{ij} = \Omega_i \cap \Omega_j$ (voir le croquis sur la figure 4.1) et les problèmes d'Helmholtz dans chaque sous-domaines sont

$$\bar{\nabla}^2\Phi_k - \sigma\Phi_k = f_k, \text{ dans } \Omega_k, \ \Phi_k = g \quad \text{sur} \quad \partial\Omega_k \cap \partial\Omega, \tag{4.9}$$

où g est soit une condition aux limites imposée à l'extérieur de l'ensemble domaine de calcul, ou une condition cinématique sur la plaque à l'intérieur, en fonction du sous-domaine spécifique considéré. Soulignons à nouveau que dans cette procédure $\bar{\nabla}$ est l'opérateur gradient cartésien, alors que les membres de droite dans (4.8), (4.9) contiennent l'évaluation explicite (de second ordre en temps) des termes non linéaires ainsi que les termes métriques dépendant du temps. Des schémas compacts aux différences finies d'ordre élevé sont considérés pour la discrétisation des trois variables spatiales $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$. Les schémas sont établis pour des maillages non uniformes et en particulier, comme montré dans [105], un resserrement des points près de la frontière est approprié pour le schéma d'ordre huit considéré ici, afin d'éviter les oscillations et de permettre un schéma de fermeture à la frontière du même ordre qu'à l'intérieur du domaine de calcul. La continuité de la solution ainsi que de sa dérivée normale est requise au niveau des interfaces de domaines Γ_{ij}, et les champs Φ_k^0, Φ_k^* sont introduits tels que

$$\begin{aligned}
\bar{\nabla}^2\Phi_k^0 - \sigma\Phi_k^0 &= 0 \quad \text{dans} \quad \Omega_k, && (4.10)\\
\Phi_k^0 &= \lambda, \ k = i, j, \ \text{sur } \Gamma_{ij}, && (4.11)\\
\bar{\nabla}^2\Phi_k^* - \sigma\Phi_k^* &= f_k \quad \text{dans} \quad \Omega_k, && (4.12)\\
\Phi_k^* &= 0, \ k = i, j, \ \text{sur } \Gamma_{ij}, && (4.13)\\
\Phi_k &= \Phi_k^0 + \Phi_k^*, \ k = i, j, \quad \text{ssi} \quad \partial\Phi_i/\partial n = \partial\Phi_j/\partial n \quad \text{sur} \quad \Gamma_{ij}. && (4.14)
\end{aligned}$$

Dans ce système le membre de droite de l'équation (4.12) contenant les termes explicites de la discrétisation temporelle est dépendant du temps et à chaque pas de temps la valeur de la condition au limite λ aux interfaces doit être calculée pour satisfaire la continuité des dérivées normales (4.14). La formulation algébrique de ce problème conduit à un système linéaire dont la solution renseigne sur la condition limite entre des domaines adjacents. Ce système fait appel à la matrice de complément

Schur [94], également appelée matrice d'influence, et sa structure de bloc interne est déterminée de manière cohérente avec la partition de sous-domaine lors d'une étape de pré-traitement. Un algorithme parallèle *MPI* a été conçu en utilisant le Cluster *IBM x3750* du centre de calcul français *IDRIS*, un processus étant assigné à chaque sous-domaine. Le système complément de Schur est résolu de manière itérative en utilisant l'environnement *PETSc (Portable, Extensible Toolkit for Scientific Computing)* [15] et plus spécifiquement le sous-espace *KSP (Krylov subspace package)* utilisant les options hiérarchiques *GMRES* et le préconditionnement *Block Jocobi* [15].

La longueur de référence est la corde de la plaque c et le bord d'attaque de la plaque est située à $c/3$ de l'entrée $x = 0$, où l'écoulement uniforme est imposé. Une région relativement grande de sillage (de près de trois fois la longueur de la plaque) est considérée et des conditions d'advection non réfléchissantes sont utilisées à la sortie. Les limites supérieure et inférieure du domaine d'écoulement sont choisies à une distance $\pm L_y = \pm 2c/3$ suffisamment loin de la plaque en tangage pour minimiser les effets de taille finie. La condition cinématique $u = 0, w = 0, v = \partial\eta/\partial t$ est appliquée le long de la plaque mobile. Dans chaque sous-domaine Ω_k un maillage de $30 \times 30 \times 30$ est utilisé et 250 domaines sont considérés, avec $(ndx = 25, ndy = 10, ndz = 1)$.

Des conditions aux limites d'écoulement à surface libre sont appliquées (des conditions de Neumann nulles pour les composantes de vitesse selon la direction longitudinale de l'écoulement u et selon l'envergure w et une condition de Dirichlet nulle pour la composante normale v). Notons que la périodicité dans le sens de l'envergure $2s$ est choisie aussi petite que $c/6$ et on vérifie que l'écoulement reste quasi bidimensionnel dans le plan normal à z.

Comme condition initiale pour toutes les simulations, un écoulement entrant uniforme a été considéré, plaçant en même temps la plaque en mouvement. Une fois qu'un régime d'écoulement régulier a été établi sur un temps suffisamment long, les champs d'écoulement sur plusieurs périodes d'oscillations de la plaque sont récupérés, pour un intervalle d'échantillonnage temporel suffisamment petit afin de capturer la dynamique instationnaire de l'écoulement. Typiquement, 30 à 50 snapshots de l'écoulement au cours d'une période ont été échantillonnés et utilisés dans le post-traitement, en particulier pour calculer les quantités moyennes de l'écoulement par quadrature numérique, en tirant parti de la périodicité du régime d'écoulement. Dans l'objectif de comparer les résultats de la simulation numérique avec les mesures expérimentales, les mêmes fréquences de tangage de la plaque ainsi que le même nombre de Reynolds sont pris en compte.

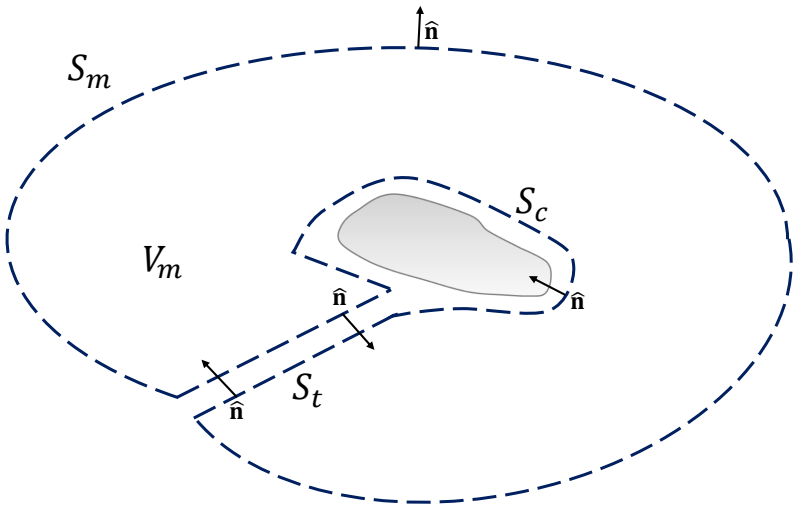


FIGURE 4.2 – Volume de contrôle matériel doublement connecté.

4.2 Estimation expérimentale de la poussée moyenne

L'estimation de l'effort appliqué à un obstacle dans un écoulement, ou inversement, de l'effort que l'obstacle imprime sur le fluide environnant se fait à partir du principe de conservation de la quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle matériel englobant ce corps. Rappelons qu'un volume matériel s'inscrit dans un point de vue Lagrangien consistant au suivit temporel d'une parcelle arbitraire de fluide dans son déplacement. Il est ainsi constitué du même ensemble de particules fluide tout en se déformant et en se déplaçant avec l'écoulement au cours du temps. Le flux de masse étant nul à travers le contour matériel (délimitant le volume matériel), puisque ce dernier se déplace lui-même à la vitesse de l'écoulement, entraine donc une masse constante à l'intérieur de ce contour. Considérons un volume matériel $V_m(t)$ délimité par la surface matérielle $S_m^*(t)$ qui englobe l'enveloppe externe $S_m(t)$ (m pour *matriel*) et l'enveloppe interne $S_c(t)$ (c pour le *corps*) reliées par un fin tube $S_t(t)$ (t pour *tube*) tel que suivant la représentation de la figure 4.2 on puisse écrire

$$S_m^*(t) \quad = \quad S_m(t) \oplus S_c(t) \oplus S_t(t). \tag{4.15}$$

Ainsi l'intégrale d'une quelconque quantité $\mathbf{\Psi}$ sur la surface matérielle fermée $S_m^*(t)$ se décompose en trois intégrales de surface simples

$$\oint_{S_m^*(t)} \mathbf{\Psi}\, dS \;=\; \int_{S_m(t)} \mathbf{\Psi}\, dS + \int_{S_c(t)} \mathbf{\Psi}\, dS + \int_{S_t(t)} \mathbf{\Psi}\, dS. \tag{4.16}$$

L'application de la relation fondamentale de la dynamique (deuxième loi de Newton) stipule que l'ensemble des efforts externes exercés sur le volume de contrôle matériel est égal à la dérivée (temporelle) de la quantité de mouvement de ce volume de contrôle matériel

$$\sum \mathbf{F}_{ext} \;=\; \frac{d}{dt}\int_{V_m(t)} \rho\mathbf{u}\, dV, \tag{4.17}$$

ρ et $\mathbf{u}$ étant respectivement la densité et la vitesse du fluide. Un bilan de quantité de mouvement visant à établir une égalité entre la dérivée de la quantité de mouvement et les efforts extérieurs appliqués au système est formulé en répertoriant ces derniers. Ils se composent des efforts de volume (pouvant être d'origine électromagnétique ou gravitationnelle) et de surface ou contact. En l'absence de forces volumiques, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit

$$\frac{d}{dt}\int_{V_m(t)} \rho\mathbf{u}\, dV \;=\; \oint_{S_m^*(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS, \tag{4.18}$$

$V_m(t)$ étant le volume de contrôle matériel contenu par la surface matériel $S_m^*(t)$ de vecteur unitaire normale $\hat{\mathbf{n}}$ orienté vers l'extérieur. $\underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}$ est le tenseur de contrainte qui, pour un fluide Newtonien s'écrit

$$\underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}} \;=\; -p\underline{\underline{\mathbf{I}}} + \underline{\underline{\mathbf{T}}}, \tag{4.19}$$

où p représente la pression et $\underline{\underline{\mathbf{I}}}$ et $\underline{\underline{\mathbf{T}}}$ sont respectivement le tenseur unité et le tenseur des contraintes visqueuses. Ce dernier peut être exprimer de plusieurs façons, en fonction de la vitesse, dont

$$\underline{\underline{\mathbf{T}}} \;=\; \mu[\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^T] \tag{4.20}$$

en considérant (à juste titre) le fluide incompressible. μ est coefficient de viscosité dynamique. Le membre de droite de l'équation (4.18) se décompose donc suivant (4.16) comme

$$\oint_{S_m^*(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS \;=\; \int_{S_m(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS + \int_{S_c(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS + \int_{S_t(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS. \tag{4.21}$$

Examinons de près le dernier terme du membre de droite de l'équation (4.21), l'intégrale de surface du tube. Ce terme peut être considéré comme négligeable, voire nul. En choisissant le tube de telle façon que sa section soit infinitésimale, l'intégrande dépendra uniquement de son abscisse curviligne. Ainsi l'intégrande pourra être considérée constante sur tout le périmètre du tube à abscisse curviligne donnée. En décomposant le tube en anneaux de surface infinitésimale $\delta S_t(t)$, et en prenant l'intégrale de surface sur l'un de ces anneaux, on obtient

$$\int_{\delta S_t(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS \quad \approx \quad \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}^T[\delta S_t(t)] \cdot \int_{\delta S_t(t)} \hat{\mathbf{n}}\, dS, \tag{4.22}$$

où $\underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}^T[\delta S_t(t)]$ est la valeur de l'intégrand $\underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}^T$ à la position longitudinale de l'anneau $\delta S_t(t)$. Puisque

$$\int_{\delta S_t(t)} \hat{\mathbf{n}}\, dS \quad = \quad 0, \tag{4.23}$$

on en déduit que l'intégrale sur le tube ne contribue pas à l'intégrale de surface totale, d'où l'expression de la conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{d}{dt}\int_{V_m(t)} \rho \mathbf{u}\, dV \quad = \quad \oint_{S_m(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS + \oint_{S_c(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS, \tag{4.24}$$

où il convient de souligner que le vecteur normal unitaire $\hat{\mathbf{n}}$ sur la surface $S_c(t)$ est orienté vers l'intérieur du corps (voir figure 4.2).

Intéressons nous maintenant au deuxième terme du membre de droite de l'équation (4.24), l'intégrale de surface sur le corps

$$\oint_{S_c(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}\, dS \quad = \quad \oint_{S_c(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot (-p\underline{\underline{\mathbf{I}}} + \underline{\underline{\mathbf{T}}})\, dS. \tag{4.25}$$

Cette intégrale est par définition la force exercée par le corps sur le fluide. C'est donc l'effort $\mathbf{F}$ que l'on cherche à estimer ! L'équation (4.24) de conservation de la quantité de mouvement peut donc s'écrire sous la forme

$$\mathbf{F} \quad = \quad \frac{d}{dt}\int_{V_m(t)} \rho \mathbf{u}\, dV - \oint_{S_m(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot (-p\underline{\underline{\mathbf{I}}} + \underline{\underline{\mathbf{T}}})\, dS. \tag{4.26}$$

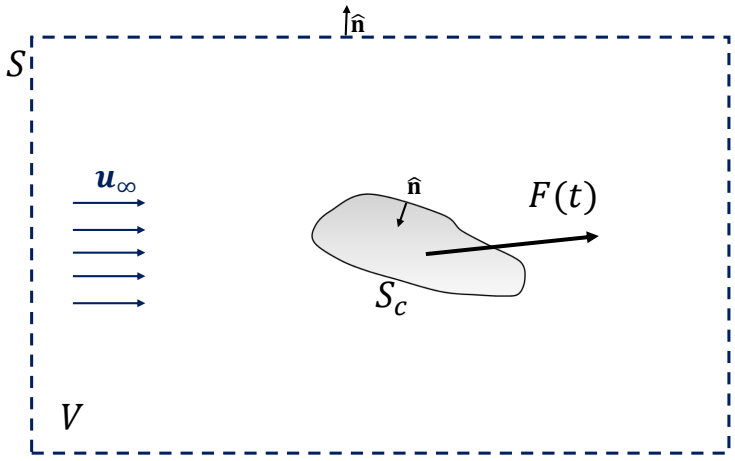


FIGURE 4.3 – Volume de contrôle géométrique.

La relation (4.26) établie pour un volume matériel Lagrangien va être transformée afin de l'appliquer à un volume (de contrôle) géométrique V borné par la surface S (voir la figure 4.3). Rappelons que ce volume de contrôle, fixe ou mobile avec l'écoulement, est délimité par une surface extérieure perméable au fluide. C'est donc un système non fermé, proche des fenêtres de visualisation expérimentale et numérique, dans lequel les lois de conservation ne s'appliquent pas directement. En supposant qu'à l'instant t, le volume matériel coïncide avec le volume de contrôle, on peut utiliser le théorème de Reynolds [11]

$$\frac{d}{dt}\int_{V_m(t)} \mathbf{\Psi}\, dV \;=\; \frac{d}{dt}\int_{V(t)} \mathbf{\Psi}\, dV + \oint_{S^*(t)} \hat{\mathbf{n}}\cdot(\mathbf{u}-\mathbf{u_s})\mathbf{\Psi}\, dS. \tag{4.27}$$

On voit apparaître dans le membre de droite de la relation (4.27) l'intégrale dans le volume géométrique et l'intégrale de flux à la frontière du domaine ([11]). $S^*(t) = S^*_m(t)$ et $\mathbf{u_s}$ est la vitesse de la surface $S^*(t)$. D'où l'expression de la force exercée sur le fluide

$$\mathbf{F} \;=\; \frac{d}{dt}\int_{V(t)} \rho\mathbf{u}\, dV + \oint_{S^*(t)} \hat{\mathbf{n}}\cdot(\mathbf{u}-\mathbf{u_s})\rho\mathbf{u}\, dS - \oint_{S(t)} \hat{\mathbf{n}}\cdot(-p\underline{\underline{\mathbf{I}}}+\underline{\underline{\mathbf{T}}})\, dS. \tag{4.28}$$

Notons que la deuxième intégrale de l'équation (4.28) est prise sur la surface entière $S^*(t)$. En la décomposant comme précédemment en trois intégrales de surface et en considérant l'intégrale de surface sur le tube négligeable, on a

$$\oint_{S^*(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u_s}) \rho \mathbf{u} \, dS \;=\; \oint_{S(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u_s}) \rho \mathbf{u} \, dS + \oint_{S_c(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u_s}) \rho \mathbf{u} \, dS. \tag{4.29}$$

D'où l'expression générale de l'effort exercé par le corps sur le fluide

$$\mathbf{F} \;=\; \frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho \mathbf{u} \, dV + \oint_{S(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot [(\mathbf{u} - \mathbf{u_s}) \rho \mathbf{u} - \underline{\underline{\mathbf{\Sigma}}}] \, dS + \oint_{S_c(t)} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u_s}) \rho \mathbf{u} \, dS. \tag{4.30}$$

En considérant le volume de contrôle et la surface qui le délimite fixes (indépendants du temps t et $\mathbf{u_s} = 0$), en accord avec la fenêtre de visualisation expérimentale, et en prenant un corps non poreux (à l'exemple des profils étudiés) auquel la condition d'imperméabilité ($\hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u_s})|_c = 0$) s'applique à la surface, l'équation (4.30) se simplifie en

$$\mathbf{F} \;=\; \frac{d}{dt} \int_{V} \rho \mathbf{u} \, dV + \oint_{S} \rho \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) \, dS - \oint_{S} \hat{\mathbf{n}} \cdot (-p \underline{\underline{\mathbf{I}}} + \underline{\underline{\mathbf{T}}}) \, dS. \tag{4.31}$$

Dans cette équation (4.31), le premier terme du membre de droite indique la variation temporelle de la quantité de mouvement au sein du volume de contrôle, le second indique le flux de quantité de mouvement à travers les frontières du domaine, et le troisième les contraintes visqueuses et de pression sur la surface extérieure.

L'évaluation de l'effort moyen exercé par le corps, qui est dans notre cas la plaque en tangage, se fait en tirant parti de la périodicité du mouvement et de l'écoulement. Ainsi la moyenne (périodique) du terme instationnaire de la relation (4.31) s'annule

$$< \frac{d}{dt} \int_{V} \rho \mathbf{u} \, dV > \;=\; 0, \tag{4.32}$$

et finalement

$$< \mathbf{F} > \;=\; \oint_{S} \rho \hat{\mathbf{n}} \cdot < (\mathbf{u}\mathbf{u}) > \, dS - \oint_{S} \hat{\mathbf{n}} \cdot < (-p \underline{\underline{\mathbf{I}}} + \underline{\underline{\mathbf{T}}}) > \, dS. \tag{4.33}$$

Cette équation peut d'avantage être simplifiée en ayant recours à certaines hypothèses, notamment la valeur du tenseur des contraintes visqueuses $\underline{\underline{\mathbf{T}}}$ sur la surface extérieure S. Si le volume de contrôle

est choisi de sorte que la surface extérieure soit à une certaine distance de la plaque, comme illustré dans notre cas à la figure 4.4, le tenseur des contraintes visqueuses devient négligeable, et on a

$$< \mathbf{F} > \;=\; \oint_S \rho \hat{\mathbf{n}} \cdot < (\mathbf{uu}) > \, dS + \oint_S p \hat{\mathbf{n}} \cdot < (\underline{\underline{\mathbf{I}}}) > \, dS. \tag{4.34}$$

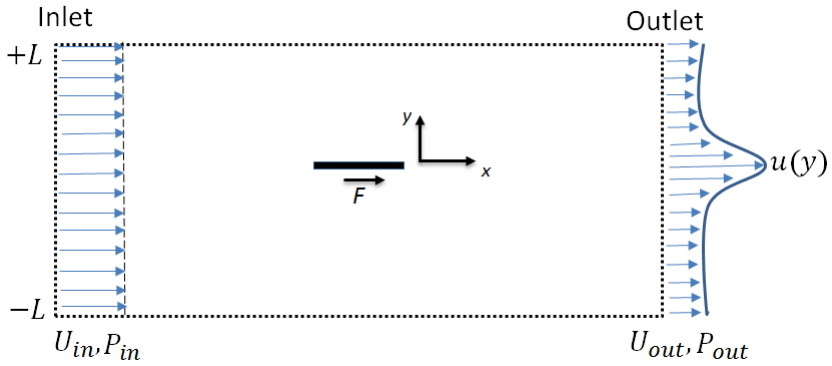


FIGURE 4.4 – Définition du volume de contrôle autour d'une plaque pour l'analyse du théorème de quantité de mouvement.

Arrivé à cette étape, il très courant de négliger le deuxième terme du membre de droite de l'équation (4.34), le terme de pression, en invoquant l'hypothèse selon laquelle la pression en champ lointain dans le sillage serait égale à la pression en amont. Cette hypothèse forte est en générale valide, uniquement à une très grande distance en aval du profil. Et selon le dispositif expérimental, il n'y a pas de garantie que la vitesse en champ lointain dans le sillage reste égale à la vitesse d'entrée de l'écoulement pour une fenêtre de mesure donnée afin d'annuler la pression. Aussi, une distance optimale du bord de fuite doit être choisie, de sorte que cette distance soit assez grande pour minimiser les variations de pression à travers le sillage et suffisamment petite pour que les effets tridimensionnels restent négligeables.

La formulation de l'effort moyen que nous adoptons ici vise à quantifier l'importance des contributions traditionnellement négligées (fluctuations de vitesse et pression) dans le bilan de quantité de mouvement, afin de prédire plus précisément la transition vers un régime propulsif. La force totale moyenne de poussée (par unité d'envergure) s'obtient en projetant $< \mathbf{F} >$ dans la direction longitudinale x, en considérant le volume de contrôle entourant la plaque de la figure 4.4

$$F_t \;=\; \rho \int_{-L}^{+L} \left(< U_{\text{out}}^2 > - < U_{\text{in}}^2 > \right) \, dy + \int_{-L}^{+L} \left(< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} > \right) \, dy. \tag{4.35}$$

une valeur négative de F_t correspond à une traînée et une valeur positive à une poussée. Ici, les crochets $\langle . \rangle$ signifient que les quantités moyennées dans le temps sont considérées, U_{in} et U_{out} (respectivement P_{in} et P_{out}) étant la composante de vitesse longitudinale (respectivement la pression) à l'entrée et à la sortie du volume de contrôle considéré. Dans la formule ci-dessus, il est entendu que les limites supérieure et inférieure d'intégration sont prises suffisamment loin de la plaque mobile de sorte qu'un écoulement uniforme est rétabli, et par conséquent l'intégrande de la contribution due à la vitesse approche zéro à $y = \pm L$. Les forces de pression s'exerçant sur la surface de contrôle s'annulent également entre le haut et de bas.

Alors que le champ de pression est directement accessible dans les résultats de la simulation numérique, il doit être déduit du champ de vitesse PIV dans les données expérimentales. Il est en effet possible d'inférer la pression avec précision à partir du champ de vitesse [34]. Comme par exemple dans le cas de [20], nous supposons que les gradients longitudinaux, au moins à une certaine distance de la plaque, sont négligeables dans la composante y de l'équation de Navier-Stokes, auquel cas, en prenant la moyenne temporelle et en négligeant la contrainte visqueuse

$$\frac{\partial < P >}{\partial y} = -\frac{\rho}{2} \frac{\partial < V^2 >}{\partial y} \tag{4.36}$$

V étant la composante y du champ de vitesse. La pression moyenne dans le domaine d'écoulement (x, y), à une certaine distance de la plaque où les gradients longitudinaux sont négligeables, peut donc être écrite

$$< P > (x, y) = -\frac{\rho}{2} < V^2 > (x, y) + K(x). \tag{4.37}$$

La constante d'intégration $K(x)$ reste à déterminer. Dans l'étude expérimentale, les contours supérieure et inférieure délimitant le volume de contrôle $\pm L$ sont choisis suffisamment loin de la plaque mobile ($\pm L \approx \pm 1.6c$), de sorte que la composante de vitesse normale V soit proche de zéro dans ce champ lointain. En appliquant la relation de Bernoulli en $y = L$, on obtient

$$K(x) = -\frac{\rho}{2} \left(< U^2 > (x, y = L) - U_\infty^2 \right) + P_\infty \tag{4.38}$$

(on peut aussi voir [20]), d'où l'expression du terme de pression de la relation (4.35)

$$< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} > = -\frac{\rho}{2}\left(< V_{\text{out}}^2 > - < V_{\text{in}}^2 >\right) - \frac{\rho}{2}\left(< U_{\text{out}}^2 >_{|y=L} - < U_{\text{in}}^2 >_{|y=L}\right). \quad (4.39)$$

Le coefficient adimensionnel C_t de l'effort moyen est obtenu en rendant F_t sans dimension à partir de la vitesse uniforme d'entrée U_∞, la corde de la plaque et la densité du fluide, tel que

$$C_t \quad = \quad \frac{F_t}{\rho c U_\infty^2}. \quad (4.40)$$

La valeur moyenne du carré de la composante longitudinale de la vitesse dans la formule (4.35) est bien entendu égale à la somme du carré de la vitesse moyenne et de la moyenne du carré de la fluctuation. Cette formulation nous permet ainsi de considérer, outre la vitesse moyenne qui est l'unique contribution généralement prise en compte, les fluctuations de vitesse et la pression.

4.3 Validation et Comparaison des résultats

La vitesse d'écoulement uniforme considérée dans cette étude comparative est fixée à $U_\infty = 0.05$ m/s et le nombre de Reynolds correspondant calculé à partir de la longueur c de la plaque vaut donc $Re = 2000$; c'est effectivement un régime pleinement réalisable dans la simulation numérique. Les valeurs de la fréquence d'oscillation de la plaque f varient entre 0.6 Hz et 2 Hz, correspondant à une fréquence réduite définie par $k = \pi f c/U_\infty$ dans une gamme de 1.5 à 5. La fréquence réduite constituera le paramètre adimentionnel auquel nous nous intéresserons dans cette comparaison. Rappelons toutefois qu'un simple facteur multiplicatif permet de la relier au nombre de Strouhal (St_A) très généralement utilisé. L'amplitude pic à pic du mouvement de tangage étant fixée à 20° par rapport à un angle d'attaque moyen de 0°, équivalent à une amplitude maximale de tangage $\Delta\alpha = 10°$, on a la relation

$$St_A \quad = \quad \frac{4}{3\pi}\sin(\Delta\alpha)\cdot k \quad \simeq \quad 0.074.k, \quad (4.41)$$

sachant que la position du pivot se situe au tiers de corde par rapport au bord d'attaque de la plaque.

Les résultats de la simulation numérique réalisée à l'IRPHE sont comparés, après traitement à l'IRENav, aux mesures expérimentales, pour les mêmes fréquences réduites de tangage. On s'intéressera dans un premier temps à la topologie de l'écoulement en comparant de manière qualitative

les structures du sillage. Dans un second temps on regardera l'écoulement de façon quantitative à travers les profils moyens de vitesse dans le sillage et les coefficients de poussée.

4.3.1 Validation qualitative : Structures du sillage

La moyenne de phase du champ de vorticité dans l'expérience est comparée sur la figure 4.5 à la vorticité instantanée numérique suivant l'envergure ($\omega_z = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$), pour un angle d'attaque (AOA) de $-8°$, la plaque étant en mouvement descendant (le bord de fuite en mouvement ascendant). La comparaison est faite pour quatre fréquences réduites : $k = 1.5$, 2.5, 3.8 et 5. En examinant les champs de vorticité, on observe que la structure de l'écoulement dans le sillage s'organise en réseau de tourbillons. Pour la plus faible fréquence réduite $k = 1.5$, la figure 4.5 montre le cas particulier où deux tourbillons de signe opposés sont éjectés à chaque demi-cycle de l'oscillation et advectés par l'écoulement. Même si à cette fréquence réduite l'emplacement spatial n'est pas exactement le même entre les résultats numériques et expérimentaux, la forme et la disposition des tourbillons sont cependant assez proches. Pour les fréquences réduites plus élevées ($k = 2.5$, 3.8, et 5), on observe clairement des réseaux de tourbillons, alternant de signe de circulation et un bon accord qualitatif apparaît entre les structures de l'écoulement expérimental et numérique. Les tourbillons deviennent presque horizontalement alignés le long du sillage pour $k = 3.8$. Comme il peut être vu sur les figures pour $k = 5$, à cette fréquence de tangage plus élevée le tourbillon horaire (avec une circulation négative) le long de la partie supérieure de la plaque se déplace vers la partie inférieure du sillage, tandis que le tourbillon antihoraire (de circulation positive) de la partie inférieure de la plaque se déplace vers le haut. Cet arrangement est caractéristique d'une allée inversée de von Kármán [103], où les tourbillons, alignés avec l'envergure de la plaque, tournent en sens opposés par rapport à l'allée naturelle de von Kármán (observée par exemple derrière des cylindres bidimensionnels). Cette allée tourbillonnaire dite propulsive à hautes fréquences de tangage présente un écoulement moyen dans le sillage semblable à un jet ([69], [8]), généralement considéré comme synonyme d'une force propulsive. La visualisation de l'écoulement montre également l'émergence de tourbillons de bord d'attaque assez prononcés, particulièrement visibles dans les résultats des simulations numériques. Pour la fréquence réduite la plus élevée $k = 5$, une asymétrie du champ de vorticité numérique est observée en aval dans le sillage, l'allée tourbillonnaire étant déviée vers le bas. Notons qu'une telle rupture de symétrie de l'allée inversée de von Kármán produite par un foil en battement a été rapportée par exemple en [44]. Une déviation du sillage est cependant à peine visible dans la figure 4.5 pour le résultat expérimental à $k = 5$.

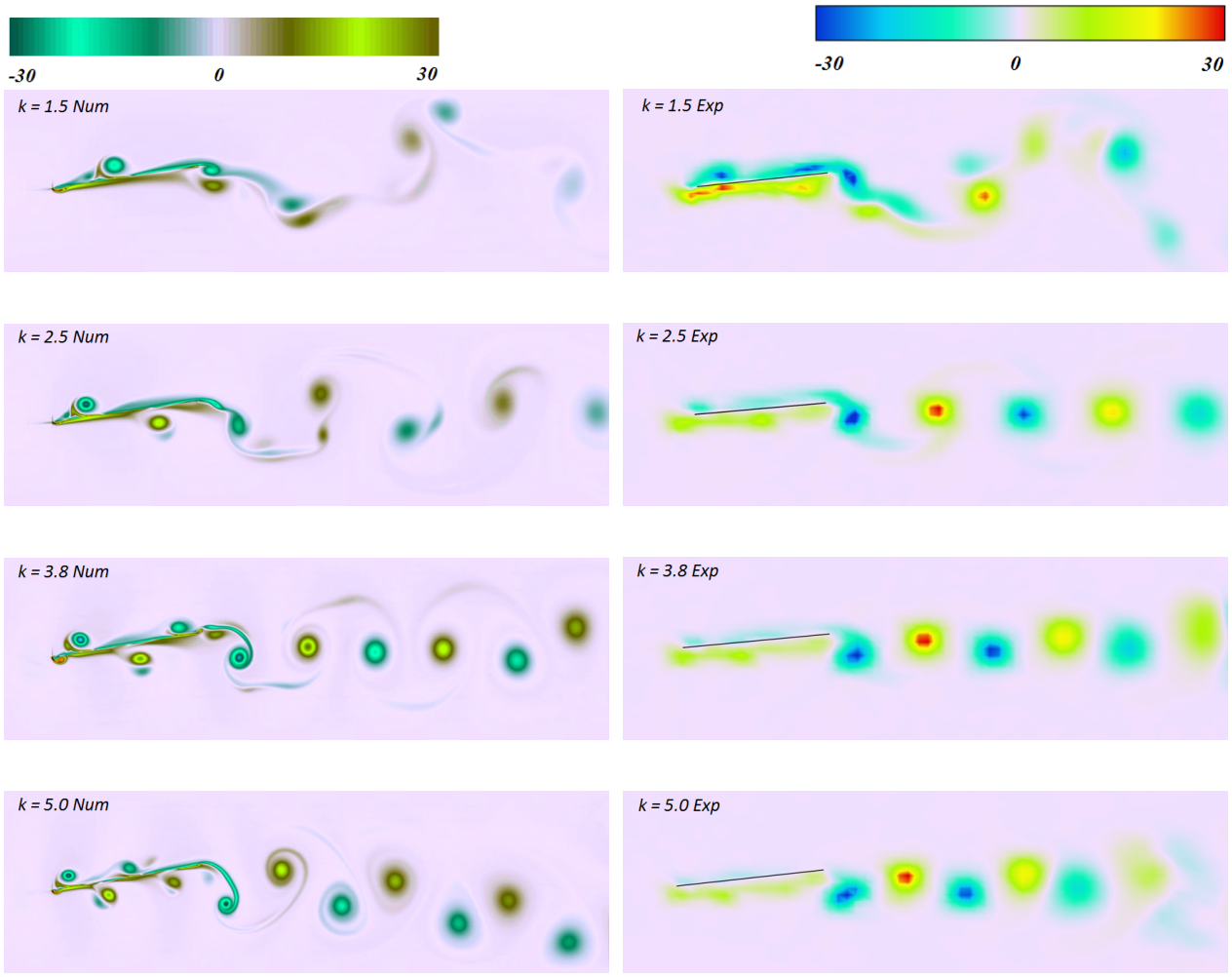


FIGURE 4.5 – Instantanés numériques (colonne de gauche) et moyennes de phase expérimentales (colonne de droite) des champs de vorticité autour de la plaque oscillante pour différentes fréquences réduites $k = 1.5, 2.5, 3.8$ et 5, pour un angle d'attaque de $-8°$.

4.3.2 Validation quantitative : Profils Urms et Poussée

Profils Urms

Pour une première comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques, nous considérons la quantité

$$U_{\mathrm{rms}}(y) \quad = \quad \sqrt{\left(\frac{< U(y)^2 >}{U_\infty^2}\right)} \tag{4.42}$$

(notons que cette définition de $U_{\mathrm{rms}}(y)$ diffère de ce qui est habituellement considéré comme la quantité quadratique moyenne pour les fluctuations de la vitesse). Les profils correspondants sont

représentés sur les figures 4.6 - 4.8, à différentes positions dans le sillage.

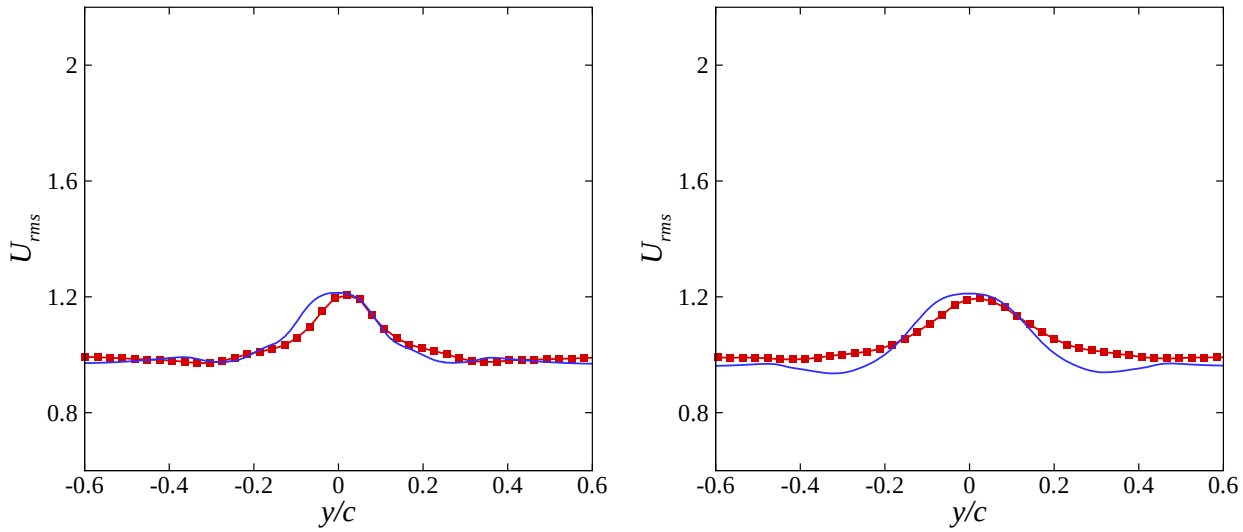


FIGURE 4.6 – Comparaison entre les profils U_{rms} expérimentaux(■) et numériques (—) dans le sillage $(x - x_t)/c = 0.5$ (gauche) et $(x - x_t)/c = 1$ (droite) (x_t = bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 2.5$.

