



**HAL**  
open science

# Dynamique tourbillonnaire dans le sillage d'un aileron oscillant : Propulsion par ailes battantes biomimétiques

Catherine Marais

► **To cite this version:**

Catherine Marais. Dynamique tourbillonnaire dans le sillage d'un aileron oscillant : Propulsion par ailes battantes biomimétiques. Mécanique des structures [physics.class-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2011. Français. NNT : . pastel-00584901

**HAL Id: pastel-00584901**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00584901>**

Submitted on 11 Apr 2011

**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.

ECOLE DOCTORALE : MATIERE CONDENSEE ET INTERFACES (ED 518)

THESE DE DOCTORAT  
spécialité  
DYNAMIQUE DES FLUIDES

présentée par

Catherine Marais

DYNAMIQUE TOURBILLONNAIRE DANS LE SILLAGE  
D'UN AILERON OSCILLANT

Propulsion par ailes battantes biomimétiques

Soutenue le 14 janvier 2011

JURY

Olivier Doaré	(Examineur)	ENSTA, Palaiseau
Marie Farge	(Examinatrice)	ENS, Paris
Stéphane Popinet	(Rapporteur)	NIWA, New Zealand
Lionel Schouveiler	(Rapporteur)	IRPHE, Marseille
José Eduardo Wesfreid	(Directeur de thèse)	PMMH, Paris
Ramiro Godoy-Diana	(Co-Directeur de thèse)	PMMH, Paris



## Remerciements

Tout d'abord, je voudrais remercier Stéphane Popinet et Lionel Schouveiler pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit et pour l'avoir, au demeurant, si bien fait. Je remercie également Marie Farge et Olivier Doaré pour avoir accepté de participer à mon jury de soutenance. Merci à tous de l'intérêt que vous avez porté à mes travaux.

Merci ensuite chaleureusement à José Eduardo Wesfreid, pour m'avoir accueillie dans son laboratoire les bras ouverts. Je profite ici de l'occasion qui m'est donnée pour rendre hommage à sa bonne humeur et à son enthousiasme scientifique, constants au quotidien, ainsi qu'à sa finesse et sa simplicité qui font de lui un directeur de laboratoire si largement apprécié de tous.

Je remercie également Ramiro Godoy-Diana, pour m'avoir laissé l'entière liberté d'organiser mon travail et mon temps comme bon me semblait, sans douter de mon aptitude à me mettre au travail sérieusement ... un jour. Grâce à lui, j'ai pu à la fois m'investir et m'épanouir dans mes passions en parallèle de la thèse, et je lui en suis très reconnaissante. Un grand merci donc au directeur de thèse le plus zen et cool du labo.

Merci aussi à Benjamin Thiria pour avoir contribué au contenu de mes travaux, par ses idées, par ses critiques et par les discussions que nous avons eues. Merci pour tous les conseils qu'il aura pu me donner, lors des étapes clés de mon parcours (tant scientifiques que personnels).

Merci également à Daniel Pradal et Guillaume Clermont sans qui ma manip n'aurait tout simplement pas vu le jour. Merci pour leur ardeur au travail et pour leur bonne compagnie.

Je tiens maintenant à remercier du fond du coeur José Bico, car je ne sais pas combien je lui dois, pour toutes ses attentions et son accompagnement tout au long de ma thèse. Il mérite bien son titre de coach. J'ai grâce à lui passé une fin de thèse particulièrement riche en vitamines (soupes et tajines bien mijotés miam!), et son soutien - notamment dans l'intérêt qu'il a porté à la relecture de mes chapitres - m'a été très précieux. Merci encore et encore.

Venons-en maintenant à la "famille Kiwi" !

Un énorme merci à Naïs Coq (Sœur Kiwi, ou encore Professeur Naïs qui devint encore, par la suite, Docteur Chat) qui m'aura littéralement portée pendant mes

derniers mois de rédaction. Sa compagnie (notamment le soir), ses conversations enrichissantes et sa maturité inébranlable m'auront été d'un grand soutien. Je lui suis infiniment reconnaissante pour tout ce qu'elle a pu m'apporter, consciemment ou non d'ailleurs.

Merci aussi de tout cœur à Avin Babataheri (Maman Kiwi), pour qui j'ai une immense considération. Ses attentions, son écoute et sa tendresse me comblent de bonheur au quotidien. Je peux me vanter d'avoir trouvé en elle une maman, toute pleine de malices et de vie, avec tous les bons côtés que cela comporte, sans en connaître les mauvais.

Pour résumer les deux paragraphes précédents, mille fois merci à la "famille Kiwi". Rien que pour elle, ma thèse valait le coup d'être vécue puisqu'elle m'a permis de les rencontrer.

Merci aussi à tous ceux qui m'ont aidée à un moment ou l'autre de ma thèse. Une mention particulière à Thomas Duriez pour son humour percutant dont je ne me lasse pas, et que je remercie pour tous ses coups de mains express et efficaces. Merci à Nawal Quennouz pour sa convivialité, qui permet à n'importe qui au labo de se sentir comme à la maison, grâce à ses bons thés à la menthe et aux excellentes cornes de gazelles de sa maman (que je remercie aussi au passage!). Merci à Hélène Berthet pour son grand sourire, son dynamisme et sa compagnie très agréable. Merci à Guillaume Lagubeau pour ses conseils sages, son écoute et les nombreuses pauses-café qui ont rythmé agréablement les journées. Un grand merci à Amina Mialet et Frédérique Auger, pour leur excellent accueil, leur agréable compagnie et leur bonne humeur jamais prise à défaut. Et merci à tous ceux que j'oublie ici.

Finalement, il fait bon vivre au PMMH! J'y ai rencontré toute une communauté fort sympathique de gens très différents, aux nombreuses qualités, diverses et variées, et toujours d'excellente compagnie. Une des richesses du laboratoire demeure largement dans l'ambiance conviviale et dynamique qui y règne. J'honore en particulier les clubs cuisines initiés par Philippe Claudin (merci à lui pour toutes ses excellentes initiatives!), ainsi que les midis musicaux de l'ESPCI (merci encore à Philippe pour ses morceaux de guitare, finement choisis et interprétés, et merci à Alexandre Ponomarenko pour sa balalaïka et son enthousiasme communicatif à en jouer). Merci à tous.

J'adresse un remerciement particulier à mon ami Sylvain Gibert (Sly), pour la réalisation de la couverture graphique de ma thèse ainsi que pour tous les bons moments partagés, qu'ils soient passés ou à venir.

Enfin, une pensée particulière va à ma famille, pleine de vie et d'affection, source inépuisable de bonheur, de fous rires et d'épanouissement. Merci d'être là, constamment ! Merci encore et encore.

Catherine



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Propulsion à nombre de Reynolds modéré . . . . .	1
1.1.1	Bref historique . . . . .	2
1.1.2	Régimes d'écoulement . . . . .	4
1.1.3	Classification de la propulsion animale . . . . .	6
1.1.4	Caractéristiques du vol animal . . . . .	8
1.1.5	Lois d'échelles . . . . .	10
1.2	Un système modèle : l'aileron oscillant . . . . .	15
1.2.1	Modèles simplifiés d'ailes battantes . . . . .	15
1.2.1.1	Approche bidimensionnelle . . . . .	19
1.2.2	Sillages bidimensionnels d'ailes battantes . . . . .	21
1.2.2.1	L'allée de Bénard-von Kármán . . . . .	21
1.2.2.2	L'allée de Bénard-von Kármán inversée . . . . .	22
1.3	Objectifs et plan de la thèse . . . . .	24
<b>I</b>	<b>Sillages forcés en tunnel hydrodynamique</b>	<b>25</b>
<b>2</b>	<b>Sillages d'un cylindre</b>	<b>27</b>
2.1	Régimes d'écoulement derrière un cylindre immobile . . . . .	27
2.2	Forçage du cylindre . . . . .	28
2.2.1	Sillage tourbillonnaire d'un cylindre oscillant . . . . .	29
2.2.2	Force de traînée du cylindre oscillant . . . . .	31

2.2.2.1	Evolution de la traînée en fonction des paramètres de forçage . . . . .	31
2.2.2.2	Mécanismes de réduction de la traînée . . . . .	31
2.3	Réponse impulsionnelle du sillage en régime sous-critique . . . . .	35
2.3.1	Article : "Convective instability in inhomogeneous media : impulse response in the subcritical cylinder wake" . . . . .	35
2.3.1.1	Abstract . . . . .	35
2.3.1.2	Introduction . . . . .	36
2.3.1.3	Experimental setup . . . . .	38
2.3.1.4	Evolution of the unstable wave packet . . . . .	39
2.3.1.5	Transient growth . . . . .	43
2.3.1.6	Discussion and conclusions . . . . .	47
<b>3</b>	<b>Outils et méthodes</b>	<b>49</b>
3.1	Dispositif expérimental . . . . .	49
3.1.1	Le tunnel hydrodynamique du laboratoire PMMH . . . . .	49
3.1.1.1	Effets de parois dans le tunnel . . . . .	50
3.1.2	L'objet d'étude : l'aileron oscillant . . . . .	51
3.1.2.1	Fabrication des ailerons flexibles . . . . .	53
3.2	Techniques expérimentales . . . . .	54
3.2.1	Visualisation par injection de colorant . . . . .	54
3.2.2	Vélocimétrie par Image de Particules . . . . .	57
3.3	Matériel utilisé pour la PIV . . . . .	60
3.3.1	PIV 15 Hz . . . . .	60
3.3.2	PIV rapide . . . . .	61
3.4	Protocole expérimental . . . . .	61
<b>II</b>	<b>Sillages d'ailes ou nageoires battantes</b>	<b>65</b>
<b>4</b>	<b>Introduction aux sillages d'ailerons oscillants</b>	<b>69</b>
4.1	Propriétés de symétrie et diagramme de phase . . . . .	70
4.2	Transition traînée-propulsion . . . . .	74
4.3	Brisure de symétrie . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Déformation des ailerons flexibles</b>	<b>81</b>

5.1	Amplitude effective . . . . .	82
5.2	Courbure de l'aileron . . . . .	85
5.3	Déphasage de la pointe de l'aileron par rapport à l'oscillation imposée	88
5.4	Mécanismes de déformation de l'aileron . . . . .	90
5.5	Couples de forces en jeu . . . . .	92
5.6	Modèle de déformation de l'aileron . . . . .	97
<b>6</b>	<b>Sillages</b>	<b>101</b>
6.1	Diagramme de phase . . . . .	101
6.2	Distribution de vorticité des sillages . . . . .	103
6.2.1	Définitions des paramètres . . . . .	103
6.2.2	Suivi temporel des tourbillons . . . . .	105
6.2.2.1	Méthode . . . . .	105
6.2.2.2	Vitesse de phase des tourbillons . . . . .	106
6.2.2.3	Longueur d'onde du sillage . . . . .	107
6.2.2.4	Épaisseur du sillage . . . . .	109
6.2.2.5	Rapport d'aspect du sillage $b/a$ . . . . .	112
6.2.2.6	Distance entre les tourbillons . . . . .	112
6.2.3	Caractérisation des tourbillons . . . . .	112
6.2.3.1	Circulation des tourbillons . . . . .	116
6.3	Dynamique instationnaire du lâcher tourbillonnaire . . . . .	119
6.3.1	Origine de la non brisure de symétrie des sillages d'ailerons flexibles . . . . .	120
6.3.2	Formation temporelle du tourbillon . . . . .	122
6.4	Confinement de l'aileron . . . . .	125
6.4.1	Effets des parois latérales . . . . .	125
6.4.1.1	Effet de blocage . . . . .	125
6.4.1.2	Interaction des couches limites avec le sillage . . . . .	127
6.4.2	Écoulements axiaux . . . . .	127
6.4.2.1	Écoulements axiaux moyens . . . . .	127
6.4.2.2	Étirement de la vorticité . . . . .	131
6.4.3	Validité de l'approche quasi-2D . . . . .	139
<b>7</b>	<b>Forces Hydrodynamiques</b>	<b>141</b>

7.1	Courte revue des méthodes d'estimation des forces . . . . .	141
7.2	Estimation de la traînée à partir des champs moyens . . . . .	143
7.2.1	Formulation . . . . .	143
7.2.2	Application à nos expériences . . . . .	148
7.2.2.1	Choix de la position en aval du profil . . . . .	148
7.2.2.2	Effet de blocage . . . . .	150
7.2.3	Comparaison des coefficients de traînée obtenus pour les différents ailerons . . . . .	152
7.2.4	Transition traînée-propulsion . . . . .	156
7.3	Retour sur les effets de pression . . . . .	157
7.4	Calcul à partir de la géométrie du sillage tourbillonnaire . . . . .	159
7.4.1	Vitesse induite par l'allée . . . . .	159
7.4.2	Formule de Von Kármán . . . . .	162
7.5	Estimation de la force instationnaire . . . . .	163
<b>8</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>173</b>
8.1	Conclusions . . . . .	173
8.2	Perspectives . . . . .	175
	<b>Annexe :</b>	<b>177</b>
<b>A</b>	<b>Article : "Symmetry breaking of the reverse Bénard-von Kármán vortex street"</b>	<b>179</b>
A.1	Abstract . . . . .	179
A.2	Introduction . . . . .	180
A.3	Experimental setup . . . . .	183
A.4	Observations . . . . .	184
A.4.1	The vorticity field . . . . .	184
A.4.2	The circulation $\Gamma$ . . . . .	186
A.4.3	The asymmetric wake . . . . .	186
A.5	Discussion . . . . .	187
A.5.1	Back to the $(St, A_D)$ phase space . . . . .	187
A.5.2	Phase velocity . . . . .	187
A.5.3	The dipole model . . . . .	188
A.6	Concluding remarks . . . . .	190



*TABLE DES MATIÈRES*

v

<b>Liste des figures</b>	<b>199</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>201</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>203</b>



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Propulsion animale et propulsion artificielle à nombre de Reynolds modéré

Dépourvu d'ailes ou de palmes, l'être humain a adopté un mode de locomotion essentiellement terrestre et peine à utiliser un fluide comme support de locomotion. C'est pourquoi le vol ou la nage des animaux a toujours fasciné l'homme. Depuis le mythe d'Icare, l'histoire témoigne des nombreuses tentatives par lesquelles l'homme a cherché à s'élever lui aussi dans les airs. Le fameux projet de machine volante de Léonard de Vinci en fut une des premières. C'est en 1903 que les frères Wright réussirent le premier vol de l'histoire de l'humanité d'un véhicule plus dense que l'air, marquant ainsi le début de l'aviation. Ce terme d'aviation d'ailleurs traduit la volonté de l'homme d'imiter le vol des oiseaux, puisqu'il provient de deux mots latins : *avis* et *actio*, qui signifient respectivement *oiseau* et *action*. Depuis, les technologies n'ont cessé de se développer, et nombreux sont les systèmes artificiels capables de voler. Cependant, les performances des systèmes volants naturels restent bien supérieures aux engins artificiels, de par leur manoeuvrabilité et leur efficacité de propulsion. La nature constitue donc une fantastique bibliothèque d'exemples de propulsions aériennes, mais les mécanismes en sont encore mal connus. Voler ou nager, le défi est de taille : contrairement aux animaux terrestres qui peuvent utiliser la friction solide sur un support fixe pour se déplacer, les animaux aériens ou aquatiques doivent se servir du fluide environnant afin de créer les forces de propulsion et de portance nécessaires à leur locomotion. Pour cela, ils produisent un écoulement instationnaire autour d'eux grâce au battement de leurs nageoires ou ailes (sauf en situation de "plané"). La dynamique des fluides associée est gouvernée par la formation de tourbillons, leur lâcher et leur évolution dans le sillage de l'animal. La cinématique des ailes ou nageoires (rotations, supinations et pronations<sup>1</sup>,

---

<sup>1</sup>La supination correspond au mouvement par lequel l'aile ou la nageoire se renverse, de façon à ce que son bord d'attaque soit pointé vers le bas. La pronation correspond au mouvement inverse, avec un retournement vers le haut.

interaction avec le corps, angles d'attaques instantanés, etc.), leur forme au cours du battement (déformations passives et/ou actives liées aux propriétés structurales de l'aile ou nageoire) , ainsi que leur interaction avec les tourbillons créés sont tout autant de mécanismes déterminants pour la performance propulsive de l'animal. Par ailleurs, ils doivent être capables d'accélérer, de tourner brusquement, de planer ou de s'arrêter. La maîtrise de ces techniques passe par une combinaison des différents mécanismes mentionnés ci-dessus. La nage ou le vol des animaux constitue donc un problème aux multiples paramètres dont nous cherchons encore à percer les mystères.

Au-delà de l'intérêt fondamental que représente la compréhension des mécanismes du vol des oiseaux ou de la nage des poissons, la récente recherche sur la propulsion dans les fluides a aussi été motivée, d'une part par le développement des microvéhicules d'aviation (dits MAVs pour micro-air vehicles en anglais), et d'autre part par la recherche de systèmes économes en terme d'énergie. Ces motivations ont généré un regain d'intérêt pour les études biomimétiques, notamment autour du vol battu. On appelle *biomimétisme* le courant scientifique, né dans les années 1950, dont le but est de s'inspirer de l'observation et de la compréhension des systèmes naturels pour développer des solutions performantes appliquées à des systèmes artificiels. Dans le cas des MAVs, la propulsion par aile ou nageoire battantes semble être une bonne solution pour atteindre les performances requises par les futurs microdrones : endurance, discrétion, manoeuvrabilité et autonomie. Due à leur petite taille, la capacité en réserve d'énergie (chimique ou électrique) des microdrones est limitée, d'où la nécessité d'optimiser leur propulsion, c'est à dire de maximiser le rapport entre énergie de propulsion produite et énergie dépensée pour la générer, afin de leur conserver une autonomie acceptable. De façon générale, une bonne compréhension de l'écoulement des masses de fluide selon le battement des ailes ou des nageoires constitue une étape clé pour l'optimisation des mouvements et la diminution des efforts subis par les engins artificiels.

### 1.1.1 Bref historique

La nécessité de battre des ailes pour assurer une portance semble évidente depuis l'antiquité (vol d'Icare). Cependant, l'idée selon laquelle une aile en mouvement serait également capable de produire une force de poussée date du début du vingtième siècle. Knoller (1909) et Betz (1912) furent ainsi parmi les premiers à émettre cette idée. Ils observent qu'un profil d'aile battante crée un angle d'attaque effectif, résultant en un vecteur force normal dont les composantes donnent à la fois de la poussée et de la portance (voir figure 1.1).

Cette idée fut vérifiée expérimentalement en 1922 par Katzmayr. Deux ans plus tard, Birnbaum proposait de remplacer les hélices par des ailes battantes dans les systèmes de propulsion. Cette suggestion marque le début de l'intérêt porté à la

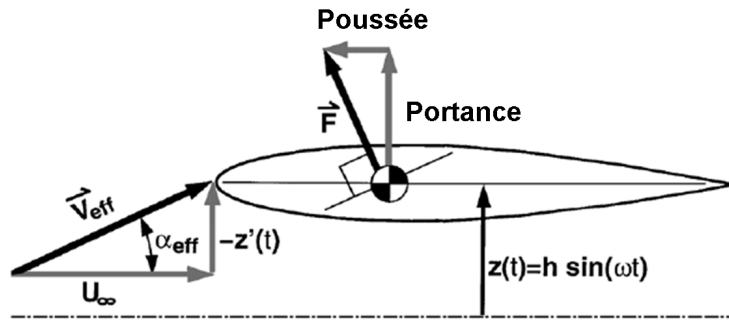


FIG. 1.1: Illustration de la force normale et de ses composantes sur un profil d'aile battante.

propulsion par ailes battantes. En 1934, Von Kármán et Burgers apportent une explication théorique majeure à la production de traînée ou poussée à partir de la configuration géométrique des tourbillons dans le sillage d'un corps non profilé. Ils modélisent le sillage tourbillonnaire par deux allées infinies de tourbillons de sens de rotation alternés. L'allée de Bénard-von Kármán correspond à des tourbillons qui tournent dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'allée supérieure, tandis que ceux de l'allée inférieure tournent en sens inverse, pour un fluide s'écoulant de la gauche vers la droite (voir figure 1.2).

Dans ce cas, le sillage présente en moyenne un déficit de quantité de mouvement par rapport à l'écoulement en amont de l'obstacle, ce qui est caractéristique de la production d'une force de traînée. Au contraire, si la rotation des tourbillons est inversée, le sillage présente en moyenne un excédent de quantité de mouvement, signature de la production d'une force de poussée.

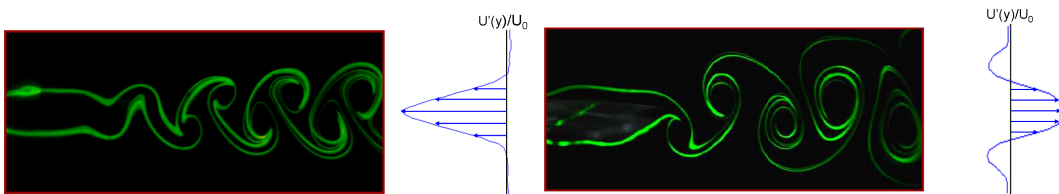


FIG. 1.2: Visualisations expérimentales de sillages tourbillonnaires d'un aileron et profils moyens de vitesse  $V_x(y)/U_0$  associés. Le fluide s'écoule de la gauche vers la droite. (gauche) Cas d'une allée de type Bénard-von Kármán produisant de la traînée, (droite) Cas d'une allée de type Bénard-von Kármán inversée produisant de la poussée.