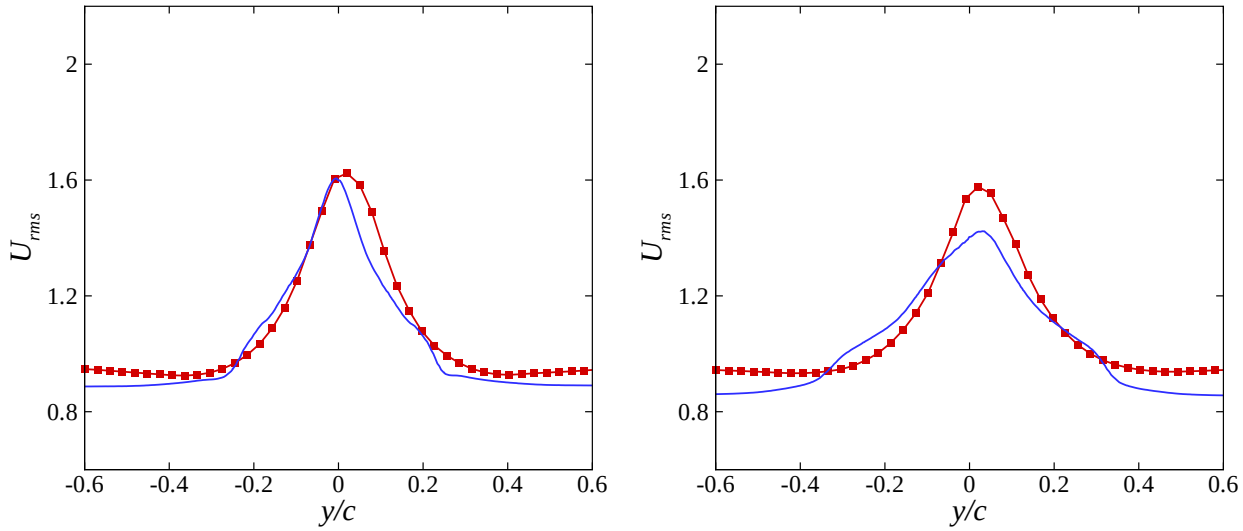


FIGURE 4.7 – Comparaison entre les profils U_{rms} expérimentaux (■) et numériques (—) dans le sillage $(x - x_t)/c = 0.5$ (gauche) et $(x - x_t)/c = 1$ (droite) (x_t = bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 3.8$.

Pour la fréquence réduite $k = 2.5$, la figure 4.6 indique des profils en forme de jet avec un excès de vitesse maximum (par rapport à la valeur adimensionnelle uniforme de 1) d'environ 0.2, aussi bien pour les résultats expérimentaux que numériques. Bien que la largeur du profil ainsi que le maximum

se comparent bien, le comportement en champ lointain dans l'expérience diffère de celui observé dans les résultats de simulation numérique. En effet, la profondeur du tunnel hydrodynamique est presque égale à 5 fois la corde de la plaque, tandis que le domaine de simulation numérique est plus confiné avec une limite supérieure et inférieure $\pm L_y/c$ avec $L_y/c = 2/3$. Comme on peut le voir sur la figure 4.6, le profil numérique de vitesse longitudinal tend ainsi vers une valeur légèrement inférieure à 1, tout en étant cohérent avec les conditions aux limites de type surface libre utilisées dans la simulation numérique (c'est-à-dire $\partial U/\partial y = 0, V = 0$ à $\pm L_y$), permettant une variation longitudinale en champ lointain pour la composante longitudinale de la vitesse. Cependant, on verra plus loin lors du bilan des forces, que le domaine, nécessairement fini, et les conditions aux limites utilisées n'affectent pas la dynamique fluide-structure proche de la paroi.

Le profil de type jet devient plus raide pour les fréquences réduites plus élevées, avec un excès de vitesse d'environ 0.6 pour $k = 3.8$, à un emplacement dans le sillage distant de $c/2$ du bord de fuite. Plus loin en aval dans le sillage (à une corde du bord de fuite) les profils expérimental et numérique se comparent cependant moins bien, ce qui est susceptible d'être attribué aux effets de confinement du domaine. Le résultat pour la fréquence réduite $k = 5$ la plus élevée est représenté sur la figure 4.7 et comme prévu, l'excès de vitesse augmente encore pour devenir approximativement 1.2. Maintenant le profil moyen obtenu numériquement présente une légère asymétrie, en concordance avec la rupture de symétrie observée dans le champ instantané de vorticité représenté sur la figure 4.5.

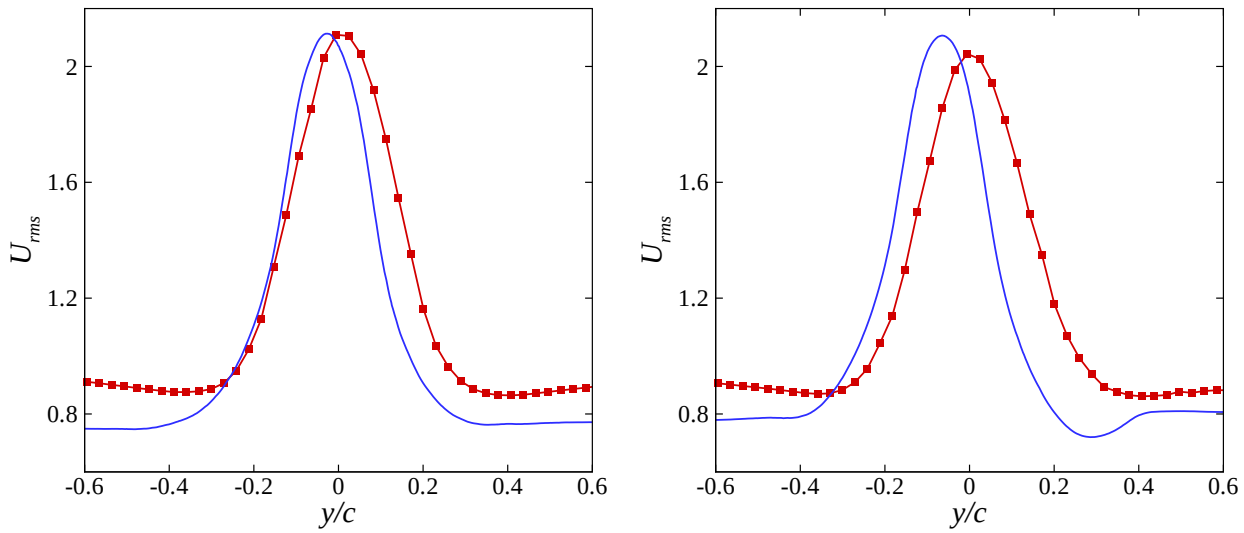


FIGURE 4.8 – Comparaison entre les profils U_{rms} expérimentaux(■) et numériques (—) dans le sillage $(x - x_t)/c = 0.5$ (gauche) et $(x - x_t)/c = 1$ (droite) (x_t = bord de fuite) de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 5$.

Coefficients de poussée

La formule de la force moyenne (4.35) est maintenant appliquée aux données, en intégrant les quantités de l'écoulement le long de différentes positions de sortie dans le sillage. Pour les résultats de la simulation numérique, l'entrée de l'écoulement (à $c/3$ du bord d'attaque de la plaque) a été choisie avec une vitesse uniforme adimensionnelle égale à 1. Les champs sont intégrés aux différentes positions dans le sillage, en considérant $\pm L = \pm L_y$ dans (4.35), le champ de pression pouvant également être directement extrait des données de simulation numérique. Dans l'expérience, l'entrée de l'écoulement a été prise à $3c$, le plus loin possible du bord d'attaque de la plaque, évitant ainsi toute perturbation de l'écoulement due au mouvement de tangage.

Les résultats numériques et expérimentaux sont comparés sur la figure 4.9, où les contributions de la vitesse et de la pression sont indiquées séparément ainsi que la somme des deux, c'est-à-dire le coefficient moyen de la force C_t. Les résultats sont présentés pour trois fréquences réduites $k = 2.5$, 3.8 et 5 et on voit que la contribution due à U_{rms} et celle associée à la pression, prises séparément, diffèrent en comparant les résultats numériques et expérimentaux. Comme il a déjà été mentionné, cela s'explique clairement par le fait que la configuration expérimentale et le domaine de simulation numérique diffèrent notamment par rapport aux distances entre la plaque et les limites de l'ensemble du dispositif, ce qui a pour résultat des conditions limites différentes rencontrées par le fluide.

La somme des deux contributions (donc C_t) pour les différentes positions dans le sillage à $0.4 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$ (x_t étant le bord de fuite) est cependant assez proche et donne une prédiction similaire de la traînée pour $k = 2.5$ ($C_t < 0$), alors qu'à $k = 3.8$ le coefficient C_t devient positif, ce qui signifie que la plaque produit de la poussée. Il est intéressant de noter que les valeurs C_t fournies par les résultats de la simulation numérique restent presque constantes tout au long du sillage, alors que les résultats expérimentaux varient légèrement autour de la prédiction numérique. Ceci peut être attribué à l'hypothèse utilisée pour la prédiction expérimentale de la pression, à savoir que la variation longitudinale de la composante normale de la vitesse est négligeable, ce qui est moins vrai près du bord de fuite. Aussi, plus en aval dans le sillage des effets tridimensionnels peuvent apparaître. La figure 4.9 est cependant une preuve évidente que la vitesse et la pression doivent être prises en compte pour retrouver une prédiction fiable de la force à l'aide du théorème intégral de quantité de mouvement, comme souligné également par [20] et [96]. Il est manifeste que différents domaines de volume de contrôle conduisent à des contributions de force partielles différentes, se combinant cependant en une force totale cohérente, tant que les limites géométriques dans l'expérience et la simulation numérique n'affectent pas la dynamique de l'écoulement autour de la plaque en tangage. Il est à souligner que l'apparition d'un écoulement moyen de type jet dans le

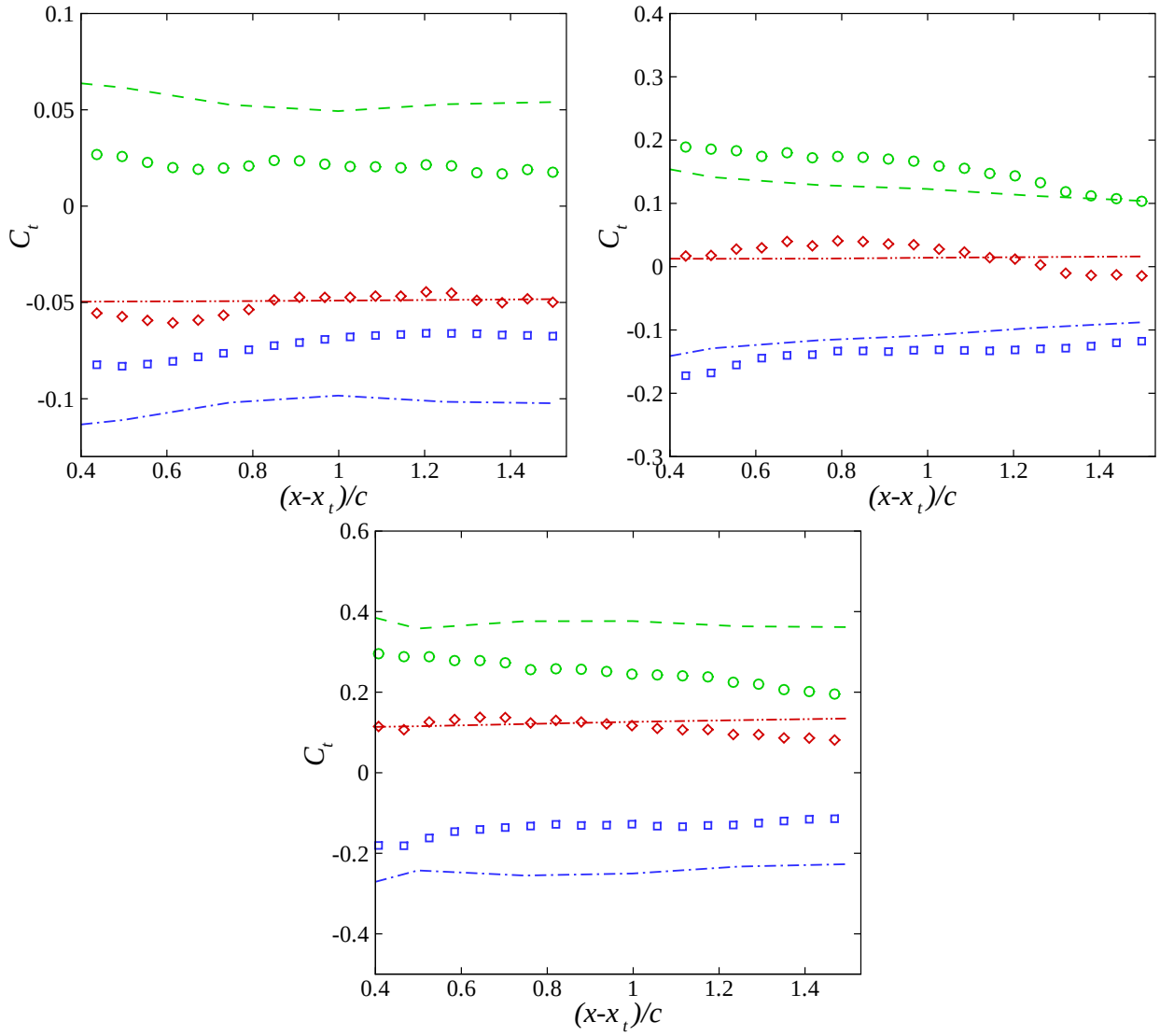


FIGURE 4.9 – Evolution du coefficient moyen de poussée expérimental et numérique dans le sillage ($0.4 \leq (x-x_t)/c \leq 1.5$, x_t = bord de fuite) pour les fréquences reduites $k = 2.5$ (haut à gauche), $k = 3.8$ (haut à droite) et $k = 5$ (bas). Symboles (résultats expérimentaux), lignes (résultats numériques) : $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$ (○, - - - -) ; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$ (□, -.-.-) ; total force C_t (◇, -..-..).

sillage n'est pas suffisant pour conclure à une poussée. En effet, le profil U_{rms} à la fréquence réduite $k = 2.5$, illustré à la figure 4.6, présente un (léger) excès de vitesse, même si la plaque subit une traînée ($C_t < 0$).

Les résultats des simulations numériques ont l'avantage de fournir un accès direct aux forces le long de la plaque, en calculant les termes du tenseur de contrainte le long de la plaque et en particulier la composante selon x

$$\Sigma_x \quad = \quad n_x \left(-P + 2\mu \frac{\partial U}{\partial x} \right) + n_y \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \tag{4.43}$$

qui se décompose en une partie de pression et une contribution visqueuse, n_x, n_y étant les composantes du vecteur (unité) normal le long de la plaque en tangage dans le système de coordonnées fixes (x, y) et μ la viscosité. La moyenne temporelle de la contrainte adimensionnée $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ a été calculée (avec $\sigma_x =< \Sigma_x >$) le long de la plaque pour les différentes fréquences réduites considérées. La contribution de la pression et la contribution visqueuse, ainsi que la somme, sont représentées sur la figure 4.10, pour les fréquences $k = 2.5$, $k = 3.8$ et $k = 5$, le long de la face supérieure de la plaque. Les courbes sont tracées en omettant le très proche voisinage des bords d'attaque et de fuite de la plaque, qui sont des points singuliers pour la configuration considérée (le traitement numérique de cette singularité par la méthode de décomposition ayant été brièvement expliqué à la section consacrée à la simulation numérique).

Il est intéressant de noter que la contrainte visqueuse se comporte différemment pour la haute fréquence $k = 5$, présentant deux pics positifs, l'un près du bord d'attaque et l'autre au milieu de la plaque, synonymes d'une petite zone de couche limite séparée sur la plaque, étant donné que le terme principal (adimensionnel) de la contrainte visqueuse sur le fluide est $-\mu \partial U/\partial y$. Les forces le long de la plaque sont équivalentes sur les faces supérieure et inférieure, en l'absence d'asymétries. Ceci est confirmé par la figure 4.11, pour la fréquence réduite $k = 3.8$ où les courbes $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ le long des deux faces se superposent. Cependant, pour la haute fréquence $k = 5$, les résultats diffèrent légèrement entre la face supérieure et inférieure, ce qui est à nouveau l'empreinte de l'asymétrie déjà observée sur les figures 4.5 et 4.8. On peut cependant déduire des courbes que les forces intégrales sur les deux faces de la plaque sont proches l'une de l'autre et que l'asymétrie ne produit donc pas de portance significative sur la plaque. La figure 4.12 résume la distribution de force le long de la plaque pour différentes fréquences réduites, allant de $k = 1.5$ à $k = 5$. On voit que pour k plus grand que 3, les courbes présentent un minimum local pour $(x - x_l)/c$ entre 1/4 et 1/3, qui est proche du centre de rotation. Ceci montre bien évidemment l'influence de l'emplacement du point pivot du tangage sur la distribution de force, qui a été étudiée par exemple dans [110].

Les contraintes ont été intégrées le long des faces de la plaque pour les différentes fréquences réduites, afin de remonter au coefficient de force

$$C_t \quad = \quad \frac{1}{c\rho U_\infty^2} \oint \sigma_x \, ds. \tag{4.44}$$

Une méthode de trapèze simple a été utilisée sans traitement particulier près les bords (singuliers)

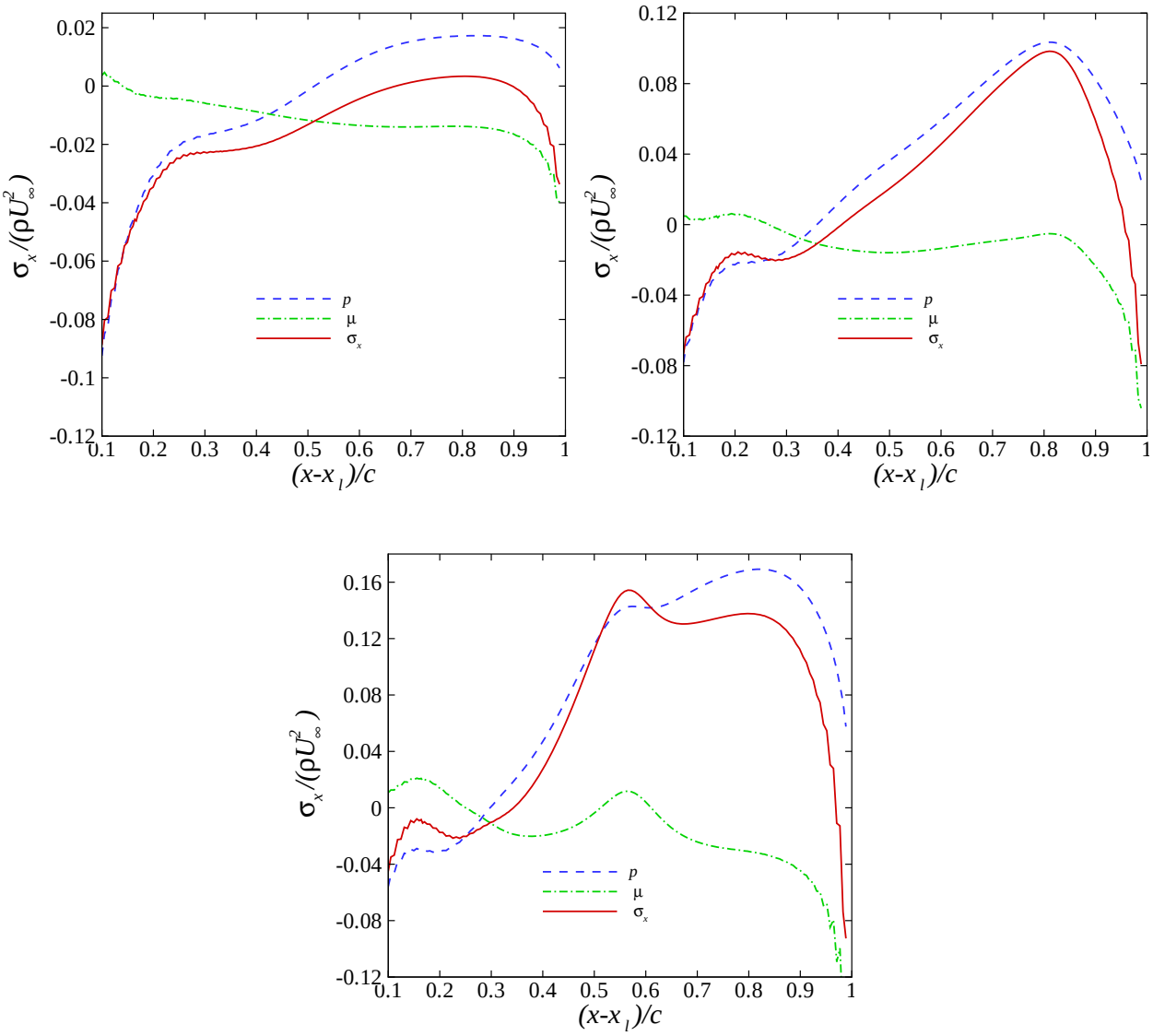


FIGURE 4.10 – Contrainte visqueuse adimensionnelle numérique μ (-·-·-), pression p (- - - -) et la somme σ_x (——) le long de la face supérieure de la plaque $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = bord d'attaque) pour les fréquences réduites $k = 2.5$ (haut à gauche), $k = 3.8$ (haut à droite) et $k = 5$ (bas).

d'attaque et fuite (sauf le fait d'omettre les points singuliers). Ces valeurs sont comparées sur la figure 4.13 avec celles obtenues par l'analyse intégrale de la quantité de mouvement et on observe qu'elles se superposent en effet, hormis la valeur à $k = 5$ où elles commencent à diverger. Il convient ici de faire remarquer à nouveau, que le choix de la limite de sortie pour l'application du théorème intégral de quantité de mouvement est susceptible d'influer sur les résultats, en particulier dans l'expérience. De plus, dans la simulation numérique à haute fréquence $k = 5$, les conditions aux limites imposées ont assurément une certaine influence sur la dynamique du sillage, compte tenu de la trajectoire asymétrique de l'allée tourbillonnaire vers la frontière de sortie (cf. figure 4.5). De la figure 4.13 on peut cependant clairement conclure, que la transition de la traînée vers la poussée

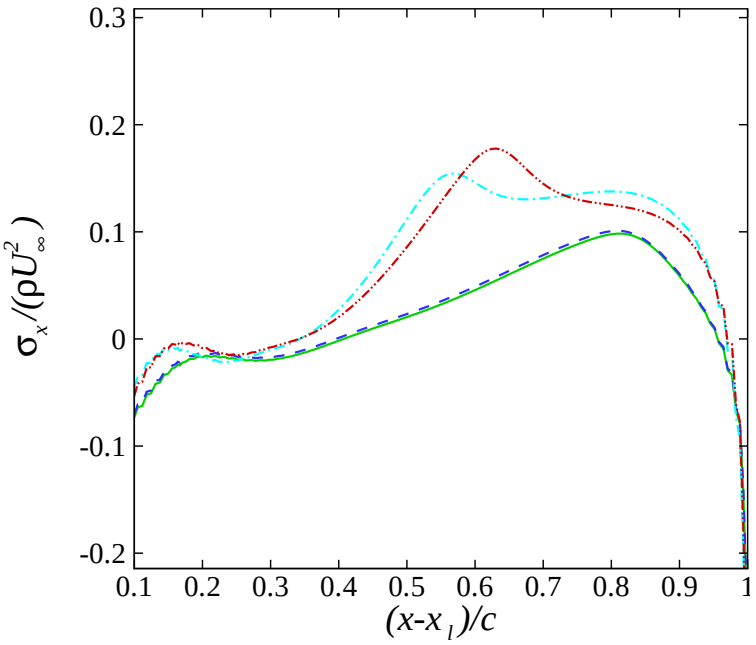


FIGURE 4.11 – Contrainte moyenne numérique $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ le long des deux faces de la plaque $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = bord d'attaque). Fréquence réduite $k = 3.8$: face supérieure (——), face inférieure (– – –) ; $k = 5$: face supérieure (–·–·–), face inférieure (–··–··–).

apparaît à $k \approx 3.4$. Aussi, aux faibles fréquences ($1.5 \leq k \leq 2.5$), le coefficient de traînée ne varie que légèrement, la traînée visqueuse étant alors importante pour la plaque considérée avec une traînée

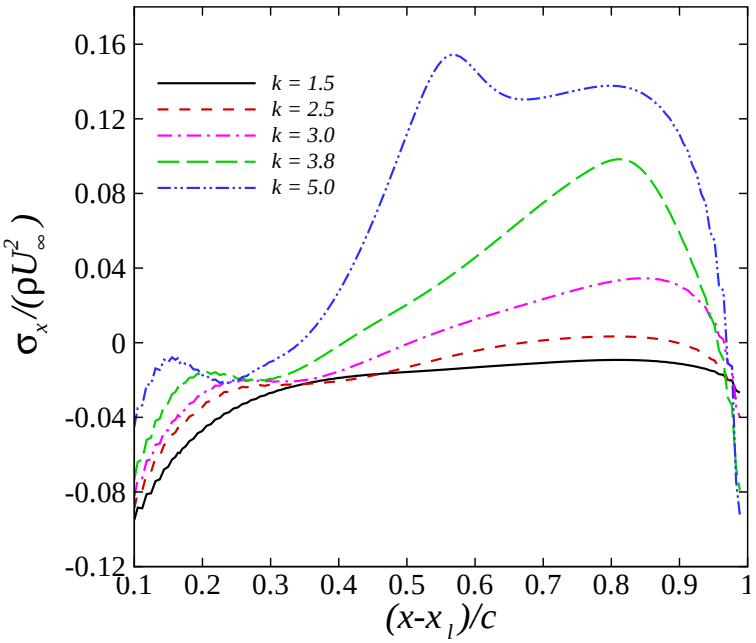


FIGURE 4.12 – Contrainte moyenne numérique le long de la face supérieure de la plaque $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = bord d'attaque) pour différentes fréquences réduites k.

de forme très faible, alors que pour les fréquences plus élevées, les courbes C_t augmentent presque linéairement.

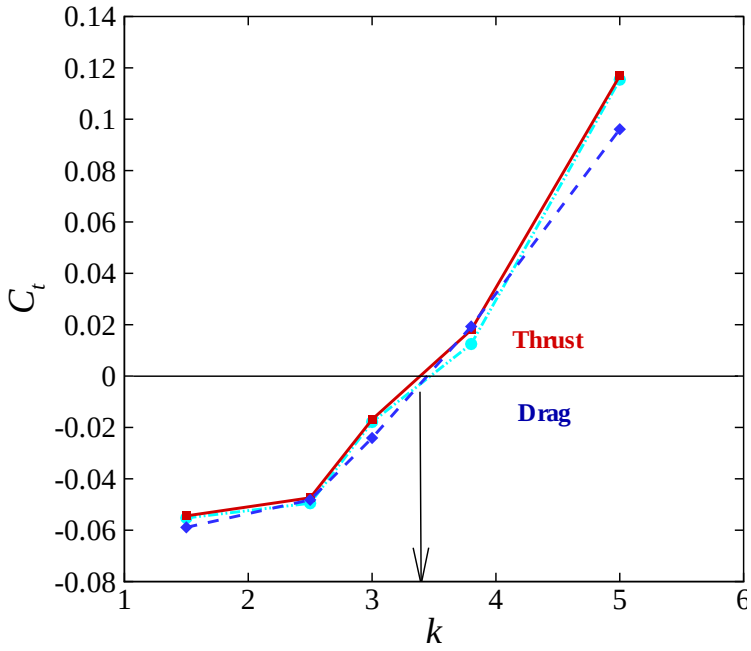


FIGURE 4.13 – Evolution du coefficient moyen de poussée en fonction de la fréquence réduite k. Equation intégrale de la quantité de mouvement (la limite aval dans le sillage est prise à une corde du bord de fuite), résultats expérimentaux (■), résultats numériques (●). Forces intégrées le long de la plaque (♦).

Résumons ici quelques résultats numériques, principalement sur la discrétisation du domaine. Ces résultats de calculs sont obtenus sous leur forme brute à l'IRPHE, puis nous les récupérons et les traitons.

Rappelons (cf. la procédure de résolution Section 4.1), que toutes les simulations ont été effectuées pour un domaine de calcul tel que $0 \leq x \leq 4c$, $-2c/3 \leq y \leq 2c/3$ et dans la direction périodique selon l'envergure $-c/12 \leq z \leq c/12$; le domaine étant divisé en 250 sous-domaines (avec $ndx = 25$, $ndy = 10$, $ndz = 1$). La procédure de résolution numérique multi-domaine utilisée est conçue pour un écoulement tridimensionnel, avec dans chaque sous-domaine un maillage de $30 \times 30 \times 30 \times 30$ qui a été choisi comme option optimisée en ce qui concerne les différences finies compactes du huitième ordre et les solveurs itératifs utilisés dans l'environnement de calcul (cf. Section 4.1). Pour le champ d'écoulement tridimensionnel, la dynamique quasi bidimensionnelle à l'étude est récupérée en imposant une petite largeur dans la direction périodique z de l'envergure. Afin de vérifier la

dépendance du maillage, des calculs supplémentaires ont été effectués pour la même géométrie globale en (x,y), mais en considérant cette fois un maillage de $30 \times 30 \times 10$ dans chaque sous-domaine, avec seulement 10 points en z, une limite inférieure étant imposée pour les différences finies compactes du huitième ordre. Signalons que la largeur dans le sens de l'envergure a été adaptée en conséquence. Un maillage beaucoup plus grossier, avec 104 sous-domaines ($ndx = 13$, $ndy = 8$, $ndz = 1$), que celui utilisé pour les calculs discutés tout au long de la validation et comparaison a été considéré, ainsi qu'un maillage plus fin avec 456 sous-domaines ($ndx = 38$, $ndy = 12$, $ndz = 1$). Les calculs ont été effectués pour la fréquence réduite $k = 3.8$, qui devrait se situer légèrement au-dessus du seuil de transition entre la traînée et la poussée. En effectuant des marches temporelles jusqu'à l'obtention d'un régime d'écoulement strictement périodique, le terme adimensionnel du tenseur de contrainte instantanée $\Sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ a été calculé pour la position de la plaque correspondante à un angle d'attaque égal à -10°. Le résultat pour les trois niveaux de discrétisation est indiqué sur la figure 4.14 (à droite). Alors que les courbes des sous-domaines 104 et 250 coïncident presque, la

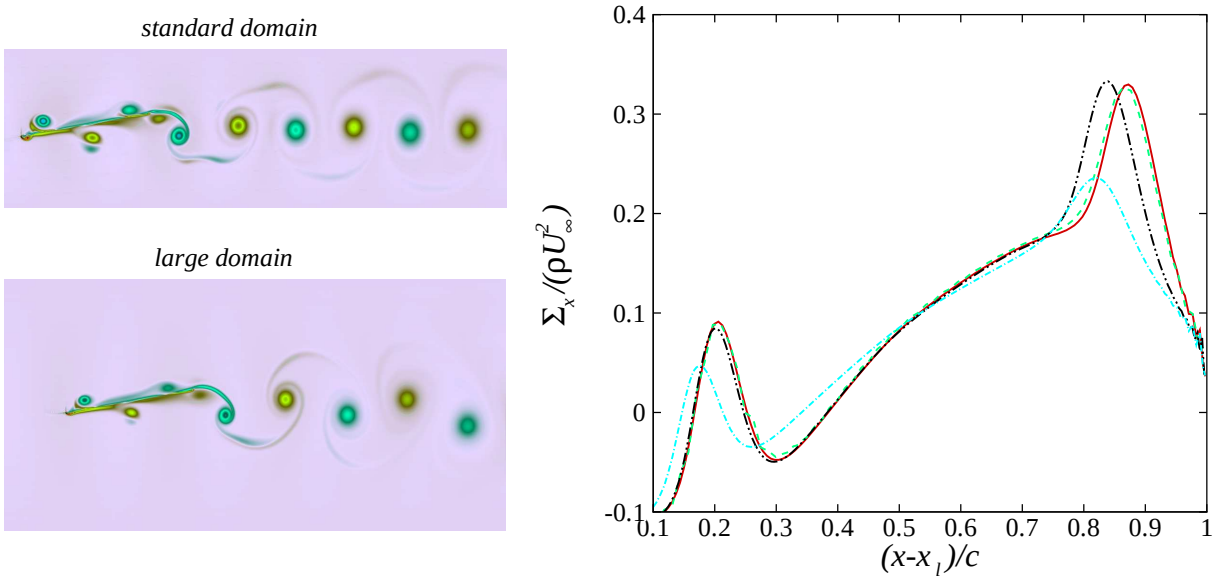


FIGURE 4.14 – Gauche : Champs de vorticité numérique instantanée ω_z autour de la plaque oscillante à la fréquence réduite $k = 3.8$ pour le domaine standard (haut) et le domaine plus large (bas) pour un AOA de $-10°$. Droite : Terme adimensionnel du tenseur de contrainte instantanée le long de la face supérieure de la plaque $0 \leq (x - x_l)/c \leq 1$ (x_l = bord d'attaque) au même instant. Résultats du domaine standard avec différents niveaux de partition de domaine : 104 sous-domaines (- - - -), 250 sous-domaines (——), 456 subdomains (-.-.-.). Résultat du domaine large (-.-.-).

courbe du maillage le plus fin présente un léger décalage au deuxième pic, avec toutefois la même amplitude de pic. L'explication pourrait être qu'à l'arrière de la plaque, la convergence est difficile à être atteinte, en raison du bord de fuite singulier. Cette comparaison indique cependant que les

résultats de simulation numérique (avec $ndx = 25$, $ndy = 10$, $ndz = 1$) utilisés pour la comparaison avec les mesures expérimentales sont fiables en ce qui concerne la discrétisation spatiale.

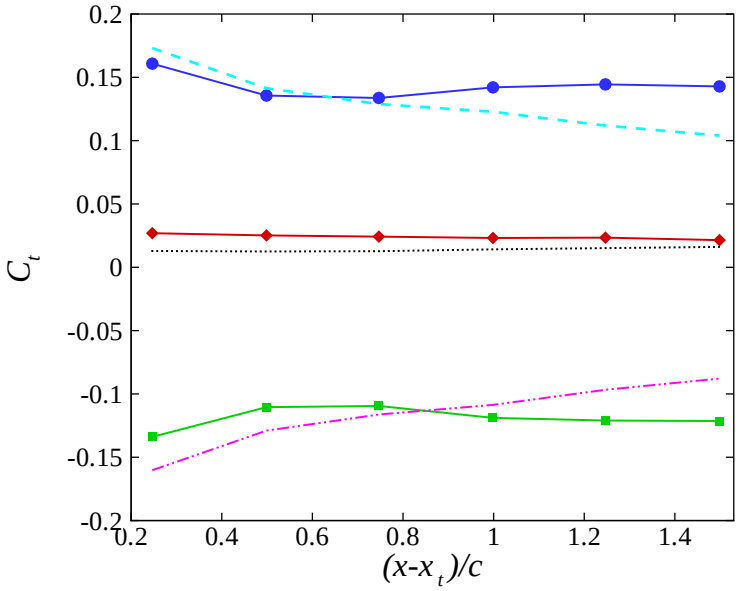


FIGURE 4.15 – Coefficients numériques moyens de poussée dans le sillage $0.2 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$ (x_t = bord de fuite), pour la fréquence réduite $k = 3.8$, en considérant le domaine standard et le grand domaine. Symboles (grand domaine), lignes (domaine standard) : $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$ (●, - - - -) ; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$ (■, -.-.-.) ; force totale C_t (♦, ...).

Comme déjà mentionné précédemment, la géométrie globale et en particulier les limites supérieure et inférieure sont susceptibles d'affecter les résultats de l'écoulement. pour traiter dans un calcul supplémentaire cette influence, le cas d'un écoulement avec la fréquence réduite $k = 3.8$ a de nouveau été considéré. Un domaine de calcul plus grand en hauteur, avec les limites supérieure et inférieure à $\pm L_y = \pm c$, a été choisi, la longueur et la largeur du domaine étant inchangées. Tout en conservant la même résolution que pour le calcul discuté jusqu'à présent, le domaine d'écoulement est maintenant divisé en 400 sous-domaines ($ndx = 25$, $ndy = 16$, $ndz = 1$ avec un maillage de 30 × 30 × 30 par sous-domaine). De plus, dans cette simulation, la distance entre la limite d'entrée $x = 0$ du domaine de calcul et le bord d'attaque de la plaque est le double (c'est-à-dire $2c/3$) de ce qui a été utilisé dans les simulations discutées jusqu'à présent. La figure 4.14 présente le champ de vorticité instantanée ω_z (pour l'AOA de -10°) du plus grand domaine en comparaison avec le domaine standard qui a été utilisé tout au long des comparaisons. Le terme adimensionnel du tenseur de contrainte instantanée est également tracé et superposé aux résultats obtenus avec le domaine plus petit (standard). On observe que cette quantité évolue de façon similaire le long de la plaque,

avec toutefois deux pics moins prononcés près du bord d'attaque et du bord de fuite, ce qui illustre l'influence des limites numériques du domaine d'écoulement sur le champ instantané.

Pour le grand domaine, la force moyenne adimensionnelle telle que prévue par l'utilisation de l'équation de quantité de mouvement sous forme intégrale (4.35) a été calculée et comparée au résultat avec le domaine plus petit discuté ci-dessus. La comparaison est illustrée à la figure 4.15. Les valeurs de Ct prédites par le grand domaine sont un peu plus élevées que le résultat pour le domaine plus petit, les courbes présentant un petit gradient et s'approchant l'une de l'autre plus loin en aval dans le sillage. Il est intéressant de noter que le résultat expérimental illustré à la figure 4.9 (pour $k = 3.8$) prédit également un coefficient moyen de force légèrement plus élevé dans la zone de sillage la plus proche de la plaque. La prédiction numérique de la poussée est donc cohérente avec l'expérience, malgré un certain effet dû à la taille du domaine numérique considéré.

4.4 Discussion finale sur l'étude comparative

Le but de la présente étude expérimentale et numérique était de revoir les problématiques associées aux mesures de la force pour des foils en battement en considérant une géométrie idéale, évitant autant que possible la traînée de forme par utilisation d'une plaque très mince dans l'expérience, une plaque d'épaisseur infinitésimale étant modélisée dans la simulation numérique. Les mêmes conditions d'écoulement pouvant être choisies dans l'approche expérimentale et numérique, avec une dynamique quasi bidimensionnelle, étant donné le grand rapport d'aspect (l'envergure par rapport à la corde) dans l'expérience, et une périodicité suivant l'envergure suffisamment petite dans la simulation numérique pour supprimer les effets tridimensionnels. Dans les détails, les résultats de calculs menés à l'IRPHE sont récupérés, traités puis comparés aux résultats expérimentaux obtenus à l'IRENav.

Alors que dans la procédure de résolution numérique utilisée ici la distribution de la force est directement accessible le long de la plaque, la région d'écoulement près de la plaque étant hautement résolue, les forces ne peuvent être déterminées qu'indirectement dans l'expérience par l'utilisation classique du théorème intégral de quantité de mouvement. Il a été souligné une fois de plus, que cette analyse indirecte de la force moyenne n'est fiable que si, en plus du profil de vitesse moyenne, on tient compte des quantités quadratiques moyennes des fluctuations de vitesse et de la variation de pression. Tirant profit de la faible variation de la vitesse normale attendue en amont et en aval des bords de la plaque, la variation moyenne de la pression peut être estimée dans l'expérience en intégrant l'équation de la quantité de mouvement selon y, en prenant soin de choisir les bornes d'intégration suffisamment loin des bords d'attaque et de fuite (en veillant cependant d'éviter les

effets tridimensionnelles loin dans le sillage). Même si les conditions aux limites sont différentes dans l'expérience et la simulation, engendrant différentes contributions de forces partielles, la traînée ou la poussée totale peut être systématiquement prédite, en comparant les données expérimentales et les résultats numériques. En particulier, une fréquence critique fiable pour le début de la production de poussée a été déterminée pour le présent exemple d'une plaque en tangage à une amplitude maximale de 10° dans un écoulement à 0.05 m/s. La perte de symétrie dans le sillage inversé de von Kármán, qui a été par exemple reporté en [44], apparaît également à hautes fréquences dans notre étude, et ce début d'asymétrie est ensuite retrouvé dans le calcul de la répartition des contraintes le long des faces de la plaque.

Cette formulation de l'effort de poussée, ainsi validée par la simulation numérique va donc être utilisée pour déterminer, sous différentes configurations expérimentales de battement et différentes vitesses d'écoulement, la force réelle que le profil 2D imprime au fluide. On parviendra ainsi à quantifier (pour chaque configuration de battement expérimentée) la transition de manière précise et fiables d'un régime de traînée vers une éventuelle production de poussée.

4.5 Etude paramétrique

Ainsi qu'il apparaît dans la formulation du coefficient de poussée à partir du théorème intégrale de quantité de mouvement, le choix de la région de sillage se révèle très important pour une bonne estimation de l'effort imprimé aux fluide par le profil. Dans la zone de sillage à considérer, les structures de l'écoulement doivent s'être complètement formées et les effets tridimensionnels en champ lointain absents. De ce fait, le choix de la région de sillage sera plus proche du bord de fuite du profil, à haute fréquence de battement où les structures se développent rapidement en sillage proche, qu'à basse fréquence de battement où les structures se forment complètement à une certaine distance du bord de fuite du profil. L'évolution du coefficient moyen de poussée est par exemple illustrée dans la région de sillage adéquate sur la figure 4.16 pour une faible fréquence $f = 0.4$ Hz et une haute fréquence $f = 1.6$ Hz de battement, la vitesse et l'amplitude de battement étant fixées respectivement à $U_\infty = 0.03$ m/s et $\Delta\alpha = 10°$ dans ce cas. Les champs moyens de vitesse longitudinale u correspondants à ces deux configurations de battement y sont également présentés. La position du bord de fuite de la plaque correspond à $x/c = 1.4$. A faible fréquence on observe une zone de sillage proche immédiatement en aval de la plaque $1.5 \leq x/c \leq 2.5$ marquée par un important déficit de vitesse. C'est dans cette zone que les structures sont formées tout en étant advectées par l'écoulement. Le choix de la région de sillage (sur une corde) pour l'estimation de l'effort se fait au delà de cette première zone $3 \leq x/c \leq 4$ tout en s'assurant d'éviter les effets tridimensionnels qui peuvent apparaitre plus loin dans le sillage. Contrairement à la faible fréquence, la région de

sillage idéale pour estimer l'effort à haute fréquence de battement est la région de sillage proche $1.5 \leq x/c \leq 2.5$. Ainsi qu'on l'observe sur le champ moyen de vitesse correspondant de la figure 4.16, l'intensité du jet produit à haute fréquence est plus importante dans cette région. Les structures de l'écoulement s'y forment et développent rapidement avant leur advection. Par contre au delà de cette région on observe déjà une forte atténuation de l'intensité du jet et l'apparition des effets tridimensionnels. Ces deux régions de sillage à faible ($3 \leq x/c \leq 4$) et haute ($1.5 \leq x/c \leq 2.5$) fréquence seront considérées pour décrire l'évolution du coefficient moyen de poussée dans cette étude paramétrique. Ainsi pour les deux configurations mentionnés précédemment, le battement à

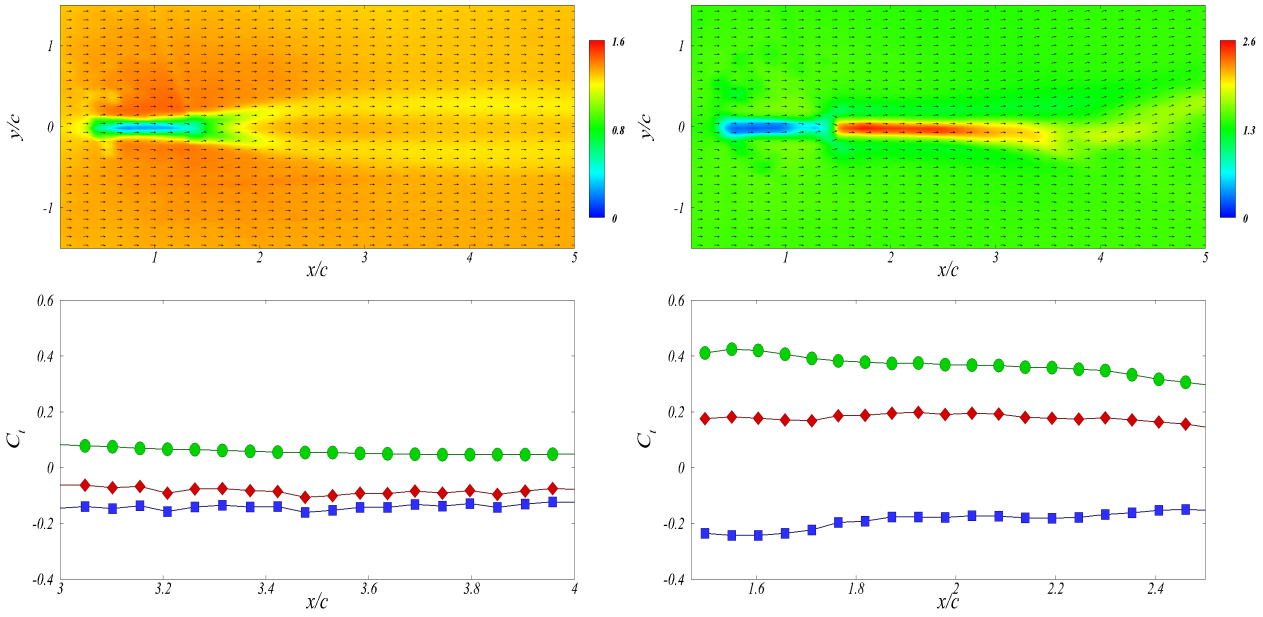


FIGURE 4.16 – Champ moyen de vitesse longitudinale u (haut) et coefficient moyen de poussée C_t (bas) correspondant dans le sillage $3 \leq x/c \leq 4$ pour une fréquence $f = 0.4$ Hz (gauche) et $1.5 \leq x/c \leq 2.5$ pour une fréquence $f = 1.6$ Hz (droite). La position du bord de fuite correspond à $x/c = 1.4$. $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$ (●) ; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$ (■) ; C_t total (♦). La vitesse d'entrée de l'écoulement et l'amplitude de battement sont fixées respectivement à $U_\infty = 0.03$ m/s et $\Delta\alpha = 10°$.

faible fréquence ($f = 0.4$ Hz) produit une force de traînée $C_t < 0$ en accord avec le champ de vitesse déficitaire dans le sillage, tandis que, le battement à haute fréquence ($f = 1.6$ Hz) produit une force de poussée $C_t > 0$ en accord avec le puissant jet créé dans le sillage de la plaque qui contrecarre tous les effets résistifs et notamment ceux de la pression.

4.5.1 Effet de l'amplitude maximale d'oscillation

Les deux principales amplitudes de battement ayant servi pour illustrer les structures de l'écoulement au chapitre précédent vont être considérées dans cette première étude paramétrique. On pourra ainsi être capable de faire le lien entre la structure de l'écoulement, son organisation et l'effort qui

lui est imprimé par la structure (la plaque) en mouvement. Les amplitudes de battement valent donc $\Delta\alpha = 10°$ et $\Delta\alpha = 15°$, avec une vitesse d'entrée de l'écoulement fixée dans un premier temps à la valeur minimale $U_\infty = 0.02$ m/s. Les figures 4.17 et 4.18 présentent l'évolution du coefficient moyen de poussée dans le sillage pour ces deux amplitudes de battement à différentes fréquences f allant de 0.4 Hz à 1.8 Hz. Les différentes contributions de vitesse et pression ainsi que leur somme y sont indiquées. Comme on peut l'observer sur ces figures, en fonction de la fréquence d'oscillation de la plaque, la région de sillage propice pour inférer l'effort de traînée ou de poussée est considérée. Il apparait ainsi que pour une amplitude maximale $\Delta\alpha = 10°$, la transition entre faible et forte fréquence de battement s'effectue entre 1.2 Hz et 1.4 Hz, où la région de sillage considérée pour l'évaluation de l'effort passe de $3 \leq x/c \leq 4$ à $1.5 \leq x/c \leq 2.5$. Par contre, cette transition à lieu entre 0.8 Hz et 1.2 Hz pour une amplitude maximale de battement $\Delta\alpha = 15°$. Si on s'intéresse précisément à l'évolution du coefficient moyen de poussée, on s'aperçoit très facilement que la transition d'un régime de traînée (marqué par un coefficient moyen de poussée négatif) à un régime de poussée (marqué par un coefficient moyen de poussée positif) s'effectue plus rapidement à haute amplitude ($\Delta\alpha = 15°$) qu'à basse amplitude ($\Delta\alpha = 10°$) de battement. Sur la figure 4.17, on observe qu'à la fréquence $f = 0.8$ Hz, tandis que pour une amplitude de battement $\Delta\alpha = 10°$ le coefficient moyen de poussée reste négatif dans le sillage, il est presque toujours nul, synonyme de transition, pour une amplitude de battement $\Delta\alpha = 15°$. C'est en augmentant la fréquence à $f = 1.2$ Hz que la transition s'effectue pour l'amplitude de battement $\Delta\alpha = 10°$, vue que le coefficient moyen de poussée correspondant varie très légèrement autour de zéro. A cette même fréquence, le coefficient moyen de poussée est très nettement supérieur à zéro pour l'amplitude de battement $\Delta\alpha = 15°$, la transition étant déjà largement dépassée, on est ainsi en présence d'un régime de poussée pleinement développé. En augmentant davantage la fréquence de battement du profil, ce surplus de poussée à haute amplitude demeure comparativement à la basse amplitude de battement. On peut aisément s'en rendre compte à partir des observations de la figure 4.18. Il est bien vrai que dès l'application d'une fréquence d'oscillation de $f = 1.4$ Hz, on se trouve en présence d'un régime de poussée pour les deux amplitudes de battement. L'effort de poussée imprimé au fluide est cependant plus important pour la plus grande amplitude à fréquence de battement identique. Ainsi, pour la fréquence $f = 1.4$ Hz, alors qu'avec une amplitude $\Delta\alpha = 10°$ ($St_A \simeq 0.649$) on entre tout juste dans le régime propulsif avec une valeur médiane du coefficient moyen de poussée dans le sillage autour de 0.046, le régime propulsif est pleinement développé à l'amplitude $\Delta\alpha = 15°$ ($St_A \simeq 0.649$) avec 0.46 (dix fois plus par rapport à l'amplitude $\Delta\alpha = 10°$) pour valeur médiane du coefficient moyen de poussée dans le sillage. La tendance demeure la même en passant à une fréquence $f = 1.6$ Hz. La valeur médiane du coefficient moyen de poussée est respectivement de 0.83 et 0.096 pour 15° ($St_A \simeq 1.104$) et 10° ($St_A \simeq 0.741$) d'amplitudes de battement. Là encore on s'aperçoit de l'énorme gap sur l'effort mis en évidence par ce paramètre. La fréquence de battement $f = 1.8$ Hz ne vient que confirmer les

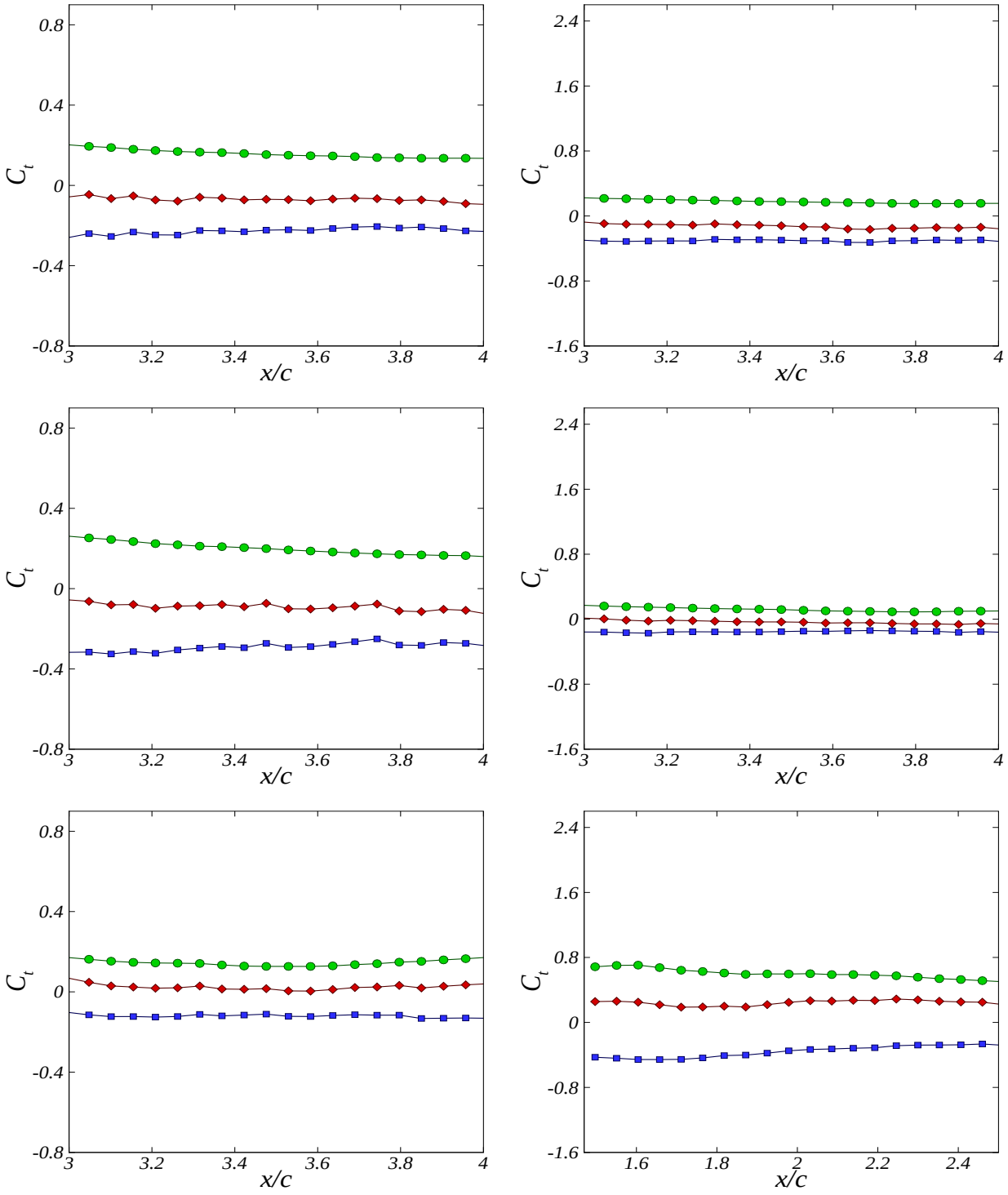


FIGURE 4.17 – Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une amplitude de battement de 10° (colonne de gauche) et 15° (colonne de droite) et une fréquence $f = 0.4$ Hz (haut), $f = 0.8$ Hz (milieu) et $f = 1.2$ Hz (bas). La vitesse d'entrée de l'écoulement est fixée à $U_\infty = 0.02$ m/s et $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$ (●) ; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$ (■) ; C_t total (♦).

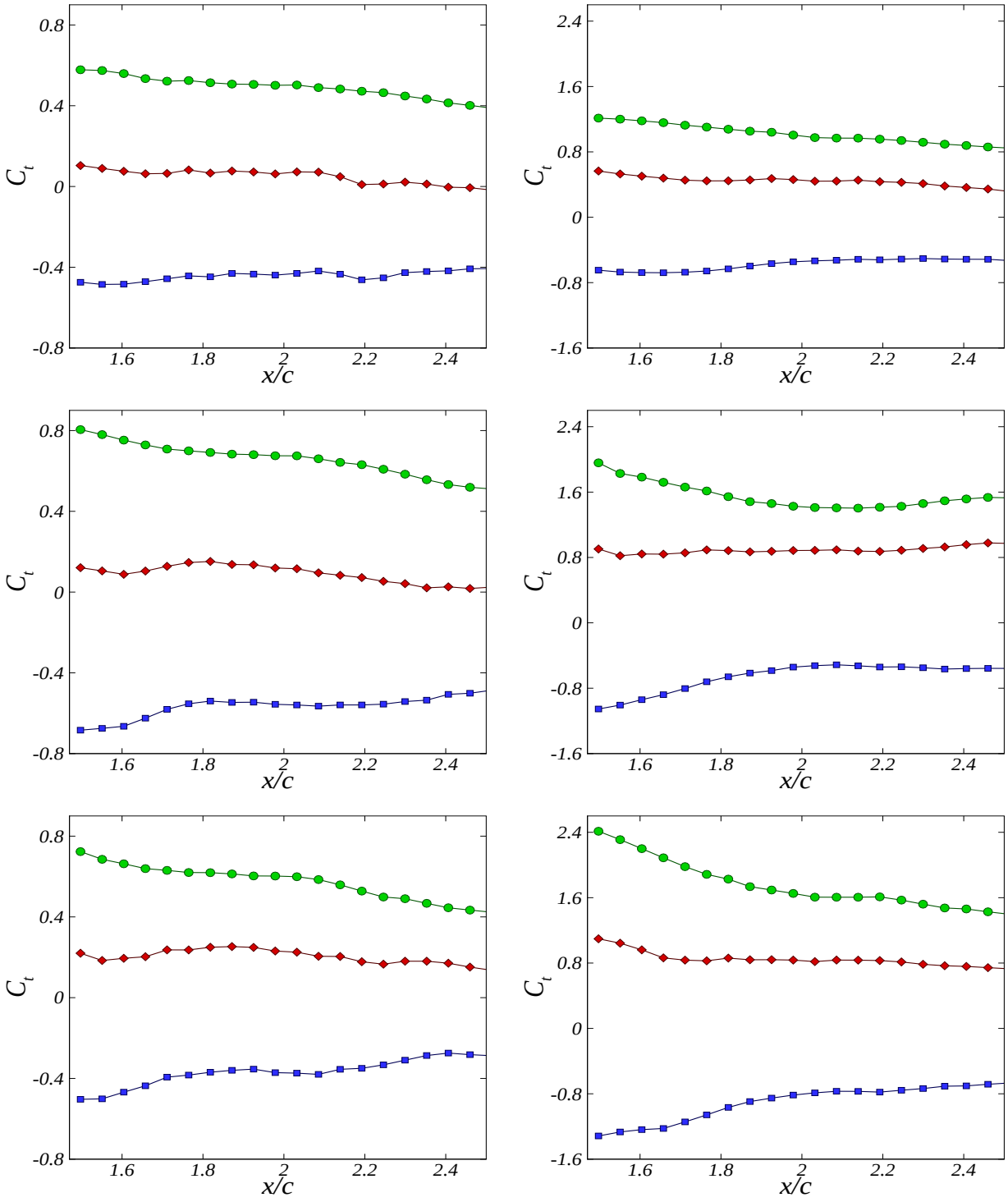


FIGURE 4.18 – Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une amplitude de battement de 10° (colonne de gauche) et 15° (colonne de[] droite) et une fréquence $f = 1.4$ Hz (haut), $f = 1.6$ Hz (milieu) et $f = 1.8$ Hz (bas). La vitesse d'entrée de l'écoulement est fixée à $U_\infty = 0.02$ m/s et $< U^2_{\text{out}} > - < U^2_{\text{in}} >$ (●) ; $< P_{\text{out}} > - < P_{\text{in}} >$ (■) ; C_t total (♦).

constatations faites précédemment. La valeur médiane du coefficient moyen de poussée est autour de 0.84 pour amplitude de 15° ($St_A \simeq 1.242$) contre environ 0.20 à 10° ($St_A \simeq 0.833$) d'amplitude. Il en ressort, en définitive, de cette première étude paramétrique qu'une plus grande amplitude de battement participe de façon considérable à la production de poussée. C'est peut-être là que réside l'explication, quant aux larges amplitudes de battement des nageoires caudales que l'on observe chez certaines espèces aquatiques lors de leur propulsion.

4.5.2 Effet de la vitesse d'écoulement

L'influence de la vitesse d'entrée de l'écoulement U_∞, et donc indirectement du nombre de Reynolds Re grâce à la relation $Re = cU_\infty/\nu$, sur l'apparition du régime propulsif a été étudiée à partir de cinq valeurs de la vitesse d'entrée de l'écoulement. Il s'agit de $U_\infty = 0.02$, 0.03, 0.055, 0.8 et 0.2 m/s. Les résultats correspondants à la vitesse minimale d'écoulement $U_\infty = 0.02$ m/s sont présentés en détail en section 4.5.1 pour les deux amplitudes $\Delta\alpha = 10°$ et 15° et différentes fréquences de battement comprises entre 0.4 et 1.8 Hz. On s'en tiendra à présenter dans cette section, uniquement les évolutions des coefficients moyens de poussée dans le sillage de deux fréquences aux deux amplitudes de battement pour les quatre autres valeurs de la vitesse d'entrée de l'écoulement, par souci de concision. Nous avons retenu deux fréquences typiques correspondantes au battement à faible et forte fréquence. Les coefficients moyens de poussée sont présentés dans le sillage pour la faible fréquence $f = 0.5$ Hz sur la figure 4.19 et la haute fréquence $f = 1.8$ Hz sur la figure 4.20. On s'aperçoit qu'à cette faible fréquence ($f = 0.5$ Hz) et peu importe l'amplitude du battement ($\Delta\alpha = 10°$ ou 15°), le régime de traînée ($C_t < 0$) demeure quelque soit la valeur prise par la vitesse moyenne d'entrée de l'écoulement. Par contre, à haute fréquence de battement ($f = 1.8$ Hz) le régime propulsif apparaît pour la grande majorité des vitesses d'écoulement expérimentées, excepté la vitesse d'entrée maximale $U_\infty = 0.2$ m/s pour laquelle le régime de traînée persiste aux deux amplitudes de battement. Ce résultat peut effectivement sembler un peu contre-intuitif puisque la traînée visqueuse diminue en $1/\sqrt{Re}$, mais, ainsi qu'on le verra plus en détail dans la section suivante, le paramètre essentiel (dans cette configuration quasi bidimensionnelle) reste le nombre de Strouhal. On observe donc qu'en plus de l'amplitude du battement qui participe à l'apparition du régime propulsif (voir section précédente), la vitesse de l'écoulement se révèle être un autre facteur important. Ainsi plus la vitesse de l'écoulement est petite, plus vite la transition d'un régime non propulsif vers un régime propulsif à lieu à une fréquence de battement donnée. En examinant de près et pour chaque amplitude de battement le coefficient moyen de poussée dans le sillage, il ressort qu'il évolue globalement de façon inversement proportionnelle à la vitesse de l'écoulement. Ainsi à fréquence et amplitude de battement données, lorsque la vitesse croît, le coefficient moyen de poussée décroît, et inversement.

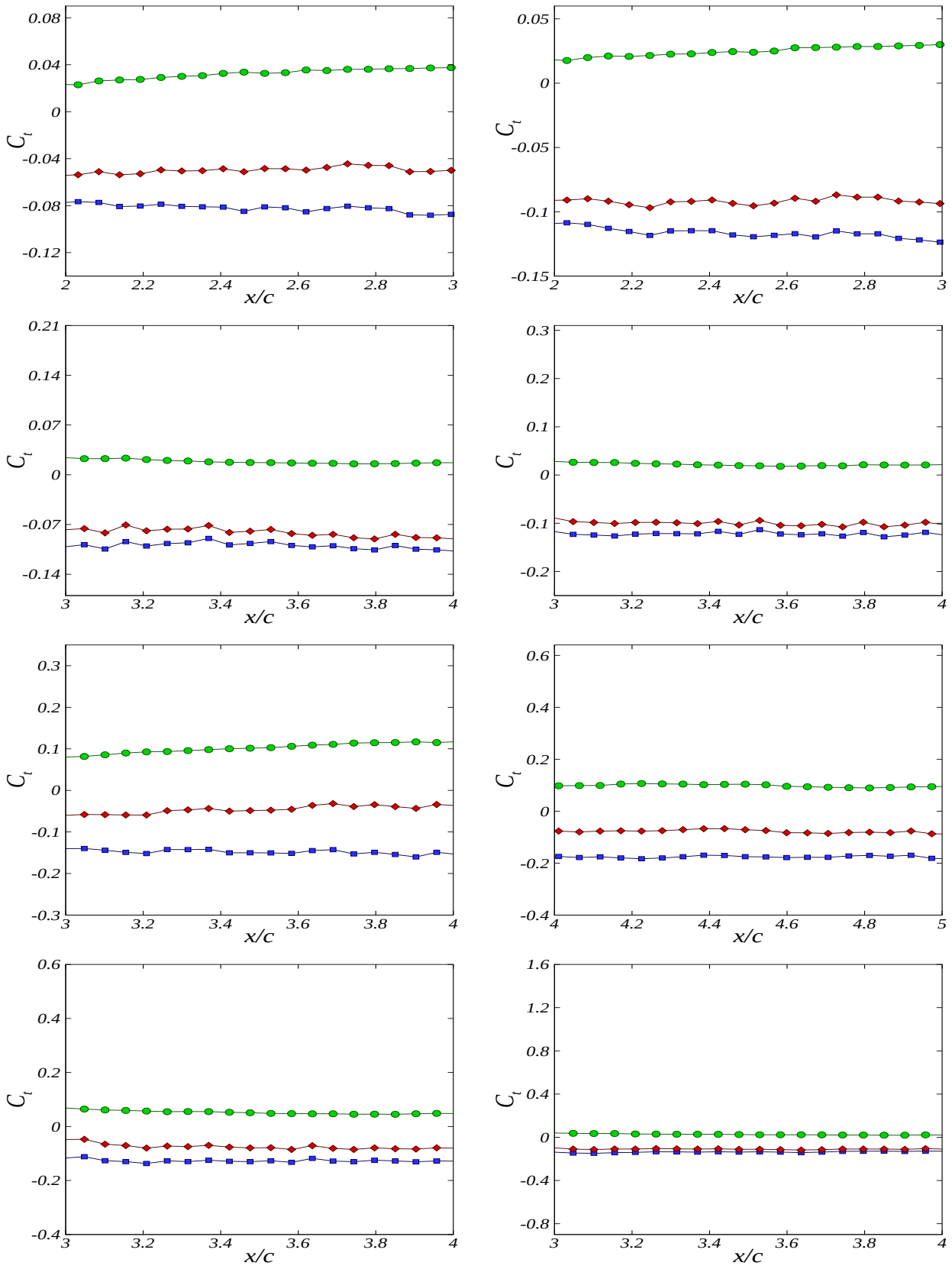


FIGURE 4.19 – Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une fréquence de battement $f = 0.5$ Hz, une amplitude de 10° (colonne de gauche) et 15° (colonne de droite). La vitesse d'écoulement est fixée respectivement (de haut en bas) à $U_\infty = 0.2$, 0.08, 0.055 et 0.03 m/s et les symboles sont ceux de la figure 4.16.

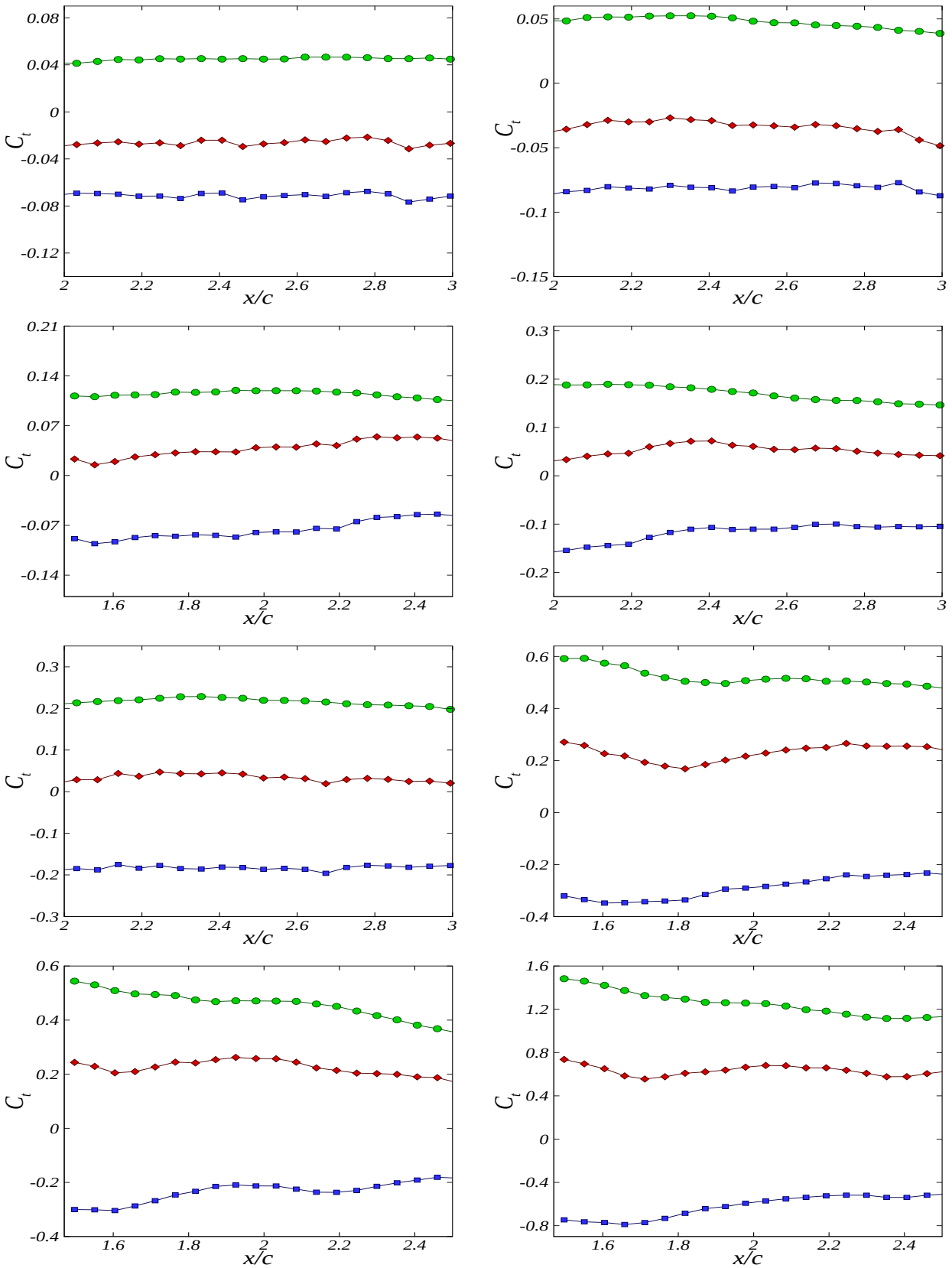


FIGURE 4.20 – Coefficient moyen de poussée C_t dans le sillage pour une fréquence de battement $f = 1.8$ Hz, une amplitude de 10° (colonne de gauche) et 15° (colonne de droite). La vitesse d'écoulement est fixée respectivement (de haut en bas) à $U_\infty = 0.2$, 0.08, 0.055 et 0.03 m/s et les symboles sont ceux de la figure 4.16.

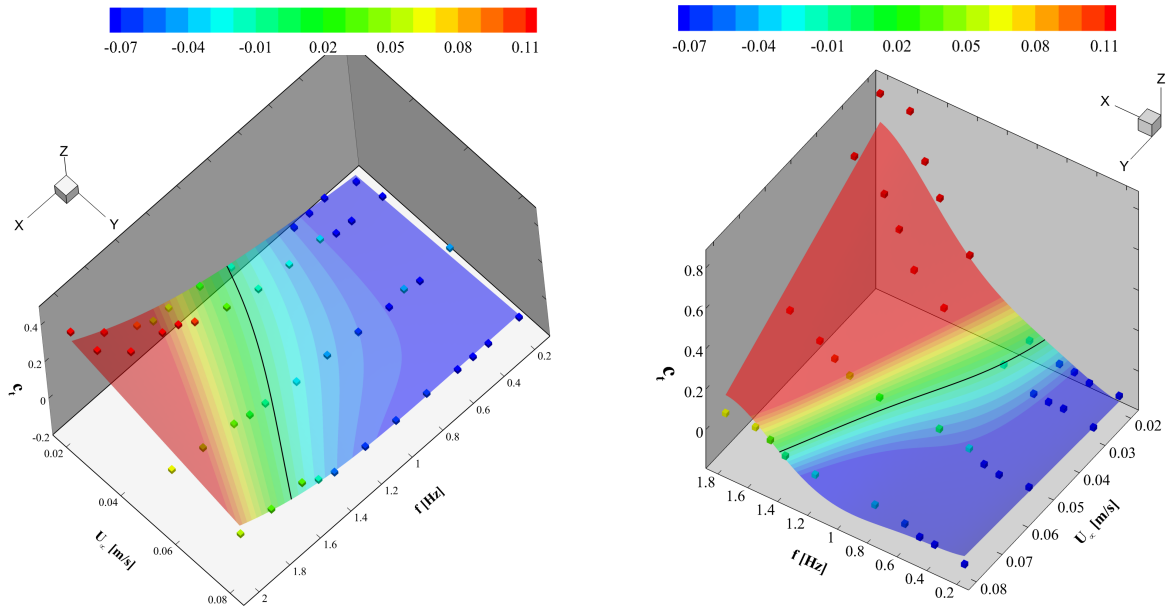


FIGURE 4.21 – Valeur médiane (symbole) et contour (surface) du coefficient moyen de poussée C_t en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement U_∞ et de la fréquence de battement f pour une amplitude $\Delta\alpha$ de 10° (gauche) et 15° (droite). La ligne noire est l'iso-contour $Ct = 0$ correspondant à la transition traînée-poussée. Vue dans un repère (x, y, z).