Dans la même période, des calculs de performances sur un profil d'aile en oscillation harmonique dans un fluide potentiel sont réalisés par Theodorsen (1935) puis par Garrick (1937), en appliquant la condition de Kutta au bord de fuite. (Celle-ci permet de rendre compte de certains effets de la viscosité tout en considérant une équation de conservation de l'impulsion dans laquelle le terme de viscosité est négligé. Elle impose que le changement de vitesse au bord de fuite du profil ne puisse pas être infini). Les travaux de Garrick montrent que les profils en pilonnement (mouvement

de haut en bas) produisent une force de propulsion quelle que soit la fréquence de l'oscillation, et d'autant plus importante que la fréquence est élevée. Les profils en tangage (mouvement de rotation autour d'un axe fixe, généralement situé au quart de corde du profil) ne génèrent en revanche de force de propulsion qu'au delà d'une certaine fréquence critique, qui dépend entre autres de la position de l'axe de rotation. Ces approches ne prennent cependant pas en compte les effets visqueux, lesquels sont essentiels pour le calcul de l'efficacité propulsive. C'est en 1953 que Kuchemann et Weber démontrent la supériorité de l'aile battante par rapport à l'hélice en terme d'efficacité de propulsion. En effet, dans le cas de l'hélice, un tourbillon émis au bout de pale altère l'efficacité du dispositif. Cette découverte a généré un regain d'intérêt pour l'étude de la propulsion par ailes battantes au sein de la communauté scientifique. Aujourd'hui, de nombreux travaux théoriques, numériques et expérimentaux s'attachent à identifier les mécanismes clés gouvernant les performances de la propulsion par ailes battantes. C'est dans ce cadre d'études que s'inscrit mon travail de thèse. L'approche choisie est expérimentale.

### 1.1.2 Régimes d'écoulement

Afin de préciser ce contexte du point de vue de la mécanique des fluides, il est nécessaire d'introduire quelques notions générales relatives aux écoulements autour d'un corps. Tout fluide, dès lors que sa masse se conserve, peut être décrit localement par l'équation suivante, qui découle de l'application du principe fondamental de la dynamique :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \rho \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} + \vec{div}[\sigma'] \quad (1.1)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide,  $\vec{v}$  sa vitesse,  $p$  la pression,  $\vec{g}$  l'accélération de la pesanteur, et  $[\sigma']$  le tenseur des contraintes visqueuses. Pour la plupart des fluides usuels dans des conditions standards, l'eau en particulier, le fluide peut être considéré newtonien, incompressible et homogène.

On peut alors expliciter le dernier terme de l'équation ci-dessus pour obtenir l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} + \eta \Delta(\vec{v}). \quad (1.2)$$

où  $\eta$  représente la viscosité du fluide. Il s'agit de l'équation d'évolution de base de la mécanique des fluides. Dans le membre de gauche, le premier terme est appelé terme instationnaire et le second le terme inertiel. Dans le membre de droite, les trois termes sont associés successivement aux forces de pression, aux forces de volume et aux forces visqueuses.

Cette équation peut aussi s'écrire sous une forme adimensionnée<sup>2</sup> :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} + \frac{1}{Re} \Delta(\vec{v}). \quad (1.3)$$

<sup>2</sup>Nous gardons les mêmes notations pour désigner les variables, bien que dans cette équation il s'agisse de nouvelles variables sans dimension.

Il apparaît ainsi que l'équation ne dépend que d'un seul nombre sans dimension : le nombre de Reynolds  $Re$ . Ce paramètre permet donc de caractériser les différents régimes d'écoulement autour d'un corps. La structure de l'écoulement du fluide ne dépend que de sa valeur.

Le nombre de Reynolds est défini par le rapport du terme d'inertie sur le terme visqueux de l'équation dimensionnée 1.2 :

$$Re = \frac{\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}}{\eta\Delta(\vec{v})} = \frac{\rho U_0^2/L}{\eta U_0/L^2} = \frac{\rho U_0 L}{\eta} = \frac{U_0 L}{\nu}, \quad (1.4)$$

où  $U_0$  est la vitesse du fluide (ou vitesse d'avancement dans le cas d'un corps pulsé),  $L$  une longueur caractéristique (en général la corde moyenne pour une aile ou une nageoire dans un écoulement) et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. Ce nombre compare donc l'importance relative des effets inertiels par rapport aux effets visqueux dans l'écoulement. Il revient aussi à comparer le temps de convection de l'écoulement  $L/U_0$  au temps de diffusion de la quantité de mouvement  $L^2/\nu$ .

Nous pouvons noter deux cas limites.

Lorsque le nombre de Reynolds est très petit devant 1 ( $Re \rightarrow 0$ ), la dynamique du fluide est dominée par les effets visqueux. L'équation 1.3 se réduit alors à l'équation de Stokes :

$$\vec{0} = -\vec{\nabla}(p) + \rho\vec{g} + \frac{1}{Re}\Delta(\vec{v}) \quad (1.5)$$

Dans ce régime, l'écoulement est dit laminaire, c'est à dire que le fluide s'écoule en "lames" parallèles (des éléments de fluide voisins demeurent voisins). C'est le domaine de la microfluidique par exemple ou de la nage des micro-organismes.

Ce régime constitue un cas à part de la locomotion animale, dans lequel les mécanismes de propulsion sont radicalement différents de ceux utilisés à plus hauts nombres de Reynolds ( $Re \gtrsim 10$ ). En effet, puisque dans ce domaine les effets visqueux régissent toute la dynamique du fluide, les micro-organismes ne peuvent pas profiter des effets inertiels pour avancer. Le monde des bas nombres de Reynolds est en fait contre-intuitif et présente des propriétés surprenantes : l'écoulement y est réversible et présente une étonnante symétrie temporelle : il est susceptible de déplacer de la matière mais d'une façon telle qu'il n'introduit pas de désordre dans son sillage. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, un mouvement réciproque (un mouvement périodique et symétrique en temps) ne permet pas un déplacement global dans un tel fluide. En fait, pour que la propulsion soit possible, il faut que le nageur se déforme de façon à ce que cette déformation ne soit pas invariante par inversion de l'axe du temps. Ce résultat est connu sous le nom de théorème de la coquille Saint-Jacques (Purcell (1977)). La propulsion ciliaire (ou flagellaire) donne un exemple d'application de ce principe : le cil change l'orientation de son appendice entre le mouvement d'avancée et le mouvement de retour, comme illustré sur la figure 1.3, lui permettant d'obtenir un déplacement global net sur une période du mouvement.



FIG. 1.3: Battement d'un cil individuel sur une paramécie. Le mouvement du cil se courbe puis se redresse rapidement de façon à ce que le mouvement de retour offre une résistance minimale tandis que le battement en position courbée aide la paramécie à se propulser dans l'eau.

La propulsion à bas nombre de Reynolds constitue donc une problématique à part, qui n'entre pas dans le cadre de mon étude.

A l'inverse, lorsque le nombre de Reynolds est très grand devant 1, c'est l'inertie qui l'emporte et l'équation devient (équation d'Euler) :

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} \quad (1.6)$$

C'est le cas en régime turbulent : l'écoulement présente en tout point un caractère tourbillonnaire dont les propriétés varient constamment. Il est donc très difficile de prédire le comportement de tels écoulements. Ceux-ci ont une apparence très désordonnée et impliquent de nombreuses échelles spatiales et temporelles.

Finalement, les écoulements autour de corps de géométrie similaire sont identiques si leur nombre de Reynolds est le même. Cette loi de similitude est la base des expériences en tunnel hydrodynamique ou en soufflerie, qui permettent d'estimer les forces agissant sur des corps à grande échelle (tels qu'un avion par exemple) à partir de modèles à petite échelle respectant la géométrie du corps considéré, et utilisant une combinaison adaptée de la densité et de la vitesse dans le tunnel afin d'obtenir le même nombre de Reynolds de l'écoulement.

### 1.1.3 Classification de la propulsion animale

Le nombre de Reynolds peut être utilisé pour classifier le problème du vol ou de la nage de l'animal au milieu d'autres applications technologiques comme proposé dans la figure 1.4.

Les oiseaux, poissons, insectes et micro-drones évoluent dans des régimes caractérisés par des nombres de Reynolds modérés, compris approximativement entre 100 et  $10^5$ . Ainsi, la dynamique de battement d'ailes ou de nageoires appartient à des régimes inertiels intermédiaires entre un régime de Stokes ( $Re \ll 1$ ) pour lequel les forces visqueuses sont prépondérantes et le fluide reste collé à l'obstacle, et un



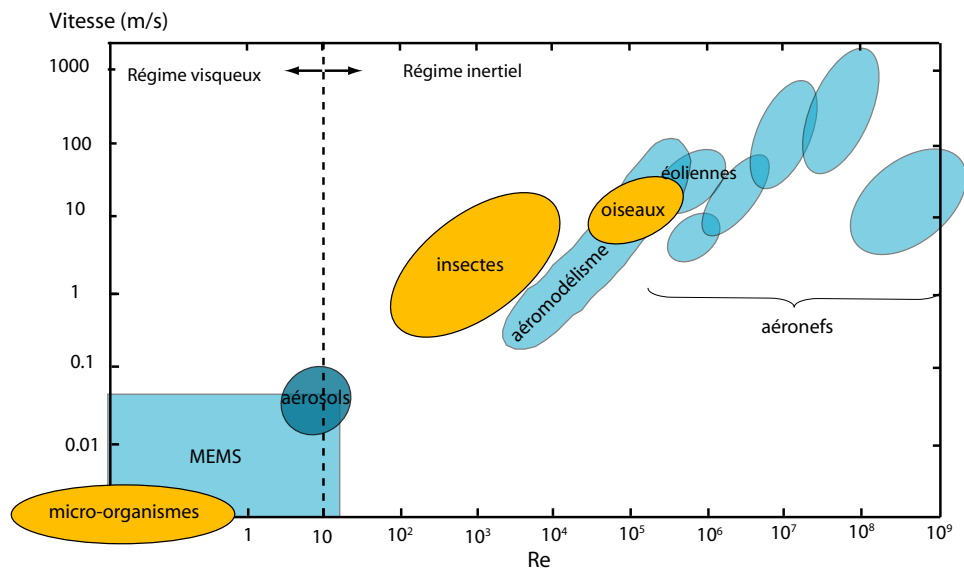


FIG. 1.4: Diagramme des régimes de vol des organismes vivants, des phénomènes naturels et des principales réalisations technologiques en fonction du nombre de Reynolds et de la vitesse d'avancement. Adapté à partir de Lissaman (1983).

régime inertiel pleinement turbulent ( $Re > 10^6$ ) dans lequel évoluent les applications classiques industrielles. Dans cette gamme de nombre de Reynolds, les forces subies par les ailes ou nageoires sont principalement dominées par les effets de pression, et les effets visqueux restent concentrés dans une fine couche limite autour de l'animal. Ces couches limites se séparent lors du battement instationnaire de l'aile ou de la nageoire, et "s'enroulent" en formant de forts vortex cohérents qui portent de la quantité de mouvement loin de l'animal, générant ainsi des forces propulsives. L'écoulement reste donc laminaire, ou en amorce de transition vers la turbulence.

Les principes de base de l'aviation en général découlent d'observations du vol des oiseaux par des pionniers tels que Leonardo de Vinci, Clément Ader, Cayley, Lilienthal ou les frères Wright. Il existe donc des points importants entre la propulsion animale et l'aérodynamique conventionnelle, même s'ils ont par ailleurs des caractéristiques très distinctes. Par exemple, dans ses études de vol d'oiseaux, Cayley a constaté que la portance et la propulsion en fonction des ailes des oiseaux étaient distinctes. C'est ce qui a permis de traiter séparément ces deux forces dans le cas d'une aile fixe d'avion (Ruppel (1977)) : l'écoulement aérodynamique autour de l'aile crée les forces de portance et de traînée induite par cette portance, tandis que la force de propulsion est assurée par un réacteur ou par une hélice entraînés par le moteur. De même, le contrôle du lâcher tourbillonnaire par vrillage<sup>3</sup> d'une partie

<sup>3</sup>Le vrillage (*wash out* en anglais) correspond à la torsion de l'aile, mesurée de sa racine vers son extrémité.

de l'aile de l'avion provient de l'observation par les frères Wright du changement de la forme des ailes des oiseaux lorsque ceux-ci manoeuvrent.

Les caractéristiques uniques qui distinguent le vol des oiseaux de l'aérodynamique conventionnelle sont les suivantes : d'une part, leurs ailes génèrent à la fois les forces de portance et de propulsion, d'où une géométrie ainsi qu'une cinématique très complexes des ailes. En fonction de la vitesse de croisière, l'oiseau adapte sa morphologie pour optimiser son vol. Au cours d'un même cycle de battement, il peut faire varier la forme de son aile, en modifiant son envergure, son aire, sa courbure ou sa torsion. D'autre part, le battement des ailes associé au lâcher de tourbillons soumettent l'oiseau à l'influence d'effets instationnaires de l'écoulement : en particulier, les composantes des forces de portance et de propulsion varient avec le temps, avec des effets périodiques ou fluctuants.

Toutes ces dernières considérations se concentrent principalement sur la propulsion dans l'air, mais il en va de même pour la propulsion dans l'eau. En effet, la nage ou le vol des animaux emploient les mêmes mécanismes pour produire les forces, mais dans des circonstances totalement différentes. Ainsi, la principale difficulté dans le cas du vol réside dans la production en continu d'une force de portance suffisante pour contrebalancer le poids du corps de l'animal. Dans le cas de la nage par contre, la production de portance ne présente que peu d'intérêt, et c'est la minimisation des forces de traînée dans un milieu 100 fois plus dense que l'air qui importe le plus. Pour ces raisons, les nageoires des poissons sont utilisées avant tout pour optimiser la réduction de traînée et produire essentiellement de la poussée, tandis que la fonction principale des ailes des oiseaux est de supporter le poids de l'animal. Les caractéristiques du vol se retrouvent donc dans la nage, mais de façon moins prononcée. Dans la suite de ce chapitre, nous revenons plus en détails sur les différentes caractéristiques du vol de l'oiseau. Il va de soit que les mécanismes identifiés sont transférables aux cas des poissons.

#### 1.1.4 Caractéristiques du vol animal

La cinématique complexe du battement des ailes des oiseaux résulte d'une combinaison entre un mouvement principal de haut en bas (*upstroke* et *downstroke* en anglais)<sup>4</sup> auquel s'ajoute un mouvement d'avant en arrière avec vrillage des bouts d'ailes. Le battement d'abaissement commence en haut et vers l'arrière puis plonge vers le bas et l'avant. Le mouvement de supination retourne alors rapidement l'aile de façon à ce que son bord d'attaque soit pointé vers le bas. Vient ensuite le battement de remontée, qui pousse l'aile vers le haut et l'arrière, suivi du mouvement de pronation par lequel l'aile est de nouveau retournée avant d'entamer un nouveau cycle de battement.

Le battement de l'aile entière suit une loi quasi sinusoïdale (Ellington (1984)). Le

---

<sup>4</sup>On appelle ce mouvement pilonnement (*heaving* en anglais) lorsque l'on considère seulement la trajectoire 2D d'une coupe de l'aile

vriillage des bouts d'ailes permet de conserver, tout au cours du battement, des angles d'incidence efficaces pour la production de propulsion. Il en résulte une différence d'incidence entre les parties internes et externes des ailes. Les parties internes produisent de la portance et de la traînée tandis que les parties externes produisent de la portance et de la propulsion. Il est intéressant de noter que l'essentiel de la performance de l'oiseau provient du battement vers le bas, pendant lequel les ailes sont déployées au maximum. Pendant la remontée par contre, les ailes se rétractent partiellement pour réduire la production de traînée.

Par ailleurs, l'angle d'attaque du plan de battement des ailes par rapport à l'horizontale intervient fortement dans la régulation de la vitesse d'avancement de l'oiseau (Thomas *et al.* (2004)). Des exemples de trajectoires sur le vol battu sont indiquées dans la figure 1.5 (extraite de Alexander (2002)). Nous pouvons constater que les cinématiques employées sont diverses et qu'il n'existe pas de solution unique. Nous pouvons donc nous demander si cette diversité est rattachée à la nature physiologique de l'animal (structure et mécanisme de battement de l'aile) ou à une nature aérodynamique (lâcher de tourbillons, turbulence, etc.).

D'ailleurs, certains insectes utilisent une autre méthode de vol : le "lancé claqué". Le fonctionnement est alors tout à fait différent : les ailes sont lancées et claquées l'une contre l'autre au-dessus du corps de l'insecte puis rejetées chacune de son côté. Cette technique constitue un cas à part, et nous ne nous focaliserons pas dessus.

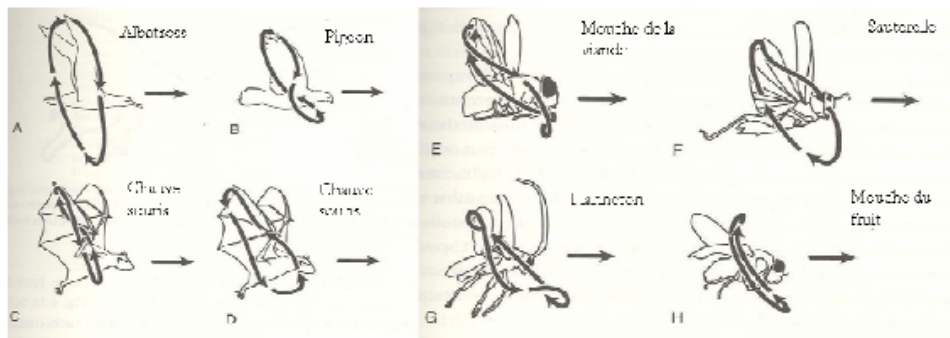


FIG. 1.5: Trajectoires de bout d'aile pour diverses espèces en vol d'avancement (Alexander (2002)).

Isogai *et al.* (1999) ont montré que les efficacités propulsives maximales sont obtenues pour des incidences maximales inférieures à  $20^\circ$  et pour une configuration dans laquelle le mouvement de tangage<sup>5</sup> est en avance par rapport au mouvement de pilonnement de l'aile de  $90^\circ$  (ce qui correspond à une situation pour laquelle le tourbillon formé au bord d'attaque reste attaché tout au long de la période d'oscillation avant d'être relâché avec le tourbillon émis au bord de fuite de l'aile avec lequel il interagit constructivement). De plus, la puissance musculaire dépensée par

<sup>5</sup>Le tangage (*pitch* en anglais) désigne le mouvement de rotation par lequel l'oiseau se penche d'avant en arrière ou d'arrière en avant, autour d'un axe transversal à son corps.

l'oiseau en vol évolue selon une courbe caractéristique en forme de U avec sa vitesse d'avancée. Les variations de la puissance aérodynamique et de ses composantes en fonction de la vitesse de croisière sont présentées dans la figure 1.6 tirée de l'article de Tobalske (2007). La puissance aérodynamique  $P_{aéro}$  y est décomposée en une puissance induite  $P_{ind}$ , une puissance de frottement visqueux sur les ailes  $P_{pro}$  et une puissance de frottement sur le reste du corps  $P_{par}$ . Cette courbe diffère d'une espèce à l'autre mais garde toujours sa forme de U.

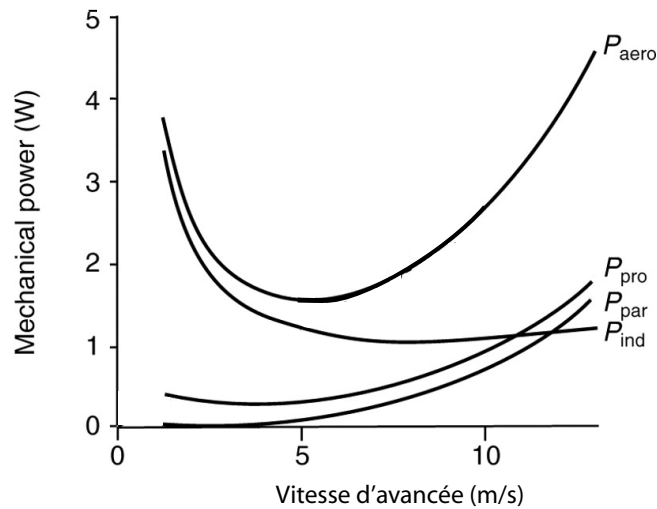


FIG. 1.6: Evolution de la puissance aérodynamique et de ses composantes avec la vitesse de vol de croisière (Tobalske (2007)).

### 1.1.5 Lois d'échelles

Plusieurs études sur les espèces volantes ont permis de montrer qu'il existe des lois d'échelle caractéristiques liant entre elles les grandeurs physiques physiologiques et cinématiques de l'animal. Par exemple, Tennekes compare dans son "Great Flight Diagram" (voir figure 1.7) les insectes, oiseaux et avions, en fonction de leur poids, vitesse de croisière et charge alaire. Plus l'animal ou l'engin propulsé est lourd, plus la vitesse de croisière et la charge alaire sont importantes.

Ce constat est corroboré par la relation linéaire existant entre le nombre de Reynolds basé sur la corde de l'aile des oiseaux et leur masse (Spedding *et al.* (2008)) (voir figure 1.8). De plus, nous pouvons noter qu'il existe pour les oiseaux une masse maximale (de 12-15 kg) et une masse minimale (autour de 1.5-1.9 g) (Pennycuik (1968), Shyy *et al.* (1999)). Ces limitations semblent être de nature structurelle et biologique : la masse minimale correspond aux limitations physiologiques musculaires, tandis que la masse maximale semble indiquer qu'à partir d'un certain poids, l'énergie à fournir pour mettre en mouvement les ailes devient trop importante. A ces limitations de masse correspondent des limitations de fréquences de battement.