Pour mieux se rendre compte de l'influence des paramètres expérimentaux, à savoir la vitesse d'entrée de l'écoulement, la fréquence et l'amplitude du battement sur l'aptitude à la propulsion, au lieu de considérer l'évolution du coefficient moyen de poussée dans la région de sillage appropriée (voir le début de la section 4.5), nous allons y considérer sa valeur médiane, réduisant ainsi une vingtaine de valeurs à une seule valeur du coefficient de poussée. Cette valeur médiane, très proche de chacune des valeurs prises à différentes positions dans la région de sillage appropriée étant donné l'évolution quasi constante, servira à caractériser un régime de propulsif ou non et à identifier la transition d'un régime à l'autre sur un espace de paramètres, pour toutes les configurations de battement expérimentées. Toutes les configurations de battement associées à la valeur maximale de la vitesse d'écoulement $U_\infty = 0.2$ m/s ont cependant été omises puisque le régime propulsif n'y est jamais atteint, pour les amplitudes ($\Delta\alpha = 10°$ et 15°) et les fréquences de battement étudiées. Les symboles cubiques correspondent aux résultats expérimentaux bruts à partir desquels l'ensemble de la surface de réponse (dont le contour est coloré sur l'espace des paramètres) est construite grâce à un algorithme d'interpolation développé à l'IRENAv. Ce développement algorithmique s'inscrit dans le cadre des travaux de thèse de Matthieu Sacher sur les outils d'optimisation en Interaction Fluide-Structure (IFS). L'algorithme fait appel à des méta-modèles processus gaussiens qui permettent

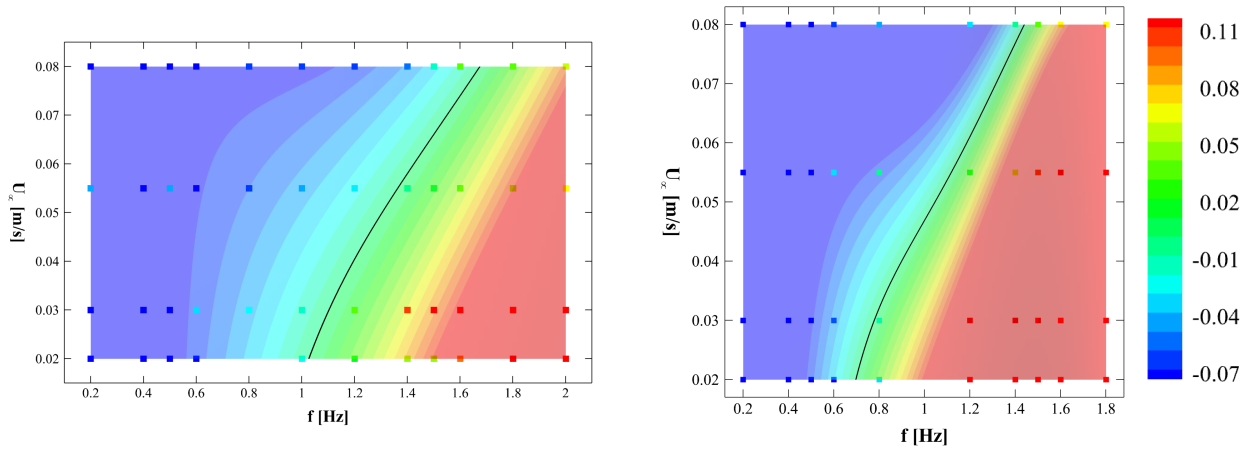


FIGURE 4.22 – Valeur médiane (symbole) et contour (surface) du coefficient moyen de poussée C_t en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement U_∞ et de la fréquence de battement f pour une amplitude $\Delta\alpha$ de 10° (gauche) et 15° (droite). La ligne noire est l'iso-contour $Ct = 0$ correspondant à la transition traînée-poussée. Vue dans un repère (x, y).

de se rapprocher des performances mesurées [101]. Il se révèle bien adapté aux situations où les expérimentations et même les simulations numériques complètes peuvent être très significatives (en terme de coût en temps et en calcul) et où une exploration complète de l'espace des paramètres n'est pas raisonnable. Bénéficiant continuellement de développements et d'améliorations supplémentaires, ce code a, par exemple, déjà été utilisé avec des méthodes de simulation numérique en [100]. Grâce aux données recueillies en soufflerie, les résultats d'une optimisation expérimentale et numérique sont aussi comparés en [35]. L'espace de paramètres est ainsi exploré entièrement grâce à cet outil et dans l'ensemble du domaine la connaissance de la valeur (médiane) du coefficient moyen de poussée est partout accessible. Les coefficients expérimentaux (symboles cubiques) sont superposés aux contours interpolés (surfaces colorées) de la poussée et la ligne noire correspondante à l'iso-contour $C_t = 0$ délimite la transition entre les régimes de traînée et de poussée. On peut distinguer à partir du contour de l'effort trois principales régions ou zones. La région bleue à faible, moyenne et forte vitesse d'écoulement, et à faible, moyenne et voire même forte fréquence de battement est associée à un régime de traînée, autrement dit, la poussée y est négative ($C_t < 0$). Pour une correspondance avec la topologie de l'écoulement (présentée en détail au chapitre précédent), on rappelle que ce régime de traînée est très largement marqué par des structures tourbillonnaires qui s'organisent sous la forme d'une allée de von Kármán avec un profil de vitesse moyenne déficitaire dans le sillage. Compte tenu de la résistance associés notamment aux fluctuations de vitesse et à la pression, un profil de vitesse excédentaire en forme de jet est bien effectivement tout aussi présent dans ce type

de régime, mais dans une moindre mesure. Il y demeure uniquement jusqu'à ce que l'intensité du jet créé contrecarre toute résistance à l'avancement. Ainsi, en plus de allée tourbillonnaire typique de von Kármán largement rencontrée en régime de traînée, on y aperçoit également des structures tourbillonnaires qui s'alignent horizontalement le long de l'axe du sillage et viennent même à se trouver dans un début de configuration de type von Kármán inversée responsable de l'apparition d'un jet dans le sillage. A l'autre extrême se trouve la région rouge à faible et moyenne vitesse d'écoulement, et à haute fréquence de battement. Cette région est associée à un régime de propulsion ($C_t > 0$). Dans un tel régime on assiste à une réelle inversion de l'allée tourbillonnaire de von Kármán et le profil de vitesse moyenne dans le sillage est de type jet. Notons qu'une rupture de symétrie peut également apparaître en plein régime propulsif, orientant ainsi les structures tourbillonnaires d'un côté ou de l'autre de l'axe de symétrie du sillage en créant des structures dipolaires. Le choix par le système d'un côté plutôt qu'un autre de l'axe de symétrie devrait être un phénomène aléatoire. La troisième zone, située entre les deux extrêmes analysées précédemment est la région verte dans laquelle se situe la ligne d'iso-contour $C_t = 0$, elle correspond globalement à la transition traînée-poussée. Contrairement à l'idée répandue selon laquelle le profil de vitesse moyenne dans le sillage serait neutre (c'est-à-dire sans déficit et sans excès), il est de type jet avec excès de vitesse et les structures de l'écoulement, quand elles ne sont pas alignées amorcent déjà une inversion de l'allée de von Kármán. Toutes les remarques faites antérieurement sur l'influence de l'amplitude du battement et l'évolution de la vitesse moyenne sur l'apparition du régime propulsif se lisent aussi très aisément sur ces dernières figures.

4.5.3 Loi d'évolution de la poussée

A vitesse d'écoulement donnée, une variation de l'amplitude maximale du battement correspond à une variation du nombre de Strouhal (St_A). Ainsi dans l'optique d'avoir une gamme étendue en Strouhal, il est nécessaire de considérer les deux amplitudes (10° et 15°) et les différentes fréquences d'oscillation du profil pour chaque vitesse d'écoulement investiguée. Les coefficients moyens (médians) de poussée sont présentés sur la figure 4.23 en fonction du nombre de Strouhal pour différentes valeurs des vitesses d'entrée de l'écoulement. Les lignes continues représentent les polynômes de second degré en Strouhal $c_1 St_A^2 + c_2 St_A + c3$, avec les valeurs des constantes c_1, c_2 et c_3 prises (pour chaque vitesse d'écoulement) de façon à mieux s'ajuster aux données expérimentales. Cette représentation s'inspire principalement des travaux de Floryan et *al.* [40] sur les lois d'échelle des performances propulsives de foils en pilonnement et en tangage. On note une très bonne concordance entre la tendance et l'ensemble des données recueillies dans nos expérimentations, avec toutefois une très légère dispersion à haut Strouhal, pour la plus petite vitesse d'écoulement. Rappelons que les structures de l'écoulement présentes dans cette gamme de Strouhal très élevé (pour une si faible vitesse d'écoulement) correspondent à une brisure de symétrie de l'allée inversée de von Kármán, avec

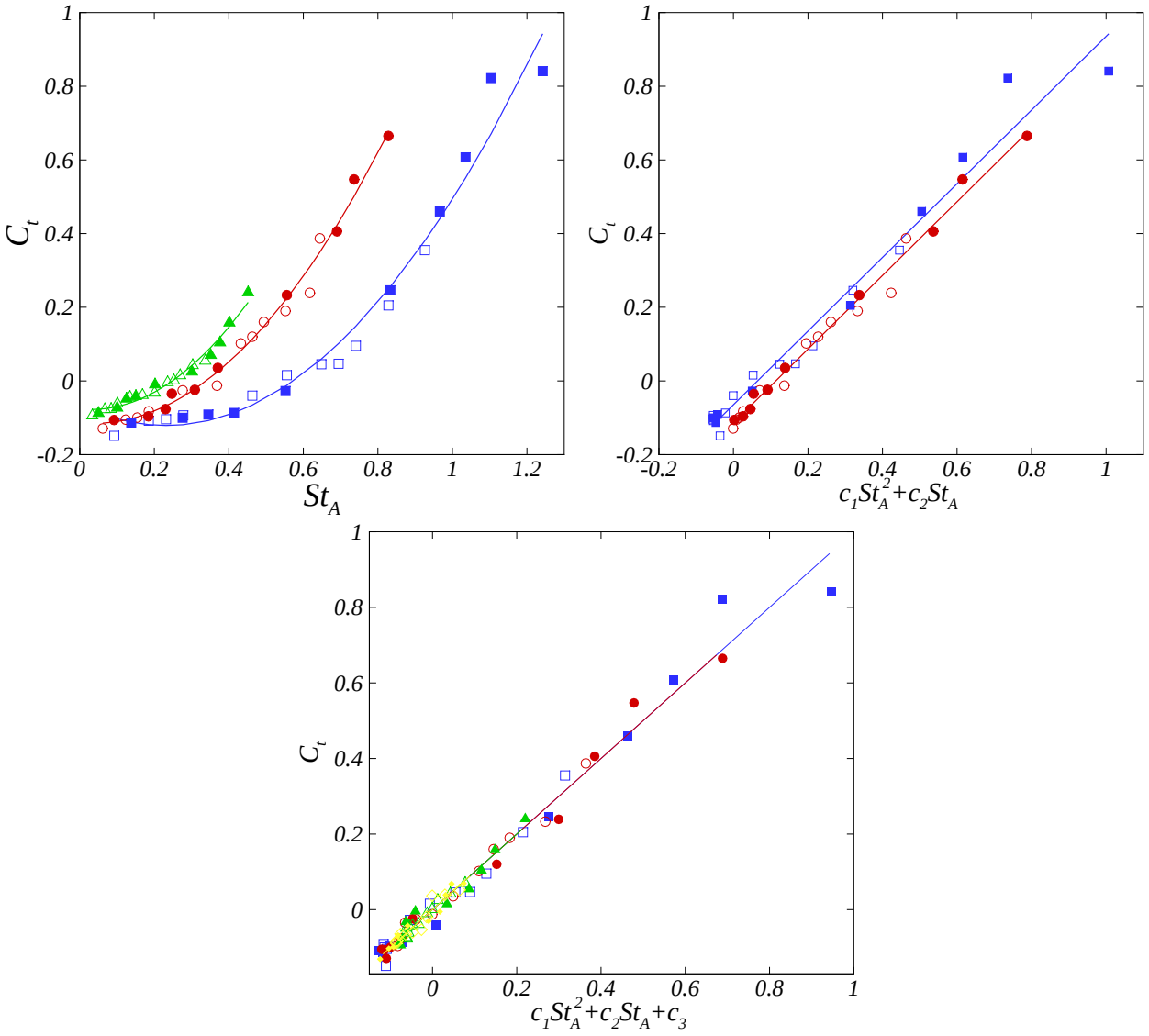


FIGURE 4.23 – Valeurs médianes (symboles) et polynômes du second degré (lignes) des coefficients moyens de poussée C_t en fonction du nombre de Strouhal St_A pour des vitesses moyennes d'écoulement fixées respectivement à $U_\infty = 0.02$ (bleue), 0.03 (rouge), 0.055 (vert) et 0.08 m/s (jaune). Les symboles pleins correspondent à une amplitude maximale de battement $\Delta\alpha$ de 15° ($A_e = 4.6$) et les vides à 10° ($A_e = 3.1$). L'évolution de la poussée est présentée en fonction du Strouhal St_A (haut à gauche) et d'une combinaison linéaire du carré du Strouhal St_A^2 et du Strouhal St_A, sans $c_3 = 0$ (haut à droite), et avec $c_3 \neq 0$ (bas) la constance additive. Pour chaque vitesse considérée, les valeurs des coefficients c_1, c_2 et c_3 sont données par la régression linéaire des moindres carrés : $C_t = c_1 St_A^2 + c_2 St_A + c_3$.

une possibilité du début d'apparition d'effets tridimensionnels. Hormis cette légère déviation à très haut Strouhal, toutes les données se regroupent parfaitement autour d'une courbe et indiquent que la poussée est principalement affectée par le nombre de Strouhal, ainsi que Koochesfahani l'a précé-

demment observé [69]. L'évolution de la poussée est présentée sur la figure 4.23, à la fois, en fonction du nombre de Strouhal (St_A) (haut à gauche, pour trois vitesses d'écoulement), et en fonction de la combinaison linéaire du carré du nombre de Strouhal ($c_1 St_A^2$) et du nombre de Strouhal ($c_2 St_A$) sans (haut droite, pour deux vitesses d'écoulement) et avec (bas, pour quatre vitesses d'écoulement) la constante c_3. Ces différentes représentation nous permettent de conclure de l'indépendance de la vitesse d'écoulement sur l'évolution du coefficient moyen de poussée pour un mouvement de tangage pur. Cette indépendance par rapport à la vitesse d'écoulement a également été mise en évidence en [40] pour un mouvement de tangage pur. Une faible dépendance du coefficient de poussée par rapport à la vitesse fut cependant trouvée pour un mouvement de pilonnement (*cf.* [40]). En ce qui concerne la loi d'évolution du coefficient de poussée, les auteurs aboutissent à $C_t \sim St^2$, le signe $\sim$ indiquant une proportionnalité. Ainsi, dans leur cas où le mouvement de tangage est imposé au bord d'attaque du profil, la poussée est entièrement due aux forces de masse ajoutée (correspondant au terme en St^2) qui capturent tous les effets instationnaires. Dans notre étude, on retrouve bien l'évolution en St_A^2 associée aux efforts de masse ajoutée qui se combine en plus à St_A, compte tenu de la position du pivot du mouvement de tangage qui est ici déplacée au tiers de corde par rapport au bord d'attaque. Ainsi, sur le premier tiers suivant la corde, le profil va significativement s'opposer à l'écoulement et engendrer un effort de traînée (étant donné que la constante c_2 est toujours négative) correspondant au terme en St_A. C'est donc la combinaison linéaire (ou la somme) des efforts de traînée et de masse ajoutée qui permet d'aboutir à une loi d'évolution fiable et plus générale de la performance propulsive du profil bidimensionnel oscillant.

Chapitre 5

Sillage du profil carbone 3D oscillant

Sommaire

5.1 Introduction 114

5.2 Influence des paramètres expérimentaux 114

5.2.1 Effet de la fréquence d'oscillation 114

5.2.2 Effet de l'amplitude d'oscillation 117

5.3 Comparaison des sillages 2D et 3D 124

5.3.1 Amplitude maximale d'oscillation fixée à 10° 124

5.3.2 Amplitude maximale d'oscillation fixée à 15° 125

5.4 Discussion sur les performances propulsives du profil 3D 130

Dans ce chapitre, nous étendons les résultats bidimensionnels présentés dans les chapitres précédents à un profil tridimensionnel rigide de très faible rapport d'aspect, envergure par rapport à sa corde. Nous étudions la topologie du sillage derrière ce profil battant faiblement allongé et sa dépendance par rapport aux paramètres de battement et au nombre Strouhal. Une discussion est également proposée en fin de chapitre sur les faibles performances propulsives du profil, en mettant en évidence les contributions importantes de ce qui est connu comme la traînée induite, et de la traînée visqueuse dont l'évolution en fonction du rapport d'aspect et du nombre du Strouhal a été déduite d'un modèle théorique.

5.1 Introduction

L'accès aux caractéristiques tridimensionnelles d'un profil d'envergure finie représente un défi majeur. Ce fait s'explique, d'une part, en raison de l'effort de calcul nécessaire pour évaluer les écoulements complexes générés en fonction de la fréquence de battement, de l'amplitude de battement, de la géométrie du profil et de la vitesse d'écoulement ou du nombre de Reynolds. D'autre part, les contraintes imposées par la technique de visualisation expérimentale de l'écoulement à travers la vélocimétrie par image de particules (PIV) obligent de se focaliser sur une tranche bidimensionnelle précise, réduisant ainsi la complexité d'un écoulement tridimensionnel à un champ bidimensionnel. Notons toutefois qu'une technique de visualisation expérimentale appropriée à ce genre d'écoulement au comportement fortement tridimensionnel existe. Il s'agit de la Vélocimétrie Volumique (VV) qui a fait l'objet d'un nombre considérable d'études, à l'exemple de [54], [66], [53], [67] et [55], pour n'en citer que quelques unes. Basée sur la même idée que la PIV, la vélocimétrie volumique permet de mesurer les mouvements tridimensionnels souvent inaccessible par PIV classique ou stéréo PIV. Par contre, il est nécessaire pour effectuer des mesures de vélocimétrie volumique avec une bonne précision, d'avoir plusieurs caméras et un système d'éclairage volumétrique adapté. Ne disposant pas de tous ces outils de mesure qui se révèleraient à terme très difficiles à mettre en place sur le tunnel hydrodynamique, nous avons entrepris d'étudier les structures de l'écoulement en choisissant un plan de visualisation bidimensionnel en milieu de veine, s'éloignant ainsi le plus possible des effets de bords dûs aux parois latérales de la veine du tunnel. Ce plan de visualisation adopté correspond également au plan à mi-envergure du profil tridimensionnel. Les structures de l'écoulement suivant l'envergure du profil tridimensionnel sont aussi mises en évidence en considérant un plan de visualisation situé dans le sillage à une-demi ou une corde du bord de fuite du profil. Cependant, pour étudier l'influence des paramètres du battement sur la topologie de l'écoulement, nous considérerons uniquement le plan de visualisation à mi-envergure du profil, puisqu'il constitue le seul plan capable de fournir des indications sur l'évolution des structures de l'écoulement dans le sillage.

5.2 Influence des paramètres expérimentaux

5.2.1 Effet de la fréquence d'oscillation

Afin d'étudier la topologie du sillage, plusieurs expériences ont été menées avec le profil tridimensionnel d'envergure finie. Dans toute l'étude présentée en ce chapitre, la vitesse moyenne d'entrée de l'écoulement est maintenue fixe à la valeur $U_\infty = 0.05$ m/s correspondante à un nombre de Reynolds défini à partir de la corde c du profil comme longueur de référence ($Re = cU_\infty/\nu$) de 2000. Pour étudier dans un premier temps l'influence de la fréquence du battement f, et par elle celle de la fréquence réduite $k = \pi fc/U_\infty$ ou du nombre de Strouhal $St_A = fA/U_\infty$, A désignant l'excursion

verticale totale du bord de fuite du profil, sur l'écoulement généré, nous fixons l'amplitude du battement à $\Delta\alpha = 10°$ et varions la fréquence f entre 0.2 Hz et 2 Hz. La fréquence réduite k varie ainsi entre 0.5 et 5.03 et le nombre de Strouhal entre 0.037 et 0.37. Les structures instationnaires et moyennes correspondantes de l'écoulement sont présentées aux figures 5.1 et 5.2 pour différentes fréquences de battement. Le profil de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage à une distance d'une corde du bord de fuite du profil tridimensionnel est superposé au champ instantané de vorticité associée $\omega_z(x, y)$. Cette superposition permet de bien se rendre compte du rôle joué par les structures de l'écoulement dans la formation d'un quelconque profil de vitesse. Signalons que ces champs instantanés qui illustrent la topologie de l'écoulement ne constituent pas les résultats bruts des mesures PIV, mais relèvent au contraire d'une reconstruction à partir des dix premiers modes POD. Ainsi qu'il apparaît, ce choix permet d'une part d'extraire les principales structures cohérentes de l'écoulement, et d'autre part de s'affranchir de tout bruit lié à la mesure. Pour tous ces résultats instantanés, la position du profil tridimensionnel correspond à un angle d'attaque approximativement nul lors du mouvement descendant du bord de fuite, le bord d'attaque étant en mouvement ascendant.

A très faible fréquence ($f = 0.2$ Hz) de battement, on observe un sillage ondulant formé par l'étalement en aval de la vorticité générée dans les couches limites supérieure et inférieure des parois du profil tridimensionnel. Il n'existe pas encore de structures discrètes dans le sillage. Elles commencent à apparaître à une fréquence de 0.5 Hz et se forment de plus en plus parfaitement avec l'augmentation de la fréquence de battement. On assiste ainsi dès $f = 0.5$ Hz au début de formation d'une allée tourbillonnaire de von Kármán qui s'entretient juqu'à environ $f = 1.2$ Hz. Les champs moyens de vorticité de la figure 5.1 en témoignent parfaitement. La vorticité de signe contraire générée au voisinage des côtés supérieure et inférieure du profil 3D s'est en effet progressivement échappée du bord de fuite pour se retrouver dans la moitié du sillage correspondante. Les deux tourbillons contrarotatifs produits à chaque cycle d'oscillation du profil sont donc advectés dans le sillage en demeurant dans la même moitié de l'écoulement que celle correspondante aux couches limites à l'origine de leur formation. Pour toutes ces configurations de battement l'écoulement moyen présente un déficit de vitesse dans le sillage, comme c'est le cas pour tout écoulement dans le sillage d'un obstacle. Un exemple de profil de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ est tracé à la distance d'une corde ($(x - x_t)/c = 1$, x_t étant la position du bord de fuite) du bord de fuite du profil dans le sillage pour chaque fréquence de battement sur le champ instantané de vorticité $\omega_z(x, y)$ (voir figure 5.1). Cette forme de profil de vitesse déficitaire suffit amplement pour conclure de l'exercice d'une force de traînée sur le profil tridimensionnel d'envergure réduite aux premières configurations de battement reportées à la figure 5.1.

En augmentant plus encore la fréquence d'oscillation (de 1.4 à 2 Hz) le sillage tourbillonnaire

généré prend une toute nouvelle forme. Les structures instationnaires et moyennes associées aux nouvelles fréquences de battement sont présentées à la figure 5.2. A la fréquence $f = 1.4$ Hz ainsi qu'aux suivantes, deux tourbillons contrarotatifs sont toujours produits à chaque cycle d'oscillation du profil. Cependant, dans leur advection en aval de l'écoulement, ces tourbillons s'étirent premièrement en très proche sillage dans la direction verticale préférentielle compte tenu du mouvement de tangage imposé, puis ils en viennent à se séparer à une distance assez proche dans le sillage en deux tourbillons corotatifs qui sont par la suite advectés dans le reste du sillage, créant ainsi non plus une, mais deux allées tourbillonnaires de von Kármán. L'arrangement typique suivant la verticale des structures de l'allée de von Kármán consistant en un réseau de tourbillons horaires (de vorticité négative) au dessus d'un réseau de tourbillons antihoraires (de vorticité positive) transparait effectivement deux fois dans le sillage. Les champs moyens de vorticité ω_z corroborent eux aussi de façon évidente la présence de cette double allée tourbillonnaire de von Kármán observée sur les champs instantanés. On observe, surtout pour 1.4 Hz $\leq f \leq$ 1.8 Hz, que ces champs moyens présentent quatre pics ou extremums de vorticité à partir d'une certaine distance dans le sillage. Cette distance correspond au lieu de formation optimale des deux tourbillons corotatifs à partir de l'étirement d'un seul tourbillon dans le sillage. Ainsi, dans la moitié supérieure, comme dans la moitié inférieure de l'écoulement, moitié délimitée par l'axe de symétrie $y/c = 0$ de l'écoulement, les deux pics de vorticité de signe opposé (reflets du passage des réseaux de tourbillons contrarotatifs) ont leurs emplacement et signe de vorticité compatibles avec les structures instationnaires. Pour la plus haute fréquence de battement expérimentée $f = 2$ Hz, on observe une rapide formation des deux tourbillons corotatifs dans le sillage de part et d'autre côté de l'axe de symétrie de l'écoulement. La forme de l'allée tourbillonnaire générée dans chaque moitié du sillage ne correspond plus tout à fait à une allée normale de von Kármán, mais à ce qui est généralement désigné comme une allée de von Kármán alignée où les structures s'alignent pratiquement toutes le long d'une ligne. L'alignement des structures se fait, dans ce cas du profil tridimensionnel de faible envergure, suivant une ligne oblique dans le sillage, contrairement à l'alignement horizontal des structures le long de l'axe de symétrie du sillage ($y/c = 0$) rencontré dans le cas du profil bidimensionnel de grande envergure (*cf.* chapitres précédents). Il apparaît globalement qu'à partir d'une certaine fréquence de battement (1.4 Hz $\leq f$) la forme du sillage passe d'une simple à une double allée tourbillonnaire de von Kármán à l'arrière du profil de faible envergure. Par contre on a vu dans les deux précédents chapitres que pour un profil bidimensionnel de grande envergure, on passe d'une allée tourbillonnaire de von Kármán à faible fréquence à une allée tourbillonnaire inversée de von Kármán à haute fréquence. L'impact des effets tridimensionnels de l'écoulement transparait ainsi sur la forme du sillage générée à haute fréquence de battement. Intéressons nous maintenant à la vitesse moyenne produite par le mouvement du profil tridimensionnel. Le profil de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ produit par chaque double allée tourbillonnaire de von Kármán à une corde du bord de fuite dans le sillage est représenté sur le

champ instantané de vorticité à la figure 5.2. Des profils déficitaires tendant à se combler à mesure que la fréquence augmente, sans jamais y arriver, sont notamment observés. On souligne également la présence (plus ou moins marquée) de deux pics dans ce déficit de vitesse, preuve du passage de la double allée tourbillonnaire de von Kármán. Une fois encore, et bien qu'étant à haute fréquence de battement (tout du moins selon les possibilités de notre dispositif), ces formes de profils de vitesse moyenne déficitaires annoncent un effort moyen de traînée produit par le mouvement du profil tridimensionnel. Dans toutes ces configurations de battement on n'arrive en effet jamais à produire un effort de poussée, ni même à atteindre le seuil de transition entre un régime non-propulsif et un régime propulsif. En comparaison, l'étude menée sur le profil bidimensionnel de large envergure (se référer au chapitre précédent) dans les mêmes conditions expérimentales (vitesse d'écoulement, amplitude du battement, corde du profil et position du pivot identiques) a mis en évidence la transition d'un régime de trainée à un régime propulsif à une fréquence de battement d'environ 1.5 Hz. On peut conclure avec certitude que la largeur finie du profil (tridimensionnel) a une forte influence sur l'écoulement et les efforts engendrés.

5.2.2 Effet de l'amplitude d'oscillation

Dans un second temps nous considérons les deux amplitudes de battement $\Delta\alpha = 10°$ et $\Delta\alpha = 15°$ afin d'illustrer l'influence de l'amplitude maximale d'oscillation sur la topologie de l'écoulement. La vitesse moyenne d'entrée de l'écoulement est toujours maintenue à sa valeur $U_\infty = 0.05$ m/s et la fréquence d'oscillation f du profil tridimensionnel varie de 0.2 à 1.8 Hz. La gamme de valeurs de la fréquence réduite (définie à partir de la corde du profil) reste inchangée, contrairement à celle du nombre de Strouhal qui varie dorénavant de 0.05 à 5. Les structures instationnaires de l'écoulement sont présentées dans le plan (x, y) à travers leur champ instantané de vorticité ω_z. Les figures 5.3 et 5.4 présentent l'ensemble de résultats obtenus pour les deux amplitudes de battement à différentes fréquences. A l'image des structures formées pour une amplitude maximale de 10° (voir la section précédente), les structures correspondantes à l'amplitude de 15° s'organisent pratiquement de façon identique en fonction de la fréquence de battement. On retrouve à très faible fréquence de battement un sillage ondulant sans aucune formation de structures tourbillonnaires discrètes. Plus la fréquence de battement augmente, plus les tourbillons discrets se forment dans le sillage avec ce qui ressemble d'abord à une simple allée tourbillonnaire de von Kármán ($f = 0.8$ Hz). Puis, une double allée tourbillonnaire de von Kármán se produit dans le sillage pour les plus hautes fréquences ($f \geq 1.2$ Hz). Il semble que ces amplitudes maximale de battement investiguées ne fournissent qu'un effet mineur sur la formation des structures qualitatives du sillage. Les profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ dans le sillage à une corde du bord de fuite de la plaque de faible envergure représentés sur les instantanés de vorticité ω_z constituent effectivement des mesures quantitatifs pouvant témoigner de cette influence de l'amplitude maximale du battement sur l'écoulement généré. La principale remarque qui

se dégage de la forme de ces profils de vitesse moyenne en accord avec les structures instationnaires de l'écoulement réside sur la largeur du sillage produit. Cette dernière est évidemment plus importante pour la plus haute que pour la plus faible amplitude de battement. Il apparaît, encore une fois, que pour toutes les fréquences de battement étudiées les profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne dans le sillage conservent une forme déficitaire (sans jamais aboutir à une forme neutre ni encore moins à une forme de jet avec excès de vitesse qui constitue seulement la condition nécessaire pour la production d'un effort de poussée) caractéristique de la production d'une force de traînée par le profil tridimensionnel de faible envergure, et donc d'un régime non-propulsif. En ce qui concerne le profil bidimensionnel de grande envergure, on a vu que l'augmentation de l'amplitude de battement favorisait une transition plus rapide vers un régime propulsif. Ce fait trouve certainement son explication dans la complexité de l'écoulement tridimensionnel développé autour du profil de faible envergure. L'écoulement sur le profil de faible envergure est en effet beaucoup plus complexe que celui du profil bidimensionnel, puisqu'il donne lieu à d'importants tourbillons d'extrémité relâchés des bords latéraux du profil. Ces tourbillons sont par exemple mis en évidence sur les instantanés de la figure 5.5, lors du battement du profil tridimensionnel à une fréquence de 0.4 Hz et une amplitude maximale de 10°. Les champs de vorticité instantanés ω_x $(\partial v/\partial z - \partial w/\partial y)$ suivant l'envergure, dans le plan (z, y) à la distance d'une demi corde du bord de fuite du profil dans le sillage montrent la formation de ces tourbillons à l'emplacement des bords latéraux. Ces structures s'apparentent aux tourbillons marginaux en bout d'aile très importants en aéronautique. L'écoulement tridimensionnel formé résulte alors d'une interaction (d'autant plus forte que l'envergure du profil est petite) entre ces tourbillons marginaux et les tourbillons transverses du bord d'attaque et du bord de fuite susceptible d'être à l'origine de toutes nouvelles structures, comme par exemple les boucles tourbillonnaires mises en évidences dans les travaux de von Ellenrieder et *al.* [115]. L'influence de ces tourbillons marginaux est probablement, dans notre cas d'étude, un phénomène déterminant qui se répercute sur l'incapacité propulsive du profil tridimensionnel dans toutes les configurations de battement analysées. Nous reviendrons plus tard (dans la discussion en fin de chapitre) sur cette influence.

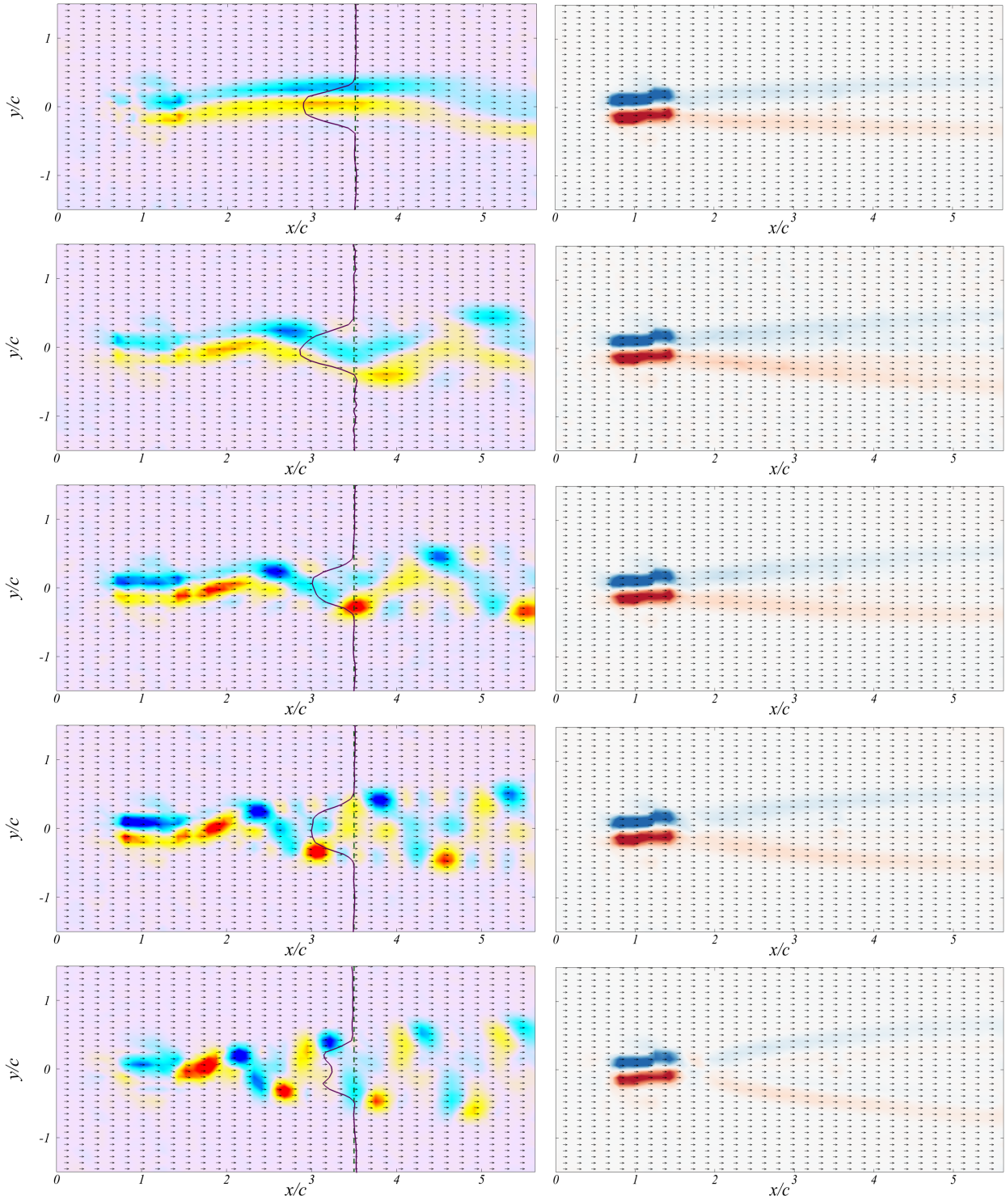


FIGURE 5.1 – Profils de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage à une corde du bord de fuite du profil tridimensionnel superposés aux champs instantanés associés ω_z (colonne de gauche) et champs moyens ω_z correspondants (colonne de droite) pour une amplitude de battement $\Delta\alpha = 10°$ et des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.2$, 0.5 0.6 et 1.2 Hz. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$.

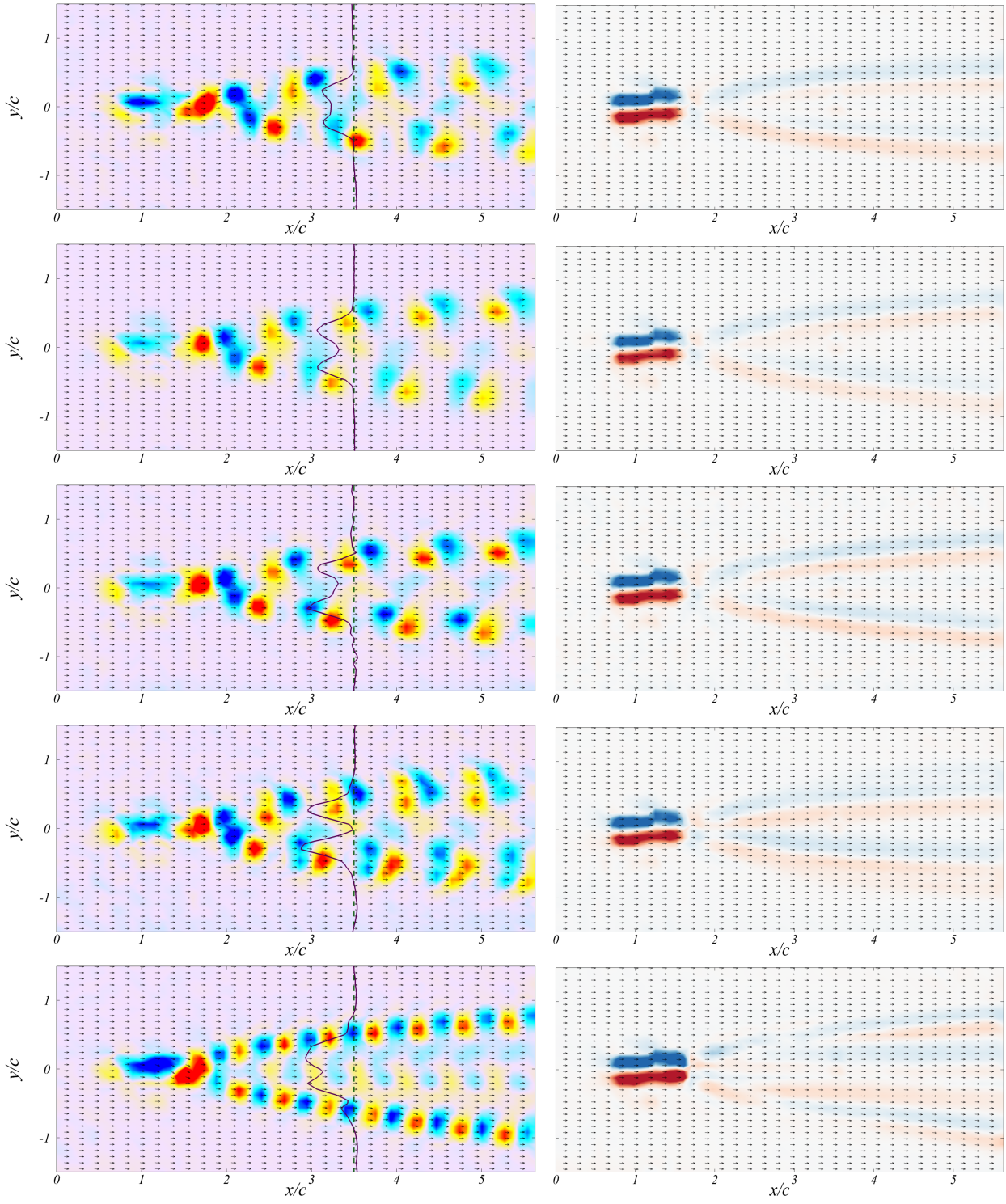


FIGURE 5.2 – Profils de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage à une corde du bord de fuite du profil tridimensionnel superposés aux champs instantanés associés ω_z (colonne de gauche) et champs moyens ω_z correspondants (colonne de droite) pour une amplitude de battement $\Delta\alpha = 10°$ et des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.4$, 1.5, 1.6 et 1.8 et 2 Hz. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$.

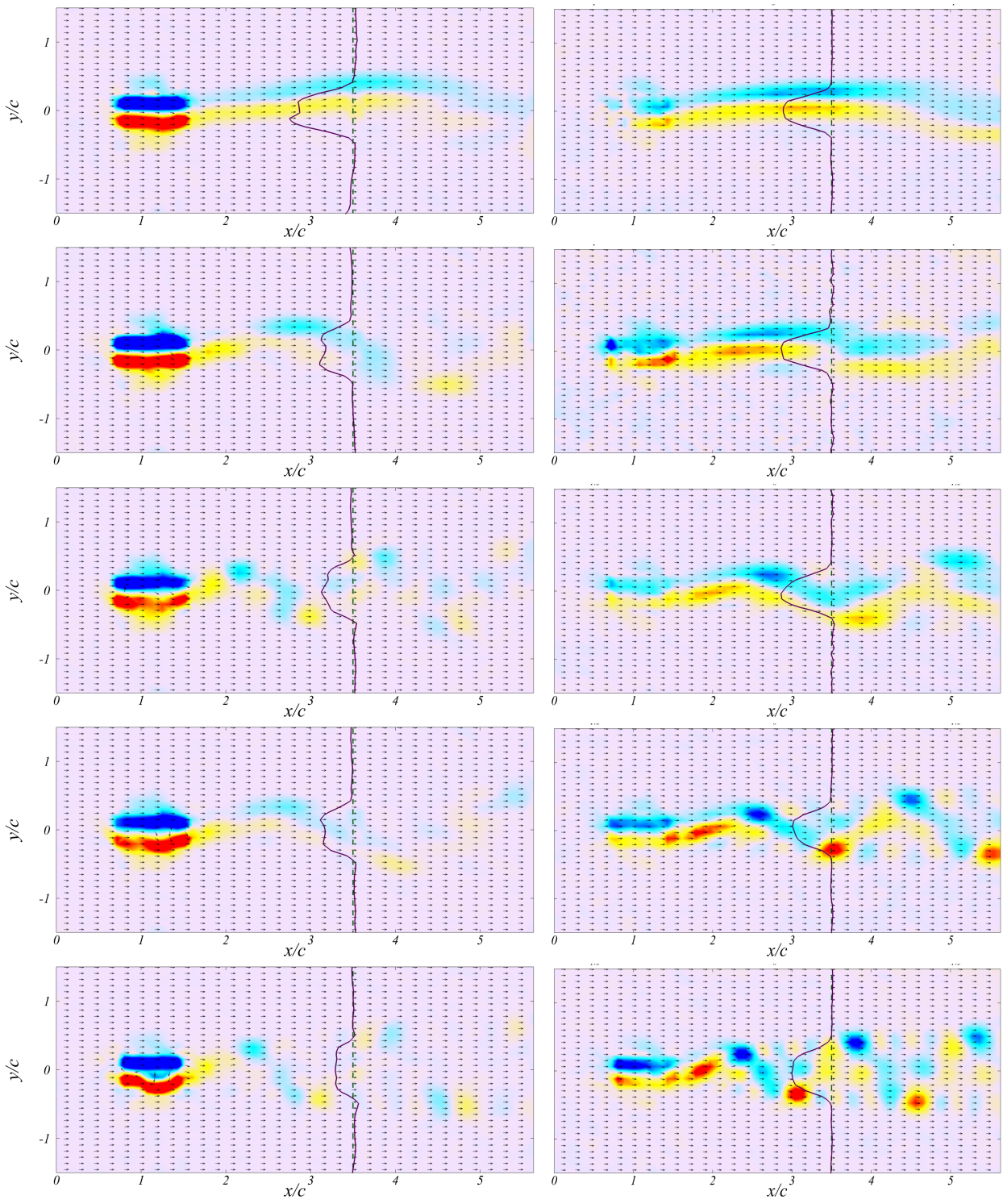


FIGURE 5.3 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil tridimensionnel de faible envergure oscillant à une amplitude de battement de 15° (colonne de gauche) et 10° (colonne de droite) pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.2$, 0.4, 0.5, 0.6 et 0.8 Hz.

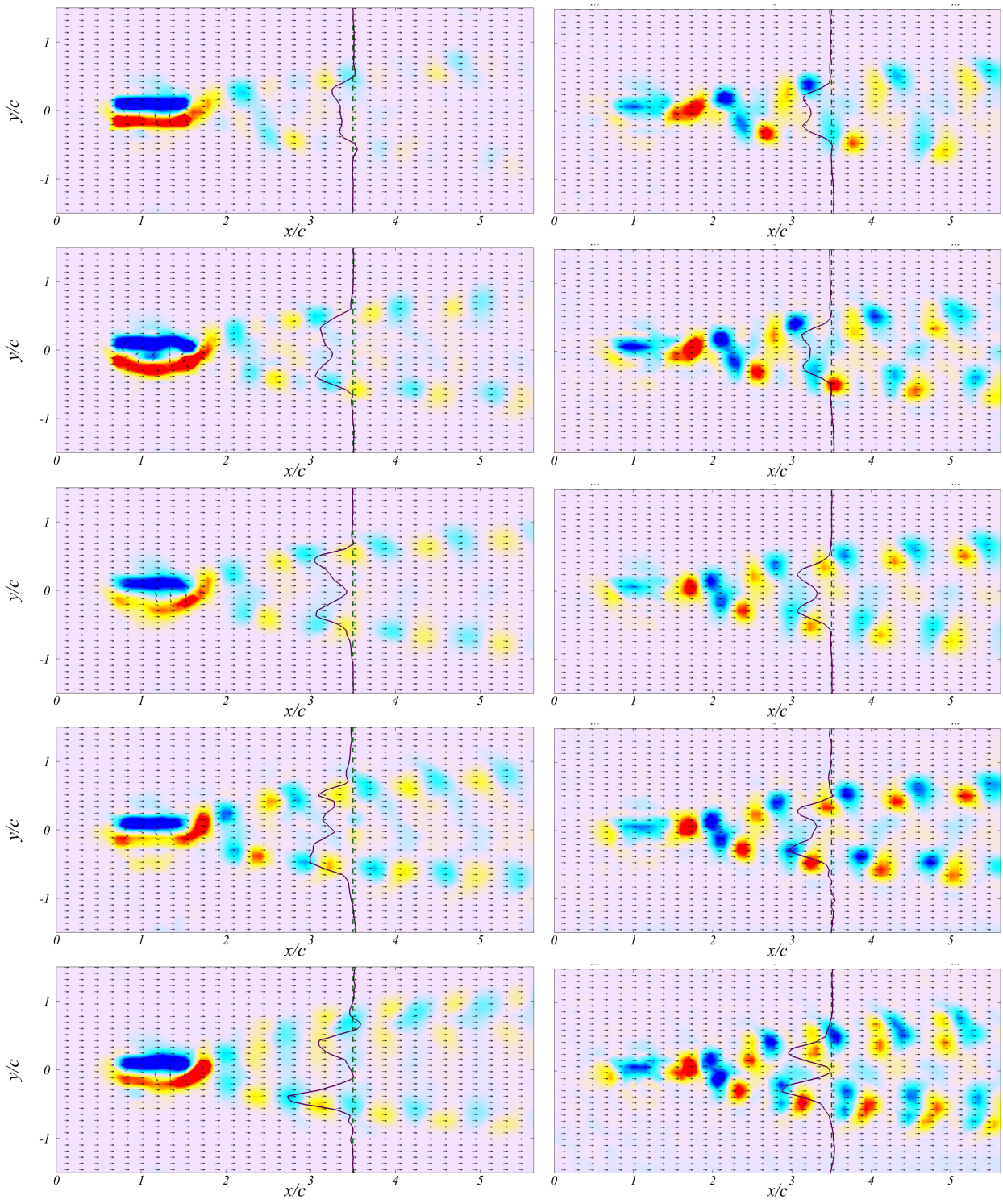


FIGURE 5.4 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil tridimensionnel de faible envergure oscillant à une amplitude de battement de 15° (colonne de gauche) et 10° (colonne de droite) pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.2$, 1.4, 1.5, 1.6 et 1.8 Hz.

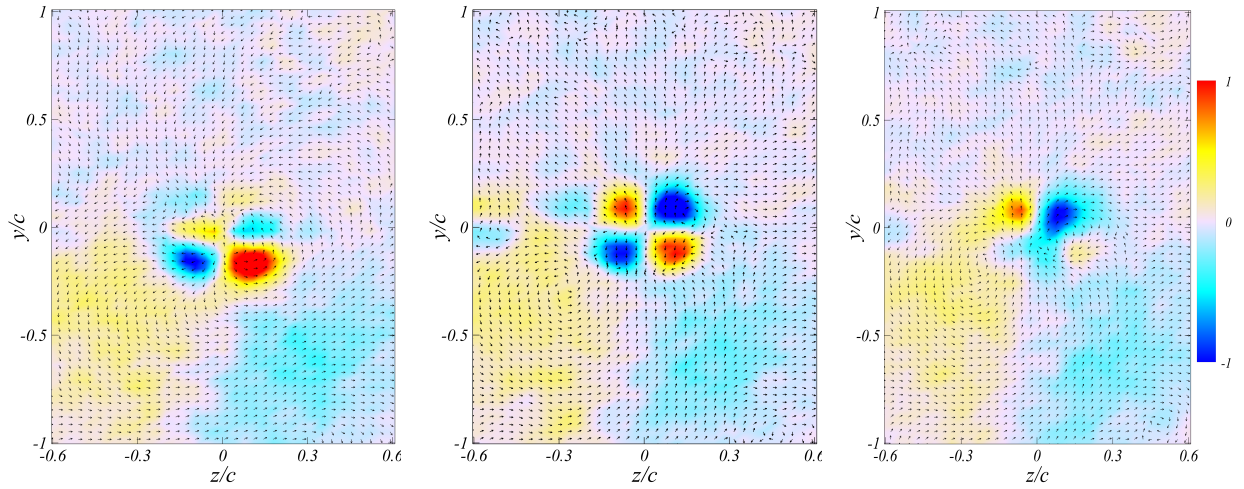


FIGURE 5.5 – Superposition des vecteurs vitesse w, v et des champs de vorticité instantanés ω_x $(\partial v/\partial z - \partial w/\partial y)$ correspondants dans le plan (z, y) à une demi corde du bord de fuite du profil 3D de faible envergure oscillant à 0.4 Hz à une amplitude de 10°. Les instantanés sont prises lors du mouvement ascendant (gauche et milieu) et descendant (droite) du bord de fuite du profil. Le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$.

5.3 Comparaison des sillages 2D et 3D

Dans l'optique de mieux visualiser l'influence de l'envergure du profil (et donc de son rapport d'aspect envergure/corde) sur la forme de l'écoulement généré, les résultats des champs instantanés de vorticité obtenus pour le profil bidimensionnel de grande envergure ($s = 191$mm, approximativement la largeur de la veine du tunnel hydrodynamique à 1 mm près) sont aussi rappelés dans cette section. Nous nous plaçons dans des conditions expérimentales identiques, à l'exception de l'envergure des profils qui diffèrent. Autrement dit, la corde, l'épaisseur, le matériau, la position du point pivot, les amplitudes et les fréquences de battement, la vitesse d'écoulement et la position du plan laser PIV à mi-envergure en milieu de veine sont les mêmes au cours des manipulations sur les deux types de profils.

5.3.1 Amplitude maximale d'oscillation fixée à 10°

Les figures 5.6 et 5.7 présentent l'ensemble des résultats obtenus pour les deux profils avec une amplitude maximale de 10° et différentes fréquences de battement. Les structures instationnaires de l'écoulement sont mises en évidence par leur champ de vorticité ω_z et les profils de vitesse moyenne $u(y)$ correspondants, à une corde du bord de fuite des plaques dans le sillage sont aussi représentés. En comparant chaque champ instantané du profil bidimensionnel (colonne de gauche des figures 5.6 et 5.7) au champ instantané équivalent du profil tridimensionnel (colonne de droite des figures 5.6 et 5.7), pour des fréquences de battement (ou des nombres de Strouhal) identiques, on s'aperçoit très aisément de la différence de structures d'écoulement engendrées par le mouvement de chaque profil. Comme il a été précédemment mentionné, on passe globalement, pour le profil bidimensionnel (se référer au chapitre 3 pour plus de précision), de faible à haute fréquence de battement, de structures d'écoulement organisées d'abord sous forme de sillage ondulant (sans formation de tourbillons discrets), puis un sillage de type von Kármán se dessine progressivement, et enfin on aboutit à une inversion de l'allée tourbillonnaire de von Kármán en passant par un alignement des tourbillons le long de l'axe de symétrie de l'écoulement. La transformation du profil de vitesse moyenne $u(y)$ en aval de la structure (2D) d'une forme sillage, avec déficit de vitesse caractéristique d'un effort de traînée en un jet avec surplus de vitesse est, nous l'avons vu, la condition nécessaire à la production d'un effort de poussée. C'est effectivement au delà d'une fréquence seuil de battement ($St_A \simeq 0.25$) que l'intensité du jet produit par le battement du profil bidimensionnel est assez puissante pour contrer les effets "résistifs" des fluctuations de vitesse et de la pression et ainsi amorcer un régime propulsif. Pour ce qui est du profil tridimensionnel de faible envergure, la forme de l'écoulement en aval de la structure évolue d'un sillage ondulant vers progressivement d'abord une simple, puis une double allée tourbillonnaire de von Kármán au fur et à mesure que la fréquence du battement augmente. Les profils de vitesse moyenne $u(y)$ dans le sillage étant tous déficitaires (même pour la

plus haute fréquence de battement), il n'y a donc pas de production d'effort propulsif pour le profil tridimensionnel de faible envergure à cette amplitude maximale de battement.

5.3.2 Amplitude maximale d'oscillation fixée à 15°

En considérant maintenant une amplitude maximale plus importante, c'est-à-dire 15° et différentes fréquences de battement des deux types de profils, une comparaison des structures de l'écoulement et des profils de vitesse moyenne ($u(y)$) correspondants dans le sillage (à une corde du bord de fuite de la structure) peut être déduite des résultats des figures 5.8 et 5.9. Là aussi, les structures de l'écoulement évoluent globalement de la même manière avec la fréquence de battement pour chaque type de profil, comme c'est le cas pour l'amplitude maximale de battement fixée à 10° de la section précédente. Pour le profil tridimensionnel de faible envergure on passe donc d'un sillage ondulant vers un sillage de von Kármán simple, puis vers un sillage de von Kármán double avec toujours un profil de vitesse moyenne déficitaire dans le sillage, autrement dit sans aucune production de poussée. De même, pour le profil bidimensionnel de grande envergure, on observe le sillage ondulant, la formation de l'allée de von Kármán, l'alignement de l'allée le long de l'axe de symétrie de l'écoulement et son inversion. Contrairement au battement à 10°, on observe toutefois dans ce cas une rupture de symétrie de l'allée tourbillonnaire inversée de von Kármán, déviant ainsi, à très haute fréquence de battement, les structures obliquement au cours de leur advection dans l'une des moitiés (supérieure ou inférieure) délimitées par l'axe de symétrie de l'écoulement. La transition vers le régime propulsif a également lieu beaucoup plus tôt (en terme de fréquence de battement) pour une amplitude de battement de 15° comparée à 10°. Ce résultat est attendu, précisément parce que le nombre de Strouhal est le paramètre clef.

Il apparait donc clairement que l'envergure, ou le rapport d'aspect du profil a une influence considérable sur la structure de l'écoulement généré autour du profil et sur les performances propulsives de ce dernier. Ainsi un profil de grande envergure par rapport à sa corde, considéré comme quasi bidimensionnel au regard de l'écoulement développé en son centre, fournit de meilleurs performances propulsives comparé au même profil de plus faible envergure. Quelles sont donc les mécanismes qui interviennent et empêchent un profil d'envergure beaucoup plus réduite d'avoir d'aussi bonnes performances ? Nous exposons brièvement une tentative de réponse à cette interrogation dans la section suivante.

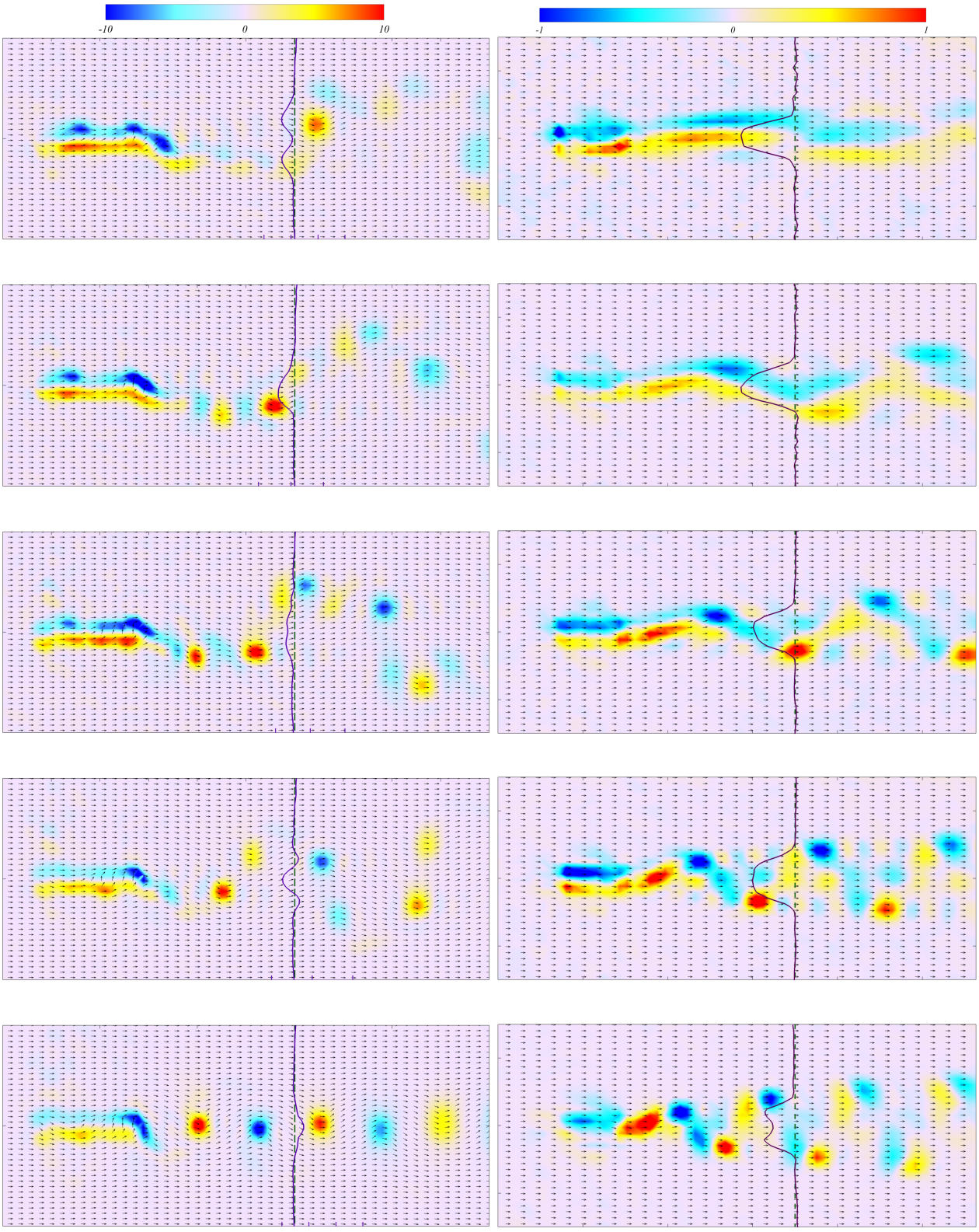


FIGURE 5.6 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 10° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.4$, 0.5, 0.6, 0.8 et 1.2 Hz.

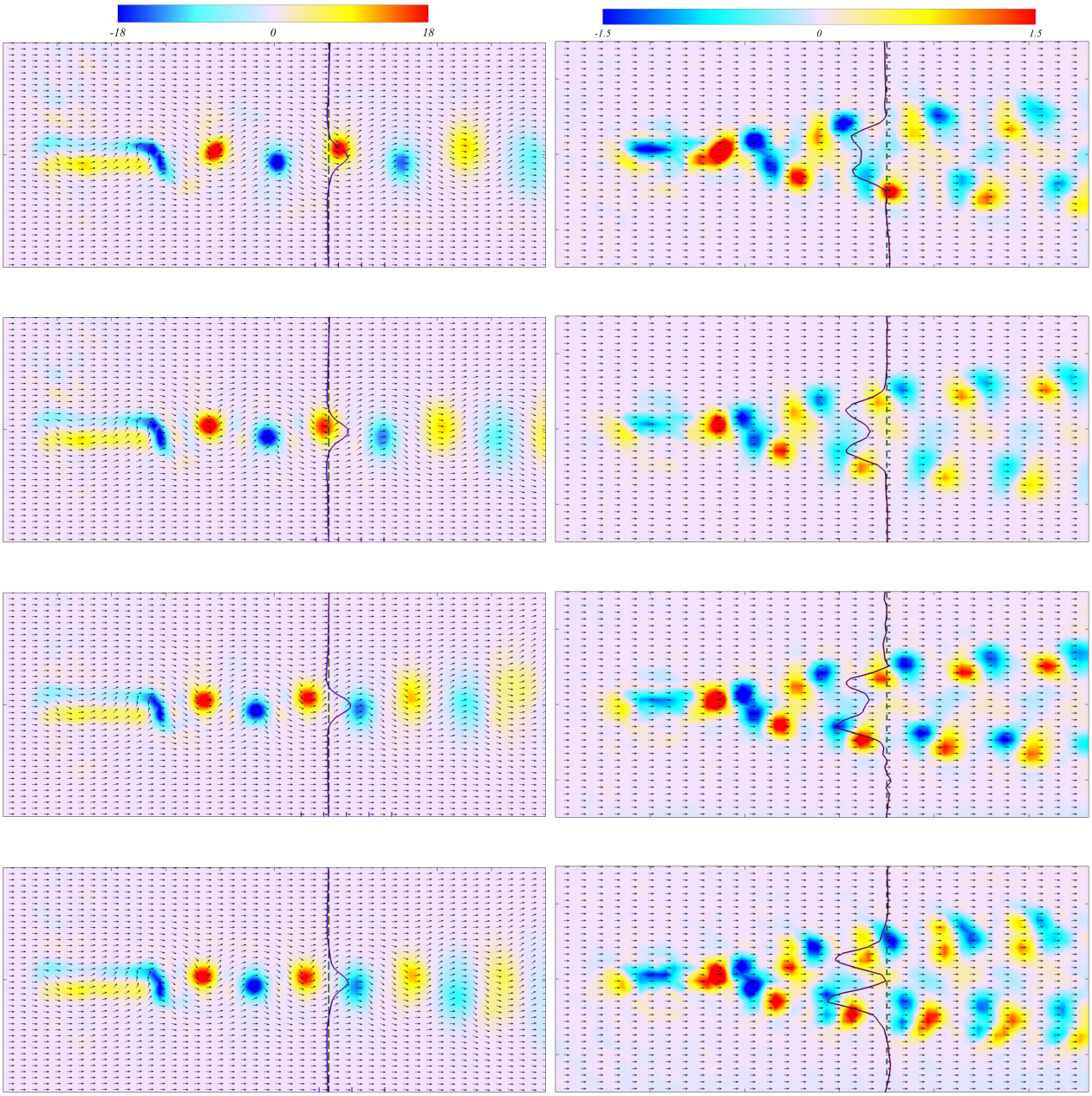


FIGURE 5.7 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 10° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.4$, 1.5, 1.6 et 1.8 Hz.

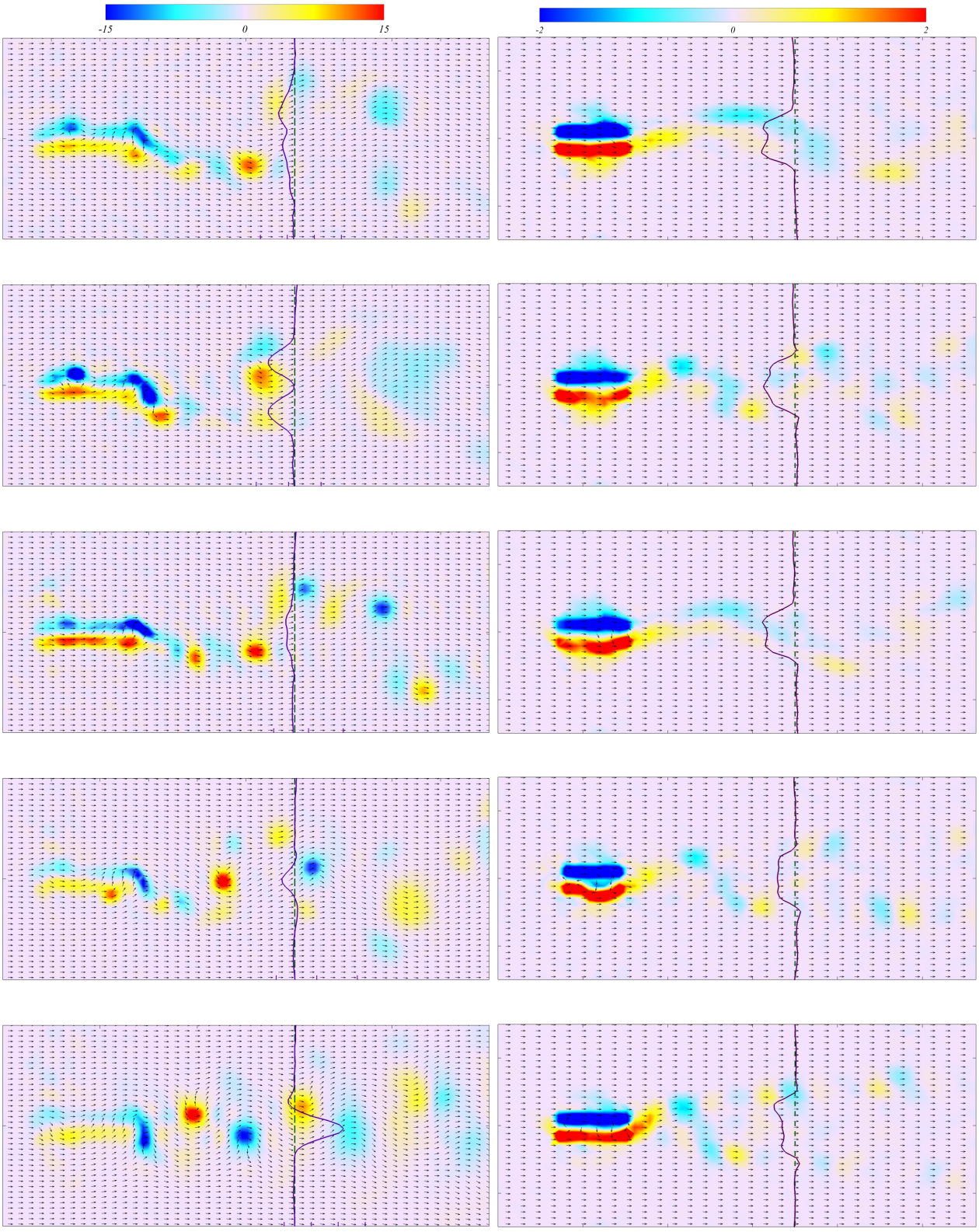


FIGURE 5.8 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 15° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 0.4$, 0.5, 0.6, 0.8 et 1.2 Hz.

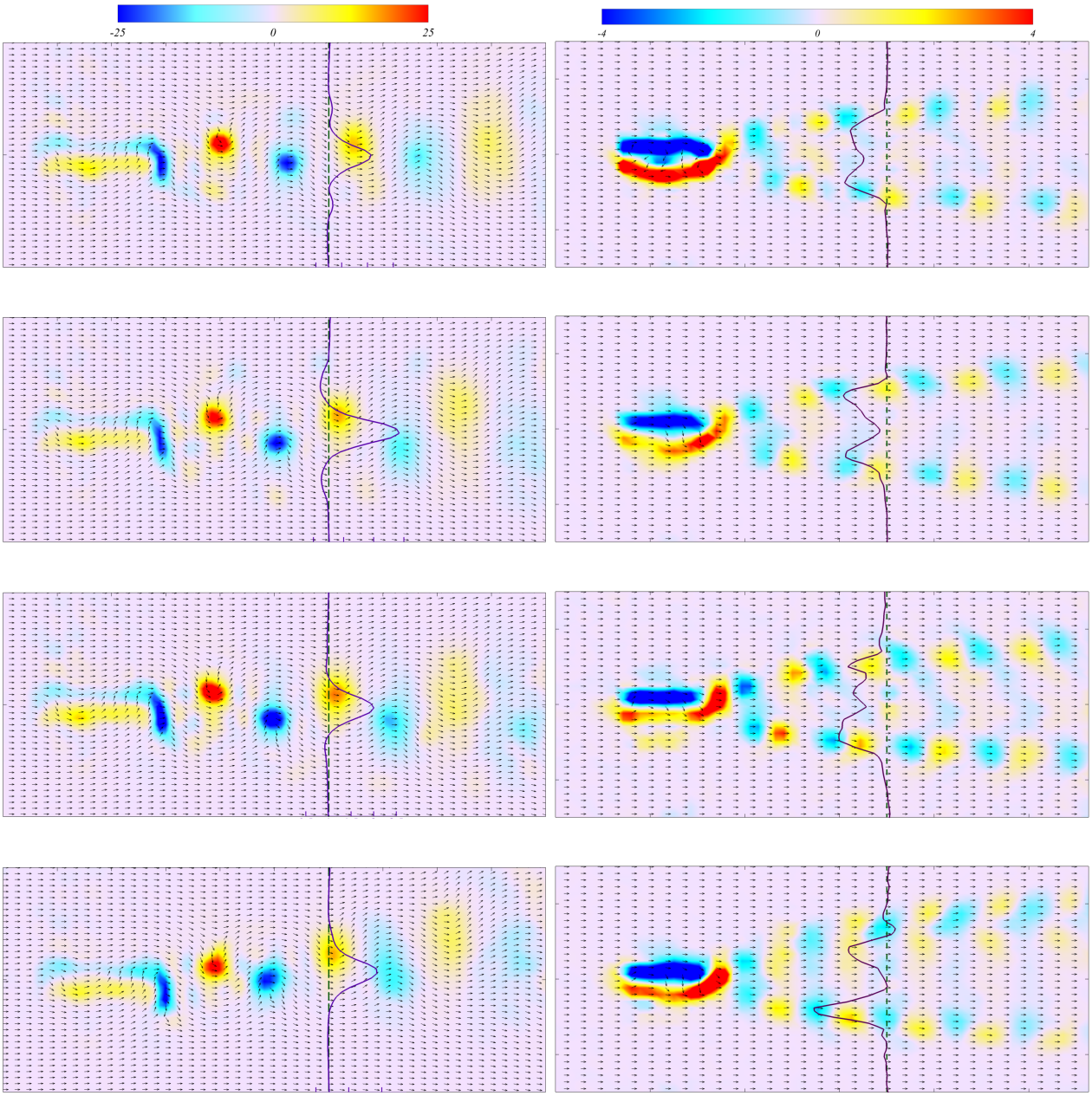


FIGURE 5.9 – Superposition des champs instantanés de vorticité ω_z et des profils de vitesse longitudinale moyenne $u(y)$ à la distance d'une corde dans le sillage du profil bidimensionnel (colonne de gauche) et tridimensionnel (colonne de droite) oscillant à une amplitude de battement de 15° pour des fréquences respectives (de haut en bas) $f = 1.4$, 1.5, 1.6 et 1.8 Hz.

5.4 Discussion sur les performances propulsives du profil 3D

Il a été observé qu'au cours de son mouvement dans la direction longitudinale x, le profil tridimensionnel (de très faible rapport d'aspect, 1/6) oscillant développe, entre autres, des structures d'écoulement qui évoluent suivant la direction de l'envergure z, manifestées par la génération de paires de tourbillons contrarotatifs (dans le sens de l'écoulement entrant) sur les bords latéraux. Ces tourbillons latéraux, bien connus dans le contexte de la théorie des ailes (*wing theory*), apparaissant inévitablement lors du battement d'un objet d'envergure finie, sont responsables de ce qui est communément appelé la traînée induite (*induced drag*). Plusieurs tentatives ont bien effectivement été entreprises afin de quantifier la traînée induite par ces tourbillons, pour une très récente discussion le lecteur peut se référer à [45]. Un modèle de traînée induite par ces structures, en lien avec la nage ondulatoire, a par exemple été proposé en [97]. Ce modèle basé sur la circulation ($\Gamma = \oint \mathbf{u}.d\mathbf{l}$) des tourbillons est tout aussi similaire à l'analyse faite en [5] sur la traînée des tourbillons d'extrémité aussi appelés tourbillons longitudinaux. Un aspect assez intéressant dans cette dernière étude est la mention, qu'une autre interprétation, d'un point de vue physique, serait de considérer le déficit ou la chute de pression dû à la vitesse transversale élevée entre les centres des tourbillons contrarotatifs par simple effet Venturi comme responsable de la traînée. Une contribution significative et non-négligeable à la traînée totale provient donc de cette chute de pression en lien avec ces structures longitudinales qui s'enroulent sur les bords latéraux du profil tridimensionnel de faible envergure, comme observé en [5].