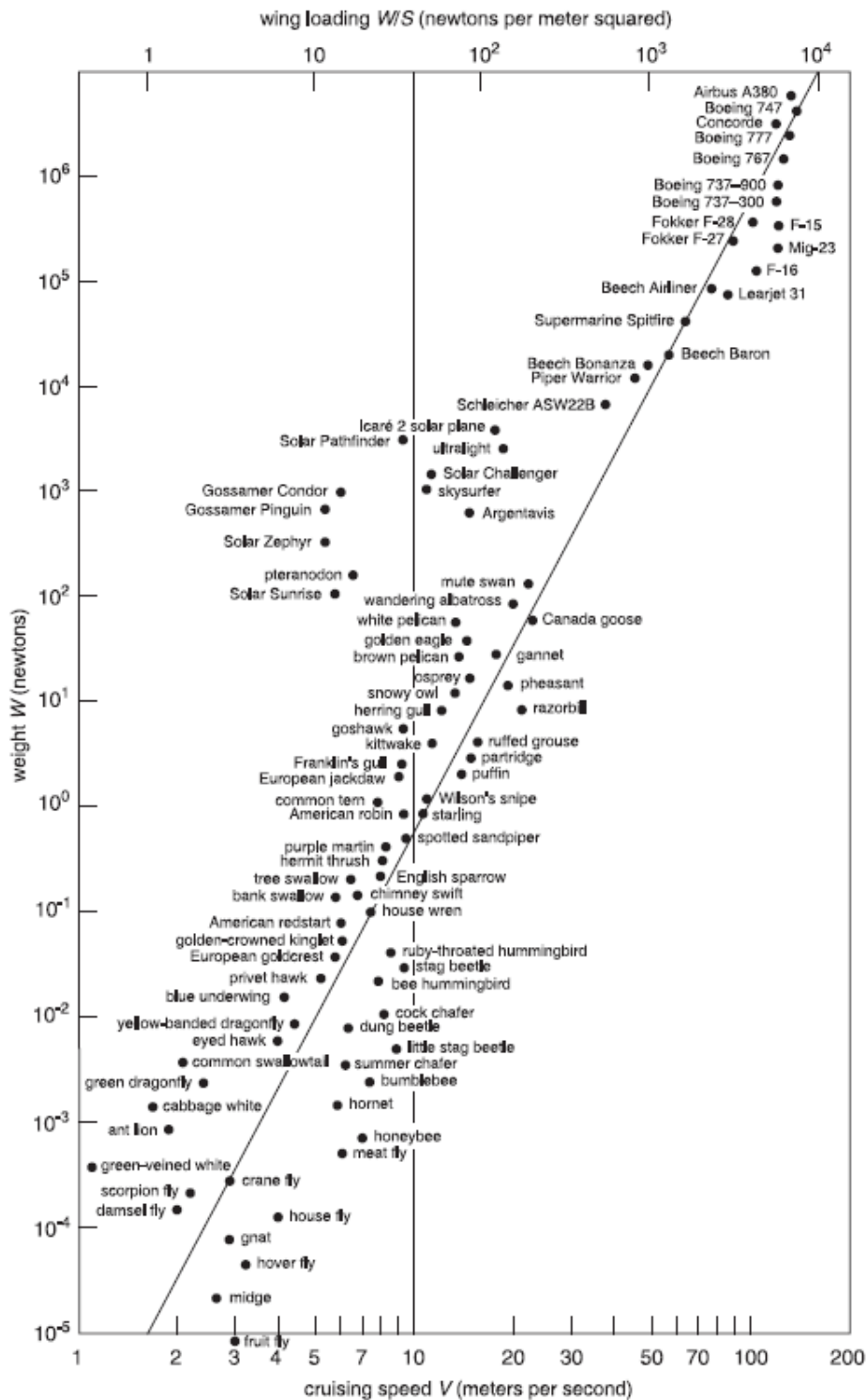


FIG. 1.7: Diagramme de comparaison des vols, donnant le poids en fonction de la vitesse de croisière, des avions commerciaux les plus rapides aux plus petits insectes (Tennekes (1997)).

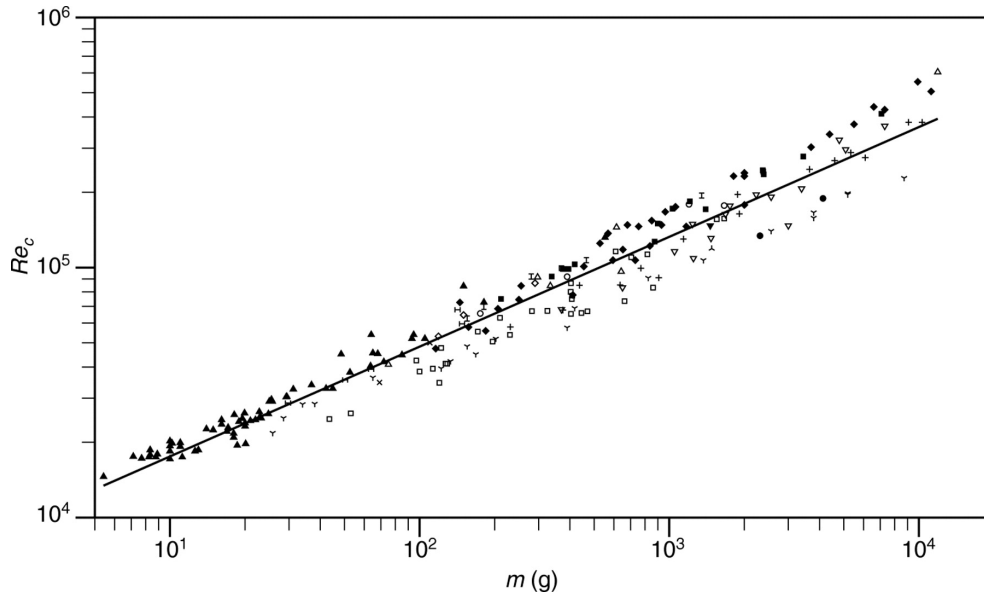


FIG. 1.8: Evolution du nombre de Reynolds basé sur la corde en fonction de la masse pour différents oiseaux (Spedding *et al.* (2008)).

La fréquence de battement des ailes ou nageoires varie fortement parmi les espèces et à l'intérieur de chaque espèce. Nous pouvons noter cependant une forte tendance à ce que les gros animaux, oiseaux ou poissons évoluent dans un régime basse fréquence, tandis que les plus petits, les insectes évoluent en régime haute fréquence (voir figure 1.9).

La fréquence sélectionnée doit résulter d'un ensemble important de paramètres, combinant à la fois des effets biologiques et physiques, et optimisant la génération de propulsion (en terme d'énergie de propulsion générée par unité d'énergie dépensée). Les expériences sur des profils d'ailes battantes montrent qu'il existe des paramètres optimaux pour une expérience donnée. Par exemple, Triantafyllou *et al.* (1991) ont constaté qu'un battement "optimal" est obtenu lorsque le rapport entre la vitesse maximale du battement du profil d'aile et la vitesse d'avancée obtenue est dans la gamme de valeurs 0.25 – 0.35. Ce rapport définit un nombre sans dimension, le nombre de Strouhal, permettant de décrire la cinématique de l'aile d'un oiseau ou de la nageoire d'un poisson :

$$St_A = \frac{fA}{U_0} \quad (1.7)$$

où  $f$  et  $A$  sont la fréquence et l'amplitude du battement de l'aile ou de la nageoire, tandis que  $U_0$  est la vitesse d'avancée de l'animal. Taylor *et al.* (2003) montrent aussi, en compilant des données pour le vol ou la nage des animaux en régime de croisière (voir figure 1.10), que ceux-ci évoluent à des nombres de Strouhal contenus dans un intervalle restreint de valeurs, entre 0.2 et 0.4, ce qui coïncide avec l'intervalle  $0.25 < St_A < 0.35$  pour lequel l'efficacité de propulsion a été trouvée maximale

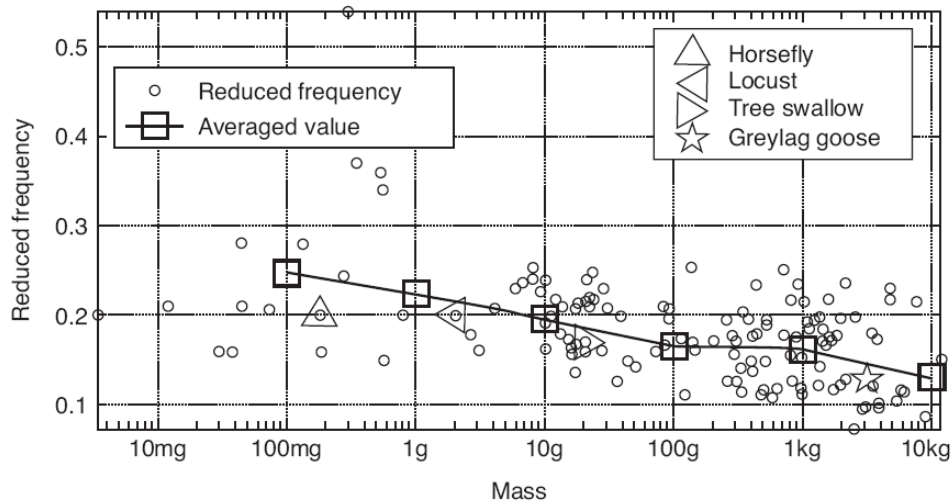


FIG. 1.9: Evolution de la fréquence réduite en fonction de la masse pour différents oiseaux et insectes (Shyy *et al.* (2007)). La fréquence réduite correspond au rapport de la vitesse angulaire multipliée par la corde de référence de l'aile, sur la vitesse d'avancée de l'animal.

dans les expériences.

Il est intéressant de noter que ce nombre de Strouhal peut être utilisé pour caractériser les effets aérodynamiques instationnaires pendant le vol d'un oiseau (Walker (1925)). Il détermine en effet l'équilibre entre mouvements instationnaires et périodiques de l'aile et mouvement moyen d'avancée. En vol planaire, sa valeur est nulle tandis qu'elle "diverge" pour un vol instationnaire (au décollage et à l'atterrissage). Dans la limite des petites valeurs de  $St_A$ , les effets instationnaires causés par le battement des ailes peuvent être négligés comparés à la vitesse d'avancée, et une approche quasi-stationnaire est possible. Cependant, dès lors que  $St_A$  augmente de 0.1 à 0.4, les calculs obtenus avec une hypothèse quasi-stationnaire sous-estiment par plus d'un facteur 10 les réelles valeurs de forces moyennes, moments et couples (Spedding (1992)). Ainsi, dans le cas du vol ou de la nage des animaux en régime de croisière, les effets instationnaires sont généralement trop importants pour être négligés.

Par ailleurs, plusieurs travaux menés sur les oiseaux ont montré l'existence de lois d'échelle en puissance de la masse de l'animal pour l'envergure, la surface alaire, l'allongement (défini comme le carré de l'envergure divisé par la surface alaire), la charge alaire (définie comme le rapport entre le poids de l'animal et la surface alaire) et la fréquence de battement. Les exposants de ces lois d'échelles ne sont pas systématiquement les mêmes pour toutes les espèces, mais il est possible de les répartir en sous-groupes, en fonction des lois de puissance auxquelles elles obéissent (voir Greenewalt (1975) par exemple, qui subdivise ainsi les oiseaux en trois sous-

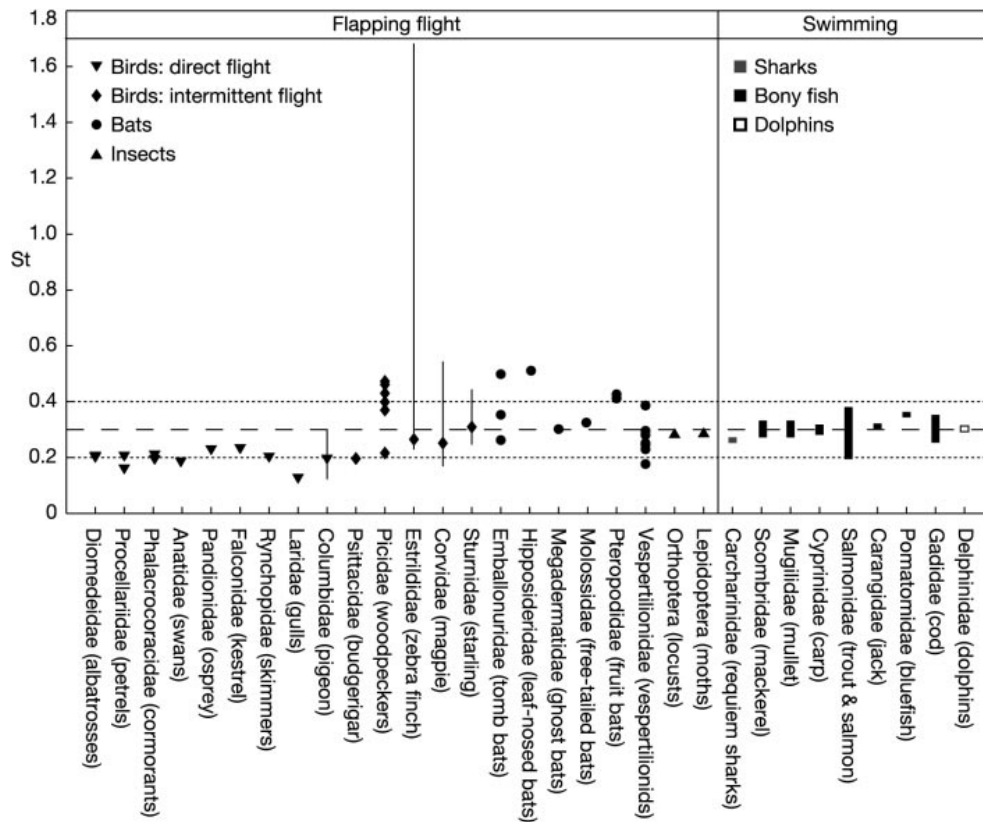


FIG. 1.10: Nombre de Strouhal pour 42 espèces d'oiseaux, chauve-souris et insectes en vol d'avancée non confiné. Les gammes de Strouhal pour la nage des poissons et dauphins sont incluses pour comparaison. Les lignes pointillées délimitent la gamme  $0.2 < St_A < 0.4$ , dans laquelle l'efficacité de propulsion est habituellement maximale. Les lignes pleines indiquent la gamme de variation de  $St_A$  pour d'autres vitesses de vol non nulles, dans laquelle de telles données existent (Taylor *et al.* (2003)).

groupes). En particulier, Pennycuick (1990) a établi une relation pour estimer la fréquence à partir des paramètres physiologiques de l'animal, (masse de l'animal, envergure des ailes, surface alaire et moment d'inertie des ailes), en utilisant une analyse dimensionnelle et des données statistiques sur un grand nombre d'oiseaux. Il détermine de même des expressions pour les fréquences maximales et minimales en loi de puissance de la masse, et propose une autre loi liant la fréquence à la vitesse d'avancement (Pennycuick (1996)).

Finalement, c'est essentiellement la petite taille et la faible vitesse de vol des oiseaux et insectes qui explique qu'ils évoluent dans une gamme modérée de nombre de Reynolds.



## 1.2 Un système modèle : l'aileron oscillant

Actuellement, de nombreuses études s'intéressent à l'aérodynamique ou l'hydrodynamique des ailes ou nageoires battantes. Les observations biologiques ne cessent d'alimenter la réflexion des mécaniciens des fluides sur les mécanismes clés responsables de la performance propulsive du vol ou de la nage des animaux. En effet, les raisons physiques qui déterminent une configuration de battement plutôt qu'une autre ne sont pas claires. De plus, les régimes d'écoulement associés concernent une gamme de nombre de Reynolds modérés dans laquelle les connaissances sont faibles et les mécanismes générateurs de portance et de poussée sont mal compris. En particulier, l'influence mutuelle à chaque instant entre la forme de l'aile ou de la nageoire et les contraintes hydrodynamiques constitue un problème de couplage complexe, qui reste souvent irrésolu.

Le but de ce travail est donc d'identifier expérimentalement certains mécanismes par lesquels le battement d'une nageoire peut créer de la propulsion, et d'en quantifier la performance propulsive. Plus précisément, nous fournissons un cadre d'étude simple permettant d'analyser le sillage de profils d'ailes battantes, dont les paramètres géométriques et structurels peuvent être contrôlés indépendamment.

### 1.2.1 Modèles simplifiés d'ailes battantes

Beaucoup d'études expérimentales se sont attachées à reproduire les mécanismes de propulsion observés dans la nature. Cependant, la nature adopte un processus d'optimisation multi-critères incluant nombres de considérations dont on ne peut rendre compte expérimentalement. Il est donc nécessaire de simplifier le problème en réduisant le nombre de paramètres dans les expériences. En général, les expérimentateurs s'intéressent à un type de profil d'aile battante simple, que nous désignerons par le terme général d'aileron. L'aileron est mis en mouvement selon une cinématique contrôlée de pilonnement et/ou de rotation autour d'un axe. Par commodité, l'aileron est en général fixe et soumis à un écoulement (dans un tunnel d'air ou d'eau) de vitesse contrôlée. Les paramètres de base pour ces types d'expériences sont donc la fréquence et l'amplitude du battement de l'aileron, ainsi que son allongement (défini comme le rapport de l'envergure sur la corde) et ses paramètres structuraux. Le tableau 1.11 résume un certain nombre d'études expérimentales concernant l'aérodynamique et l'aéroélasticité des ailes battantes.

Bien que très simples, ces montages expérimentaux sont suffisants pour produire une grande variété de sillages tourbillonnaires, dépendant des paramètres d'oscillations de l'aileron, et parmi lesquels certains sont similaires aux sillages observés dans la nature. La figure 1.12 donne un exemple de divers sillages observés dans le cas de nos expériences au laboratoire PMMH, dans le sillage d'un aileron oscillant. La visualisation de ces sillages tourbillonnaires est obtenue par injection de colorant.

**Table A1**  
Studies of chordwise-flexible wing structures.

Authors	Ref no.	Model	Kinematics	Re	St or k	Structural information
Heathcote and Gursul	[32]	Teardrop NACA0012	Plunge	$9 \times 10^3$ $1.8 \times 10^4$ $2.7 \times 10^4$ $2.0 \times 10^2$	0.1–0.7	$E=205$ GPa, $\rho_s=7800$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=5 \times 10^{-5}$ – $3.8 \times 10^{-4}$ m
Ishihara, Horie and Denda	[88]	Shell/Beam	Pitch/plunge	75	0.054	Torsional stiffness: 0.8– 15.4 g cm <sup>2</sup> /(s <sup>2</sup> rad)
Vanella, Fitzgerald, Preidikman, Balaras and Balachandran	[89]	Beam	Pitch/plunge	$2.5 \times 10^2$ $10^3$	–	Frequency ratio: 1/2, 1/3, 1/4, and 1/6
Zhu	[227]	Plate	Plunge	$2.0 \times 10^4$	0.2	$E=20$ – $2000$ GPa, $\rho_s=7800$ kg/ m <sup>3</sup> , $h_s=4 \times 10^{-3}$ m
Yamamoto, Terada, Nagamatu and Imaizumi	[228]	Airfoils	Pitch/plunge	$10^4$ – $10^5$	–	Elasticity of flexible part: 3.3 mm/N–40 mm/N
Prempraneerach, Hover and Triantafyllou	[229]	NACA0014	Pitch/plunge	$4.0 \times 10^4$	0.1–0.45	Flexible rubber: $E=3.18$ – 50.6 GPa
Tang, Viieru and Shyy	[230]	Teardrop plate	Plunge	$9.0 \times 10^3$	0.5	$E=205$ GPa, $\rho_s=7850$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=5 \times 10^{-5}$ – $3.8 \times 10^{-4}$ m
Chandar and Damodaran	[231]	Teardrop plate	Plunge	$9.0 \times 10^3$	0.5	$E=205$ GPa, $\rho_s=7850$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=5 \times 10^{-5}$ – $3.8 \times 10^{-4}$ m
Pederzani and Haj-Hariri	[232]	Airfoils	Plunge	$5.0 \times 10^2$	5.5	Membrane (latex): $\rho_s=0.5$ – 1.0 kg/m <sup>3</sup> , Fixed trailing edge or free trailing edge
Chaithanya and Venkatraman	[232,234]	Plate	Pitch/plunge	Inviscid	–	–
Gopalakrishnan	[235]	Rectangular membrane	Pitch/plunge	$1.0 \times 10^4$	1.7	$E=114$ GPa, $\rho_s=4500$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=15 \times 10^{-6}$ m
Gulcat	[236]	Thin airfoil	Plunge	$10^3$ – $10^5$	0.5–1.5	Prescribed camber
Miao and Ho	[237]	NACA0012	Plunge	$1.0 \times 10^3$ $1.0 \times 10^4$ $1.0 \times 10^5$ $1.2 \times 10^3$ – $6.1 \times 10^3$	1–6	Prescribed wing deformation
Toomey and Eldredge	[238]	Two ellipses	Pitch/plunge		–	liner spring-damper model: spring stiffness coefficient= $0.0068$ kg m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> , damping coefficient= $0.0039$ kg m <sup>2</sup> /s
Heathcote, Martin and Gursul	[32,240]	Teardrop	Plunge	$0.75$ – $2.1 \times 10^4$	0.17–0.40	$E=205$ GPa, $\rho_s=7800$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=5 \times 10^{-5}$ – $3.8 \times 10^{-4}$ m
Michelin and Smith	[241]	Plate	Plunge	Inviscid	0.08–0.8	Euler–Bernoulli equation: $\Pi_1=10^{-2}$ – $10^2$
Du and Sun	[242]	3% flat plate fruit fly	Pitch/flap	$3.3 \times 10^2$ – $6.0 \times 10^3$	–	Prescribed wing deformation
Miller and Peskin	[243]	Beam	Clap and fling	10	–	Bending stiffness: $6.9 \times 10^{-7}$ – $1.1 \times 10^{-5}$ Nm <sup>2</sup>
Zhao, Huang, Deng and Sane	[245]	Fruitfly-like	Impulsive/pitch/ flap	$2.0 \times 10^3$	–	$Eh_b=8.6 \times 10^{-6}$ – $5.3 \times 10^{-4}$

**Table A2**  
Studies of spanwise-flexible wing structures.

Authors	Ref. no.	Model	Kinematics	Re	St or k	Structural information
Zhu	[227]	Plate	Plunge	$2.0 \times 10^4$	0.2	$E=20$ – $2000$ GPa, $\rho_s=7800$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=4 \times 10^{-3}$ m
Liu and Bose	[249]	Immature fin like	Pitch/plunge	Inviscid	–	–
Heathcote, Wang and Gursul	[250]	NACA0012	Plunge	$1$ – $3.0 \times 10^4$	0.05–0.9	(1) Inflexible, (2) Steel ( $E=210$ GPa, $\rho_s=7800$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=1 \times 10^{-3}$ m), (3) Aluminum ( $E=70$ GPa, $\rho_s=2700$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=1 \times 10^{-3}$ m)
Chimakurthi, Tang, Palacios, Cesnik and Shyy	[251]	NACA0012	Plunge	$3.0 \times 10^4$	0.4–1.82	(1) Rigid (2) Steel ( $E=210$ GPa, $\rho_s=7800$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=1 \times 10^{-3}$ m)
Aono, Chimakurthi, Cesnik, Liu and Shyy	[252]	NACA0012	Plunge	$3.0 \times 10^4$	1.82	(1) Inflexible, (2) Flexible ( $E=210$ GPa, $\rho_s=7800$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=1 \times 10^{-3}$ m), (3) Very flexible ( $E=70$ GPa, $\rho_s=2700$ kg/m <sup>3</sup> , $h_s=1 \times 10^{-3}$ m)

**Table A3**  
Studies of combined spanwise-and-chordwise flexible wing structures.

Authors	Ref. no.	Model	Re	St or k	Structural information
Zheng, Wang, Khan, Vallance, Mittal and Hedrick	[120]	Hawkmoth-like	$5.0 \times 10^3$	0.2-0.4	-
Young, Walker, Bomphrey, Taylor and Thomas	[121]	Realist locust wings	$4.0-5.0 \times 10^3$	-	-
Daniel and Combes	[232]	Beam	-	-	$EI_B = 6.0 \times 10^{-6} \text{ Pa m}^4$
Mountcastle and Daniel	[226]	Real moth wing	$4.0-7.0 \times 10^3$	0.2-0.3	$EI_B = 10^{-6}-10^{-5} \text{ Pa m}^4$
Wu, Ifju, Stanford, Sällström, Ukeiley, Love and Lind	[268]	Zimmerman	$1.0-3.0 \times 10^4$	0.4	Composite wing: capran ( $E=2.5 \text{ GPa}$ , $\rho_s=1600 \text{ kg/m}^3$ , $h_s=12 \times 10^{-6} \text{ m}$ ) and carbon fiber robs ( $E=73.4 \text{ GPa}$ , $\rho_s=1740 \text{ kg/m}^3$ , $h_s=100 \times 10^{-6} \text{ m}$ )
Sällström, Ukeiley, Wu and Ifju	[269]				
Watman and Furukawa	[252]	Half ellipse	$5.0 \times 10^5$	0.83	Mylar sheet ( $6.25 \times 10^{-6} \text{ m}$ ) and carbon fiber robs ( $0.5$ and $0.25 \times 10^{-3} \text{ m}$ )
Hui, Kumar, Abate and Albertani	[256]	Bird-like	$2.0-8.0 \times 10^4$	0.6-3.3	Composite wings: carbon fiber rods and wood/nylon/latex
Shkarayev, Silin, Abate and Albertani	[257]	Bird-like	$1.6-4.8 \times 10^4$	0.46-1.4	Composite wings: Membrane: 0.015 mm Mylar Front spar: carbon rods T315-4 of diameter 0.8 mm Ribs: steel wires of diameter 0.5 mm d
Kim, Han and Kwon	[258]	Bird-like	$2.0-3.0 \times 10^4$	1-7	Composite wing (flexible PVC skin and MFC actuators)
Muller, Bruck and Gupta	[259]	Bird-like	103-104	-	Mylar sheet and carbon fiber rods
Hamamoto, Ohta, Hara, and Hisada	[260]	Dragonfly-like	103	1	Corrugation, Frame: $E=70 \text{ GPa}$ , $h_s=9 \times 10^{-6} \text{ m}$ Root of corrugation: $E=70 \text{ GPa}$ , $h_s=27 \times 10^{-6} \text{ m}$ Film: $E=3.9 \text{ GPa}$ , $h_s=5 \times 10^{-6} \text{ m}$
Luo, Yin, Dai and Doyle	[261]	Plate Dragonfly-like	50 250	0.94 25	Reduced bending stiffness: 5.63 Reduced bending stiffness: 0.08
Aono, Chimakurthi, Wu, Sällström, Stanford, Cesnik, Ifju, Ukeiley and Shyy	[262]	Zimmerman	$2.6 \times 10^3$ $1.0 \times 10^3$	0.56 2.35	Aluminum ( $E=70 \text{ GPa}$ , $\rho_s=2700 \text{ kg/m}^3$ , $h_s=4.0 \times 10^{-4} \text{ m}$ ) Hypothetical wing ( $E=0.1-70 \text{ GPa}$ , $\rho_s=2400 \text{ kg/m}^3$ , $h_s=4.0 \times 10^{-4} \text{ m}$ )
Singh and Chopra	[263]	Fruit fly-like mechanical model	$1.5 \times 10^4$	0.31	Aluminum ( $E=60 \text{ GPa}$ , $\rho_s=2400 \text{ kg/m}^3$ , $h_s=5.0 \times 10^{-4} \text{ m}$ ) Mylar ( $E=7 \text{ GPa}$ , $\rho_s=1250 \text{ kg/m}^3$ , $h_s=1.0 \times 10^{-4} \text{ m}$ )
Agrawal and Agrawal	[264]	Hawkmoth-like	7000	0.2	Carbon rods ( $E=200 \text{ GPa}$ ), nylon 6/6 rods ( $E=3 \text{ GPa}$ ), nylon strips ( $E=3 \text{ GPa}$ ), rubber ( $E=1.5 \text{ MPa}$ ), latex film ( $E=1.7 \text{ MPa}$ , $h_s=0.1 \times 10^{-3} \text{ m}$ )

FIG. 1.11: Tableau récapitulatif des études expérimentales d'ailerons oscillants (Shyy *et al.* (1996)).

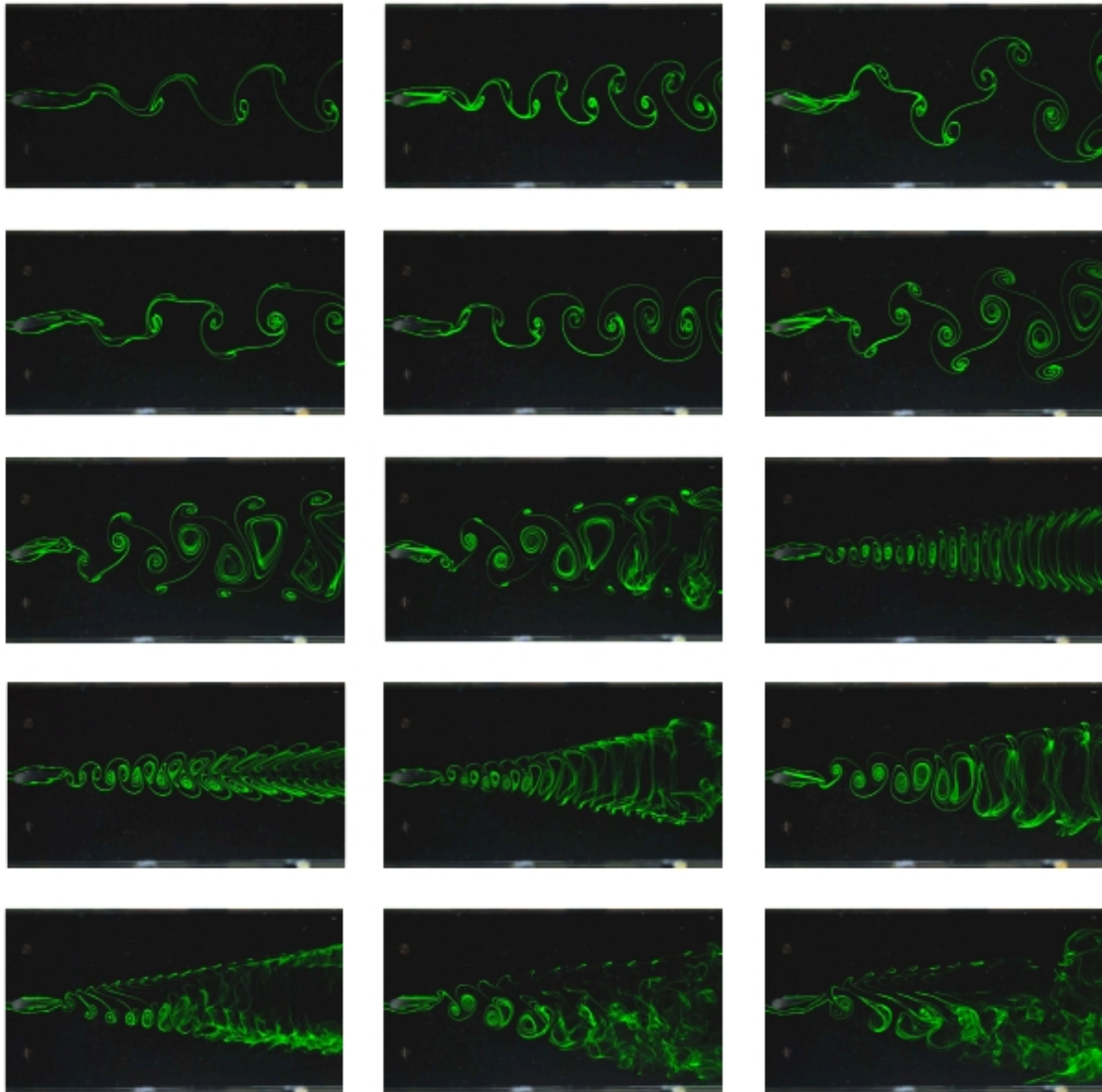


FIG. 1.12: Visualisation par injection de colorant de sillages tourbillonnaires derrière un aileron oscillant (laboratoire PMMH).

Dans le cadre de ma thèse, nous nous sommes intéressés au cas d'ailerons oscillant dans un tunnel hydrodynamique. Ces ailerons peuvent être assimilés à la queue d'un poisson (nageoire caudale) en train de se propulser. Le mode de locomotion naturel le plus proche du mouvement oscillant que nous lui imposons est le mode de nage axial *thunniforme*, utilisé par exemple par le thon et de nombreux requins. La figure 1.13 résume les quatre modes de nage de type axial existant, avec le profil vertébral caractéristique qui lui est associé (Meunier & Ramzu (2009)). Cette classification est établie à partir de données morphologiques des poissons (comparaison de la longueur, de la largeur et de la hauteur des vertèbres successives qui constituent l'axe vertébral). La figure 1.14 illustre la façon dont une nageoire caudale de type *thunniforme* peut être modélisée par un simple profil oscillant.

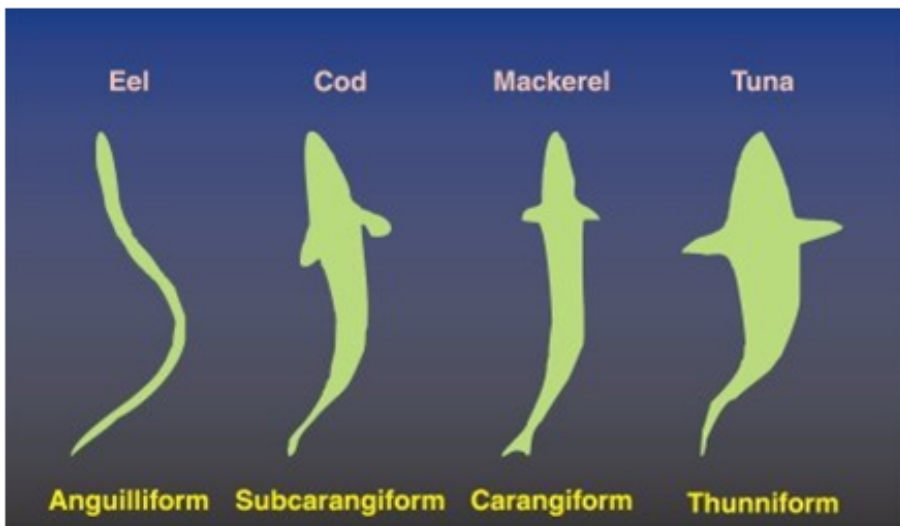


FIG. 1.13: Modes de nage de type axial et profils caractéristiques associés (Meunier & Ramzu (2009)).

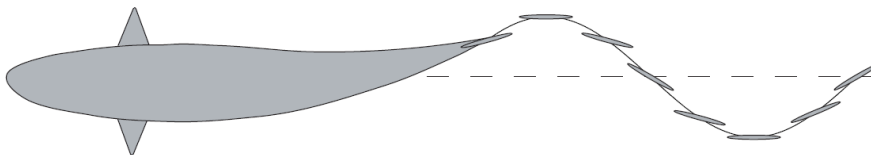


FIG. 1.14: Modélisation de la cinématique d'une nageoire caudale par un profil oscillant.

### 1.2.1.1 Approche bidimensionnelle

Les effets tridimensionnels jouent un rôle important dans la plupart des systèmes de propulsion par ailes battantes. Cependant, de précédentes études concernant des

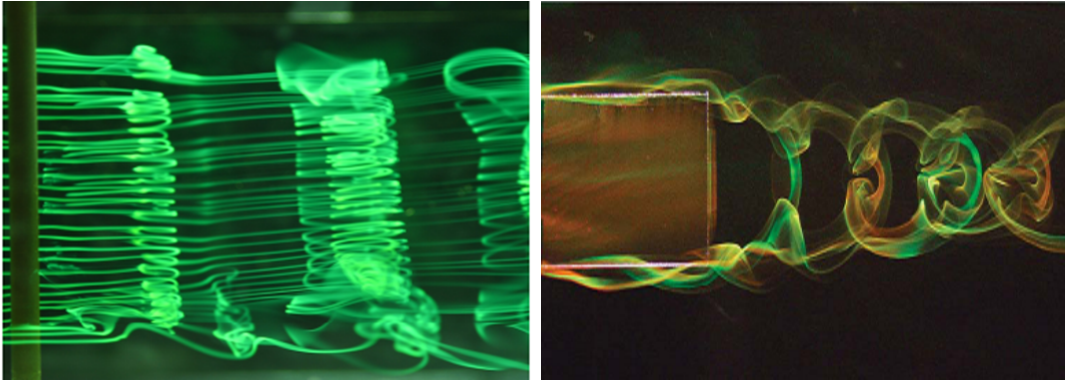


FIG. 1.15: Visualisation expérimentale de sillage derrière un obstacle :  
 (gauche) L'allongement de l'obstacle est grand, et le sillage est quasi-2D (Thiria *et al.* (2006)).  
 (droite) L'allongement de l'obstacle est de l'ordre de 1, et le sillage est 3D (Buchholz & Smits (2006)).

ailerons oscillants ont démontré la pertinence et l'efficacité d'une approche quasi-2D pour acquérir une meilleure compréhension de la locomotion animale (Triantafyllou *et al.* (1993), Dickinson (1994), Wang (2000*b*), Wang (2000*a*), Miller & Peskin (2004)). En effet, les mécanismes 2D de la vorticité sont suffisants pour rendre compte d'éléments de dynamique clés tels que la création et l'organisation des tourbillons dans le sillage. Ils constituent ainsi une sous-partie de la dynamique tourbillonnaire 3D. Cette dernière est bien plus complexe, à cause de processus tels que l'étirement des tourbillons (Guyon *et al.* (2001)) ou l'apparition d'instabilités 3D (apparition de structures turbulentes par exemple).

Le paramètre qui permet de quantifier dans quelle mesure une approche quasi-2D peut être envisagée dans le sillage d'un obstacle est son rapport d'aspect. Plus la hauteur de l'objet est grande par rapport à sa largeur, plus l'écoulement autour de l'objet tendra à être bidimensionnel. Dans le cas limite d'un allongement infini, le sillage est parfaitement 2D (  condition que des instabilités 3D turbulentes n'interviennent pas). Au contraire, si l'allongement est de l'ordre de 1, le sillage est tridimensionnel. La figure 1.15 illustre ces deux cas extrêmes.

Dans le cas des ailerons, le rapport d'aspect est aussi appelé allongement (terme aérodynamique). Il correspond au rapport de l'envergure de l'aileron sur sa corde. Ainsi les ailerons oscillants de grand allongement génèrent un sillage quasi-2D. L'organisation de la vorticité est la même dans tout plan transverse à l'aileron, et l'axe des tourbillons crées reste parallèle à l'envergure de l'aileron dans le sillage. Par contre, plus l'allongement des ailerons est proche de l'unité, plus des effets 3D entrent en jeu, qui modifient radicalement la structure du sillage. On observe alors des séries de boucles tourbillonnaires (ou *vortex en fer à cheval*) engendrés par la vorticité qui

se forme sur les bords de l'aileron (von Ellenrieder *et al.* (2003), Buchholz & Smits (2006), Buchholz & Smits (2008)).

Nos expériences concernent des ailerons d'allongement intermédiaire entre ces deux cas limites, pour lesquels le sillage proche pourra être considéré quasi-2D. Une discussion plus approfondie sur le rôle des effets tridimensionnels induits par le confinement de l'aileron dans le tunnel et sur les limitations de notre approximation quasi-2D sera abordée dans la section 6.4.

## 1.2.2 Sillages bidimensionnels d'ailes battantes

Dans le cadre d'une approche quasi-2D, un seul plan perpendiculaire à l'axe de rotation de l'aileron suffit pour rendre compte de la structure tourbillonnaire dans son sillage. Essentiellement, trois types de sillages peuvent être observés en fonction de la configuration de battement de l'aileron : un sillage de type Bénard-von Kármán, un sillage de type Bénard-von Kármán inversé ou un sillage asymétrique. Dans ce qui suit, je rappelle les caractéristiques du sillage de Bénard-von Kármán observable derrière un obstacle immobile dans un écoulement, et sur lequel se basent ces dernières dénominations.

### 1.2.2.1 L'allée de Bénard-von Kármán

Lorsqu'un corps peu profilé est plongé dans un écoulement de fluide, il existe une certaine valeur critique du nombre de Reynolds associé au-delà duquel des tourbillons se forment spontanément dans le sillage du corps, dû à la séparation instable de l'écoulement autour du corps. Le motif du sillage est alors périodique, et consiste en une double allée auto-entretenu de tourbillons dont le sens de rotation est alterné. C'est ce que l'on appelle le sillage de Bénard-Von Kármán (BvK), que nous avons déjà introduit dans la figure 1.2. (La photo de la figure 1.16 offre une autre belle visualisation de ce sillage dans un environnement naturel cette fois.) Le sillage entier pulse alors à la même fréquence caractéristique globale, qui correspond à la fréquence d'émission des tourbillons.

Les forces subies par le corps dépendent du régime d'écoulement, et donc du nombre de Reynolds. Lorsqu'un tourbillon se détache, un écoulement dissymétrique se forme autour du corps, modifiant ainsi la distribution de pression. La séparation alternée des tourbillons crée donc une portance ainsi qu'une traînée périodique sur le corps, cause de vibrations (dont l'amplitude dépend du nombre de Reynolds). Dans certains cas, la fréquence des fluctuations peut entrer en résonance avec la fréquence propre du corps, et induire des vibrations destructrices. Si l'on considère les coefficients de traînée et de propulsion moyennés dans le temps, nous obtenons une portance moyenne nulle, mais une traînée moyenne non nulle. D'après la figure 1.17 qui montre l'évolution du coefficient de traînée moyen en fonction du nombre de



FIG. 1.16: Photo du sillage de Bénard-von Kármán derrière l'île de Guadalupe au Mexique

Reynolds dans le cas d'un cylindre infiniment long, l'apparition de l'allée tourbillonnaire (pour  $Re_{critique} \sim 50$ ) est associée à une augmentation du coefficient de traînée de pression, dont la contribution augmente avec le nombre de Reynolds. Ainsi, l'allée consomme de l'énergie, et crée de la traînée sur le corps.

L'écoulement moyen associé à l'allée de Bénard-von Kármán présente un déficit de quantité de mouvement derrière le corps, caractéristique de la production d'une force de traînée. Le lien entre force de traînée et champ moyen sera expliqué plus loin dans le chapitre 7.

Dans le cas de l'aileron oscillant, le sillage de type Bénard-von Kármán correspond au même arrangement tourbillonnaire, mais avec une fréquence d'émission des tourbillons imposée par la fréquence de battement de l'aileron.