Une autre source tout aussi importante à la traînée totale du profil provient de la traînée visqueuse. Cette contribution est effectivement présente, bien que la gamme du nombre de Reynolds soit suffisamment élevée de sorte que les efforts visqueux soient relativement faibles. L'importance de la traînée visqueuse a fait l'objet de nombreuses discussions et il a été reconnu que le mouvement d'un corps ou d'un objet de rapport d'aspect fini peut effectivement induire une augmentation de la traînée, en raison de la compression de la couche limite, connue sous le nom d'hypothèse d'amincissement de la couche limite de Bone-Lighthill, ou en anglais *the Bone-Lighthill boundary-layer thinning hypothesis* [77]. Contrairement aux nombreuses études portées sur les mécanismes de réduction de la traînée utilisés par les animaux aquatiques (voir [39] pour une revue), Lighthill et d'autres ont proposé à juste titre que la traînée puisse être augmentée par le mouvement de nage. Cette hypothèse a récemment été réétudiée pour des plaques planes en mouvement normal de battement par rapport à un écoulement entrant, et une formule de la traînée a été proposée en fonction du rapport d'aspect de la plaque, de la vitesse normale de la paroi induite par le mouvement de la plaque et bien entendu du nombre de Reynolds [36] et [37]. Cette loi et en particulier l'évolution inversement proportionnelle à la racine carrée de l'envergure finie $1/\sqrt{s}$, avec s l'envergure du profil fut retrouvée

en modélisant un nageur élastique actionné [90]. La prédiction théorique de la trainée visqueuse (par unité de longueur dans la direction longitudinale x) rapportée par exemple en [37] est rappelée en 5.1

$$D_{th} = C_{3D}\mu U_{||}\sqrt{Re_s}\sqrt{\frac{U_p}{U_{||}}} \tag{5.1}$$

pour une plaque d'envergure s en mouvement perpendiculaire à la vitesse U_p dans un écoulement dont la vitesse uniforme entrante est $U_{||}$. Le nombre de Reynolds Re_s est formé à partir de l'envergure de la plaque s et de la vitesse $U_{||}$. En rendant cette expression adimensionnelle, il vient que

$$D^*_{th} = \frac{D_{th}}{\rho U^2_{||} s} = C_{3D}\frac{1}{\sqrt{Re_c}}\frac{1}{\sqrt{Ar}}\sqrt{U^*_p} \tag{5.2}$$

avec Re_c le nombre de Reynolds construit à partir de la corde de la plaque c comme longueur de référence et de la vitesse $U_{||}$. $Ar = s/c$ est le rapport d'aspect de la plaque et la vitesse adimensionnelle normale de la paroi est désignée par $U^*_p = \frac{U_p}{U_{||}}$.
Dans notre présente étude de plaque en tangage, la vitesse normale de la paroi n'est plus constante le long de la corde. On peut néanmoins émettre l'hypothèse que le frottement visqueux induit par le mouvement de la plaque est en quelque sorte fonction de la vitesse normale de la paroi qui est ici fonction de la corde. En considérant le mouvement de tangage de la plaque donné par

$$\alpha(x,t) = (x - x_0)\Delta\alpha\sin(2\pi f t) \tag{5.3}$$

où x_0 est la position du point pivot situé au tiers de corde ($c/3$) par rapport au bord d'attaque de la plaque, $\Delta\alpha$ et f sont respectivement l'amplitude maximale et la fréquence de tangage du profil. On en déduit la vitesse normal de la paroi, telle que

$$U_\perp(x) = n_y\frac{\partial\alpha}{\partial t} = n_y 2\pi(x - x_0)f\Delta\alpha\cos(2\pi f t), \tag{5.4}$$

où n_y est la composante suivant y du vecteur unitaire normal à la plaque $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$. La vitesse normale de la paroi est effectivement périodique et dépendante de la position longitudinale x le long de la plaque. L'hypothèse selon laquelle la vitesse normale à la paroi U^*_p (utilisée à la relation (5.2)) peut être mise en relation avec une valeur moyenne comme

$$\mid U^*_\perp \mid = \mid U_\perp/U_\parallel \mid = \frac{3\pi}{2}St_A \mid x^* - 1/3 \mid\mid \cos(2\pi f t) \mid, \quad x^* = x/c, \tag{5.5}$$

se présente naturellement. En considérant dans l'expression (5.4) que $n_y = 1$ et étant donné que $St_A = Af/U_{\parallel}$ ($U_{\parallel} = U_{\infty}$ dans notre cas) on aboutit à la relation (5.5). On peut donc supposer que pour la prédiction du frottement global moyen une relation de proportionnalité simple se déduise, en prenant la moyenne temporelle et en intégrant les deux côtés de la plaque, telle que

$$U_p^* \sim \frac{1}{T}\int_0^1 \int_0^T \mid U_{\perp}^* \mid dtdx^* = \frac{5}{3} St_A. \tag{5.6}$$

En considérant cette nouvelle valeur (le signe $\sim$ indiquant un facteur de proportionnalité) dans l'expression (5.2) on obtient

$$D_{th}^* = C\frac{1}{\sqrt{Re_c}}\frac{1}{\sqrt{Ar}}\sqrt{St_A}. \tag{5.7}$$

Il apparait ainsi à partir de ce modèle théorique du frottement visqueux que plus le rapport d'aspect est petit, plus la traînée visqueuse est importante et que plus le nombre de Stouhal est élevé, plus aussi la trainée visqueuse est importante (pour un nombre de Reynolds donné). Ainsi dans notre cas où le rapport d'aspect est très faible et vue la gamme de variation du nombre de Strouhal et la valeur du nombre de Reynolds qui reste relativement faible, l'impact de la traînée visqueuse est donc nettement plus important que pour la plaque dans une configuration quasi-bidimensionnelle.

En définitive, en dehors de la traînée de forme dont la contribution fut le plus possible négligée en choisissant un profil assez mince, la contribution de la traînée induite par la chute de pression, en raison de la variation de la vitesse transverse (suivant l'envergure z), se manifestant par des tourbillons longitudinaux contrarotatifs (suivant la corde x) aux bords latéraux du profil, et la contribution de la traînée visqueuse qui augmente d'autant plus que le rapport d'aspect est faible et le nombre de Strouhal élevé, se combinent pour former une traînée totale très importante. C'est donc cette forte traînée résultante qui s'oppose aux performances propulsives du profil tridimensionnel de faible envergure en l'empêchant même de franchir le seuil de transition d'un régime de traînée vers un régime propulsif pour toutes les configurations de battement expérimentées.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Les performances propulsives de profils de différents rapports d'aspects (envergure par rapport à la corde) en oscillation harmonique de tangage ont été étudiées dans ce travail de thèse, avec des applications possibles dans le contexte de la propulsion instationnaire, à l'exemple de la nage à la (mono)palme ou de la nage des espèces aquatiques. Assimilés à la principale partie active du système propulsif, deux modèles simples de profils minces et rigides quasiment identiques ont été considérés, à la seule différence du rapport d'aspect d'un des profils, dit bidimensionnel très important (valant exactement 4.775) comparé au très faible rapport d'aspect du second profil, dit tridimensionnel, égal à 1/6. La question fondamentale qui nous préoccupe dans cette étude est donc, comment, de façon certaine, prédire de cette performance ou aptitude à la propulsion relevant de la cinématique de tangage des profils considérés ? Afin d'y répondre, deux principales pistes s'offrent à nous. L'analyse de la structure de l'écoulement induit par le mouvement du profil constitue un moyen indirect auquel nous avons recours afin de répondre à cette interrogation. La détermination de l'effort (de poussée ou de traînée par le principe d'action - réaction) est l'autre moyen, et l'unique moyen direct qui nous permet de conclure des performances propulsives de ces profils.

Le dispositif expérimental, l'ensemble des outils, moyens d'investigations et de mesures présentés au Chapitre 2 se sont révélés particulièrement adaptés à l'étude de cette problématique. Le mouvement de tangage étant imposé au tiers de corde des plaques par rapport à leur bord d'attaque, la variation des paramètres expérimentaux, à savoir la vitesse d'entrée de l'écoulement U_∞ au sein de la veine d'essai du tunnel hydrodynamique, la fréquence f et l'amplitude maximale $\Delta\alpha$ du battement des profils, a permis de considérer une gamme du nombre de Strouhal, basé sur l'amplitude d'excursion totale du bord de fuite du profil, $St_A = fA/U_\infty$ relativement faible et étroite dans laquelle évoluent plusieurs espèces aquatiques [38], et donc intéressante pour l'étude des systèmes propulsifs artificiels.

Les premiers résultats de l'écoulement généré autour du profil bidimensionnel de grande envergure présentés au Chapitre 3 témoignent de la qualité de la mesure PIV (Particle image velocimetry). Les structures de l'écoulement sont parfaitement mises en évidences en couplant à cette dernière technique de visualisation une reconstruction à partir des premiers modes POD (Proper Orthogonal Decomposition) pertinents. L'analyse qualitative du sillage généré par ce profil oscillant sous divers configurations de battement et différentes vitesses d'écoulement nous a ainsi permis d'identifier plusieurs régimes d'écoulements, liés aux arrangements des structures tourbillonnaires. On peut notamment citer un sillage ondulant, un sillage classique de von Kármán, un sillage aligné, un sillage de von Kármán inversé et un sillage asymétrique. En première analyse, les deux derniers sillages de la liste précédente sont généralement considérés comme propulsifs en raison du jet moyen créé et de la forme excédentaire des profils de vitesse moyenne, suivant la direction de l'écoulement, correspondants. Les autres sillages sont dits non-propulsifs, compte tenu du déficit de vitesse moyenne généré, caractéristique de l'exercice d'un effort de traînée par le profil oscillant, à l'exception d'un sillage parfaitement aligné qui ne générerait ni de déficit ni d'excès de vitesse et auquel serait attribué (en première analyse) la transition entre le régime non-propulsif et le régime propulsif. Cette première analyse, tentant de corréler l'organisation des structures de l'écoulement induit à l'effort imprimé par le profil oscillant, repose sur une formulation assez simplifiée du théorème de quantité de mouvement, dans laquelle les contributions des fluctuations de vitesse et de variation de la pression sont traditionnellement négligées.

C'est ainsi que dans le Chapitre 4, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'importance de ces contributions traditionnellement négligées dans le bilan de quantité de mouvement. Les efforts ont précisément été évalués, en considérant la configuration idéalisée d'une plaque très mince en tangage dans une configuration (quasi) bidimensionnelle, à la fois dans le montage expérimental, et en comparant avec des simulations numériques équivalentes très résolues réalisées au laboratoire IRPHE à Marseille, pour un régime d'écoulement identique. Grâce aux concordances relevant des comparaisons faites avec les résultats des simulations numériques, il a été démontré (une fois de plus) que la détermination indirecte de l'effort moyen dans l'expérience par l'utilisation classique du théorème intégral de la quantité de mouvement n'est fiable que si, en plus du profil de vitesse moyenne, on tient compte des quantités quadratiques moyennes des fluctuations de vitesse et de la variation de pression. La considération de ces contributions (souvent négligées) a pour conséquence de réduire l'effort de poussée, qui est autrement largement surestimé, impliquant une nouvelle corrélation entre l'arrangement des structures tourbillonnaires de l'écoulement induit et l'effort réel exercé par le profil. A partir de la formulation établie et validée par la simulation numériquement, on observe finalement que le jet ou le profil de vitesse excédentaire, marqueur d'une structure instationnaire associée au début d'une inversion ou à une parfaite inversion de l'allée de von Kármán,

ne représente pas nécessairement la signature de la production d'un effort de poussée. D'autre part, tout régime propulsif se caractérise nécessairement par un jet ou un profil de vitesse excédentaire. La forme du profil jet se révèle donc être une condition nécessaire et non suffisante à la propulsion. Pour être qualifié de propulsif, il ne suffit pas seulement que le profil oscillant produise un jet dans son sillage, mais aussi qu'il contrecarre les effets résistifs qui peuvent s'opposer à son avancé dont notamment celui de la pression. L'étude de l'influence des paramètres expérimentaux sur les performances propulsives du profil bidimensionnel oscillant indique qu'une plus grande fréquence et une plus grande amplitude du battement favorisent de meilleures performances pour une vitesse d'écoulement donnée. En diminuant la vitesse il apparait que les performances sont encore meilleures, mais le nombre de Strouhal se révèle être le paramètre adimensionnel déterminant dans cette étude. La loi d'évolution du coefficient moyen de poussée proportionnelle à la combinaison linéaire (ou la somme) du carré du nombre de Strouhal (St_A^2) et du nombre de Strouhal (St_A), établie dans notre configuration de tangage imposé au tiers de corde le confirme parfaitement.

En étendant au Chapitre 5 l'étude entreprise sur le profil tridimensionnel de faible envergure et de faible rapport d'aspect, nous nous sommes principalement intéressés aux structures de l'écoulement, ayant établi au chapitre précédent une sorte de corrélation entre le sillage induit par le profil oscillant et le type de régime (propulsif ou non). En augmentant progressivement la fréquence de battement du profil tridimensionnel, et donc le nombre de Strouhal, on observe un sillage ondulant, une simple allée puis une double allée tourbillonnaire de von Kármán. L'ordre d'apparition de ces sillages, en fonction du nombre de Strouhal, diffère évidemment très largement de celui généré par le profil bidimensionnel sous les mêmes conditions expérimentales. Pour toutes les configurations de battement analysées, uniquement des sillages non-propulsifs, en raison de la forme déficitaire des profils de vitesse moyenne, ont été enregistrés. Ces très faibles performances propulsives du profil tridimensionnel oscillant s'expliquent d'une part par la forte traînée induite par les tourbillons, généralement associée à la paire de tourbillons contrarotatifs longitudinaux générés aux bords latéraux du profil. L'importante contribution de la traînée visqueuse (estimée théoriquement comme étant inversement proportionnelle à la racine carrée du rapport d'aspect et proportionnelle à la racine carrée du nombre de Strouhal) dans cette configuration de très faible rapport d'aspect et d'autant plus importante que le nombre de Strouhal l'est, constitue l'autre explication à ces si faibles performances. Les effets de largeur finie contribuent donc de manière significative aux performances de profils oscillant.

Perspectives

Bien qu'on parvienne à juste titre à dire avec certitude que le profil tridimensionnel de faible

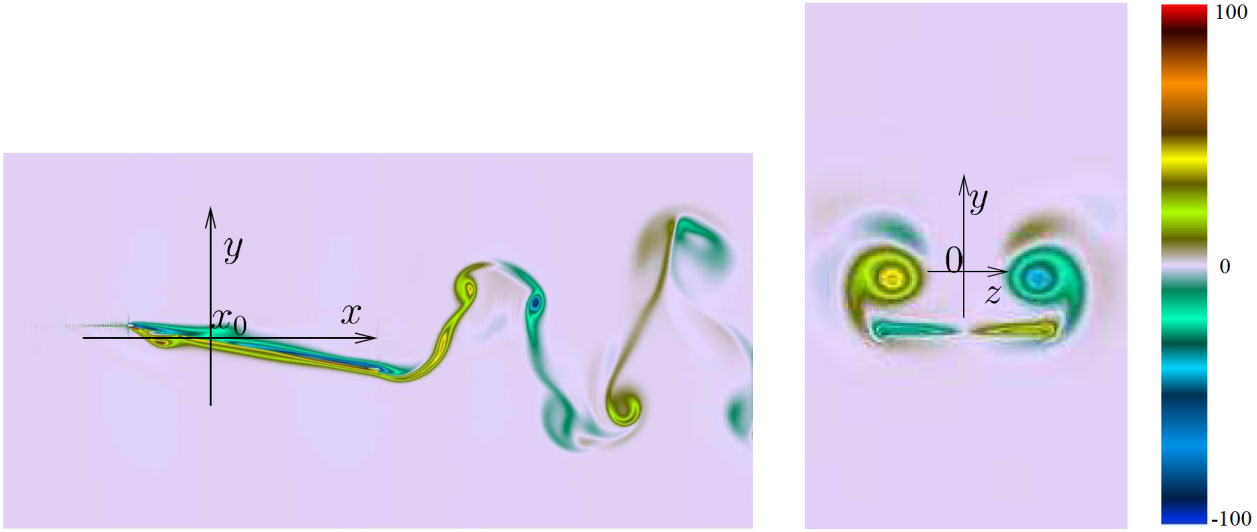


FIGURE 6.1 – (gauche) Champ instantané numérique de vorticité adimensionnelle ω_z à mi-envergure $z = 0$ dans le plan (x, y) le long de la plaque et dans son sillage, et (droite) champ de vorticité adimensionnelle ω_x correspondant sur la plaque à la position $x = 0.75c$ dans le plan (y, z). Le nombre de Strouhal vaut $St_A = 0.3$ et le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$.

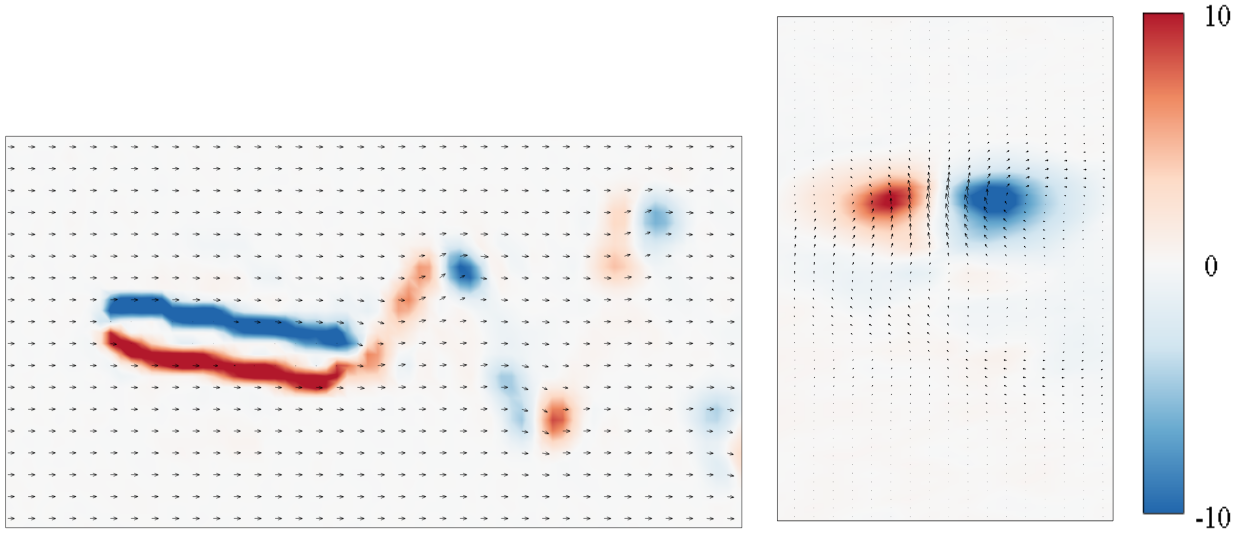


FIGURE 6.2 – (gauche) Champ instantané expérimental de vorticité adimensionnelle ω_z à mi-envergure $z = 0$ dans le plan (x, y) le long de la plaque et dans son sillage, et (droite) champ de vorticité adimensionnelle ω_x correspondant dans le sillage à la position $x = 0.5c$ du bord de fuite dans le plan (y, z). Le nombre de Strouhal vaut $St_A = 0.3$ et le nombre de Reynolds vaut $Re = 2000$.

envergure se trouve en régime non-propulsif, il serait intéressant de quantifier précisément l'effort de traînée qu'il produit. L'approche bidimensionnelle adoptée au chapitre 4 pour déduire l'effort ne convient effectivement plus dans ce cas, au vue des effets tridimensionnels abondants. D'un point de vue expérimental, il est prévu d'utiliser une balance hydrodynamique qui serait couplée à la queue du profil et au système de mise en rotation en arrière de veine du tunnel hydrodynamique (se référer au dispositif expérimental présenté du chapitre 2). Cette balance doit effectivement se révéler être d'une très grande précision pour espérer mesurer des efforts réalistes dus uniquement à l'écoulement, qui de plus, doit avoir une vitesse relativement faible afin d'avoisiner une gamme de Strouhal correspondante à l'étude des systèmes propulsifs. Des premiers essais réalisés avec une balance hydrodynamique classique dans la plage de Strouhal intéressante, nous n'avons tiré que du bruit de mesure appartenant à la zone destinée à la calibration de la balance. L'instrumentation directe du profil par de jauges très précises peut également être un autre moyen, qui présentera cependant l'inconvénient d'être une mesure intrusive. D'un point de vue numérique, bien que le coût d'un tel calcul soit considérable, des simulations sont en cours à l'IRPHE, qui collabore à cette étude. Deux exemples de champs de vorticité obtenus numériquement dans les plans (x, y) à mi-envergure et (y, z) sur la plaque au quart de corde par rapport au bord de fuite du profil sont présentés à la figure 6.1. Les paramètres expérimentaux (du chapitre 5) étant identiques avec la simulation numérique, on observe déjà pratiquement les mêmes structures de l'écoulement en les comparant aux champs instantanés expérimentaux reconstruis par POD de la figure 6.2 ! Des comparaisons précises, qualitatives sur les structures de l'écoulement en fonction de l'évolution du nombre de Strouhal, et quantitatives sur des profils de vitesse, restent encore à faire. Les résultats qui seront apportés par la simulation numérique pourront ainsi permettre de quantifier précisément l'importance associée à la traînée induite par ces tourbillons longitudinaux aux extrémités des bords latéraux du profil, et celle attribuée à la traînée visqueuse. La validité du modèle théorique d'évolution de la traînée visqueuse en fonction du nombre de Reynolds, du rapport d'aspect et du nombre de Strouhal établi en fin de chapitre 5 dans la discussion sur les faibles performances propulsives du profil tridimensionnel pourra également être mise à l'épreuve et infirmée ou confirmée par l'apport des résultats numériques.

Bibliographie

[1] R. Adrian. Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow—a review. International journal of heat and fluid flow, 7(2) :127–145, 1986. 21

[2] R. J. Adrian. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. Annual review of fluid mechanics, 23(1) :261–304, 1991. 21

[3] R. J. Adrian. Bibliography of particle velocimetry using imaging methods : 1917-1995. Department of theoretical and applied mechanics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1996. 22

[4] K. Afanasiev and M. Hinze. Adaptive control of a wake flow using proper orthogonal decomposition. Lecture Notes in Pure and Applied Mathematics, pages 317–332, 2001. 33

[5] J.-L. Aider, J.-F. Beaudoin, and J. E. Wesfreid. Drag and lift reduction of a 3d bluff-body using active vortex generators. Experiments in fluids, 48(5) :771–789, 2010. 130

[6] F. Alouges, A. DeSimone, and A. Lefebvre. Optimal strokes for low reynolds number swimmers : an example. Journal of Nonlinear Science, 18(3) :277–302, 2008. 3

[7] A. Andersen, T. Bohr, T. Schnipper, and J. H. Walther. Wake structure and thrust generation of a flapping foil in two-dimensional flow. Journal of Fluid Mechanics, 812, 2017. 7, 8, 10

[8] J. Anderson, K. Streitlien, D. Barrett, and M. Triantafyllou. Oscillating foils of high propulsive efficiency. Journal of Fluid Mechanics, 360 :41–72, 1998. 6, 7, 45, 48, 87

[9] F. Andrews, J. Morgan, and J. Sonquist. Multiple classification analysis : A report on a computer program for multiple regression using categorical predictors. 1967. 33

[10] A. C. Antoulas, D. C. Sorensen, and S. Gugercin. A survey of model reduction methods for large-scale systems. Contemporary mathematics, 280 :193–220, 2001. 33

[11] R. Aris. Vectors, tensors and the basic equations of fluid dynamics, 1962. 82

[12] A. Azuma. The biokinetics of flying and swimming. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006. 2

[13] W. Back and H. M. Clayton. Equine Locomotion-E-Book. Elsevier Health Sciences, 2013. 2

[14] R. Bainbridge. Caudal fin and body movement in the propulsion of some fish. Journal of Experimental Biology, 40(1) :23–56, 1963. 4

[15] S. Balay, S. Abhyankar, M. Adams, J. Brown, P. Brune, K. Buschelman, L. Dalcin, V. Eijkhout, W. Gropp, D. Kaushik, et al. Petsc users manual, tech. rep. anl-95/11–revision 3.4, 2013. 78

[16] R. Bale, M. Hao, A. P. S. Bhalla, N. Patel, and N. A. Patankar. Gray's paradox : A fluid mechanical perspective. Scientific reports, 4 :5904, 2014. 2

[17] G. K. Batchelor. An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge Mathematical Library. Cambridge University Press, 2000. 57

[18] M. Bergmann, A. Iollo, and R. Mittal. Effect of caudal fin flexibility on the propulsive efficiency of a fish-like swimmer. Bioinspiration & biomimetics, 9(4) :046001, 2014. 4

[19] R. W. Blake. Fish functional design and swimming performance. Journal of fish biology, 65(5) :1193–1222, 2004. 3

[20] D. G. Bohl and M. M. Koochesfahani. Mtv measurements of the vortical field in the wake of an airfoil oscillating at high reduced frequency. Journal of Fluid Mechanics, 620 :63–88, 2009. 7, 8, 9, 56, 57, 85, 91

[21] P. Bot, M. Rabaud, G. Thomas, A. Lombardi, and C. Lebret. Sharp transition in the lift force of a fluid flowing past nonsymmetrical obstacles : evidence for a lift crisis in the drag crisis regime. Physical review letters, 117(23) :234501, 2016. 14

[22] J. Bratt. Flow patterns in the wake of an oscillating aerofoil, arc r. & m, 1953. 7

[23] C. Brennen and H. Winet. Fluid mechanics of propulsion by cilia and flagella. Annual Review of Fluid Mechanics, 9(1) :339–398, 1977. 2

[24] J. H. Buchholz and A. J. Smits. On the evolution of the wake structure produced by a low-aspect-ratio pitching panel. Journal of fluid mechanics, 546 :433–443, 2006. 50, 52

[25] S. Childress. Mechanics of swimming and flying, volume 2. Cambridge University Press, 1981. 2

[26] M. S. Chong, A. E. Perry, and B. J. Cantwell. A general classification of three-dimensional flow fields. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics, 2(5) :765–777, 1990. 30

[27] D. J. Cleaver, Z. Wang, and I. Gursul. Bifurcating flows of plunging aerofoils at high strouhal numbers. Journal of Fluid Mechanics, 708 :349–376, 2012. 52

[28] J. E. Colgate and K. M. Lynch. Mechanics and control of swimming : A review. IEEE journal of oceanic engineering, 29(3) :660–673, 2004. 2

[29] L. Cordier and M. Bergmann. Proper orthogonal decomposition : An overview, post-processing of experimental and numerical data, von karman institute for fluid dynamics. Lecture Series, 4, 2003. 33

[30] Y. Couder and C. Basdevant. Experimental and numerical study of vortex couples in two-dimensional flows. Journal of Fluid Mechanics, 173 :225–251, 1986. 50

[31] P.-L. Delafin. Analyse de l'écoulement transitionnel sur un hydrofoil : application aux hydroliennes à axe transverse avec contrôle actif de l'angle de calage. PhD thesis, Brest, 2014. 5

[32] A. DeSimone, F. Alouges, and A. Lefebvre. Biological fluid dynamics : swimming at low reynolds numbers. Preprint, 21, 2008. 3

[33] P. A. Dewey, B. M. Boschitsch, K. W. Moored, H. A. Stone, and A. J. Smits. Scaling laws for the thrust production of flexible pitching panels. Journal of Fluid Mechanics, 732 :29–46, 2013. 7

[34] P. E. Dimotakis. Laser doppler velocimetry momentum defect measurements of cable drag at low to moderate reynolds numbers : feasibility study. 1977. 85

[35] R. Duvigneau. The 22nd chesapeake sailing yacht symposium. 109

[36] U. Ehrenstein and C. Eloy. Skin friction on a moving wall and its implications for swimming animals. Journal of Fluid Mechanics, 718 :321–346, 2013. 130

[37] U. Ehrenstein, M. Marquillie, and C. Eloy. Skin friction on a flapping plate in uniform flow. Phil. Trans. R. Soc. A, 372(2020) :20130345, 2014. 75, 130, 131

[38] C. Eloy. Optimal strouhal number for swimming animals. Journal of Fluids and Structures, 30 :205–218, 2012. 7, 133

[39] F. Fish and G. Lauder. Passive and active flow control by swimming fishes and mammals. Annu. Rev. Fluid Mech., 38 :193–224, 2006. 130

[40] D. Floryan, T. Van Buren, C. W. Rowley, and A. J. Smits. Scaling the propulsive performance of heaving and pitching foils. Journal of Fluid Mechanics, 822 :386–397, 2017. 110, 112

[41] P. Freymuth. Propulsive vortical signature of plunging and pitching airfoils. AIAA journal, 26(7) :881–883, 1988. 56

[42] K. Fukunaga. Introduction to statistical pattern recognition. Academic press, 2013. 35

[43] R. Godoy-Diana, J.-L. Aider, and J. E. Wesfreid. Transitions in the wake of a flapping foil. Physical Review E, 77(1) :016308, 2008. 7, 9, 10, 57

[44] R. Godoy-Diana, C. Marais, J.-L. Aider, and J. E. Wesfreid. A model for the symmetry breaking of the reverse bénard–von kármán vortex street produced by a flapping foil. Journal of Fluid Mechanics, 622 :23–32, 2009. 50, 52, 87, 100

[45] R. Godoy-Diana and B. Thiria. On the diverse roles of fluid dynamic drag in animal swimming and flying. Journal of The Royal Society Interface, 15(139) :20170715, 2018. 130

[46] L. Graftieaux, M. Michard, and N. Grosjean. Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. Measurement Science and technology, 12(9) :1422, 2001. 30

[47] I. Grant. Selected papers on particle image velocimetry, volume 99. Society of Photo Optical, 1994. 21

[48] I. Grant. Particle image velocimetry : a review. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science, 211(1) :55–76, 1997. 22

[49] J. Gray. Studies in animal locomotion : Vi. the propulsive powers of the dolphin. Journal of experimental biology, 13(2) :192–199, 1936. 1

[50] J. Gray. Animal locomotion. Weidenfeld & Nicolson, 1968. 2

[51] J.-L. Guermond, P. Minev, and J. Shen. An overview of projection methods for incompressible flows. Computer methods in applied mechanics and engineering, 195(44-47) :6011–6045, 2006. 76

[52] I. Gursul, D. Cleaver, and Z. Wang. Control of low reynolds number flows by means of fluid–structure interactions. Progress in Aerospace Sciences, 64 :17–55, 2014. 52

[53] F. Hegner, D. Hess, and C. Brücker. Volumetric 3d piv in heart valve flow. In Proc. 11TH Int Symp Particle Image Velocimetry–PIV15 Santa Barbara, California, 2015. 114

[54] D. Hess, C. Brücker, J. Kitzhofer, and T. Nonn. Single-view volumetric piv using high-resolution scanning and least squares matching. In 9th Int. Symp. Particle Image Velocimetry–PIV, volume 11, pages 21–23, 2011. 114

[55] D. Hess, C. Skupsch, J. Kitzhofer, and C. Brücker. Volumetric investigation of vortex pairing in a wall jet in air. In European Turbulence Conference, volume 14, pages 1–4, 2013. 114

[56] K. Hinsch. Particle image velocimetry. OPTICAL ENGINEERING-NEW YORK-MARCEL DEKKER INCORPORATED-, 38 :235–235, 1993. 21

[57] P. Holmes. Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. Cambridge university press, 2012. 33

[58] J. C. Hunt, A. A. Wray, and P. Moin. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. 1988. 30

[59] A. F. Hussain. Coherent structures and turbulence. Journal of Fluid Mechanics, 173 :303–356, 1986. 30

[60] J. Jeong and F. Hussain. On the identification of a vortex. Journal of fluid mechanics, 285 :69–94, 1995. 30

[61] K. Jones, C. Dohring, and M. Platzer. Experimental and computational investigation of the knoller-betz effect. AIAA journal, 36(7) :1240–1246, 1998. 50, 52

[62] T. v. Kármán. Airfoil theory for non-uniform motion. Journal of the Aeronautical Sciences, 5(10) :379–390, 1938. 6

[63] J. Katz and D. Weihs. Behavior of vortex wakes from oscillating airfoils. Journal of Aircraft, 15(12) :861–863, 1978. 6

[64] R. D. Keane and R. J. Adrian. Optimization of particle image velocimeters. i. double pulsed systems. Measurement science and technology, 1(11) :1202, 1990. 30

[65] M. Kirby and L. Sirovich. Application of the karhunen-loeve procedure for the characterization of human faces. IEEE Transactions on Pattern analysis and Machine intelligence, 12(1) :103–108, 1990. 33

[66] J. Kitzhofer, C. Brücker, and O. Pust. Tomo ptv using 3d scanning illumination and telecentric imaging. In Proceedings of the 8th International Symposium on Particle Image Velocimetry, pages 25–28, 2009. 114

[67] M. Koehler, D. Hess, C. Kratzsch, and C. Brücker. Flying piv measurements in a driven ic engine flow. In 17th International symposium on application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon, Portugal, pages 7–10, 2014. 114

[68] M. Koochesfahani. Wake of an oscillating airfoil. The Physics of Fluids, 29(9) :2776–2776, 1986. 8

[69] M. M. Koochesfahani. Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil. AIAA journal, 27(9) :1200–1205, 1989. 7, 6, 8, 10, 48, 56, 59, 87, 112

[70] E. Lauga and T. R. Powers. The hydrodynamics of swimming microorganisms. Reports on Progress in Physics, 72(9) :096601, 2009. 2, 3

[71] W. Lauterborn and A. Vogel. Modern optical techniques in fluid mechanics. Annual Review of Fluid Mechanics, 16(1) :223–244, 1984. 21

[72] B. Lecordier and M. Trinite. Advanced piv algorithms with image distortion—validation and comparison from synthetic images of turbulent flow. In Particle image velocimetry : recent improvements, proceedings of the EUROPIV 2 workshop, Zaragoza, Spain. Citeseer, 2003. 22

[73] H.-J. Lee, Y.-J. Jong, L.-M. Chang, and W.-L. Wu. Propulsion strategy analysis of high-speed swordfish. Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, 52(175) :11–20, 2009. 2

[74] A. Lelong. Etude expérimentale du comportement hydroélastique d'une structure flexible pour différents régimes d'écoulement. PhD thesis, Brest, 2016. 16

[75] D. Lentink, F. T. Muijres, F. J. Donker-Duyvis, and J. L. van Leeuwen. Vortex-wake interactions of a flapping foil that models animal swimming and flight. Journal of Experimental Biology, 211(2) :267–273, 2008. 50

[76] M. Lighthill. Hydromechanics of aquatic animal propulsion. Annual review of fluid mechanics, 1(1) :413–446, 1969. 6

[77] M. J. Lighthill. Large-amplitude elongated-body theory of fish locomotion. Proc. R. Soc. Lond. B, 179(1055) :125–138, 1971. 130

[78] S. J. Lighthill. Mathematical biofluiddynamics. SIAM, 1975. 5

[79] H. Liu and K. Kawachi. A numerical study of undulatory swimming. Journal of Computational Physics, 155(2) :223–247, 1999. 6

[80] J. L. Lumley. The structure of inhomogeneous turbulent flow. Atmospheric turbulence and radio wave propagation, pages 166–178, 1967. 33

[81] J. Magnusson, W. Hoar, and D. Randall. Locomotion by scombroid fishes : hy-dromechanics, morphology, and behaviour. Fish Physiology, 7 :240–315, 1978. 2

[82] R. Meynart. Mesure de champs de vitesse d'ecoulements fluides par analyse de suites d'images obtenues par diffusion d'un feuillet lumineux. VKI PHDT, 2 :1983, 1983. 21, 24

[83] M. Michard and T. Favelier. Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par piv. In 9ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, pages 14–17, 2004. 30

[84] M. Michard, T. Favelier, and N. Grosjean. Étude d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires. Technical report, Technical report, Contrat CNRT/2004/05, 2005. 30

[85] T. Morse and C. Williamson. Prediction of vortex-induced vibration response by employing controlled motion. Journal of Fluid Mechanics, 634 :5–39, 2009. 60

[86] J. M. Moubogha, U. Ehrenstein, and J. A. Astolfi. Forces on a pitching plate : An experimental and numerical study. Applied Ocean Research, 69 :27–37, 2017. 14

[87] B. Paillard. Simulation numérique et optimisation d'une hydrolienne à axe transverse avec contrôle actif de l'angle de calage. PhD thesis, Brest, 2011. 5

[88] F. Paraz, L. Schouveiler, and C. Eloy. Thrust generation by a heaving flexible foil : Resonance, nonlinearities, and optimality. Physics of Fluids, 28(1) :011903, 2016. 56

[89] J. M. Pedersen. Analysis of planar measurements of turbulent flows. 2003. 33

[90] M. Piñeirua, B. Thiria, and R. Godoy-Diana. Modelling of an actuated elastic swimmer. Journal of Fluid Mechanics, 829 :731–750, 2017. 131

[91] M. F. Platzer, K. S. Neace, and C.-K. Pang. Aerodynamic analysis of flapping wing propulsion,". AIAA paper, 93 :0484, 1993. 6

[92] A. K. Prasad. Stereoscopic particle image velocimetry. Experiments in fluids, 29(2) :103–116, 2000. 22

[93] E. M. Purcell. Life at low reynolds number. American journal of physics, 45(1) :3–11, 1977. 3

[94] A. Quarteroni and A. Valli. Domain decomposition methods for partial differential equations. Oxford, UK : Clarendon Press, 1999. 78

[95] M. Raffel, C. E. Willert, S. T. Wereley, and J. Kompenhans. Particle image velocimetry : a practical guide. Springer, 2013. 22

[96] R. Ramamurti and W. Sandberg. Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver. AIAA journal, 39(2) :253–260, 2001. 6, 91

[97] V. Raspa, S. Ramananarivo, B. Thiria, and R. Godoy-Diana. Vortex-induced drag and the role of aspect ratio in undulatory swimmers. Physics of Fluids, 26(4) :041701, 2014. 130

[98] M. Riethmuller. Particle image velocimetry–lecture series 1996-03. Von Karman Institute, pages 51–52, 1996. 22

[99] M. Riethmuller. Particle image velocimetry and associated techniques. von karman institute for fluid dynamics rhode st. Genese, Belgium, 2000. 22

[100] M. Sacher, F. Hauville, P. Bot, and M. Durand. Sail trimming fsi simulation–comparison of viscous and inviscid flow models to optimise upwind sail trim. In Proceedings of 5th High Performance Yacht Design Conference. Auckland, New-Zealand, 2015. 109

[101] M. Sacher, F. Hauville, R. Duvigneau, O. Le Maître, N. Aubin, and M. Durand. Efficient optimization procedure in non-linear fluid-structure interaction problem : Application to mainsail trimming in upwind conditions. Journal of Fluids and Structures, 69 :209–231, 2017. 109

[102] F. Scarano. Particle Image Velocimetry Development and Application : Investigation of Coherent Structures in Turbulent Shear Flows. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2000. 29

[103] T. Schnipper, A. Andersen, and T. Bohr. Vortex wakes of a flapping foil. Journal of Fluid Mechanics, 633 :411–423, 2009. 12, 48, 70, 71, 87

[104] M. Sfakiotakis, D. M. Lane, and J. B. C. Davies. Review of fish swimming modes for aquatic locomotion. IEEE Journal of oceanic engineering, 24(2) :237–252, 1999. 7, 3, 4

[105] R. K. Shukla and X. Zhong. Derivation of high-order compact finite difference schemes for non-uniform grid using polynomial interpolation. Journal of Computational Physics, 204(2) :404–429, 2005. 77

[106] L. Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures. i. coherent structures. Quarterly of applied mathematics, 45(3) :561–571, 1987. 33

[107] A. Sornborger, C. Sailstad, E. Kaplan, and L. Sirovich. Spatiotemporal analysis of optical imaging data. Neuroimage, 18(3) :610–621, 2003. 33

[108] G. Spedding, A. Hedenström, and M. Rosén. Quantitative studies of the wakes of freely flying birds in a low-turbulence wind tunnel. Experiments in Fluids, 34(2) :291, 2003. 56

[109] G. K. Taylor, R. L. Nudds, and A. L. Thomas. Flying and swimming animals cruise at a strouhal number tuned for high power efficiency. Nature, 425(6959) :707, 2003. 7, 45

[110] W. Tian, A. Bodling, H. Liu, J. C. Wu, G. He, and H. Hu. An experimental study of the effects of pitch-pivot-point location on the propulsion performance of a pitching airfoil. Journal of fluids and structures, 60 :130–142, 2016. 56, 93

[111] G. S. Triantafyllou, M. Triantafyllou, and M. Grosenbaugh. Optimal thrust development in oscillating foils with application to fish propulsion. Journal of Fluids and Structures, 7(2) :205–224, 1993. 6, 7

[112] M. Triantafyllou, G. Triantafyllou, and R. Gopalkrishnan. Wake mechanics for thrust generation in oscillating foils. Physics of Fluids A : Fluid Dynamics, 3(12) :2835–2837, 1991. 45, 59

[113] M. S. Triantafyllou, A. H. Techet, and F. S. Hover. Review of experimental work in biomimetic foils. IEEE Journal of Oceanic Engineering, 29(3) :585–594, 2004. 6

[114] M. S. Triantafyllou, G. Triantafyllou, and D. Yue. Hydrodynamics of fishlike swimming. Annual review of fluid mechanics, 32(1) :33–53, 2000. 7

[115] K. Von Ellenrieder, K. Parker, and J. Soria. Flow structures behind a heaving and pitching finite-span wing. Journal of Fluid Mechanics, 490 :129–138, 2003. 118

[116] T. Von Karman. General aerodynamic theory-perfect fluids. Aerodynamic theory, 2 :346–349, 1935. 6

[117] P. Webb. Body form, locomotion and foraging in aquatic vertebrates. American Zoologist, 24(1) :107–120, 1984. 3

[118] P. W. Webb. The biology of fish swimming. Mechanics and physiology of animal swimming, 4562, 1994. 3

[119] Z. Wei and Z. Zheng. Mechanisms of wake deflection angle change behind a heaving airfoil. Journal of Fluids and Structures, 48 :1–13, 2014. 52

[120] J. Westerweel. Digital particle image velocimetry : theory and application. 1993. 22

[121] J. Westerweel. Fundamentals of digital particle image velocimetry. Measurement science and technology, 8(12) :1379, 1997. 22

[122] C. H. Williamson and A. Roshko. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. Journal of fluids and structures, 2(4) :355–381, 1988. 12, 7, 60, 70

[123] T. Wu. Swimming and flying in nature, volume 2. Springer Science & Business Media, 2013. 2

[124] T. Y. Wu. Fish swimming and bird/insect flight. Annual Review of Fluid Mechanics, 43 :25–58, 2011. 3

[125] T. Y.-T. Wu. Hydromechanics of swimming of fishes and cetaceans. In Advances in applied mechanics, volume 11, pages 1–63. Elsevier, 1971. 6

Applied Ocean Research 69 (2017) 27–37

Contents lists available at ScienceDirect

Applied Ocean Research

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

Review

Forces on a pitching plate: An experimental and numerical study

Joseph Moubogha Moubogha[a,*], Uwe Ehrenstein[b], Jacques André Astolfi[a]

[a] French Naval Academy Research Institute – IRENav EA3634, Brest, France
[b] Aix Marseille University, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, Marseille, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 10 February 2017
Received in revised form 5 September 2017
Accepted 6 September 2017

Keywords:
Pitching plate
Thrust
Experiment
Numerical simulation

ABSTRACT

A flat plate in pitching motion is considered as a fundamental source of locomotion in the general context of marine propulsion. The experimental as well as numerical investigation is carried out at a relatively small Reynold number of 2000 based on the plate length c and the inflow velocity U_∞. The plate oscillates sinusoidally in pitch about its $1/3-c$ axis and the peak to peak amplitude of motion is 20°. The reduced frequency of oscillation $k=\pi fc/U_\infty$ is considered as a key parameter and it may vary between 1 and 5. The underlying fluid-structure problem is numerically solved using a compact finite-differences Navier–Stokes solution procedure and the numerical solution is compared with Particle Image Velocimetry (PIV) measurements of the flow field around the pitching foil experimental device mounted in a water-channel. A good agreement is found between the numerical and experimental results and the threshold oscillation frequency beyond which the wake exhibits a reverse von Kármán street pattern is determined. Above threshold, the mean velocity in the wake exhibits jet-like profiles with velocity excess, which is generally considered as the footprint of thrust production. The forces exerted on the plate are extracted from the numerical simulation results and it is shown, that reliable predictions for possible thrust production can be inferred from a conventional experimental control volume analysis, only when besides the wake's mean flow the contributions from the velocity fluctuation and the pressure term are taken into account.

© 2017 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Contents

1. Introduction 27
2. Experimental setup 28
3. Numerical solution procedure 29
4. Results 30
5. Concluding discussion 36
Acknowledgements 37
References 37

1. Introduction

Unsteady flows around oscillating foils or plates have been the subject of numerous studies for decades, since early investigations on airfoil theory (cf. [1]) and also motivated, among other issues, by biological applications on the propulsion of flying and aquatic species [2,3]. For example, flapping wings propulsion has been both the subject of numerical studies, in the context of non-viscous flows [4,5] or viscous flows [6,7], and experimental investigations [8–10], just to cite a few. Many of these investigations focused on the wake structure of flapping foils, emphasizing in particular that when the structure starts to generate thrust, the classical Kármán vortex street (representative for drag) is reversed such that the mean velocity profile is jet-like, exhibiting a velocity excess [8]. An important aspect in these studies was the prediction, from experimental measurements, of the propulsive performance resulting from the flapping motion of wings, foils or plates. A way to do this is to estimate the mean thrust force experimentally from the measure of a mean longitudinal velocity profile somewhere in the wake, using the integral momentum theorem applied to a control volume surrounding the body as illustrated in Fig. 1.

* Corresponding author at: 1 Place Jean Prigent, 29200 Brest, France.
E-mail address: joseph.moubogha@ecole-navale.fr (J. Moubogha Moubogha).

http://dx.doi.org/10.1016/j.apor.2017.09.003
0141-1187/© 2017 Elsevier Ltd. All rights reserved.

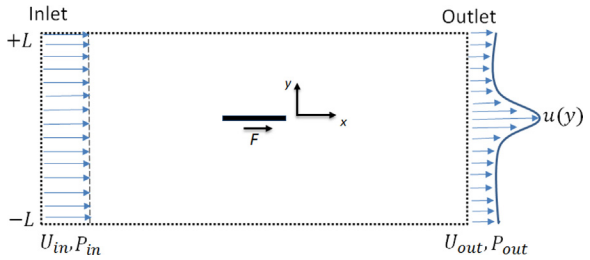


Fig. 1. Definition of the control volume surrounding a plate for the momentum theorem analysis.

Traditionally, only the mean streamwise velocity profile is considered, neglecting the contributions from the velocity fluctuation and the pressure which gives rise to the formula, in a two-dimensional setting and by taking into account mass conservation, for the mean force (per unit span) in the streamwise x direction

$$F = \rho \int_{-L}^{+L} \langle U(x_0, y)\rangle(\langle U(x_0, y)\rangle - \langle U_{\text{in}}\rangle)dy, \tag{1}$$

ρ being the fluid density, $\langle U_{\text{in}}\rangle$ the mean velocity at the control volume inlet, which is generally equal to the incoming uniform free stream velocity U_∞, and $\langle U(x_0, y)\rangle$ the mean longitudinal velocity profile inside the wake at a chosen position x_0 from the foil's trailing edge. A negative value of F corresponds to drag and a positive value to thrust.

In the above formula it is understood, that upper and lower limits of integration are taken far enough from the moving foil such that uniform flow is recovered and that the integrand approaches zero at $y = \pm L$. This expression has been widely used to estimate the mean thrust force [8,11,12] and very recently for example in [13]. As shown for instance in [14] or [15], since the wake behind a pitching foil is highly unsteady, velocity fluctuations are likely to be not negligible anymore. Also, depending on the experimental device there is no general guarantee that the far field velocity in the wake remains equal to the free stream velocity U_∞ for a given measurement window. Also, an optimal distance x_0 from the trailing edge has to be chosen, such that x_0 is large enough to minimize pressure variations across the wake and small enough such that three-dimensional effects have not been established [16].

The aim of the present investigation is precisely to reexamine the forces exerted on a structure in pitching motion, by considering an idealized configuration of a very thin plate in a quasi-two-dimensional configuration, both in an experimental set-up and by performing numerical simulations for an identical flow regime. We focus in particular on the importance of the traditionally neglected contributions in the momentum balance, in order to predict the transition to a propulsive regime, the numerical simulation results allowing in particular of recovering the precise forces acting on the plate.

The paper is organized as follows. In Section 2, an overview of the experimental device used to perform the PIV measurements is presented. The numerical method, which was used for instance in [17] for the flow around a flat plate in uniform flapping normal motion, is summarized in Section 3. The numerical simulations and experiments results are presented and compared in Section 4 and some conclusions are drawn in Section 5.

2. Experimental setup

The experimental investigation was conducted in the water-channel at the French Naval Academy Research Institute – IRENav. This device has a test section of dimensions 1000 mm (length) × 192 mm (width) × 192 mm (depth). The flow velocity can be controlled between 0.05 m/s and 15 m/s and the pressure from 30 mbar to 3 bar. A rigid thin carbon flat plate of length $c = 40$ mm and width $s = 191$ mm was placed in the middle of the test section as shown in Fig. 2. The plate's thickness is 3 mm, that is the plate is expected to be sufficiently thin in order to minimize particular body-shape effect on the forces during the pitching motion, the model in the numerical solution procedure (outlined in the next section) being that of a plate with vanishing thickness. Also, the aspect ratio width to length is high enough to ensure, that the flow along the center region of the plate is likely to be quasi-two-dimensional. Note that the plate's width is almost equal to that of the water channel. The leading edge of the plate was rounded with a diameter of 3 mm, and the center of rotation was located at $x_c/c = 1/3$, where x_c is the distance from the leading edge to the pivot point.

The flow velocity considered is that of the minimum possible velocity $U_\infty = 0.05$ m/s in the water-channel and the corresponding Reynolds number based on the plate length is hence $Re = 2000$, which corresponds to a flow regime which is also achievable in the numerical simulation. The sinusoidal pitching plate motion is generated by an oscillatory electrical drive through an interface aimed at controlling the signal frequency and amplitude with the angle of incidence defined as

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(2\pi f t). \tag{2}$$

The values of oscillation frequency f range from 0.6 Hz to 2 Hz, corresponding to reduced frequency defined as $k = \pi f c/U_\infty$ in the range of 1.5–5, and the peak to peak amplitude of the pitching motion was fixed to 20° about a mean angle of attack of 0°, which means that in (2) the pitch amplitude of $\alpha_0 = 10°$ has been chosen. Signals for each angular position of the plate were recorded during all the measurement campaigns and a simple Fourier transform of the plate motion allowed to control the imposed oscillation frequencies.

The Particle Image Velocimetry (PIV) system was used to measure and visualize experimentally the flow around the pitching plate. The PIV measurement plane was positioned at mid-span and was set to capture the whole height of the channel test section.

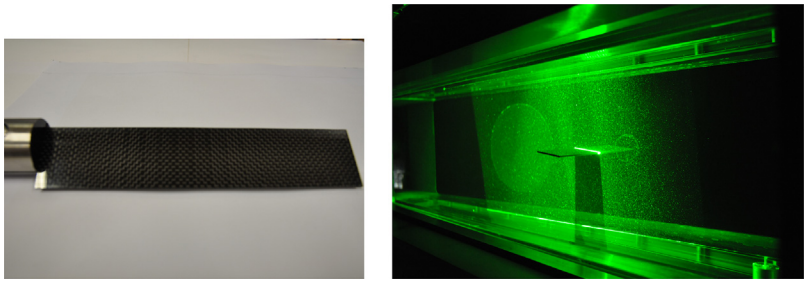


Fig. 2. Left: Rigid thin carbon flat plate of dimensions 3 mm (thickness) × 191 mm (width) × 40 mm (length). Right: PIV field of view at mid-span of the pitching plate inside the water-channel.

Table 1
Post processing parameters in Dynamic Studio.

Minimum interrogation area	32 × 32 pixels
Maximum interrogation area	64 × 64 pixels
Grid step size	16 × 16 pixels
Peak height	0.25
Neighborhood	5 × 5
Minimum normalization	0.1
Acceptance limit	2
Particle detection limit	4
Desired number of particle per interrogation area	4
Convergence limit	0.01 pixels
Maximum number of iterations	20

The measurements were recorded, starting at a location about $3c$ (c being the plate's chord length) upstream the plate's leading edge, and extending down into the wake as far as $3c$ from the trailing edge, hence covering the region where the meaningful flow dynamics is expected.

The PIV apparatus was composed of two pulsed YAG lasers to illuminate the seeded flow with polyamide beads of 10^{-6} m of diameter. A high precision CCD camera (2048 × 2048 pixels) with a maximum sample frequency of 10 Hz in double frame was used for the PIV measurements and the acquisition and processing was done with the software Dynamic Studio in double frame mode between the laser sheet and the camera. The time step between pulses was adjusted depending on the reduced frequency. The Adaptive PIV was the principle technique used for data processing. It is an automatic and adaptive method for determining the velocity vectors based on particle images. The method iteratively adapts the size and shape of the individual interrogation areas according to the local seeding densities and flow gradients. Parameters used for data processing are listed in Table 1. The recording time was about 100 s corresponding to 1000 frames of PIV instantaneous measurements for each acquisition. Phase averages of velocity and vorticity fields were calculated for different angles of attack and for each reduced frequencies in order to analyze the wake patterns and flow structures.

3. Numerical solution procedure

A multi-domain approach has been used for the solution of the Navier–Stokes system

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re}\nabla^2\mathbf{u}, \tag{3}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{u} = 0, \tag{4}$$

for the dimensionless velocity field $\mathbf{u}$, using the incoming uniform flow velocity U_∞ as reference velocity, the Reynolds number being $Re = U_\infty c/\nu$, by considering the plate's chord c as the reference length. An equivalent numerical approach has been used for flapping plate computations in [17].

The main aspects of the solution procedure are summarized hereafter. A plate with vanishing thickness is considered and the domain partition is designed such that the edges of the plate coincide with contour lines of interfaces between subdomains (see the sketch in Fig. 3). This is appropriate when one has to deal with the singular solution behavior at the leading and trailing edges of the plate. The plate's pitching motion is described by equation

$$y = \eta(x,t) = (x - x_0)\alpha_0 \sin(2\pi f t),\ x_l \le x \le x_t, \tag{5}$$

where x is the streamwise coordinate and y the space coordinate normal to the incoming flow velocity (and normal to the motionless plate), x_l and x_t being respectively the plate's leading edge and trailing edge. Here, the plate's fixed point x_0 is located at a distance $c/3$ from the plate's leading edge x_l as in the experimental setup.

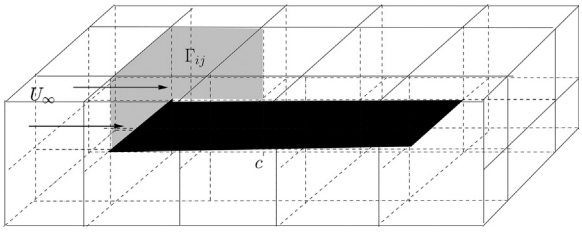


Fig. 3. Sketch of the multi-domain partition of the computational domain with the inserted plate (black). Examples of interfaces Γ_{ij} between domains (grey).

The procedure uses a coordinate transformation which maps the physical coordinates into the computational ones. Initially the plate is located at $y = 0$ in the flow domain $0 \le x \le L_x$, $-L_y \le y \le L_y$. The three-dimensional flow solver used is adapted to account for the two-dimensional flow setting, by choosing a homogeneous spanwise direction $-s \le z \le s$ along the plate with periodic boundary conditions, the periodicity 2 s being small enough such that transverse flow structures are suppressed. Denoting the computational variables with $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ the coordinate transformation writes

$$\bar{y} = \left(\frac{y - \eta(x,t)}{(\pm L_y) - \eta(x,t)}\right)(\pm L_y),\ x_l \le \bar{x} = x \le x_t, \tag{6}$$

for the domains $\eta < y < L_y$ and $-L_y < y < \eta$ respectively above and below the plate. Upstream the plate's edges the transformation writes similarly, by replacing in (6) the function $\eta(x, t)$ with its values $\eta(x_l, t)$ and $\eta(x_t, t)$ at the leading edge and trailing edge, respectively.

In the transformed variables the plate is fixed at $\bar{y} = 0$ and according to the transformation (6), the differential operators with respect to time t and the streamwise coordinate x can be decomposed, with

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial \eta/\partial t}{(\pm L_y) - \eta}(\bar{y} - (\pm L_y))\frac{\partial}{\partial \bar{y}},\ >\ \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \eta/\partial x}{(\pm L_y) - \eta}(\bar{y} - (\pm L_y))\frac{\partial}{\partial \bar{y}}, \tag{7}$$

whereas the wall normal coordinate transforms as

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial \bar{y}} + \frac{\eta}{(\pm L_y) - \eta}\frac{\partial}{\partial \bar{y}}. \tag{8}$$

Note that in this transformation, using Eq. (5), the streamwise coordinates of the plate's leading and trailing edges remain fixed throughout the pitching motion, which is justified given the maximum pitching angle of 10° (that is $\alpha_0 = \pi/18 = 0.175$ in (5), which corresponds to a numerical stretching of the plate's length of about 3% at the plate's maximum deviation from its horizontal position). The second order derivative operators are obtained accordingly and they are written as a sum of a Cartesian operator (in the computational variables) and the time-dependent contributions due to the metric terms. A semi-implicit second-order backward-Euler time integration is used, the metric term contributions of the differential operators as well as the nonlinear terms being evaluated explicitly through a Adams-Bashforth scheme. A projection method is considered, that is a fractional-step method by solving at each time step an intermediate pressure and velocity field followed by a pressure correction to ensure incompressibility, known as the Kim–Moin scheme (for a review on projection methods see [18]). Hence, at each time step a series of Helmholtz-type problems

$$\bar{\nabla}^2\Phi - \sigma\Phi = f \tag{9}$$

for the velocity components and the pressure (with $\sigma = 0$ in the latter case) have to be solved. The domain $\Omega = \cup\Omega_k$ is partitioned into subdomains Ω_k with interfaces $\Gamma_{ij} = \Omega_i \cap \Omega_j$ (see the sketch in Fig. 3) and the Helmholtz problems in each subdomain are

$$\bar{\nabla}^2\Phi_k - \sigma\Phi_k = f_k,\quad \text{in}\quad \Omega_k,\quad \Phi_k = g \text{ on } \partial\Omega_k \cap \partial\Omega, \tag{10}$$

where g is either an imposed boundary condition on the exterior of the whole computational domain, or a kinematic condition on the plate in the interior, depending on the specific subdomain considered. It is again emphasized that in this procedure $\bar{\nabla}$ is the Cartesian gradient operator, whereas the right-hand sides in (9) and (10) contain the second order (in time) explicit evaluation of the nonlinear terms as well as the time-dependent metric terms.

High-order (8th order) compact finite differences schemes are considered for the discretization in the three computational space variables $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$. The schemes are derived for non-uniform meshes and in particular, as shown in [19], a clustering of the points near the boundary is appropriate for the eighth-order scheme considered here, to avoid oscillations and which enables a boundary closure scheme of the same order as the interior. Continuity of the solution as well as of its normal derivative is required at the domain interfaces Γ_{ij} and fields Φ_k^0, Φ_k^* are introduced such that

$$\bar{\nabla}^2 \Phi_k^0 - \sigma \Phi_k^0 = 0 \text{ in } \Omega_k, \tag{11}$$

$$\Phi_k^0 = \lambda, \quad k = i, j, \quad \text{on} \quad \Gamma_{ij}, \tag{12}$$

$$\bar{\nabla}^2 \Phi_k^* - \sigma \Phi_k^* = f_k \text{ in } \Omega_k, \tag{13}$$

$$\Phi_k^* = 0, \quad k = i, j, \quad \text{on} \quad \Gamma_{ij}, \tag{14}$$

$$\Phi_k = \Phi_k^0 + \Phi_k^*, \quad k = i, j, \text{ if and only if } \partial\Phi_i/\partial n = \partial\Phi_j/\partial n \text{ on } \Gamma_{ij}. \tag{15}$$

In this system the right-hand side of Eq. (13), containing the explicit terms for the time-discretization, is time-dependent and at each time step the boundary value λ on the interfaces has to be computed to fulfill the continuity of the normal derivatives (15). The algebraic formulation of this problem leads to a linear system, the solution of which providing the boundary condition between adjacent domains. This system involves the Schur complement matrix [20], also called influence matrix, and its internal block structure is determined consistently with the subdomain partition in a preprocessing stage. A parallel *MPI* algorithm has been designed using the Cluster *IBM x3750* of the French computer center *IDRIS*, a process being assigned to each subdomain. The Schur complement system is solved iteratively using the *Portable, Extensible Toolkit for Scientific Computing (PETSc)* computational environment [21] and more specifically the *Krylov subspace package (KSP)*, using hierarchical *GMRES* options and *Block Jocobi* preconditioning [21].

The reference length is the plate's cord c and the plate's leading edge is located at $c/3$ from the inflow $x = 0$, where uniform incoming flow is prescribed. A relatively large wake region (almost three times the plate's length) has been considered and non-reflective advective outflow conditions have been used. The upper and lower flow domain boundaries have been chosen at a distance $\pm L_y = \pm 2c/3$, and it is expected that these boundaries are sufficiently far from the pitching plate to minimize finite size effects, free-surface flow boundary conditions being applied (that is zero Neumann boundary conditions for the steamwise u and spanwise w velocity components and a zero Dirichlet condition for the normal component v). Note that the spanwise periodicity $2s$ has been chosen as small as $c/6$ and it has been checked that the flow remained quasi two-dimensional, that is almost constant with respect to z. Throughout the time-marching the kinematical condition $u = 0$, $w = 0$, $v = \partial\eta/\partial t$ is applied along the moving plate. In each subdomain Ω_k a $30 \times 30 \times 30$ mesh has been used and 250 domains have been considered, with ($ndx = 25$, $ndy = 10$, $ndz = 1$). The Reynolds number $Re = 2000$ is the same as in the experiment.

As initial condition for all the simulations a uniform incoming flow has been considered, setting at the same time the plate into motion. Once a regular flow regime established through sufficiently long time-marching, the flow fields over several oscillations periods $T = 1/f$ of the plate have been recovered, for a time-sampling interval small enough to capture the unsteady flow dynamics. Typically, 30–50 flow snapshots within one period have been sampled and used in the post-processing, in particular to compute the mean flow quantities by numerical (trapezian-type) quadrature, taking advantage of the periodicity of the flow regime. In order to compare the numerical simulation results with the experimental measurements, the same reduced pitching frequencies $k = \pi f c/u_\infty$ as in the experiments (within the range of 1.5–5) have been considered.

4. Results

The phase-averaged vorticity field in the experiment is compared in Fig. 4 to the numerical instantaneous spanwise vorticity ($\omega = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$), for an angle of attack (AOA) of -8°, the plate pitching downward (*i.e.* the trailing edge moves up). The comparison is made for four reduced frequencies: $k = 1.5$, 2.5, 3.8 and 5. By inspecting the vorticity fields, one observes that the flow structure inside the wake organizes into an array of vortices. For the lower reduced frequency $k = 1.5$, Fig. 4 exhibits the particular case where two vortices of opposite sign are shed on each half-cycle of the oscillation, the vortices being advected by the flow. Even though at this particular reduced frequency the spatial location is not exactly the same between numerical and experimental results, the shape and disposition of vortices are however quite close. For the higher reduced frequencies ($k = 2.5$, 3.8, and 5), arrays of alternating sign vortices are clearly observed and a good qualitative agreement is found between numerical and experimental flow structures. The alternating sign vortices become nearly horizontally aligned along the wake for $k = 3.8$. As can be seen in the figures for $k = 5$, at this higher pitching frequency the (clockwise) vortex along the upper part of the plate shifts downward to the lower half part of the flow's wake, whereas the (counterclockwise) vortex along the lower part of the plate shifts upward to the upper half part of the domain. This arrangement is characteristic of an inverted von Kármán street [22], where the vortices, aligned with the plate's span, turn in opposite senses with respect to the natural von Kármán street (observed classically behind two-dimensional cylinders). This so-called propulsive vortex street at higher pitching frequencies exhibits a jet-like mean flow in the wake [8,10], generally considered as to be synonymous with a propulsive force. The flow visualization also shows the emergence of pronounced leading edge vortices, which is particularly visible in the numerical simulation results. For the highest reduced frequency $k = 5$, an asymmetry of the numerical vorticity field is observed at downstream positions in the wake, the vortex street being deflected downward. Note that such a symmetry breaking of the reverse von Kármán street produced by a flapping foil has been reported for instance in [23]. A deflection of the wake is however hardly visible in Fig. 4 for the experimental result at $k = 5$.

The fact that the mean velocity profile behind a pitching plate with a momentum deficit changes into a momentum excess profile, when increasing the oscillation frequency, has traditionally been interpreted as the transition from drag to thrust, according to the formula (1), which however supposes that velocity fluctuations and the pressure term are ignored. To neglect the contributions from the velocity fluctuation and the pressure is likely to overestimate the thrust-producing capability of flapping foils, which has for instance been shown in [14]. Indeed, a more reliable control volume analysis around the oscillating foil, as illustrated in Fig. 1, results in a mean total force (per unit span) formula, by use of the momentum equation in integral form (cf. [24], omitting at the volume's outer contour the negligible contribution due to viscous stress)

$$F_t = \rho \int_{-L}^{+L} \left(\langle U_{\text{out}}^2 \rangle - \langle U_{\text{in}}^2 \rangle \right) \, dy + \int_{-L}^{+L} \left(\langle P_{\text{out}} \rangle - \langle P_{\text{in}} \rangle \right) dy, \tag{16}$$

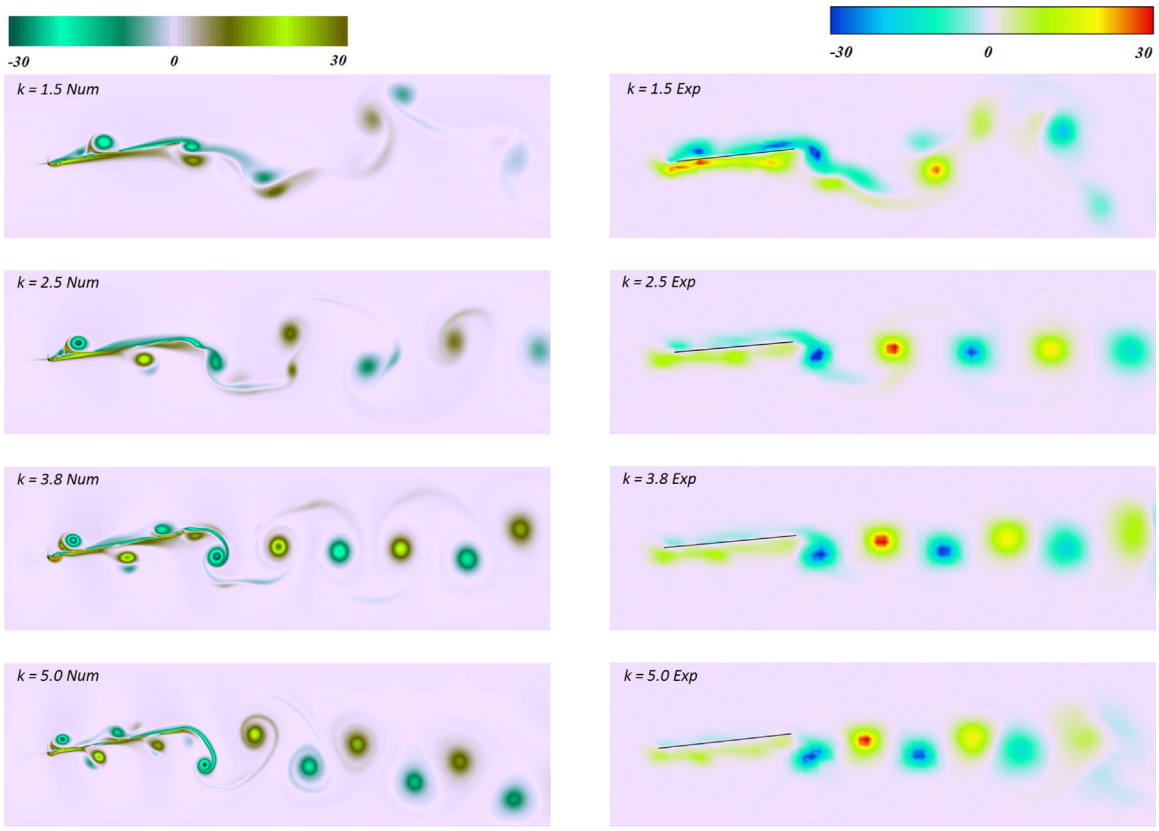


Fig. 4. Numerical (left column) instantaneous and experimental (right column) phase average vorticity fields around the oscillating plate for different reduced frequencies $k = 1.5$, 2.5, 3.8 and 5, for an angle of attack of -8°.

rather than (1), a negative value of F_t corresponding to drag and a positive value to thrust. Here, the brackets $\langle . \rangle$ mean that time-averaged quantities are considered and the subscripts U_{in} and U_{out} (respectively P_{in} and P_{out}) being the streamwise velocity component (respectively the pressure) at the inlet and the outlet of the control volume window considered.

While the pressure field is directly accessible in the numerical simulation results, it has to be inferred from the PIV velocity field in the experimental data. As for instance in [14], we make the assumption that streamwise gradients, at least at some distance of the plate, are negligible in the y-component of the Navier–Stokes equation, in which case, taking the time average and neglecting viscous stress,

$$\frac{\partial \langle P \rangle}{\partial y} = -\frac{\rho}{2} \frac{\partial \langle V^2 \rangle}{\partial y} \tag{17}$$

(V being the y component of the velocity field). The mean pressure in the flow domain (x, y), at some distance from the plate where streamwise gradients are negligible, may hence be written $\langle P \rangle(x, y) = -\frac{\rho}{2}\langle V^2 \rangle(x, y) + K(x)$. The constant of integration $K(x)$ remains to be determined. In the experimental investigation, the volume's upper and lower boundary contours $\pm L$ have been chosen sufficiently far from the moving plate ($\pm L \approx \pm 1.6c$), such that the normal velocity component V is close to zero in this far field. Applying the Bernoulli relation at $y = L$, one gets $K(x) = -\frac{\rho}{2}\left(\langle U^2 \rangle(x, y = L) - U_\infty^2\right) + P_\infty$ (see also [14]), and the pressure term in (16) is written

$$\langle P_{\text{out}} \rangle - \langle P_{\text{in}} \rangle = -\frac{\rho}{2}\left(\langle V_{\text{out}}^2 \rangle - \langle V_{\text{in}}^2 \rangle\right) - \frac{\rho}{2}\left(\langle U_{\text{out}}^2 \rangle_{|y=L} - \langle U_{\text{in}}^2 \rangle_{|y=L}\right). \tag{18}$$

The dimensionless mean force coefficient is obtained by making F_t dimensionless using U_∞ the incoming uniform velocity and the plate's chord c such that

$$C_t = \frac{F_t}{\rho c U_\infty^2}. \tag{19}$$

The mean value of the square of the streamwise velocity component in formula (16) is of course equal to the sum of the square of the mean velocity and the mean of the square of the fluctuation. For a first comparison between the experimental and numerical results, we hence consider the quantity

$$U_{\text{rms}}(y) = \sqrt{\left(\frac{\langle U(y)^2 \rangle}{U_\infty^2}\right)} \tag{20}$$

(note that this definition $U_{\text{rms}}(y)$ differs from what is usually considered as the root-mean-square quantity for velocity fluctuations). The corresponding profiles are shown in Figs. 5–7, at two different locations in the wake. For the reduced frequency $k = 2.5$, Fig. 5 shows jet-like profiles with a maximum velocity excess (with regard to the uniform dimensionless value equal to 1) of about 0.2, for both the experimental and numerical results. While the width of the profile as well as the maximum compare well, the far-field behavior in the experiment differs from that observed in the numerical simulation results. Indeed, the depth of the water-channel is almost equal to 5 times the plate's chord, whereas the numerical simulation domain is more confined with an upper and lower boundary $\pm L_y/c$ at $L_y/c = 2/3$, and as it can be seen in Fig. 5, the streamwise velocity profile tends to a somewhat lower value than 1. This is consistent with the free-surface type boundary conditions used in the numerical simulation (that is $\partial U/\partial y = 0$, $V = 0$ at $\pm L_y$) which allows of a streamwise far-field variation for the streamwise velocity.

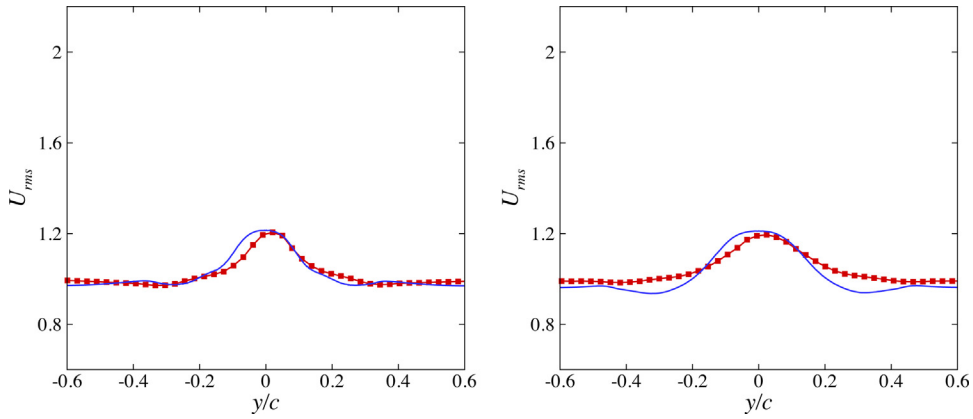


Fig. 5. Comparison between experimental (■) and numerical (———) U_{rms} profiles in the wake at $(x-x_t)/c=0.5$ (left) and $(x-x_t)/c=1$ (right) (x_t = trailing edge) of the oscillating plate for the reduced frequency $k=2.5$.

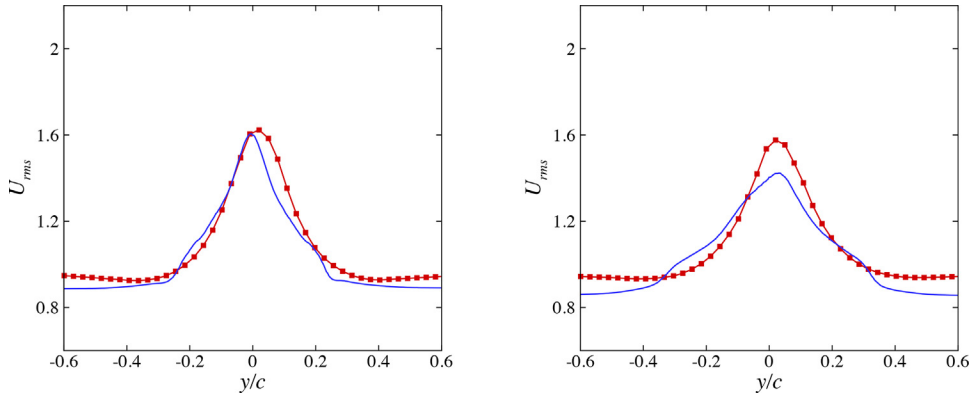


Fig. 6. Comparison between experimental (■) and numerical (———) U_{rms} profiles in the wake at $(x-x_t)/c=0.5$ (left) and $(x-x_t)/c=1$ (right) (x_t = trailing edge) of the oscillating plate for the reduced frequency $k=3.8$.