### 1.2.2.2 L'allée de Bénard-von Kármán inversée

Un trait qui apparaît dans presque toutes configurations mettant en jeu des ailerons oscillants pour la génération de propulsion est, dans le cas 2D, l'apparition d'une allée de Bénard-von Kármán inversée (BvK inversée). Le sens de rotation au cœur de chaque tourbillon est alors inversé par rapport au cas de l'allée BvK, tandis que la fréquence d'émission est fixée par la fréquence du battement. Dans la nature, ces allées de BvK inversées ont été observées dans le sillage d'animaux nageurs (Drucker & Lauder (2001)). Les schémas de la figure 1.18 représentent ce sillage dans le cas d'un poisson, avec une perspective 3D : l'animal crée en aval de ses extrémités



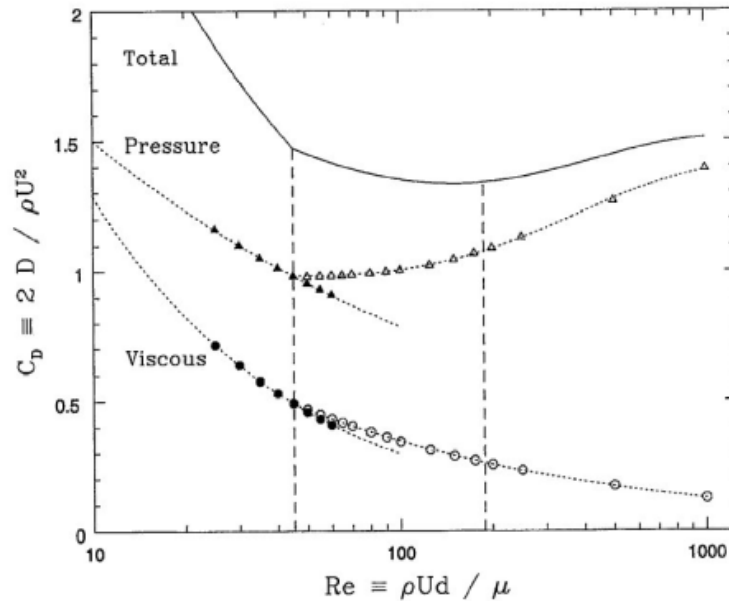


FIG. 1.17: Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds pour un cylindre à section circulaire. Les trois courbes représentent la contribution des effets visqueux, des effets de pression et la traînée totale. D'après Henderson (1995).

un sillage d'anneaux interconnectés, dont l'allure dans un plan transverse est celle d'une allée de BvK inversé<sup>6</sup>. Par ailleurs, cette configuration de sillage a été étudiée en détails avec des modèles de laboratoire (Koochesfahani (1989); Parker *et al.* (2005); Buchholz & Smits (2006)) et des simulations numériques (Blondeaux *et al.* (2005)).

L'allée de BvK inversée est la signature d'un sillage propulsif. En effet, l'action des tourbillons par rapport au cas de l'allée BvK est inversée, si bien qu'ils contribuent cette fois à une diminution du terme de pression, et donc à une force de propulsion. En conséquence, le champs moyen associé présente un excès de quantité de mouvement, (apparition d'un jet) derrière l'animal au lieu d'un déficit. De cette façon, l'animal tire de l'énergie des vortex qu'il crée en inversant par le battement de ses extrémités leur position par rapport au cas de l'allée traînante. D'une façon générale, l'animal est ainsi capable de recapturer l'énergie du vortex émis au moment opportun pour optimiser sa vitesse et sa manoeuvrabilité. Par exemple, un insecte effectue une rotation de ses ailes avant le battement de remontée pour que celles-ci soient portées par le tourbillon d'air créé lors du battement vers le bas. Par ailleurs, les propriétés de stabilité de cet écoulement moyen de jet semblent être étroitement liées à l'efficacité de l'aileron battant (Triantafyllou *et al.* (1991)). C'est donc ce sillage qui retient en particulier notre attention dans nos expériences d'ailerons oscillants.

<sup>6</sup>En fait, pour le genre de poisson illustré ici, le nombre de Reynolds correspond à un régime pleinement turbulent. Les structures de vorticit   propos  es sont donc tr  s probablement elles-m  me instables, ce qui laisse penser que la structure de vorticit   doit   tre beaucoup plus complexe en r  alit   (voir Wu & Wang (2009)).

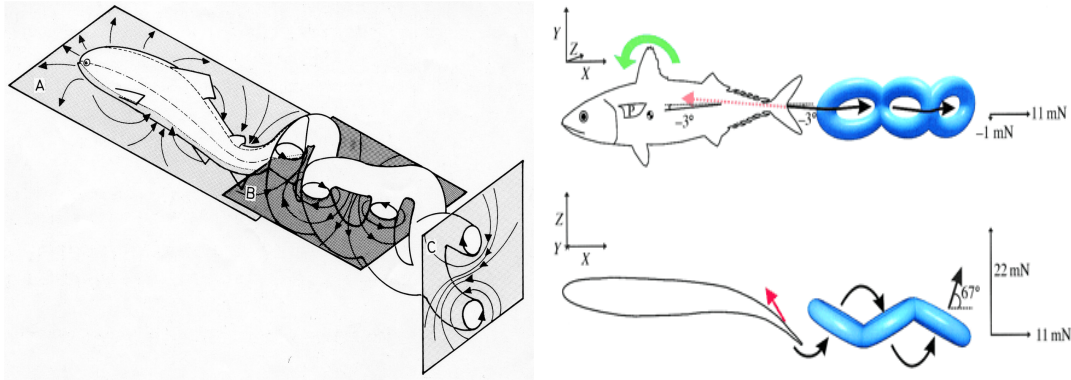


FIG. 1.18: Schémas du sillage tridimensionnel d'un poisson<sup>8</sup>. D'après Blickhan *et al.* (1992) (gauche) et Nauen & Lauder (2002) (droite)

### 1.3 Objectifs et plan de la thèse

Cette thèse s'intéresse à la dynamique tourbillonnaire dans le sillage d'ailerons oscillants. Elle s'insère dans le cadre plus général de l'étude des écoulements forcés développée au sein de l'équipe depuis plusieurs années. La spécificité de mon étude réside dans la thématique biomimétique qu'elle apporte, avec une ouverture pluridisciplinaire sur le problème de la propulsion par ailes battantes.

Ce manuscrit est organisé en deux parties. La première partie introduit les expériences de forçage réalisées dans le tunnel hydrodynamique, auxquelles l'étude des sillages d'ailerons oscillants fait suite. Elle se termine par une description de l'ensemble des techniques et outils expérimentaux utilisés dans le cadre de ma thèse.

La seconde partie concerne plus spécifiquement l'étude des ailerons oscillants. Tout d'abord, j'établis le cadre d'étude choisi pour analyser les transitions observées dans le sillage des ailerons. J'y définis l'espace des paramètres et les trois régimes d'écoulements identifiés dans le cas d'un aileron rigide. Je m'intéresse ensuite aux cas d'ailerons flexibles, en commençant par caractériser leur déformation au cours du battement. La suite du manuscrit s'intéresse alors à la comparaison des sillages d'ailerons rigide et flexible, avec une étude approfondie de la structure et de la dynamique des tourbillons du sillage. J'y propose un mécanisme par lequel les sillages d'ailerons flexibles diffèrent de ceux de l'aileron rigide. Je me concentre ensuite sur les effets de confinement dans le tunnel, afin d'apprécier dans quelle mesure notre hypothèse quasi-2D est raisonnable. Enfin la dernière partie du manuscrit concerne l'étude des forces générées par le sillage sur les ailerons. Plusieurs approches y sont abordées afin d'estimer cette force. Nous démontrons la performance propulsive supérieure des ailerons flexibles par rapport à l'aileron rigide, et proposons quelques éléments d'explication à ce résultat.

Première partie

Sillages forcés en tunnel  
hydrodynamique



# Chapitre 2

## Sillages d'un cylindre

L'étude des sillages d'ailerons oscillants s'insère dans une thématique plus générale de forçage des écoulements, développée au sein du laboratoire depuis plusieurs années. Nous entendons par forçage toute intervention sur la dynamique d'un écoulement. Ainsi les précédents travaux de l'équipe concernent les écoulements générés derrière un cylindre oscillant. Il est donc intéressant de revenir sur ces études, avant d'aborder le cas plus particulier des ailerons. En effet, la géométrie simple du cylindre en fait le modèle d'école pour l'étude des sillages bidimensionnels. Ce sillage peut être utilisé comme référence de base pour des situations plus complexes, dès lors qu'il est question d'un corps en mouvement dans un fluide.

Ce chapitre est organisé en deux parties. Dans la première, nous nous intéressons aux propriétés du sillage d'un cylindre en condition de forçage (rotation oscillatoire autour de l'axe du cylindre). Après une brève description des régimes d'écoulement dans le sillage d'un cylindre immobile, nous décrivons les mécanismes par lesquels l'allée tourbillonnaire peut être réduite, voire supprimée dans le sillage d'un cylindre oscillant en fonction des paramètres du forçage. Dans la seconde partie, nous nous concentrons sur les mécanismes d'apparition de cette émission tourbillonnaire dans le cas du cylindre immobile. Pour cela, nous étudions l'évolution de perturbations au voisinage du seuil d'apparition de l'allée, ce qui nous permet de caractériser la transition du sillage stationnaire au sillage instationnaire. Cette dernière partie correspond au travail que j'ai mené en parallèle de mes expériences d'ailerons oscillants. Elle est décrite dans un article récemment accepté, que j'inclue en fin de chapitre.

### 2.1 Régimes d'écoulement derrière un cylindre immobile

Nous rappelons ici brièvement les différents régimes rencontrés dans le sillage du cylindre immobile en fonction du nombre de Reynolds (où le nombre de Reynolds



FIG. 2.1: Visualisation des différents régimes d'écoulement derrière un cylindre (Van Dyke (1982)).

est basé sur le diamètre du cylindre :  $Re = U_0 D / \nu$ . Pour de faibles nombres de Reynolds, ( $Re < 4$ ), l'écoulement est parfaitement symétrique de part et d'autre du cylindre (voir figure 2.1 gauche). Il s'agit du régime visqueux de Stokes. Pour des nombres de Reynolds compris entre 4 et 50, la couche limite présente sur les parois du cylindre décolle, ce qui crée une zone de recirculation en aval de celui-ci, formée de deux tourbillons stationnaires contrarotatifs (voir figure 2.1 milieu). L'étendue de cette zone croît linéairement avec le nombre de Reynolds dans ce régime (Zielinska *et al.* (1997)). Au-delà d'une certaine valeur critique ( $Re_c \sim 47$  dans le cas d'un cylindre infiniment long), le sillage devient instable et instationnaire avec l'apparition d'une allée de Bénard-von Kármán (voir figure 2.1 droite), caractérisée par une fréquence caractéristique globale. L'expérience montre que la fréquence  $f$  de détachement des tourbillons croît linéairement avec la vitesse d'écoulement  $U_0$  et est inversement proportionnelle à la taille caractéristique du corps  $D$ . Nous pouvons alors raisonner en terme de grandeurs adimensionnées, et définir le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur du corps comme le rapport (Strouhal (1878)) :

$$St_D = \frac{fD}{U_0} \quad (2.1)$$

Dans le cas d'un cylindre infiniment long, et loin du seuil d'apparition de l'allée, le nombre de Strouhal basé sur le diamètre du cylindre est constant et proche de 0.2 (Benard (1928), Williamson (1996)).

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, l'allée tourbillonnaire est source de dissipation d'énergie puisqu'elle génère une force de traînée sur le cylindre. Elle induit en outre des vibrations sur celui-ci, compromettant sa stabilité. La formation d'une allée tourbillonnaire n'est donc pas souhaitable du point de vue des applications pratiques (haubans des ponts et câbles sous-marins par exemple). Un objectif de l'étude du forçage du cylindre serait donc d'éviter son apparition, ou du moins d'en réduire l'intensité.

## 2.2 Forçage du cylindre

Le forçage des écoulements concerne toute étude d'écoulements modifiés par une intervention extérieure. En particulier, il inclue les nombreux travaux portant sur

les Vibrations Induites par Vortex (VIV). En effet, ces VIV induisent un couplage fluide/structure qui modifie fortement l'émission tourbillonnaire de l'écoulement considéré (Govardhan & Williamson (2000); Willden & Graham (2001)). Dans ce qui suit, nous nous concentrons sur le cas particulier du cylindre, avec un seul type de forçage. Nous lui imposons un mouvement de rotation oscillant autour de son axe, et nous étudions l'impact de ce mouvement sur l'émission tourbillonnaire dans le sillage.

### 2.2.1 Sillage tourbillonnaire d'un cylindre oscillant

La mise en oscillation du cylindre autour de son axe de rotation affecte fortement la structure du sillage tourbillonnaire, aussi faible que soit l'intensité de la perturbation. En jouant sur les paramètres de l'oscillation, nous pouvons contrôler activement l'écoulement en aval de celui-ci. Plus précisément, le forçage est caractérisé par deux paramètres sans dimension : la fréquence du forçage (définie comme le rapport  $f_f/f_0$  où  $f_f$  est la fréquence de l'oscillation et  $f_0$  est la fréquence naturelle du lâcher tourbillonnaire du cylindre non contrôlé), et l'amplitude du forçage  $A$  (définie comme le rapport  $V_{max}/U_0$ , où  $V_{max}$  est la vitesse azimutale maximale de l'oscillation et  $U_0$  est la vitesse de l'écoulement en amont du cylindre). Le sillage ainsi forcé est alors caractérisé par une région "d'accrochage" dans le sillage proche dans laquelle les tourbillons sont émis à la fréquence de forçage du cylindre. Cette région est suivie, pour certains couples de paramètres, d'une région dans laquelle les tourbillons se réorganisent pour donner une seconde fréquence proche de la fréquence observée dans le cas du sillage non forcé (voir figure 2.2). L'étendue de la région d'accrochage et la valeur de la seconde fréquence observée dépendent des paramètres du forçage.

Quantitativement, ces modifications dans la structure du sillage affectent la dynamique des fluctuations en aval du cylindre, ce qui modifie fortement le champ moyen de l'écoulement. Or, le champ moyen contient les propriétés de stabilité de l'écoulement. Une analyse complète de stabilité linéaire locale<sup>1</sup> montre que cette modification du champ moyen induit un changement des caractéristiques spatio-temporelles de l'instabilité globale de l'écoulement, lequel dicte la dynamique intrinsèque du sillage lointain(Thiria *et al.* (2006); Thiria & Wesfreid (2009)). La réorganisation des tourbillons en aval de la région d'accrochage, correspond ainsi à un nouveau mode global sélectionné par le système, dont les caractéristiques dépendent du forçage. En particulier, pour certains paramètres, le forçage est capable d'éviter complètement l'instabilité globale pour donner un écoulement globalement stable. L'émission tourbillonnaire du cylindre est alors fortement réduite, voire supprimée. La figure 2.3 présente, en fonction de la configuration de forçage  $\langle A, f_f/f_0 \rangle$  les propriétés prédites de stabilité globale du sillage.

<sup>1</sup>L'analyse utilise l'équation de Rayleigh résolue numériquement, et se base sur les écoulements moyens du cylindre oscillant obtenus expérimentalement.

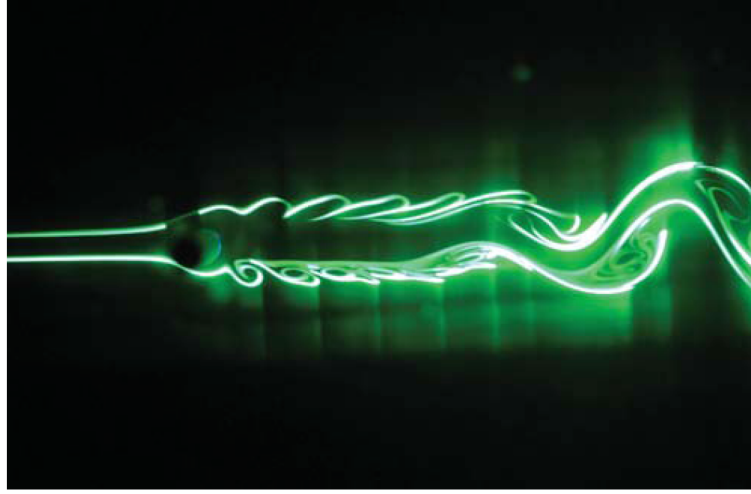


FIG. 2.2: Visualisation typique du sillage du cylindre, obtenue en tunnel hydrodynamique en condition de forçage :  $A = 2$  et  $f_f/f_0 = 4$ . L'écoulement va de gauche à droite sur l'image. Les tourbillons sont émis à la fréquence de forçage sur une longueur d' "accrochage" caractéristique dans le sillage proche, puis se réorganisent plus en aval pour donner un nouvel arrangement similaire à celui observé dans le sillage non forcé. Les lignes d'émission sont obtenues par injection de colorant (Thiria & Wesfreid (2007)).

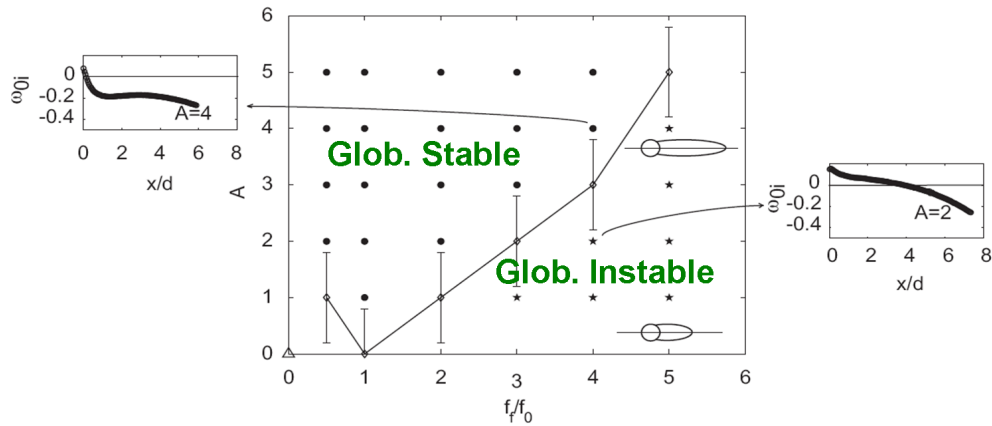


FIG. 2.3: Prédiction des propriétés de stabilité globale de sillages forcés en fonction des paramètres du forçage  $(A, f_f/f_0)$ , avec  $Re = 150$ . Les symboles  $(\cdot)$  correspondent à un écoulement globalement stable, tandis que les symboles  $(\star)$  désignent un écoulement globalement instable. Les losanges  $(\diamond)$  indiquent la transition entre ces deux états, correspondant à la ligne des valeurs critiques de l'amplitude pour chaque fréquence de forçage. Les deux inserts représentent l'évolution spatiale du taux de croissance absolu dans les deux cas (globalement instable et globalement stable). D'après Thiria & Wesfreid (2009).



## 2.2.2 Force de traînée du cylindre oscillant

### 2.2.2.1 Evolution de la traînée en fonction des paramètres de forçage

La force de traînée globale  $F_D$  subie par le cylindre étant directement liée au champ moyen, elle est aussi fortement modifiée par le forçage. (Le lien entre force et champ moyen sera abordé au chapitre 7). Les mesures expérimentales par balance de force montrent que l'évolution du coefficient de traînée  $C_D$  en fonction de la fréquence de forçage (pour une amplitude donnée) présente un maximum étroit ainsi qu'un minimum large (voir figure 2.4). Ce coefficient est défini par  $C_D = F_D / \frac{1}{2} \rho U_0^2 S$ , où  $\rho$  est la densité du fluide et  $S$  la surface ( $S = Dl$ , avec  $D$  le diamètre du cylindre, et  $l$  sa longueur). Nous notons  $C_{Df}$  et  $C_{D0}$  les coefficients de traînée obtenus respectivement avec et sans forçage. La valeur de la traînée augmente d'abord avec la fréquence de forçage jusqu'à sa valeur maximum, qui correspond à une fréquence de forçage proche de la résonance ( $f_f/f_0 \lesssim 1$ ). Passé ce maximum, le coefficient de traînée décroît avec la fréquence de forçage et pour des fréquences suffisamment importantes, une réduction de traînée peut être obtenue. Le coefficient de traînée passe alors par sa valeur minimale puis croît de nouveau en tendant vers la valeur correspondant à l'écoulement non contrôlé  $C_{D0}$ . Ces résultats sont en accord avec les observations numériques de Protas & Wesfreid (2002). Plus l'amplitude de forçage est importante, plus ces variations sont prononcées, et plus les localisations du maximum et du minimum du coefficient de traînée se décalent vers les basses fréquences pour le maximum<sup>2</sup>, et vers les hautes fréquences pour le minimum. Une étude numérique menée par M. Bergmann a permis d'établir le graphe des isovalues du coefficient de traînée moyen en fonction de la configuration de forçage  $\langle A, f_f/f_0 \rangle$  (voir figure 2.5). Selon les conditions de forçage, la force de traînée moyenne peut être réduite jusqu'à 25 % (voir figure 2.4).

### 2.2.2.2 Mécanismes de réduction de la traînée

Une étude approfondie de la dynamique du lâcher tourbillonnaire dans le sillage proche du cylindre oscillant a permis de montrer que la modification du champ de vorticité dans le sillage proche provient directement du déphasage entre le lâcher tourbillonnaire et le mouvement rotatoire du cylindre. Ce déphasage injecte de la vorticité dans le sillage, qui selon le cas donne une contribution soit constructive, soit destructive au sillage. Un schéma illustratif est donné dans la figure 2.6. Ces mécanismes modifient ainsi la largeur de l'allée ainsi que la circulation effective des structures émises. Or, comme nous le verrons dans le chapitre 7, la force engendrée par les tourbillons est directement liée à leur agencement dans le sillage, ainsi qu'à leurs caractéristiques instationnaires. Ainsi, dans le cas constructif, la traînée est amplifiée car les tourbillons émis sont plus intenses et plus éloignés de l'axe central que dans le cas non for c .   l'inverse dans le cas destructif, la traînée est réduite

<sup>2</sup>Ainsi pour les plus fortes amplitudes, les situations de forte traînée ne correspondent pas à un forçage en résonance.

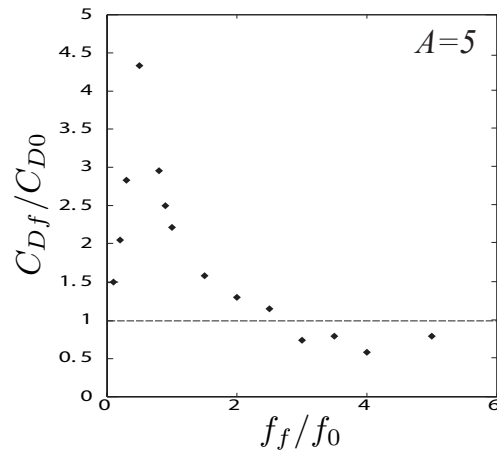


FIG. 2.4: Evolution du coefficient de traînée  $C_{Df}/C_{D0}$  en fonction de la fréquence du forçage  $f_f/f_0$ . Les points situés en dessous de la ligne en pointillés correspondent à une réduction de traînée par rapport au cas non forcé Protas & Wesfreid (2002); Thiria *et al.* (2006).

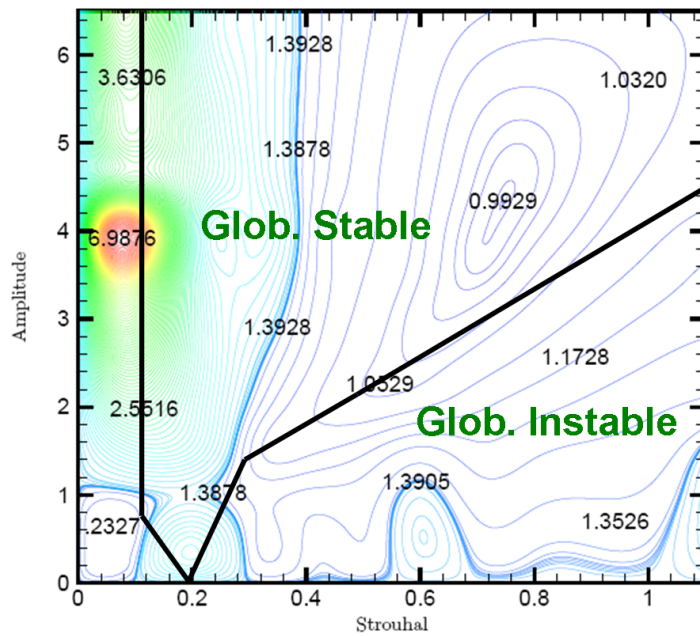


FIG. 2.5: Isovaleurs du coefficient de traînée moyen en fonction de la configuration de forçage  $\langle A, f_f/f_0 \rangle$ , avec  $Re = 200$ . La ligne noire épaisse correspond à la ligne critique entre écoulements globalement stables et globalement instables. D'après l'étude numérique de Bergmann (2004).

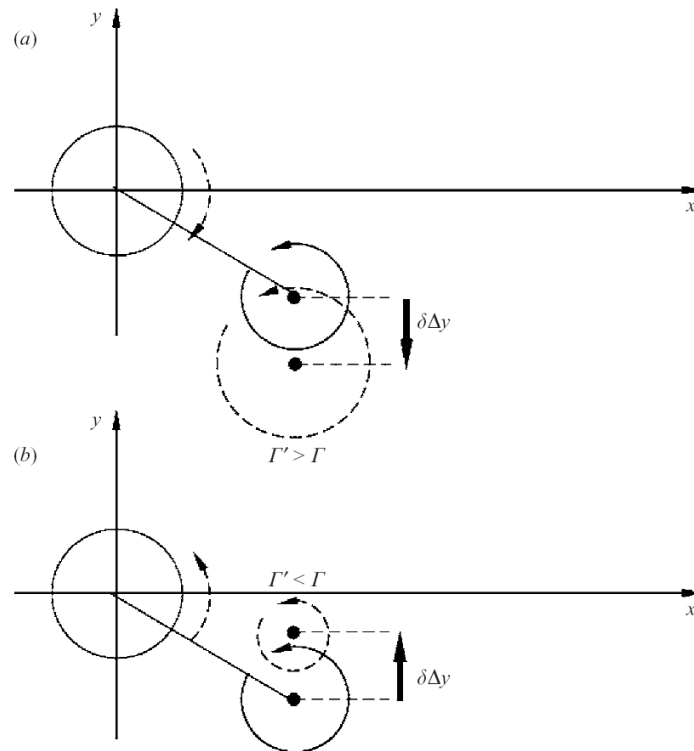


FIG. 2.6: Schéma illustrant les mécanismes d'interactions constructives ou destructives dans le sillage proche du cylindre oscillant (Thiria *et al.* (2006)).

(a) cas constructif (rotation du cylindre opposée au sens de rotation du tourbillon le plus proche)

(b) cas destructif (même sens de rotation du cylindre et du tourbillon le plus proche)

car les tourbillons sont moins intenses et plus proches de l'axe (Thiria & Wesfreid (2009)).

Ce principe, illustré dans la figure 2.6 rejoint les mécanismes de base discutés par Barrett *et al.* (1999), Zhu *et al.* (2002) dans leurs études de locomotion des poissons (études expérimentales pour les premiers et numériques pour les seconds). En effet, ils ont observé que le coefficient de traînée de leur modèle de poisson dépendait fortement de l'interaction entre les tourbillons émis par la séparation de l'écoulement autour du corps et ceux émis par l'oscillation de la nageoire caudale oscillante. De la même façon que ci-dessus, ils ont distingué deux cas d'interférences, destructive et constructive, par lesquelles la traînée est respectivement réduite et augmentée. La figure 2.7 illustre le cas de l'interférence constructive permettant au poisson de se propulser.

Par ailleurs, en ce qui concerne le sillage lointain dans le cas de l'instabilité globale, les sillages présentant globalement de fortes fluctuations correspondent aux cas

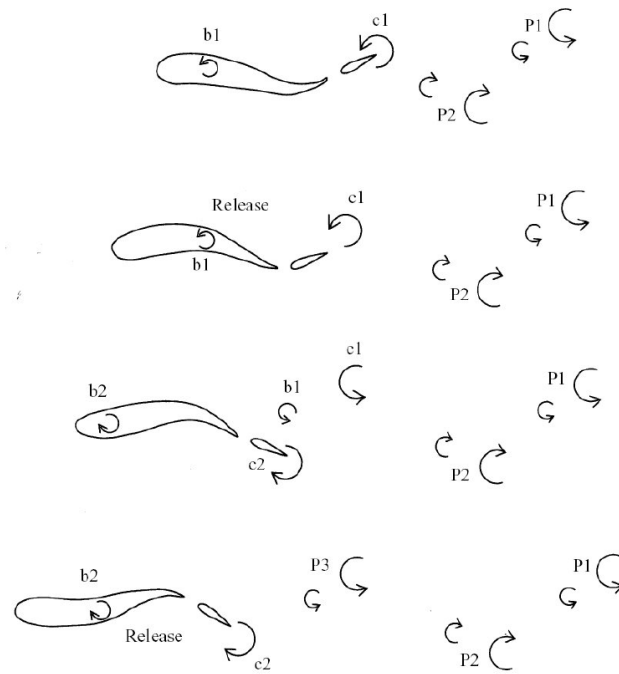


FIG. 2.7: Schéma illustrant l'interférence constructive permettant au poisson de se propulser. Le sillage créé par le corps de l'animal interagit avec celui créé par sa queue résultant en une puissante allée de BvK inversée (Zhu *et al.* (2002)).

de traînée plus importante, tandis que ceux présentant de faibles fluctuations sont associés aux cas de traînée réduite. Cette observation explique que la faible traînée se retrouve proche de la ligne critique.

## 2.3 Réponse impulsionnelle du sillage en régime sous-critique

Cette partie reprend le texte de l'article : "Convective instability in inhomogeneous media : impulse response in the subcritical cylinder wake", C. Marais, R. Godoy-Diana, D. Barkley and J. E. Wesfreid, accepté par *Phys. Fluids* (2010).

Il s'agit d'une étude expérimentale de l'instabilité de Bénard-von Kármán dont le but est de comprendre les aspects des instabilités convectives générées par le forçage. Jusqu'à maintenant, les précédentes études sur l'instabilité de BvK n'ont considéré que le cas idéal d'un système homogène et non convectivement instable, loin de la réalité expérimentale. Il reste donc à comprendre l'état antérieur à l'instabilité globale, encore mal connu, appelé instabilité convective. Nous étudions ici cette instabilité convective dans un cas réel, inhomogène.

### 2.3.1 Article : "Convective instability in inhomogeneous media : impulse response in the subcritical cylinder wake"

#### 2.3.1.1 Abstract

We study experimentally the impulse response of a cylinder wake below the critical Reynolds number of the Bénard-von Kármán instability. In this subcritical regime, a localized inhomogeneous region of convective instability exists which causes initial perturbations to be transiently amplified. The aim of this work is to quantify the evolution resulting from this convective instability using two-dimensional particle image velocimetry in a hydrodynamic tunnel experiment. The velocity fields allow us to describe the evolution of wave packets in terms of two control parameters : the Reynolds number and the magnitude of the imposed perturbation. The temporal evolution of energy exhibits a transient algebraic growth at short times followed by an exponential decay.

### 2.3.1.2 Introduction

Flow past a circular cylinder is a classic prototype for studying hydrodynamic instabilities and bifurcations in separated flows (Provansal *et al.* (1987); Jackson (1987); Noack & Eckelmann (1994); Pier (2002); Chomaz (2005); Barkley (2006); Giannetti & Luchini (2007)). Moreover, the academic case of a two-dimensional cylinder wake can be used as a basic model for many real situations, including the flow behind support cables or around an airfoil. When the Reynolds number  $Re = U_0 D / \nu$  (where  $U_0$  is the free-stream velocity,  $D$  is the cylinder diameter, and  $\nu$  is the kinematic viscosity) reaches a particular critical value ( $Re_c \approx 47$  for an infinitely long cylinder, (Provansal *et al.* (1987); Jackson (1987))), a sustained periodic shedding of opposite-signed vortices gives rise to the well-known Bénard-von Kármán vortex street.

The transition to sustained oscillations can be described locally, via wake profiles at different spatial stations, or globally, viewing the 2D wake as whole. To elaborate further, we first recall the standard distinction between convective and absolute instability in parallel flows illustrated in Figs. 2.8(a) and 2.8(b). An instability is convective if a perturbation grows but is simultaneously advected with the flow such that the disturbance decays at any fixed point, as in Fig. 2.8(a), while it is absolute if the perturbation grows at a fixed spatial position, as in Fig. 2.8(b) ( Landau & Lifshitz (1959); Huerre & Monkewitz (1985, 1990)). A useful way to distinguish convective from absolute instability is in terms of propagating edge or front velocities : assuming a positive leading-edge velocity  $V^+$ , as is the case here, convective instability corresponds to a positive trailing-edge velocity  $V^-$ , while absolute instability corresponds to a negative trailing-edge velocity ( Deissler (1985); Huerre & Monkewitz (1985, 1990); Saarloos (2003); Delbende & Chomaz (1998)).

Local analysis of wake profiles, i.e. a parallel flow approximation, gives a picture of the transition to sustained oscillations as follows ( Monkewitz (1988); Delbende & Chomaz (1998); Pier (2002)). Above  $Re \simeq 5$  there is a local region of convectively unstable flow in the wake. Above  $Re \simeq 25$  there is additionally a pocket of absolutely unstable flow within the region of convective instability. Once the pocket of absolutely unstable flow becomes sufficiently large, the flow becomes globally unstable. Globally, however, one does not observe the onset of a locally absolutely unstable region. Instead, one finds that below  $Re_c$  the wake responds to perturbations, but only transiently, as perturbations are advected through the systems. This is illustrated in Fig. 2.8(c). Above  $Re_c$ , as in Fig. 2.8(d), perturbations grow and lead to a synchronized wake in the formation of what is called a global mode ( Zielinska & Wesfreid (1995); Chomaz (2005)). Hence, even though convective and absolute instability are strictly defined for parallel flows and streamwise period flows ( Huerre & Monkewitz (1985, 1990); Schatz *et al.* (1995)), inhomogeneous flows, such as flow past a cylinder, may exhibit similar characteristics. The transient response in the subcritical regime has the hallmarks of convective instability while the global instability above  $Re_c$  has the hallmarks of absolute instability.

Despite the large body of work on the cylinder wake, only a few experimental studies

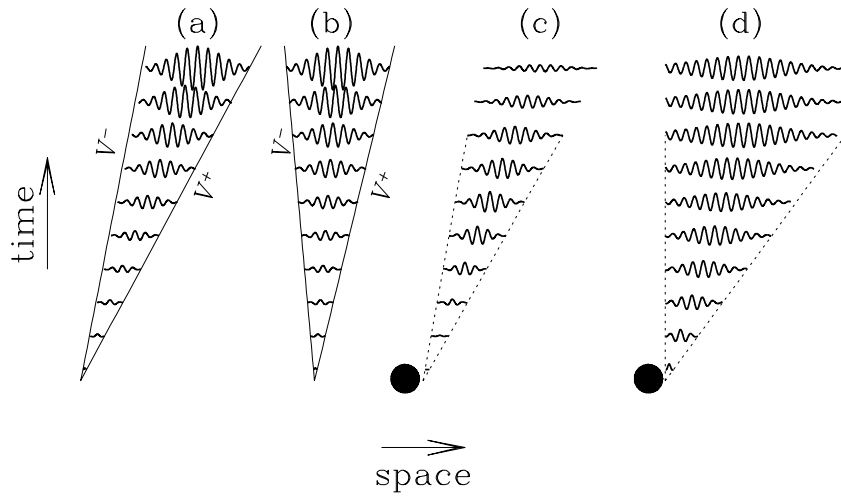


FIG. 2.8: Sketch of the space-time response of flows to infinitesimal perturbations. (a) and (b) correspond to local analysis, i.e. parallel flows, illustrating the distinction between (a) convective and (b) absolute instabilities. The leading-edge velocity  $V^+$  is positive in both cases. For convective instability, the trailing-edge velocity  $V^-$  is also positive, while for absolute instability it is negative. (c) and (d) correspond to the global wake illustrating the distinction between the (c) subcritical,  $Re < Re_c$ , and (d) supercritical,  $Re > Re_c$ , cases. In the subcritical case, the perturbation reaches a maximum and subsequently decays. In the supercritical case the perturbation continues to grow until it saturates nonlinearly. The edge velocities can be obtained over finite times only in experiment (see Sec. 2.3.1.4).

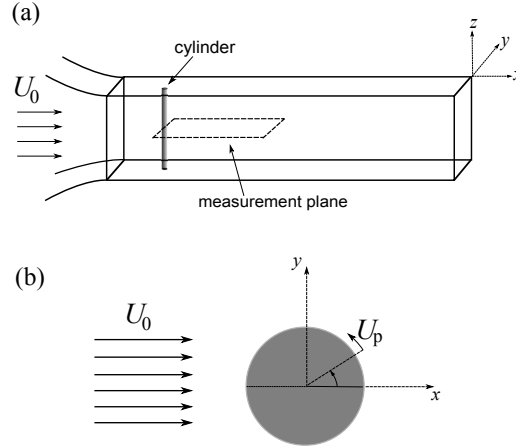


FIG. 2.9: (a) Schematic diagram of the experimental setup in the hydrodynamic tunnel. (b) Sketch showing a top view of the cylinder during an impulsive rotation of intensity  $U_p$ .

have examined the wake's subcritical behavior (LeGal & Croquette (2000)) and none have *quantitatively* characterized the transient dynamics in this regime. The goal of the present paper is therefore to analyze quantitatively the subcritical regime using a well-controlled experiment.

After describing the experimental setup, we focus firstly on the evolution of amplified wave packets and on obtaining the leading-edge, trailing-edge, and group velocities in an experimental setting. The decrease of trailing-edge velocity towards zero when approaching the global instability threshold confirms the transition to an absolute instability. The subcritical behavior is further characterized in terms of the evolution of the maximum amplitude of the wave packet, and its space-time position, as a function of the strength of the perturbation and the distance to the Bénard-von Kármán instability threshold. Finally, to quantify the transient growth phenomenon due to the inhomogeneity of the media, we analyze the temporal evolution of the energy of the perturbation.

### 2.3.1.3 Experimental setup

A cylinder of diameter  $D = 5$  mm is placed in a hydrodynamic tunnel of section 100mm x 100mm (see Fig. 2.9) with a nearly plug flow in the test section. The boundary layer width in the tunnel walls is of  $\sim 10$  mm in the region of interest. The cylinder span is 98 mm which covers practically the whole height of the tunnel. We use a Cartesian coordinate system, placed in the cylinder center, with the  $x$ -axis pointing in the flow direction and the  $z$ -axis running along the cylinder centerline. The cylinder can be put into rotation to provide impulse perturbations to the flow. Measurements are taken in the horizontal mid-plane of the channel.

We define and work with the reduced Reynolds number  $\epsilon = (\text{Re} - \text{Re}_c)/\text{Re}_c$ , corresponding to the distance from the global instability threshold. The critical Reynolds number measured in this experiment is  $\text{Re}_c \approx 64$ , which is larger than the ideal 2D



case, primarily due to confinement and blockage effects. We adjust the Reynolds number in the experiment by controlling the flow rate in the tunnel. In the results that follow,  $\epsilon$  varies from  $-0.30$  to  $-0.04$ . For this range of Reynolds numbers, the flow remains two-dimensional over nearly the entire cylinder span.

Impulse perturbations consist of applying very short rotary motions to the cylinder. Rotation is controlled by a programmable microstepping electronic module which gives a resolution of  $1/256$  per full step, allowing for a precise control of the cylinder motion. In the present work, we fix the non-dimensional time interval over which the cylinder is rotated, and use the speed of rotation as the amplitude of the perturbation. More specifically, the perturbation amplitude is defined from the tangential speed of rotation at the cylinder surface  $U_p$  (see Fig. 2.9). We consider three perturbation amplitudes given by three values of the non-dimensional rotation speed :  $U_p/U_0 = 75, 100$  and  $125$ , which we refer to as small, medium and strong, respectively.  $U_0$  is the measured velocity of the flat profile. The small-amplitude perturbation is the smallest perturbation that produced an observable response in the wake. For all applied perturbations, the cylinder is rotated for a fix dimensionless duration given by  $\Delta t/T_{adv} \approx 0.2$ , where  $\Delta t$  is the dimensional duration of the perturbation and  $T_{adv} = D/U_0$ . Note that since  $U_0$  varies with Reynolds number, both the dimensional tangential speed  $U_p$  and the dimensional duration  $\Delta t$ , vary with Reynolds number.

The wave packet generated by the perturbation can be observed qualitatively by visualizing streaklines, as in the work of LeGal & Croquette (2000). Fig. 2.10 shows this type of visualization compared with snapshots of the cross-stream component of the velocity field obtained by 2D Particle Image Velocimetry (PIV) in the horizontal mid-plane. This highlights a significant difference between the present experiment and previous studies of the subcritical wake response. Velocity field measurements obtained by PIV permit one to study directly the spatial structure of velocity perturbations as they evolve. The velocity perturbations exhibit a well-defined maximum in the wake. These are impossible to determine from streakline records since the deformation amplitude of injected dye never decays downstream, an artifact caused by mass conservation of the dyed fluid. Therefore, streakline deformation does not give information about the amplitude of the velocity fluctuations  $U_y$ , and thus about the spatial evolution of the impulse response. PIV acquisition and post-processing have been performed using a LaVision system with an ImagerPro 1600 x 1200 CCD camera with a 12-bit dynamic range capable of recording double-frame pairs of images up to 15 Hz and a two rod Nd :YAG (15mJ) pulsed laser. The time lapse between two frames is set to 20 ms. Finally, additional post-processing and analysis has been carried out with Matlab and the PIVMat Toolbox (Moisy, 2007).

#### 2.3.1.4 Evolution of the unstable wave packet

The convective nature of the impulsively perturbed cylinder wake is clearly illustrated in the experimental data shown in Figs. 2.11(a) and 2.11(b). In Fig. 2.11(a), cross-stream velocity  $U_y$  profiles, measured at successive times along the wake sym-

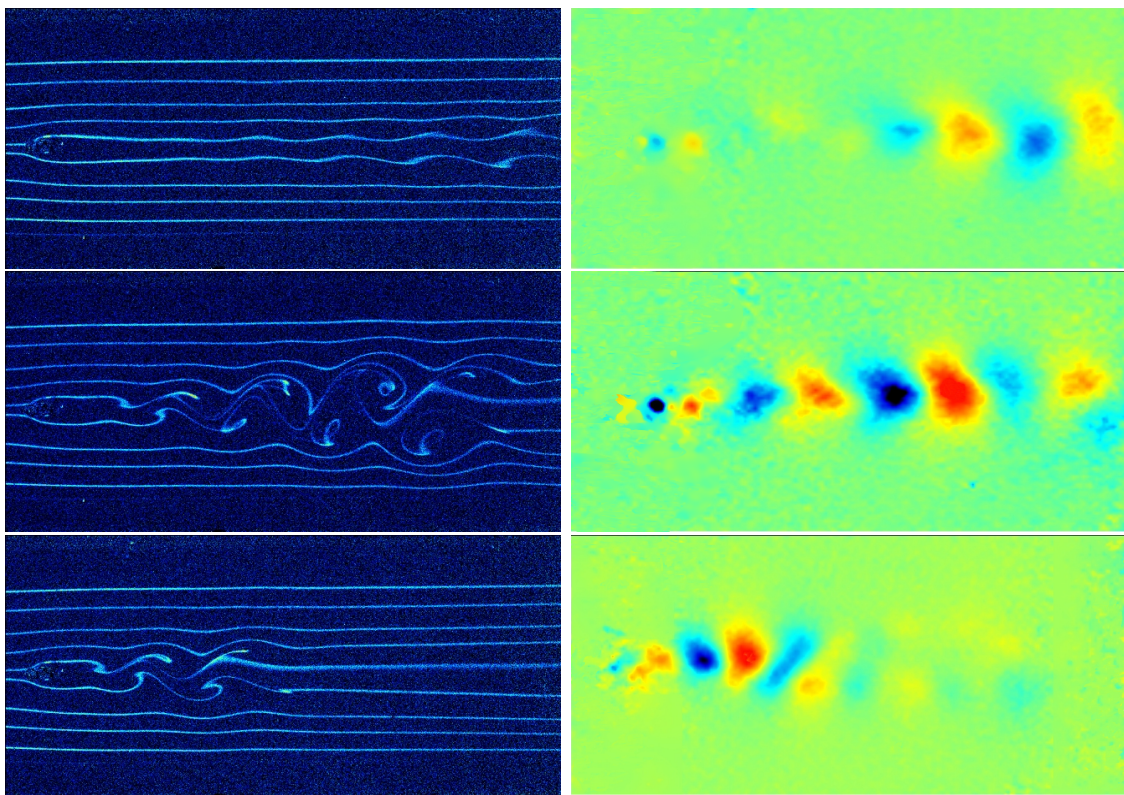


FIG. 2.10: Visualization of the impulse response at three successive time instants (from bottom to top) in the cylinder wake. Left : streaklines obtained from Fluorescein dye visualization. Right : instantaneous cross stream velocity field obtained from PIV measurements.

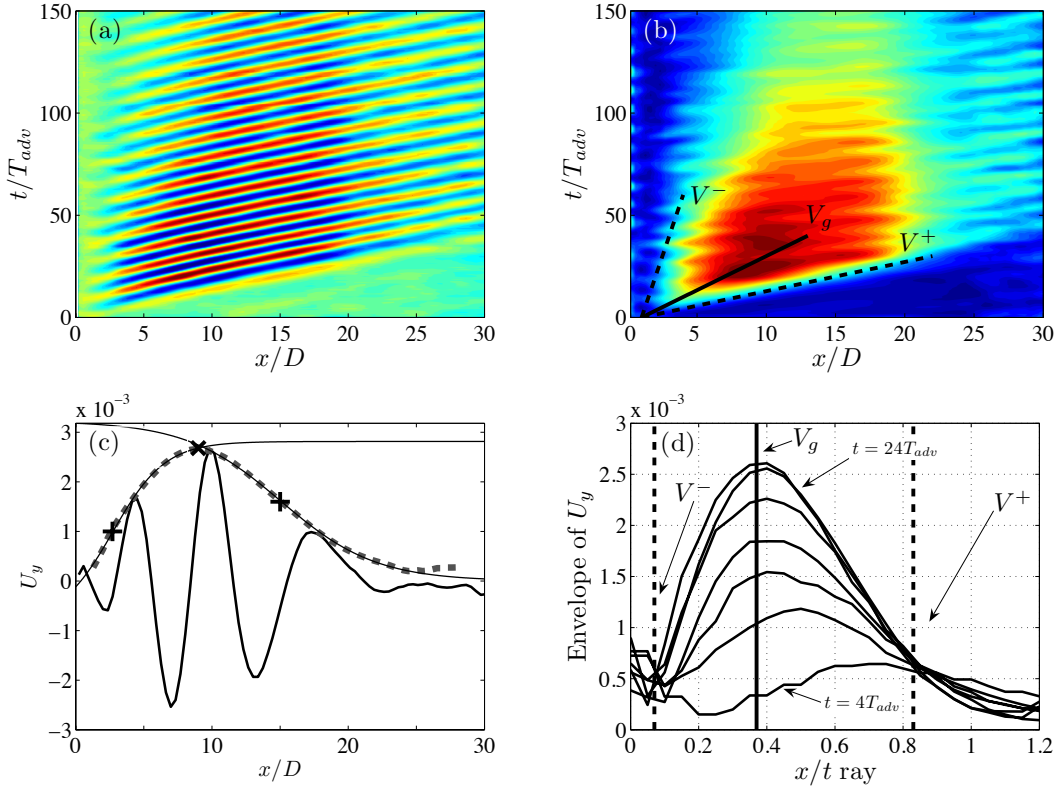


FIG. 2.11: Evolution of the wave packet seen in spatiotemporal diagrams for  $\epsilon = -0.137$ . (a) Cross-stream velocity  $U_y(x, t)$ , (b) envelope of  $U_y(x, t)$ , (c)  $U_y(x)$  and its envelope (bold dashed curve) at a fixed time ( $t = 24T_{adv}$ ). Also shown (thin curves) are tanh fits to the relevant part of the envelope. The inflection points and envelope maximum are indicated. (d) Envelope of  $U_y$  sampled along various rays as a function of ray velocity. The edge and group velocities, obtained from the inflection points and envelope maxima, are indicated with vertical lines.

metry axis  $y = 0$ , are stacked up to form a spatio-temporal diagram. The cross-stream velocity on the symmetry axis is the ideal quantity to use to investigate the perturbed flow field because it is everywhere zero for the unperturbed flow. Figure 2.11(b) is similar to Fig. 2.11(a) except that the envelope [obtained through a Hilbert transform of  $U_y$  as illustrated in Fig. 2.11(c)] is plotted.

We measure a number of velocities associated with the space-time evolution of the wave packets. From the Hilbert transform of the cross-stream velocity we are able to extract, at each time instant, the envelope of the wave packet as illustrated in Fig. 2.11(c). Procedurally, we define the leading and trailing positions as the inflection points of hyperbolic tangent fits to the relevant parts of the envelope at each time. Such fits, together with the associated inflection points, are included in Fig. 2.11(c). Then we obtain the leading-edge velocity  $V^+$  and the trailing-edge velocity  $V^-$  from the collection of fronts extracted from the envelopes at short times ( $\lesssim 50T_{adv}$ ). Likewise, we obtain the envelope maximum at each time and from these

data we define the group velocity  $V_g$  to be the velocity of envelope maximum, as this gives the speed of the packet as a whole. These velocities are the inverse of the slopes shown in the spatiotemporal diagram of Fig. 2.11(b). Finally, we define the phase velocity  $V_p$  as the translation speed of the vortices in the evolving wave packet as seen in Fig. 2.11(a). Note that all vortices move at essentially identical speed. Moreover, the leading-edge velocity  $V^+$ , which is effectively determined by the velocity of the first advected vortex released from the cylinder, is the same as the phase velocity to within experimental precision :  $V^+ \simeq V_p$ .

We show now that the edge velocities obtained procedurally through inflection points of the envelop correspond very closely to the edge velocities defined in convectively unstable systems. (See in particular Ref. Delbende & Chomaz (1998).) In this case one defines  $V^-$  and  $V^+$  to be the  $x/t$  rays that separate regions of growth from regions of decay in the space-time diagram. The growth rate along rays defining the edges is zero. For the experimental data, the growth rate along rays is shown in Fig. 2.11(d), where the envelope of  $U_y$ , sampled along different  $x/t$  rays, is plotted against ray velocity. The edge velocities  $V^+$  and  $V^-$  obtained from inflection points are indicated by vertical dashed lines in Fig. 2.11(d). It can be seen that these are in excellent agreement with the zero growth-rate rays. Moreover, the group velocity  $V_g$  (vertical solid line) is also agrees very well with the maximum of the envelop in the ray representation.

Thus it can be seen that the velocities are all quite well defined experimentally, at least up to the time at which the perturbation reaches its maximum, even though the flow is spatially inhomogeneous and the wave packet lives only a finite time. As expected none of the velocities (including  $V_p$ ) are strictly constant over this space-time region, but they are very nearly so outside of the near-wake region. We have not attempted to extract their detailed variation in the present study.

We now consider the behavior of the different velocities as  $|\epsilon| \rightarrow 0$  (i.e when  $Re \rightarrow Re_c$ ). In Fig. 2.12(a) we can see that the phase velocity  $V_p$ , and equivalently the leading edge velocity  $V^+$ , normalized by the inflow speed, exhibit a slight decrease with increasing Reynolds number. Generally, the value of  $V_p/U_0$  in the subcritical regime ( $\epsilon < 0$ ) compares well with the value of 0.88 reported in the literature (Williamson (1989)) for the supercritical ( $\epsilon > 0$ ) regime. The group and trailing edge velocities are summarized in Fig. 2.12(b). Both velocities decrease with increasing Reynolds number as one would expect in approaching the global wake instability. To within experimental accuracy,  $V^-$  approaches zero as  $\epsilon \rightarrow 0$ .

From the spatiotemporal diagrams we are also able to pinpoint the position in space and time ( $X_{max}, T_{max}$ ) at which the subcritical response reaches maximum amplitude. See Fig. 2.13(a). Again we use the cross-stream velocity component  $U_y$ . We let  $A_{max}$  denote the maximum of the response, so that  $A_{max} = U_y(X_{max}, T_{max})$ .

Figures 2.13(b) through 2.13(d) show the dependence of the maximum on reduced Reynolds number. It is not surprising that  $A_{max}$  grows when the global instability threshold is approached ( $|\epsilon| \rightarrow 0$ ), as can be seen in Fig. 2.13(b), because the susceptibility of the flow increases near the onset. On the contrary, the behavior of

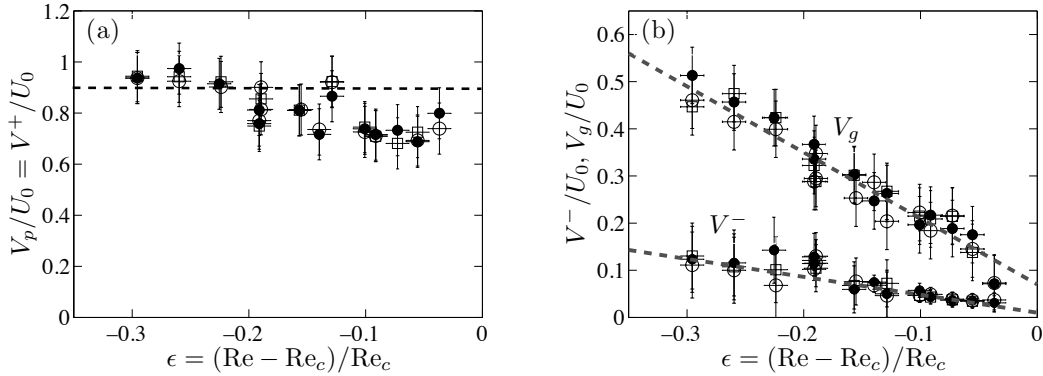


FIG. 2.12: (a) Phase velocity  $V_p$  (which is also  $V^+$ ) and (b) group velocity  $V_g$  and trailing-edge velocity  $V^-$  as a function of  $\epsilon$ . The dashed line in (a) corresponds to the value of  $V_p/U_0$  for the Bénard-von Kármán wake ( $\text{Re} > \text{Re}_c$ ). The dashed lines in (b) are linear fits to the  $V_g$  and  $V^-$  data. Experimental points are labeled as  $\bullet$  : small perturbation,  $\circ$  : medium perturbation,  $\square$  : strong perturbation. Horizontal error bars indicate the uncertainty in the Reynolds number measurement.

$X_{max}$  (which diminishes when  $|\epsilon| \rightarrow 0$ , see Fig. 2.13(c), deserves a further comment, since it seems to be opposite to the case of other instabilities in the subcritical regime where the characteristic length scale increases when  $|\epsilon| \rightarrow 0$  (e.g. the penetration length in pre-transitional Rayleigh-Bénard convection (Wesfreid *et al.* (1979))). The fact that the maximum of the instability moves closer to the cylinder (i.e. that  $X_{max}$  diminishes) when approaching the threshold while the time at which this occurs remains constant [on a nondimensional scale normalized by the advective time scale  $T_{adv}$ , Fig. 2.13(d)] is actually consistent with  $V_g$  decreasing as the convectively unstable system tends to the absolute instability threshold. The difference with the case of Rayleigh-Bénard convection comes from the effect of the mean flow advection, which modifies the physical meaning of the penetration lengthscale.

For a given value of  $\epsilon$ , an increase in the strength of the perturbation produces a response in which the maximum amplitude  $A_{max}$  is slightly larger and occurs at a position closer to the cylinder (smaller  $X_{max}$ ). Approaching the threshold reduces the effect of changing the perturbation strength.

### 2.3.1.5 Transient growth

As noted in the introduction, an important feature of the cylinder wake is the inhomogeneous nature of the flow. Hence, even though the subcritical response just presented has much of the general character of convective instability, perturbations do not grow indefinitely (even linearly) as they would for a homogeneous convectively unstable system. Rather, a localized initial perturbation grows at first, due to local flow features near the cylinder, but is simultaneously advected downstream into a region of stability where the perturbation decays. Hence in the absence of any inflow noise the impulsive response is only transient. Such behavior is known

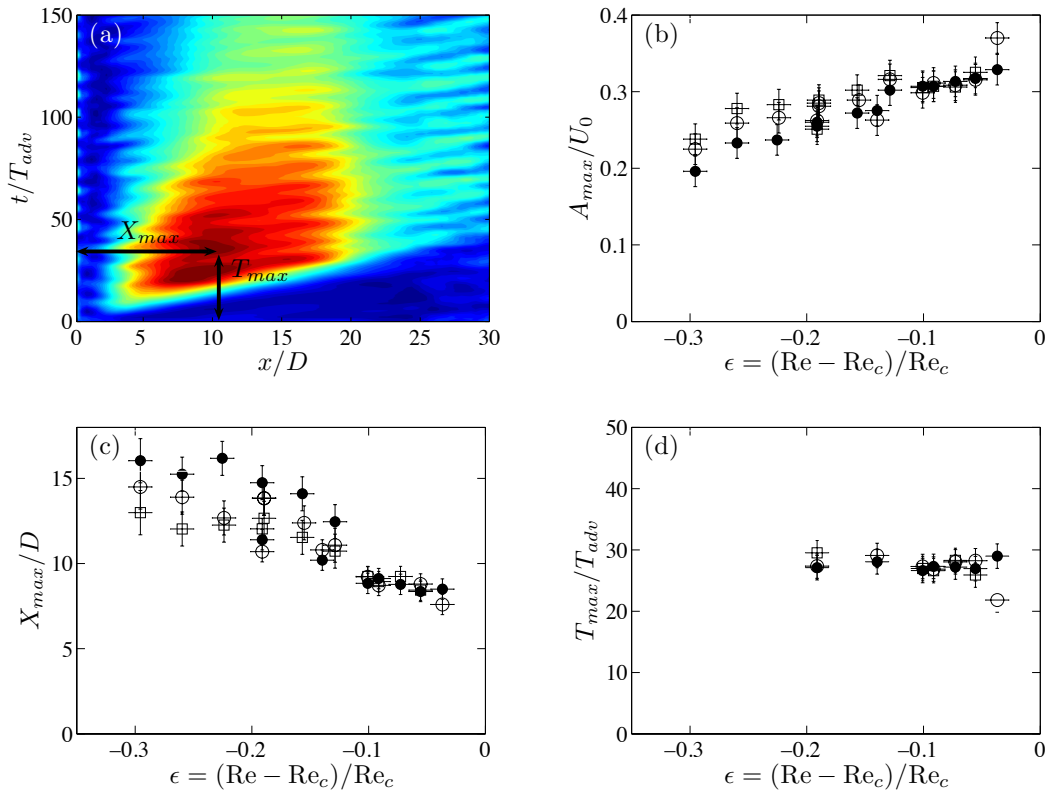


FIG. 2.13: (a) Definition of the maximum of the perturbation on the spatiotemporal diagram. (b) Evolution of the maximum of the perturbation  $A_{max}$ , (c)  $X_{max}$  and (d)  $T_{max}$  as a function of the reduced Reynolds Number  $\epsilon$ .  $A_{max}$ ,  $X_{max}$  and  $T_{max}$  are rendered nondimensionalized respectively by the free stream velocity  $U_0$ , the cylinder diameter  $D$  and the advective timescale  $T_{adv} = D/U_0$ . Experimental points are labeled as  $\bullet$  : low perturbation,  $\circ$  : medium perturbation,  $\square$  : strong perturbation.

in inhomogeneous flows ( Cossu & Chomaz (1997); Gondret *et al.* (1999); Chomaz (2005); Kim & Moehlis (2006); Blackburn *et al.* (2008); Marquet *et al.* (2008); Abdessemed *et al.* (2009); Cantwell *et al.* (2010); Cantwell & Barkley (2010)). It should be noted, however, that inflow or other noise may modify the picture in that the localized region of instability acts as an amplifier and sustained dynamics may arise in some cases even in the subcritical regime ( Deissler (1985); Gauthier *et al.* (1999); Marquet *et al.* (2008); Lopez *et al.* (2009); Cantwell & Barkley (2010)).

An increasingly common approach to quantifying the transient response of flows is in terms of their transient energy growth ( Schmid & Henningson (2001)). Such an analysis provides a global measure of the response dynamics. Here we undertake such an analysis of experimental data.

We define the perturbation energy from our measurements as follows :

$$E(t) = \int \int_{\Delta} (u_x^2 + u_y^2) dx dy$$

where

$$u_x = U_x - U_{xbase} \quad u_y = U_y - U_{ybase} ,$$

where the base flow  $(U_{xbase}, U_{ybase})$  is the measured steady flow before any perturbation.

Experimentally, the total energy of the perturbation can only be measured while the packet is contained in the observation window. Hence, the energy calculated from the velocimetry data does not include the contribution from vortices that have been advected out of the measurement area. In order to quantify this effect we compare the energy calculated using two different streamwise sizes for the integration area  $\Delta$  : the total energy  $E_{tot}$ , where the whole measurement window is used, and the energy of the first half of the wave packet  $E_{half}$ , where the downstream boundary of the integration area  $\Delta$  is given by the time-dependent position of the maximum perturbation amplitude  $\tilde{X}_{max}(t)$  – see Fig. 2.14(a). We note that  $\tilde{X}_{max}(t)$  is time-dependent and should not be confused with  $X_{max}$  shown in Fig 2.13(c). The quantities are related via :  $X_{max} = \max_t \tilde{X}_{max}(t)$ . We find that the ratio of  $E_{tot}/E_{half}$  remains approximately constant ( $\approx 2$ ) in time, which means that the measurement window is sufficiently large to capture the dynamics of the perturbation growth and decay before the effect of the flow structures advected away from the downstream boundary of the measurement window becomes significant.

The time evolution of the energy is shown in Fig. 2.14(b). The value of  $E_{tot}$ , as well as  $E_{half}$  and  $E_{tot} - E_{half}$ , are shown. All energies are all normalized by  $E_0$ , the value of  $E_{tot}$  at the first measured instance following the impulse. The perturbation energy initially undergoes growth until  $t \approx 50T_{adv}$ , at which point the energy decays. This is precisely the transient growth dynamics expected of convective instabilities in inhomogeneous media.

The late time behavior of the energy corresponds to the exponential decay of the least stable normal mode in a stable region, e.g. Hernández & Pacheco (2002); Gianetti & Luchini (2007). As the system approaches the absolute instability threshold

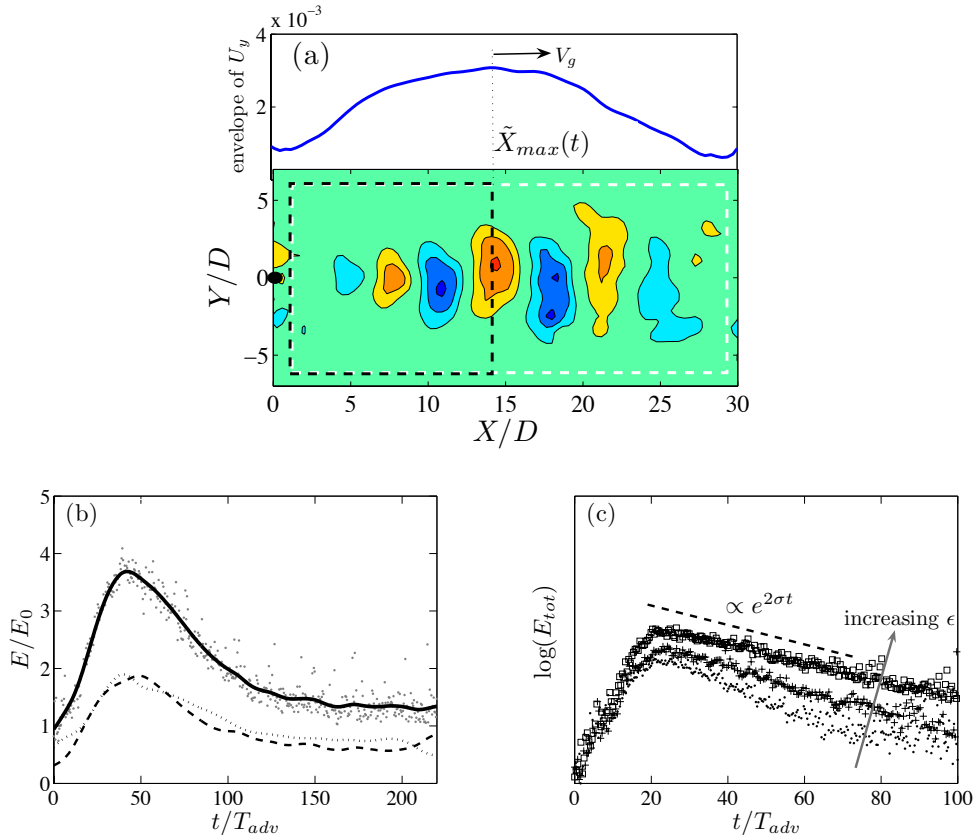


FIG. 2.14: Transient energy growth in experiment. (a) Illustration of the integration area for the energy on the instantaneous velocity field  $U_y$ .  $E_{tot}$  and  $E_{half}$  are calculated over the white and black rectangles, respectively. The downstream boundary of the black rectangle moves at a speed  $V_g$  and tracks the maximum of the perturbation envelope as indicated in the upper plot. (b) Energy as a function of time for  $\epsilon = -0.14$ . The dots are the experimental data of  $E_{tot}$ . The solid, dashed and dotted lines are smooth fits of  $E_{tot}$ ,  $E_{half}$  and  $E_{tot} - E_{half}$ , respectively. (c) Time evolution of the energy on logarithmic scale, for three different values of the reduced Reynolds number  $\epsilon$ :  $\bullet$   $\epsilon = -0.19$ ,  $+$   $\epsilon = -0.14$  and  $\square$   $\epsilon = -0.1$ . The slope of the energy decay on the logarithmic scale gives the decay rate  $\sigma$ .



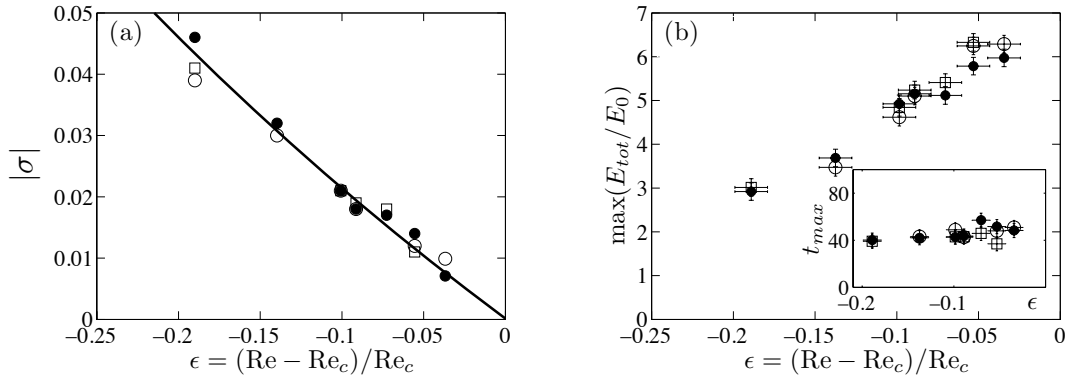


FIG. 2.15: (a) Asymptotic decay rate of perturbations [as seen in Fig. 2.14(c)] as a function of reduced Reynolds number  $\epsilon$ . Experimental points are labeled as  $\bullet$  : low perturbation,  $\circ$  : medium perturbation,  $\square$  : strong perturbation. The curve shows decay rates from linear stability computations. (b) Maximum transient energy gain and (inset) time at which this maximum occurs as, a function of the reduced Reynolds number  $\epsilon$ . Experimental points are labeled as  $\bullet$  : low perturbation,  $\circ$  : medium perturbation,  $\square$  : strong perturbation.

( $\epsilon \rightarrow 0$ ) this decay becomes slower. This can be seen in Fig. 2.14(c), where the decay rate is given by the slope of the curves of  $\log E_{tot}$  and more quantitatively in Fig. 2.15(a) where the asymptotic decay rate is plotted as a function of reduced Reynolds number. For comparison, decay rates from linear stability computations (Barkley (2006)) is shown with a solid curve. The agreement is excellent.

The energy growth at short times can be examined using the maximum of the energy  $E_{max}$  and the time for which this maximum is reached  $t_{max}$  as a function of  $\epsilon$ . See Fig. 2.15(b). Consistently with the approach of the absolute instability threshold,  $E_{max}$  increases when  $|\epsilon| \rightarrow 0$ . The time  $t_{max}$  where the maximum energy is reached remains approximately constant.

### 2.3.1.6 Discussion and conclusions

The convectively unstable wave packets produced by an impulsive perturbation in a subcritical cylinder wake have been studied experimentally. Velocity field measurements obtained by PIV have permitted us to characterize quantitatively the instability wave, shedding light on points that remained not clearly analyzed in the literature. Firstly, probing the perturbation of the velocity field due to the instability shows unambiguously that there is a well-defined maximum of the perturbation amplitude in the wake. This differs significantly from the picture given by the streakline visualizations usually used to illustrate the convective instability (LeGal & Croquette (2000)), which distort the observation of the actual growth and decay. The value of this maximum and its position downstream the cylinder depend on the Reynolds number and, less markedly, on the strength of the perturbation, whereas its position in time remains constant. In addition, the evolution of the wave packet has been characterized with respect to the Reynolds number using the lea-

ding and trailing fronts as well as a typical group velocity. The measured velocities are consistent with the transition from a convective to an absolute global instability as the Reynolds number increases towards the Bénard-von Kármán instability threshold (see Fig. 2.12).

The analysis of the transient energy growth associated to the instability also deserves a final comment. The qualitative features of the temporal evolution of the energy agree with the standard picture of transient growth due to convective instability in inhomogeneous media, i.e. a short-time algebraic growth followed by an exponential decay at late times. However, the measured values of  $\max(E_{tot}/E_0)$  are remarkably low (always less than 10) when compared to the values obtained by numerical computations (of order  $10^3$ , see e.g. Abdessemed *et al.* (2009); Cantwell & Barkley (2010)). The main reasons for this discrepancy are most likely the fact that in the experiment one does impose an *optimal* perturbation and also the fact that extracting  $E_0$ , the initial energy of the perturbation, is experimentally quite difficult. This discrepancy raises the question about the pertinence of the energy gain (ubiquitous parameter in transient growth studies) as the most appropriate quantity to use for comparison between theory and experiments.

# Chapitre 3

## Outils et méthodes

### 3.1 Dispositif expérimental

#### 3.1.1 Le tunnel hydrodynamique du laboratoire PMMH

La base du dispositif expérimental que nous avons utilisé pour l'ensemble des études décrites dans ce manuscrit, consiste en un tunnel hydrodynamique (voir figure 3.1). L'intégralité des parois du tunnel sont translucides, en plexiglas (PMMA), ce qui permet l'utilisation de méthodes optiques pour étudier l'écoulement. Celui-ci se fait par gravité à partir d'un réservoir supérieur dont le niveau d'eau est maintenu constant afin d'assurer une pression hydrostatique constante dans l'écoulement. Ainsi, le débit et par suite la vitesse dans le tunnel sont constants. Le réservoir se trouve à 3 mètres de hauteur, ce qui donne une différence de pression entre l'entrée et la sortie d'eau au niveau du sol de 0.3 bars. L'entrée du tunnel est constituée d'un divergent qui ralentit l'écoulement, puis d'une zone à section constante comprenant deux nids d'abeille qui laminarisent cet écoulement en cassant les grandes structures tourbillonnaires créées lors de l'injection d'eau dans le tunnel. Enfin, un convergent placé juste avant l'entrée dans la zone d'étude permet d'atténuer les fluctuations de vitesses. L'écoulement obtenu dans cette zone est ainsi parallèle et laminarisé. La zone d'étude a une section de 10 cm par 10 cm, et s'étend sur 80 cm. En-dessous de cette section se trouve une gaine technique immergée qui communique avec la partie supérieure, mais dans laquelle aucun écoulement n'est produit. Cette gaine sert à instrumenter l'objet étudié sans perturber l'écoulement. En sortie de la zone d'étude, un coude renvoie l'eau vers le circuit de sortie, lequel contient une vanne de réglage du débit puis un débitmètre à flotteur et enfin la cuve de réception. La précision obtenue sur la vitesse par le débitmètre est de  $\pm 0.01$  cm/s. De plus, la mesure de la température de l'eau se fait en amont de l'écoulement dans le réservoir supérieur, à l'aide d'une sonde d'une précision d' $1/10^{\text{e}}$  de degré Celsius, ce qui permet de déterminer précisément la viscosité cinématique de l'eau, à partir de sa courbe de dépendance avec la température donnée dans la figure 3.2. La précision

que nous obtenons sur le nombre de Reynolds de l'écoulement (basé sur l'épaisseur de l'aileron :  $Re = U_0 D / \nu$ ) est ainsi de  $\pm 0.6$ .

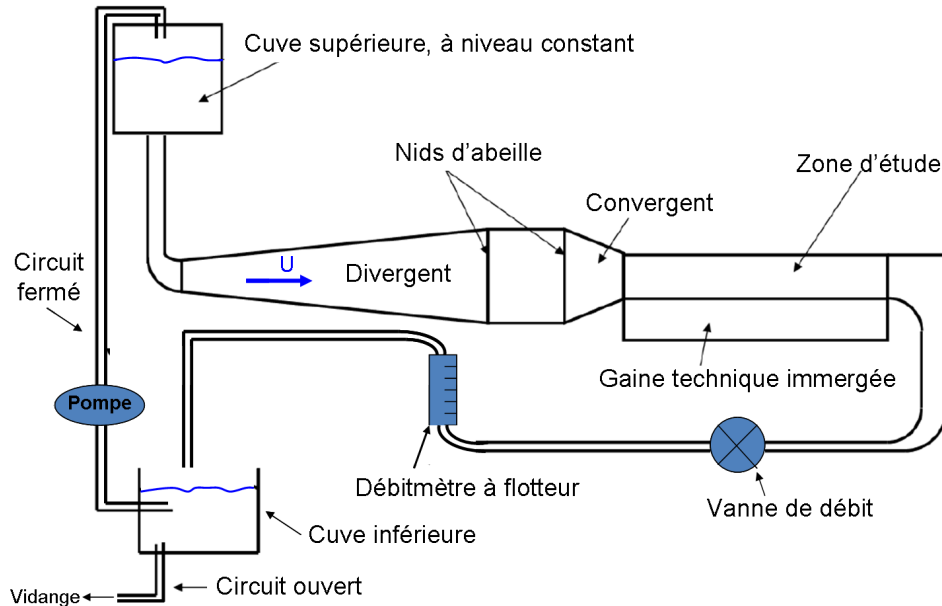


FIG. 3.1: Vue schématique du fonctionnement du tunnel hydrodynamique

Selon la technique expérimentale mise en œuvre, le tunnel peut être utilisé en circuit ouvert ou fermé à l'aide d'une pompe. Les vitesses d'écoulements sont relativement basses, et peuvent aller de 0 à 8 cm/s. Ces valeurs de vitesses engendrent des nombres de Reynolds (basés sur la corde de l'aileron) de l'ordre de 1000 dans toutes nos expériences, ce qui correspond au régime de Reynolds modérés dans lequel évoluent les insectes et poissons. L'installation est donc tout à fait adaptée à l'étude des mécanismes de propulsion par ailes battantes observés dans la nature.

### 3.1.1.1 Effets de parois dans le tunnel

Du fait de la présence des parois, les écoulements le long du tunnel ne correspondent pas exactement au cas idéal d'un écoulement parallèle. La friction visqueuse du liquide sur la paroi conduit en effet au développement d'une couche limite qui s'épaissit par diffusion de la quantité de mouvement de la paroi vers l'intérieur du volume de fluide. Plus on s'éloigne de l'entrée du tunnel dans le sens de l'écoulement moyen, plus la couche limite se développe. Ainsi, chaque portion de la paroi du tunnel contribue à ralentir l'écoulement par le biais du frottement visqueux, et la couche limite dépend uniquement de l'abscisse  $x$  (l'axe des  $x$  étant choisi dans le sens de l'écoulement moyen). L'épaisseur locale de la couche limite peut être estimée sachant que la distance sur laquelle diffuse la quantité de mouvement est de l'ordre

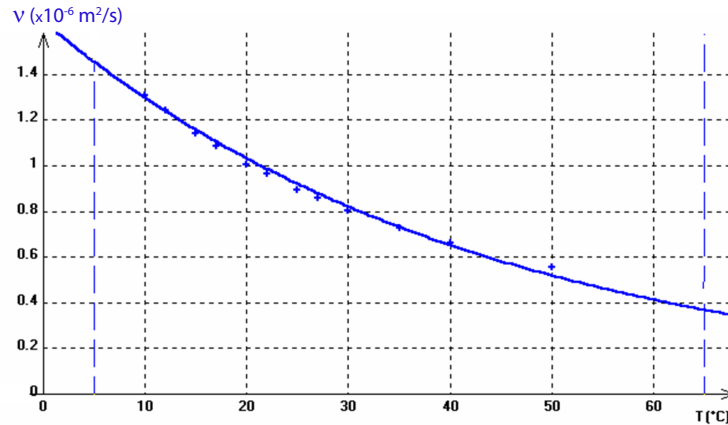


FIG. 3.2: Variation de la viscosité cinématique de l'eau en fonction de la température.

$\sqrt{\nu x/U_0}$ , où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide et  $x/U_0$  correspond au temps que met un élément de fluide à parcourir la distance  $x$  à la vitesse  $U_0$  de l'écoulement moyen<sup>1</sup>. Ainsi, l'allure du profil de vitesse est de type "bouchon" proche de l'entrée du tunnel, et tend de plus en plus vers un profil de Poiseuille avec la distance en aval. Au niveau de notre fenêtre de mesure, le profil est encore peu développé, avec des couches limites de part et d'autre de l'ordre de 1 cm.

Par ailleurs, malgré tous les efforts de conception pour éviter la formation de tourbillons dans le tunnel, il existe dans la zone d'étude un faible écoulement 3D. Celui-ci est généré par le gradient de vitesse existant au niveau des coins du tunnel, qui génère des circulations transversales. La courbure du convergent induit lui aussi des vortex longitudinaux connus sous le nom de *vortex de Görtler* (Görtler (1955), Saric (1994)). Ces effets 3D sont cependant difficiles à observer.

### 3.1.2 L'objet d'étude : l'aileron oscillant

L'objet d'étude est un profil simplifié d'aile battante représentant l'aile, la nageoire ou la queue d'un animal, que nous insérons dans la zone test du tunnel hydrodynamique. Ce profil d'aile, que nous appellerons dans la suite *aileron* par commodité d'écriture, est alimenté par un moteur pas à pas situé dans la gaine technique, et qui permet d'imposer un mouvement oscillant de tangage. Le moteur, fourni par Intelligent Motion Systems (IMS), est relié à un ordinateur via une carte d'acquisition (Keithley KUSB-8100). Le module programmable MicroLYNX Compact Integrated Controller/Driver, également fourni par IMS permet de commander électriquement l'oscillation du profil avec une très grande précision, de l'ordre du demi-degré. La plupart des expériences ont été effectuées avec une oscillation triangulaire, dont l'amplitude et la fréquence sont choisies de façon indépendante. Les dimensions de l'aileron ainsi qu'un schéma du montage sont donnés dans la figure 3.3.

<sup>1</sup>On parle de couche limite de Blasius.

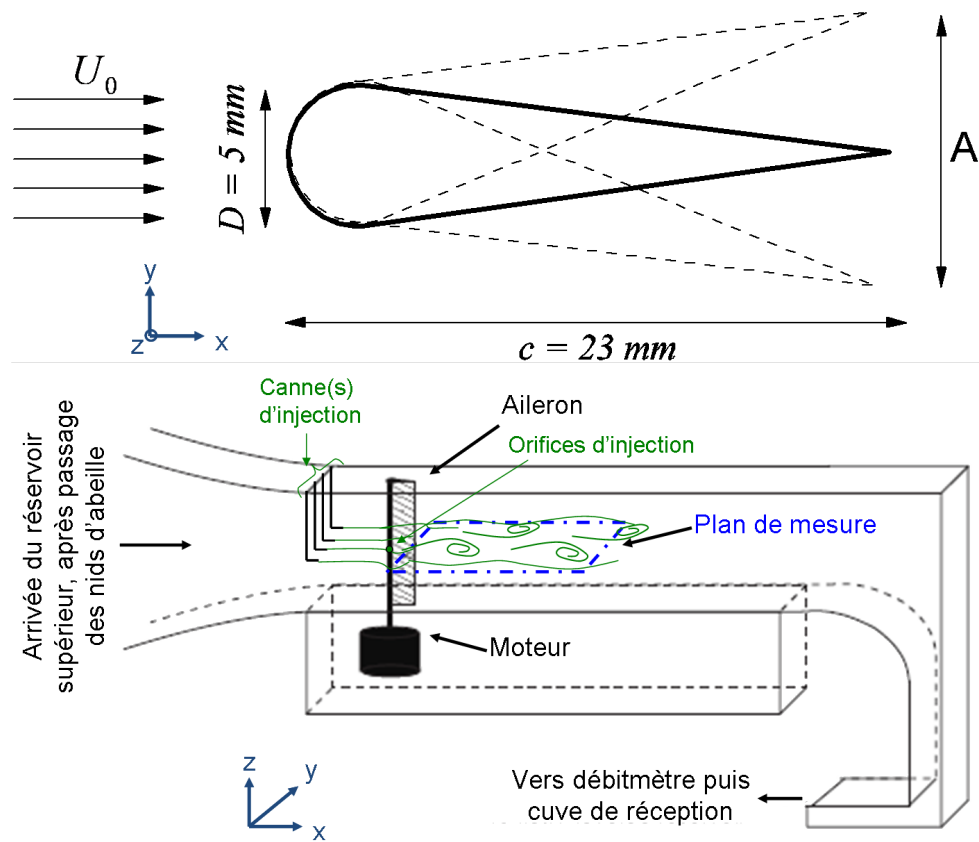


FIG. 3.3: Vue schématique de l'aileron et du tunnel hydrodynamique. Sur le schéma du bas, les deux types d'injection de colorant sont représentés (cannes d'injection à l'entrée du tunnel et orifices sur l'axe de l'aileron à sa mi-hauteur).

L'aileron est constitué d'une tige cylindrique en laiton constituant l'axe de rotation du système à laquelle est accolée une "pointe" de raideur variable selon le matériau à partir duquel elle est fabriquée. La tige de l'aileron est insérée dans le moteur, et traverse donc le plancher de séparation entre la zone d'étude et la gaine technique. La corde de l'aileron est de 23 mm, son épaisseur au niveau du cylindre est de 5 mm (diamètre du cylindre), et sa hauteur est proche de 100 mm et couvre donc quasiment toute la hauteur du tunnel, de façon à limiter les écoulements entre les extrémités hautes et basses de l'aileron et les parois du tunnel. Son allongement (égal à la hauteur divisée par la corde) est donc de l'ordre de 4. Nous avons vu dans l'introduction que ce dernier paramètre jouait directement sur la nature bidimensionnelle ou tridimensionnelle du sillage. Dans notre cas, cette valeur est suffisante pour assurer un sillage quasi-2D dans le sillage proche de l'aileron. Cette hypothèse est par ailleurs renforcée par le fait que son oscillation force l'écoulement à la même phase sur toute la hauteur du tunnel. Enfin, l'épaisseur relative de l'aileron par rapport à la largeur du tunnel est d'environ 5 %, ce qui correspond à un degré de confinement faible.

### 3.1.2.1 Fabrication des ailerons flexibles

Nous avons travaillé avec cinq ailerons différents. L'un est rigide avec une pointe en plexiglass. C'est l'aileron d'origine avec lesquelles ont été faites les premières expériences de l'équipe. Les quatre autres ailerons ont des pointes flexibles. Ils ont été fabriqué dans le cadre de mon travail de thèse, afin d'étudier les effets de la flexibilité sur la génération de propulsion. La pointe de ces ailerons est constituée d'un matériau élastomère silicone : le polyvinylsiloxane (PVS). Ce matériau est habituellement utilisé par les protésistes dentaires pour effectuer des empreintes. Il résulte d'une réaction chimique d'addition entre deux solutions : l'une contenant le polymère et l'autre contenant le réticulant. En jouant sur la proportion polymère/réticulant, nous pouvons obtenir un matériau plus ou moins élastique.

Les ailerons flexibles ont tous été obtenus à partir du même moule dont les dimensions sont celles de l'aileron rigide (voir figure 3.4). La tige de laiton est calée au fond du moule, puis on y verse le mélange polymères/réticulants. Le mélange réticule en une dizaine de minutes : il se solidifie en adoptant la forme du moule. Il suffit ensuite de démouler précautionneusement l'aileron de façon à ne pas arracher la tige de laiton, qui doit rester solidaire de la pointe.

Pour chaque aileron, la proportion polymère/réticulant du mélange a été variée. Le module de Young du matériau obtenu après réticulation de ces mélanges est mesuré à l'aide d'un rhéomètre classique à cylindres coaxiaux. Pour cela, le mélange est introduit dans le porte-échantillon du rhéomètre. Après réticulation, une contrainte de l'ordre de  $5kPa$  appliquée à l'échantillon conduit une déformation de l'ordre de 1%, qui varie selon le taux de réticulant de l'échantillon. En considérant le matériau incompressible, le module de Young peut être déduit du module élastique de cisaillement  $G'$  mesuré (le module visqueux  $G''$  étant négligeable) par la relation :  $E \sim 3G'$ .

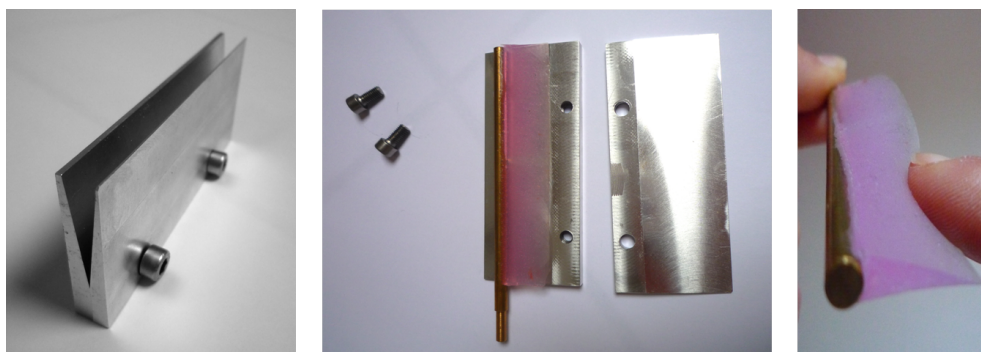


FIG. 3.4: Réalisation d'un aileron flexible : (gauche) Photographie du moule avant coulage (milieu) Démontage du moule, permettant de démouler l'aileron flexible (une fois que sa pointe s'est solidifiée). (droite) Photographie de l'aileron flexible obtenu.

Les caractéristiques de nos différents ailerons sont rassemblées dans le tableau 3.1. Les ailerons flexibles n'ont en pratique pas exactement les mêmes dimensions

-	Module d'Young	Hauteur (mm)	Corde (mm)	Rigidité en flexion ( $B \sim ED^3/12$ ) ( $10^{-6}$ Nm)
Aileron rigide	$\infty$	97	23	$\infty$
Aileron flexible D	195	94	22	2.03
Aileron flexible C	148	93	23	1.54
Aileron flexible B	90	94	22	0.94
Aileron flexible A	30	94	23	0.31

TAB. 3.1: Caractéristiques des différents ailerons. La rigidité en flexion  $B$  est estimée à partir d'un modèle de poutre flexible  $B \sim ED^3/12$ , où  $D$  est le diamètre du cylindre constituant la base de l'aileron.