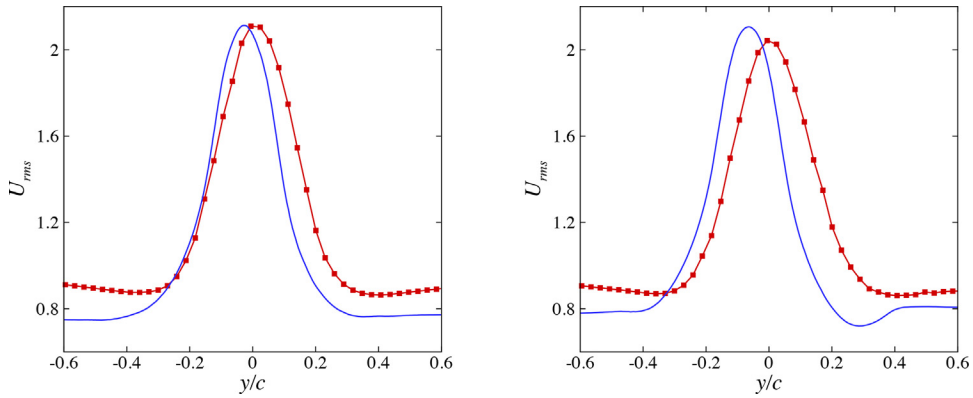


Fig. 7. Comparison between experimental (■) and numerical (———) U_{rms} profiles in the wake at $(x-x_t)/c=0.5$ (left) and $(x-x_t)/c=1$ (right) (x_t = trailing edge) of the oscillating plate for the reduced frequency $k=5.0$.

However, it is expected that the necessarily finite domain and the boundary conditions used do not affect the fluid-structure dynamics, which has to be assessed by the forthcoming force balance analysis.

The jet-like profile is steeper at the higher reduced frequency $k=3.8$, with a velocity excess of about 0.6 at a location in the wake of half the chord-length from the trailing edge. Further downstream in the wake (at one chord from the trailing edge) the experimental and numerical profiles compare however less well, which is likely to be attributed to finite domain effects. The result for the highest reduced frequency considered $k=5$ is shown in Fig. 6 and as expected, the velocity excess is again increased to become roughly 1.2. Now, the numerically obtained mean profile exhibits a slight asymmetry, a symmetry-breaking effect being also observed in the instantaneous vorticity field shown in Fig. 4.

The mean force formula (16) is now considered, by integrating the flow quantities along different outlet positions inside the wake. For the numerical simulation results, the inflow (at $c/3$ from the plate's leading edge) has been chosen with a dimensionless uniform velocity equal to 1. The numerically obtained fields are integrated at the different positions in the wake, considering $\pm L=\pm L_y$ in (16) and the pressure field can directly be extracted from the numerical

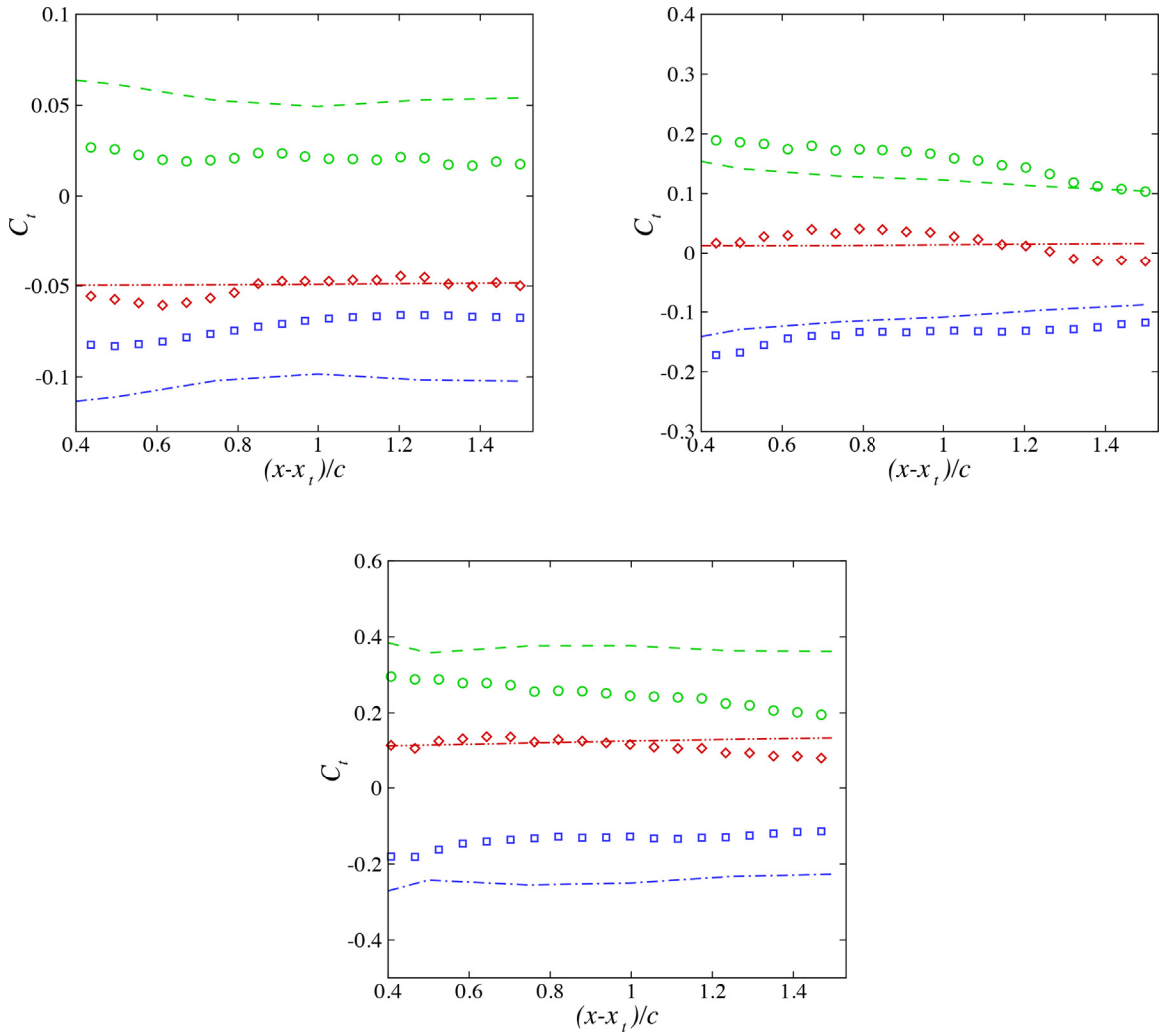


Fig. 8. Evolution of experimental and numerical mean thrust coefficient in the wake ($0.4 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$, x_t = trailing edge) for reduced frequencies $k = 2.5$ (upper left), $k = 3.8$ (upper right) and $k = 5$ (bottom). Symbols (experimental results), lines (numerical results): $\langle U^2_{\text{out}} \rangle - \langle U^2_{\text{in}} \rangle$ (○, – – –); $\langle P_{\text{out}} \rangle - \langle P_{\text{in}} \rangle$ (□, – · – · –); total force C_t (◇, – · · – · · –).

simulation data. In the experiment the inflow has been taken at 3c, that is as far as possible from the plate's leading edge, thus avoiding any flow perturbations due to the pitching motion.

The numerical and experimental results are compared in Fig. 8, where the velocity and pressure contributions are shown separately as well as the sum of both, that is the mean force coefficient C_t. The results are shown for two reduced frequencies $k = 2.5$, 3.8 and it is seen that the contribution due to U_{rms} and that associated with the pressure, taken separately, differ when comparing the numerical and experimental results. As already mentioned, this is clearly due to the fact, that the experimental setup and the numerical simulation domain differ in particular with respect to the distances between the plate and the limits of the whole device, resulting in different boundary conditions experienced by the fluid. The sum of both contributions, that is the C_t values for the different positions in the wake domain $0.4 \leq (x - x_t)/c \leq 1.5$ (x_t being the trailing edge), are however quite close and give a similar prediction of drag at $k = 2.5$ ($C_t < 0$), whereas at $k = 3.8$ the coefficient C_t becomes positive which means that the plate produces thrust. It is interesting to note that the C_t values provided by the numerical simulation results remain almost constant throughout the wake, the experimental results however slightly varying around the numerical prediction. This may be attributed to the hypothesis used for the experimental pressure prediction, that the streamwise variation of the normal velocity component is negligible, which is less true near the trailing edge. Also, further downstream in the wake three-dimensional effects may appear. The results for the high pitching frequency $k = 5$ also compare remarkably well and in particular in the upstream part of the wake, as can be seen in Fig. 8. These comparisons are again a clear proof, that both velocity and pressure has to be taken into account to recover reliable force predictions using the integral momentum theorem, which has also been pointed out for instance in [7] and Bohl and Koochesfahani [14]. Also, different volume domains lead to different partial force contribution, combining however to a consistent total force, as long as the geometry boundaries in the experiment and numerical simulation do not affect the flow dynamics around the pitching plate. It has to be emphasized, that a jet-like mean flow inside the wake is not sufficient to conclude, that thrust is exerted. Indeed, the U_{rms} profile at the reduced frequency $k = 2.5$, shown in Fig. 5, exhibits a (slight) velocity excess, even though the plate experiences drag ($C_t < 0$).

The numerical simulation results have the advantage to provide direct access to the forces along the plate, by computing the stress tensor terms along the plate and in particular the x-component

$$\Sigma_x = n_x \left(-P + 2\mu \frac{\partial U}{\partial x} \right) + n_y \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \tag{21}$$

which decomposes into a pressure part and a viscous contribution, n_x, n_y being the components in the fixed coordinate system

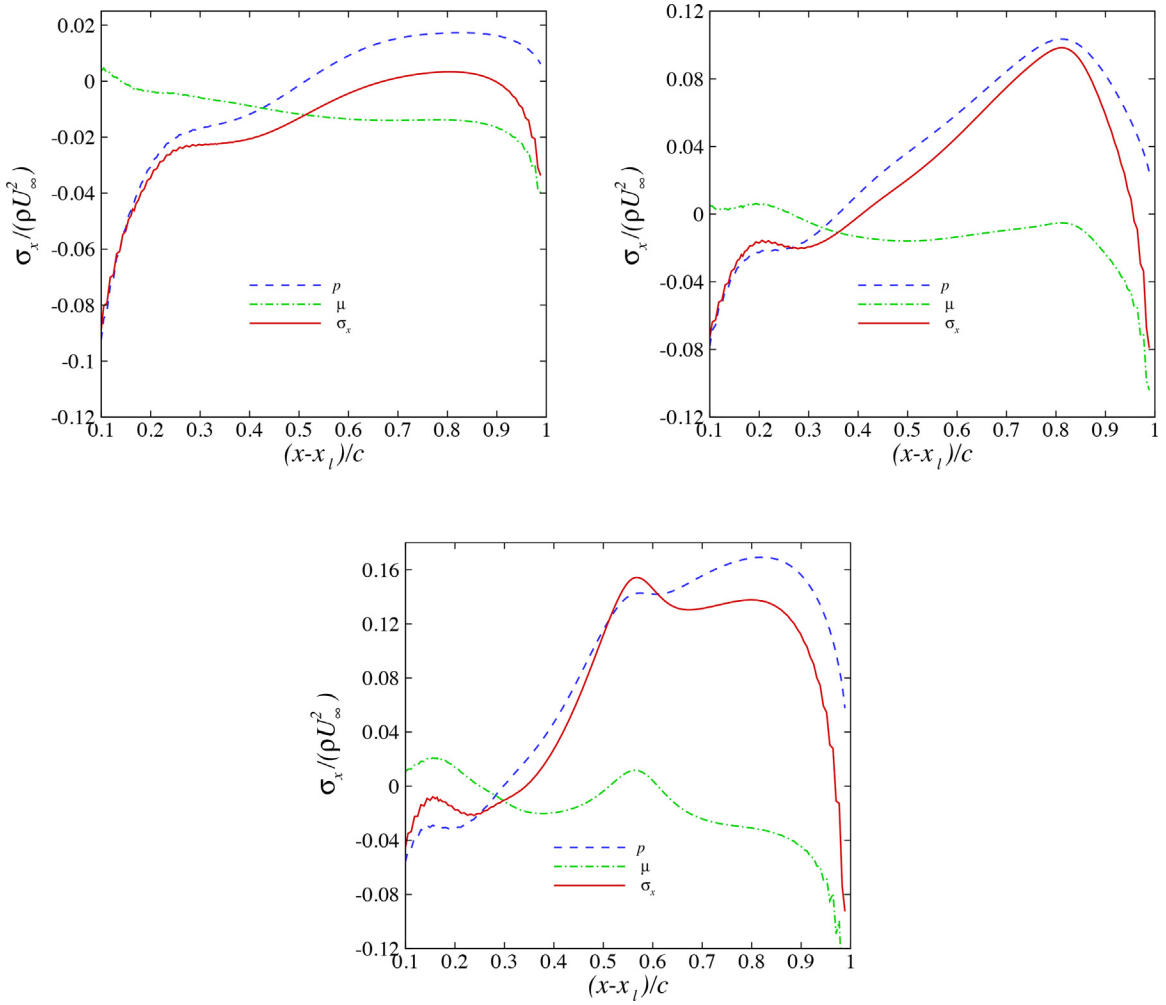


Fig. 9. Numerical dimensionless mean viscous stress μ (-·-·-), pressure p (- - -) and the sum σ_x (——) along the plate's upper face $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = leading edge) for the reduced frequencies $k = 2.5$ (upper left), $k = 3.8$ (upper right) and $k = 5$ (bottom).

(x, y) of the (unit) normal vector along the pitching plate, and μ the viscosity. The time-averaged dimensionless stress $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ (with $\sigma_x = \langle \Sigma_x \rangle$) along the plate has been computed for the different reduced frequencies considered. The pressure contribution and the viscous contribution, as well as the sum, are shown in Fig. 9 for the frequencies $k = 2.5$, $k = 3.8$ and $k = 5$, along the upper face of the plate. The curves are plotted omitting the very vicinity of the plate's leading and trailing edges, which are singular points for the configuration considered (the way to numerically handle these singularity using the domain decomposition approach is briefly explained in the numerical solution procedure Section 3). Note, that the pressure term P in (21), which of course is defined up to an additive constant, is such that $P = 0$ at inflow. It is interesting to observe, that the viscous stress behaves quite differently for the high frequency $k = 5$, exhibiting two positive peaks, one near the leading edge and one at mid-plate, which are synonymous with a small local separated boundary layer zone on the plate, given that the leading (dimensionless) term of the viscous stress on the fluid is $-\mu \partial U/\partial y$. The forces along the plate are equivalent on the upper and lower faces, in the absence of asymmetries. This is confirmed in Fig. 10, for the reduced frequency $k = 3.8$, the curves for $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ at the two faces almost superimposing. At the high frequency $k = 5$ however the results for the upper and lower face slightly differ, which again is the footprint of the asymmetry already observed in Figs. 4 and 7 for this high frequency. It may however inferred from the curves, that the integral forces on both the plate's faces

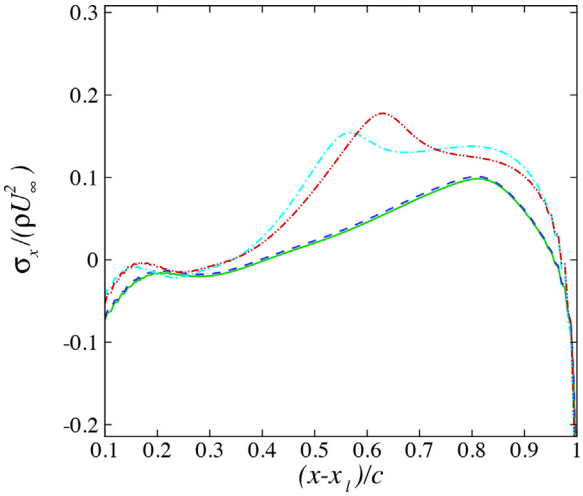


Fig. 10. Numerical mean stress $\sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ along the two plate's faces $0 < (x - x_l)/c < 1$ (x_l = leading edge). Reduced frequency $k = 3.8$: upper face (——), lower face (- - -); $k = 5$: upper face (-·-·-), lower face (-··-··-).

are close to each other and the asymmetry does hence not produce significant lift on the plate.

Fig. 11 summarizes the force distribution along the plate for different reduced frequencies ranging from $k = 1.5$ to $k = 5$. It is seen

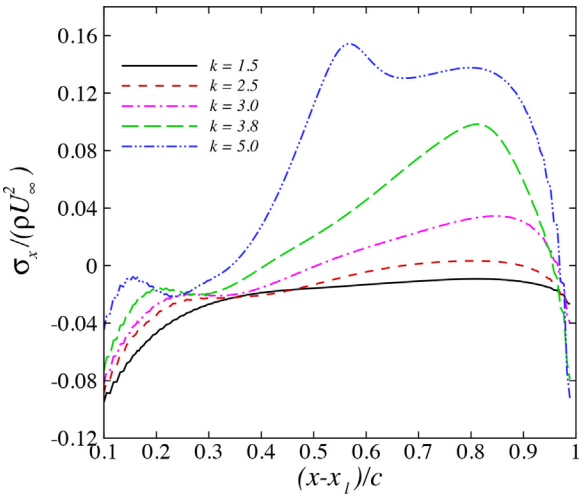


Fig. 11. Numerical mean stress along the plate's upper face $0<(x-x_l)/c<1$ (x_l = leading edge) for different reduced frequencies k.

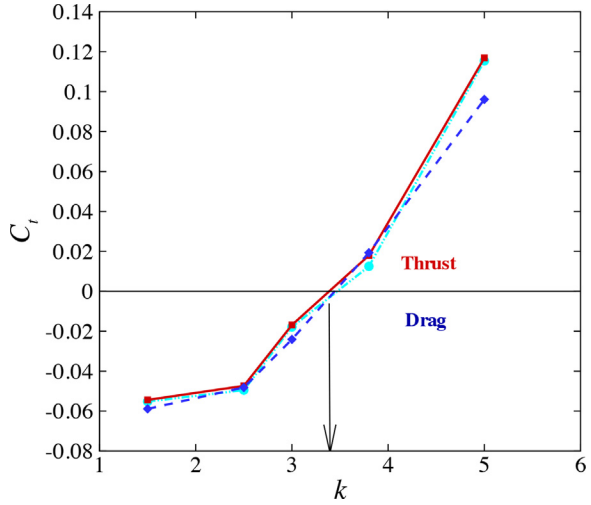


Fig. 12. Evolution of mean thrust coefficient as a function of the reduced frequency k. Integral momentum equation (choosing the downstream boundary in the wake at one chord from the trailing edge), experimental results (■), numerical results (●). Forces integrated along the plate (♦).

that for k greater than 3, the curves exhibit a local minimum for $(x-x_l)/c$ between 1/4 and 1/3, that is nearby the center of rotation. This of course shows the influence of the pitch-pivot-point location on the force distribution, which has been studied for instance in [15].

The stresses have been integrated along the plate's faces for the different reduced frequencies, to recover the force coefficient

$$C_t = \frac{1}{c\rho U_\infty^2} \oint \sigma_x \, ds. \tag{22}$$

A simple trapezian rule has been used without particular treatment at the (singular) leading and trailing edges (besides omitting the singular points). These values are compared in Fig. 12 with those obtained by the momentum integral analysis and they are seen superimpose quite nicely, besides the value at $k=5$, where in the numerical simulation the predictions in the wake and the integrated value along the plate start to diverge. First of all one has again to emphasize that the choice of the outflow boundary condition has presumably a slight influence on the results, when applying the integral momentum theorem. Also, in the numerical simulation at the high frequency $k=5$, the upper and lower domain boundaries, where free surface flow conditions are applied, have certainly some influence on the wake dynamics, given the trajectory of the vortex street towards the boundary due to the asymmetry (cf. Fig. 4). From Fig. 12 one can clearly conclude that the transition from drag to thrust appears at $k\approx 3.4$. Also, at low frequencies ($1.5\le k\le 2.5$) the drag coefficient only varies slightly (viscous drag being then important for the plate with very low form drag), whereas at higher frequencies the C_t curves are seen to increase almost linearly.

It is recalled (cf. the solution procedure Section 3), that all the simulations have been performed for a computational domain such that $0\le x\le 4c$, $-2c/3\le y\le 2c/3$ and in the periodic spanwise direction $-c/12\le z\le c/12$, the domain being partitioned into 250 subdomains (with $ndx=25$, $ndy=10$, $ndz=1$). The numerical multidomain solution procedure used is designed for three-dimensional flow and in each subdomain a $30\times 30\times 30$ mesh has been chosen, as an optimized option with regard to the eighth order compact finite differences (with clustering of points near boundaries) and the iterative solvers used in the computational environment (cf. Section 2). For the three-dimensional flow field, the quasi two-dimensional dynamics under investigation is retrieved by imposing a small spanwise width in the periodic z-direction. In order to check grid dependence, additional computations have been performed for the same global geometry in (x, y), but by considering now a $30\times 30\times 10$ mesh in each subdomain, with only 10 points in z, a lower limit being imposed by the stencils for the eighth order compact finite differences. Note that the spanwise width has been adapted accordingly. A much coarser grid, with 104 subdomains ($ndx=13$, $ndy=8$, $ndz=1$), than that used for the computations discussed throughout the paper has been considered, as well as a finer one with 456 subdomains ($ndx=38$, $ndy=12$, $ndz=1$). The computations have been performed for the reduced frequency $k=3.8$, which is predicted to be slightly above the transition threshold between drag to thrust. Performing time-marching until a strictly periodic flow regime is achieved, the instantaneous dimensionless stress tensor term $\Sigma_x/(\rho U_\infty^2)$ along the plate has been computed for the plate's position with an angle of attack equal to -10°, the result for the three levels of discretization being shown in Fig. 13 (right). While the curves with 104 and 250 subdomains almost coincide, the curve for the finest grid exhibits a slight shift at the second peak, with however the same peak amplitude. The explanation might be, that at the rear part of the plate convergence is difficult to achieve, due to the singular trailing edge. This comparison however indicates, that the numerical simulation results (with $ndx=25$, $ndy=10$, $ndz=1$) used for comparison with the experimental measurements are reliable with regard to discretization in space.

As already mentioned earlier, the global geometry and in particular the upper and lower limits are likely to affect the flow results. To address in an additional computation this influence, the flow case with the reduced frequency $k=3.8$ has again been considered. A larger computational domain in height, with the upper and lower limits at $\pm L_y=\pm c$, has been chosen, the domain's length and width being unchanged. Keeping the same resolution as for the computation discussed so far, the flow domain is now partitioned into 400 subdomains ($ndx=25$, $ndy=16$, $ndz=1$ with a $30\times 30\times 30$ grid per subdomain). Also, in this simulation the distance between the inflow boundary $x=0$ of the computational domain and the leading edge of the plate is twice (that is $2c/3$) of what has been used in the simulations discussed so far. The time-marching has been performed until a regular flow regime is obtained and Fig. 13 shows the instantaneous vorticity field (for the AOA of -10°) for the larger domain, in comparison with the standard domain which was used throughout our computations. The instantaneous dimensionless stress tensor term is also plotted and superimposed to the results obtained with the smaller (standard) domain. One observes that this quantity evolves similarly along the plate, with however the

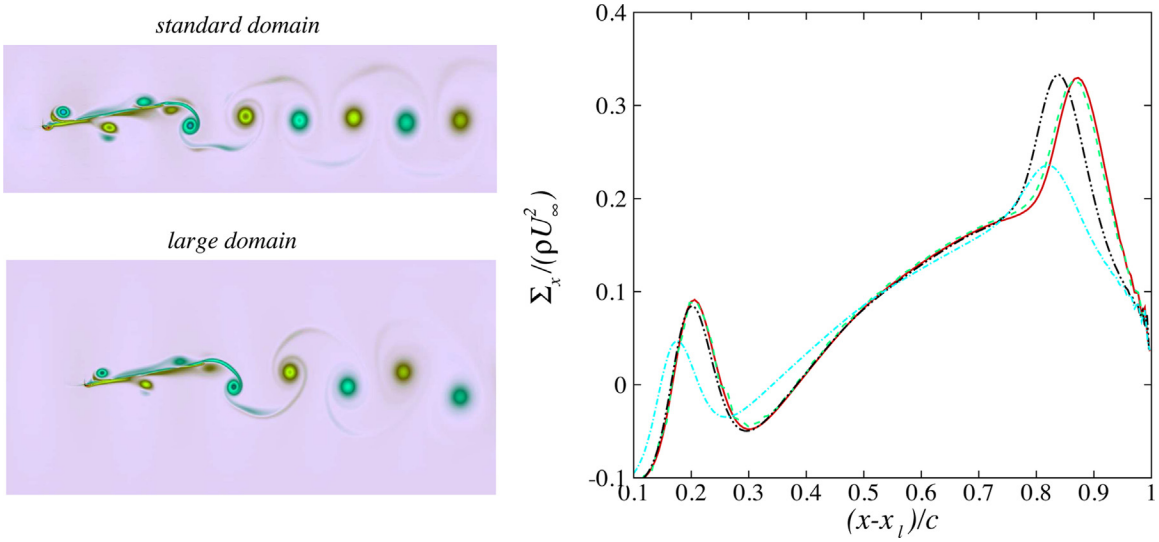


Fig. 13. Left: Numerical instantaneous vorticity fields around the oscillating plate at reduced frequency $k = 3.8$ for the standard domain (top) and the larger domain (bottom) at the AOA of -10°. Right: Instantaneous dimensionless stress tensor term along the plate's upper face $0 \le (x - x_l)/c \le 1$ (x_l = leading edge) at the same instant. Results for the standard domain with different levels of domain partition: 104 subdomains (- - - -), 250 subdomains (——), 456 subdomains (– · – · –). Result for the large domain (– · – · –).

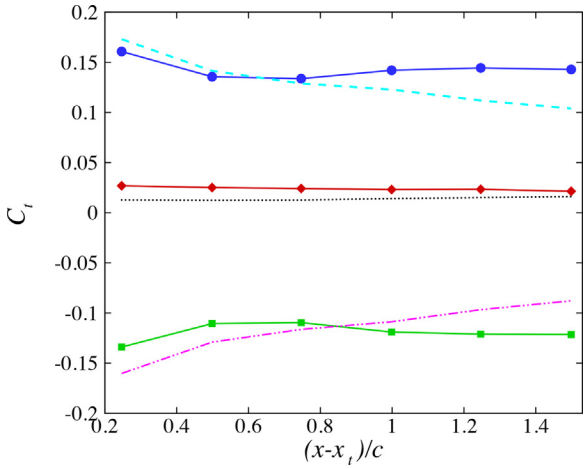


Fig. 14. Numerical mean thrust coefficients in the wake $0.2 \le (x - x_t)/c \le 1.5$ (x_t = trailing edge), for the reduced frequency $k = 3.8$, considering the standard domain and the large domain. Symbols (large domain), lines (standard domain): $\langle U_{out}^2 \rangle - \langle U_{in}^2 \rangle$ (●, - - - -); $\langle P_{out} \rangle - \langle P_{in} \rangle$ (■, - · - · -); total force C_t (♦, · · · · · · · ·).

two peaks near the leading and the trailing edges less pronounced, which illustrates the influence of the numerical flow domain limits on the instantaneous flow field.

For the large domain, the dimensionless mean force as predicted by use of the momentum equation in integral form (16) has been computed and compared to the result with the smaller domain discussed above. The comparison is shown in Fig. 14. The C_t values as predicted by the large domain are a little higher than the result for the smaller domain, the curves exhibiting a small gradient and approaching each other farer downstream in the wake. It is interesting to note, that the experimental result shown in Fig. 8 (for $k = 3.8$) also predicts a slightly higher mean force coefficient in the wake region closer to the plate. The numerical thrust prediction is hence consistent with the experiment, despite some effect due to the size of the numerical domain considered.

5. Concluding discussion

The aim of the present experimental and numerical investigation was to readdress the question of reliable force measurements for flapping foils, by considering an archetype geometry, avoiding as far as possible form drag, of a very thin plate in the experiment, a plate with vanishing thickness being modeled in the numerical simulation. Flow conditions could be chosen equivalently in both the experimental and numerical approach and a quasi-two-dimensional dynamics could be produced, given the large aspect ratio width to chord in the experiment, and by choosing the spanwise periodicity in the numerical simulation sufficiently small to suppress three-dimensional effects.

While in the numerical simulation procedure used here the force distribution along the plate is directly accessible, the near plate flow region being highly resolved, the forces in the experiment can only be indirectly determined, classically by use of the momentum integral theorem. It has again be highlighted, that this indirect mean force analysis is reliable, only when together with the mean velocity profile, the root-mean-square quantities are taken into account as well as the pressure variation. Taking advantage of the expected weak streamwise variation of the normal velocity upstream and downstream the plate's edges, the mean pressure variation can be estimated in the experiment by integrating the y-momentum equation, by taking care to choose the integral boundaries sufficiently far from the leading and trailing edges (but not too far in the wake, to avoid three-dimensional effects). Even though the boundary constraints are different in the experiment and the simulation, giving rise to different partial force contributions, the total drag or thrust could be consistently predicted, by comparing the experimental data and the numerical simulation results. In particular, a reliable critical frequency for the onset of thrust production has been determined for the present pitching plate example. Symmetry loss in the reverse von Kármán wake, which has reported for instance in [23], also appears for the present pitching plate at high frequencies, and this onset of asymmetry is retrieved when computing stress distribution along the plate's faces.

A quasi two-dimensional configuration has been chosen, but, as shown for instance in [17] for a plate in a uniform flapping motion, finite-width effects are likely to contribute significantly to the skin friction drag and may hence have an influence on thrust production

through flapping. The investigation of a pitching plate in a three-dimensional configuration (for instance with a width to length ratio smaller than one) is planned for a future investigation.

Acknowledgements

Special thanks to the technical staff of the IRENav for the expertise provided during the experiments. This work was granted access to the HPC resources of IDRIS-France under the allocation A0022A01741 made by GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

References

[1] T.V. Karman, Airfoil theory for non-uniform motion, J. Aeronaut. Sci. 5 (10) (1938) 379–390.
[2] M.J. Lighthill, Hydrodynamics of aquatic animal propulsion, Annu. Rev. Fluid Mech. 1 (1969) 413–446.
[3] T.Y.-T. Wu, Hydromechanics of swimming of fishes and cetaceans, Adv. Appl. Mech. 11 (1971) 1–63.
[4] J. Katz, D. Weihs, Behavior of vortex wakes from oscillating airfoils, J. Aircr. 15 (12) (1978) 861–863.
[5] M.F. Platzer, K.S. Neace, C.-K. Pang, Aerodynamic analysis of flapping wing propulsion, AIAA Pap. 93 (1993) 0484.
[6] H. Liu, K. Kawachi, A numerical study of undulatory swimming, J. Comput. Phys. 155 (2) (1999) 223–247.
[7] R. Ramamurti, W. Sandberg, Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver, AIAA J. 39 (2) (2001) 253–260.
[8] M.M. Koochesfahani, Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil, AIAA J. 27 (1989) 1200–1205.
[9] G.S. Triantafyllou, M. Triantafyllou, M. Grosenbaugh, Optimal thrust development in oscillating foils with application to fish propulsion, J. Fluids Struct. 7 (2) (1993) 205–224.
[10] J.M. Anderson, K. Streitlien, D.S. Barrett, M.S. Triantafyllou, Oscillating foils of high propulsive efficiency, J. Fluid Mech. 360 (1998) 41–72.
[11] P. Freymuth, Propulsive vortical signature of plunging and pitching airfoils, AIAA J. 26 (7) (1988) 881–883.
[12] G. Spedding, A. Hedenström, M. Rosén, Quantitative studies of the wakes of freely flying birds in a low-turbulence wind tunnel, Exp. Fluids 34 (2) (2003) 291–303.
[13] F. Paraz, L. Schouveiler, C. Eloy, Thrust generation by a heaving flexible foil: resonance, nonlinearities, and optimality, Phys. Fluids 28 (2016) 011903.
[14] D.G. Bohl, M.M. Koochesfahani, Mtv measurements of the vortical field in the wake of an airfoil oscillating at high reduced frequency, J. Fluid Mech. 620 (2009) 63–88.
[15] W. Tian, A. Bodling, H. Liu, J.C. Wu, G. He, H. Hu, An experimental study of the effects of pitch-pivot-point location on the propulsion performance of a pitching airfoil, J. Fluids Struct. 60 (2016) 130–142.
[16] R. Godoy-Diana, J.L. Aider, J.E. Wesfreid, Transition in the wake of a flapping foil, Phys. Rev. E 77 (2008) 016308.
[17] U. Ehrenstein, M. Marquillie, C. Eloy, Skin friction on a flapping plate in uniform flow, *Phil. Trans. R. Soc.* A 372 (2014) 20130345.
[18] J. Guermond, P. Minev, J. Shen, An overview of a fractional-step method for incompressible flows, Comput. Methods Appl. Mech. Eng. 195 (2006) 6011–6045.
[19] R. Shukla, X. Zhong, Derivation of high-order compact finite difference schemes for non-uniform grid using polynomial interpolation, J. Comput. Phys. 204 (205) (2005) 404–429.
[20] A. Quarteroni, A. Valli, Domain Decomposition Methods for Partial Differential Equations, Clarendon Press, Oxford, UK, 1999.
[21] S. Balay, et al., PETSc users manual, no. ANL-95/11-Revision 3.4, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, 2013.
[22] T. Schneipper, A. Andersen, T. Bohr, Vortex wakes of a flapping foil, J. Fluid Mech. 633 (2009) 411–423.
[23] R. Godoy-Diana, C. Marais, J.-L. Aider, J.E. Wesfreid, A model for the symmetry breaking of the reverse bénard-von kármán vortex street produced by a flapping foil, J. Fluid Mech. 622 (2009) 23–32.
[24] G.K. Batchelor, An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press, 1967.

ANALYSE DES ECOULEMENTS AUTOUR DE STRUCTURES EN MOUVEMENT FORCÉ DE TANGAGE : APPLICATION A LA PROPULSION INSTATIONNAIRE

RESUME : Le présent travail de thèse s'inscrit dans le contexte fondamental de la propulsion marine instationnaire. Il analyse les performances propulsives des profils de différents rapports d'aspects (envergure par rapport à la corde), en oscillation harmonique de tangage. On modélise la principale partie active d'un système propulsif naturel, tel une nageoire caudale de poisson, par des profils simples, minces et rigides quasiment identiques, à l'exception du rapport d'aspect très important du premier profil (4.8), dit bidimensionnel, et très faible du second (1/6), dit tridimensionnel. Le mouvement de tangage est imposé au tiers de corde, en partant du bord d'attaque des profils immergés dans un écoulement. L'objectif étant de faire varier le nombre de Strouhal, basé sur l'amplitude d'excursion totale du bord de fuite du profil, dans une gamme relativement faible et étroite, où évoluent plusieurs espèces aquatiques. Cette gamme est donc intéressante pour l'étude des systèmes propulsifs artificiels. L'aptitude à la propulsion a été déduite en analysant la structure de l'écoulement induit dans le sillage, et en déterminant l'effort réel exercé par le profil sur l'écoulement. En raison des effets importants de la traînée induite associée aux tourbillons marginaux et de ceux de la traînée visqueuse, inversement proportionnelle au rapport d'aspect, il apparait que les performances propulsives du profil tridimensionnel sont bien moindres que celles du profil bidimensionnel. L'influence des configurations du battement sur les performances propulsives a également été étudiée.

Mots clés : Plaque en tangage, Poussée, Expérience, PIV, Simulation numérique

FLOW ANALYSIS AROUND STRUCTURES IN FORCED PITCHING MOTION: APPLICATION TO UNSTEADY PROPULSION

ABSTRACT : This thesis work is part of the fundamental context of unsteady marine propulsion. The propulsive performances of different aspect ratios (span to corde) profiles, in harmonic pitching motion are analyzed. The main active part of a natural propulsion system, such as a fish caudal fin, is modelled by simple, thin and rigid profiles that are almost identical, with the exception of the very high aspect ratio of the first profile (4.8), called two-dimensional, and very low aspect ratio of the second (1/6), called three-dimensional. The pitching motion is imposed on the third corde, starting from the leading edge of the profiles immersed in a flow. The objective is to vary the Strouhal number, based on the total excursion amplitude of the trailing edge of the profile, over a relatively small and narrow range, where several aquatic species evolve. This range is therefore interesting for the study of artificial propulsion systems. The propulsion capability was inferred by analyzing the structure of the induced flow in the wake, and by determining the actual force exerted by the profile on the flow. Due to the significant effects of the induced drag associated with marginal vortices and those of the viscous drag, inversely proportional to the aspect ratio, it appears that the propulsive performance of the three-dimensional profile is much lower than that of the two-dimensional profile. The influence of flapping parameters on propulsive performance has also been studied.

Keywords : Pitching plate, Thrust, Experiment, PIV, Numerical simulation



ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY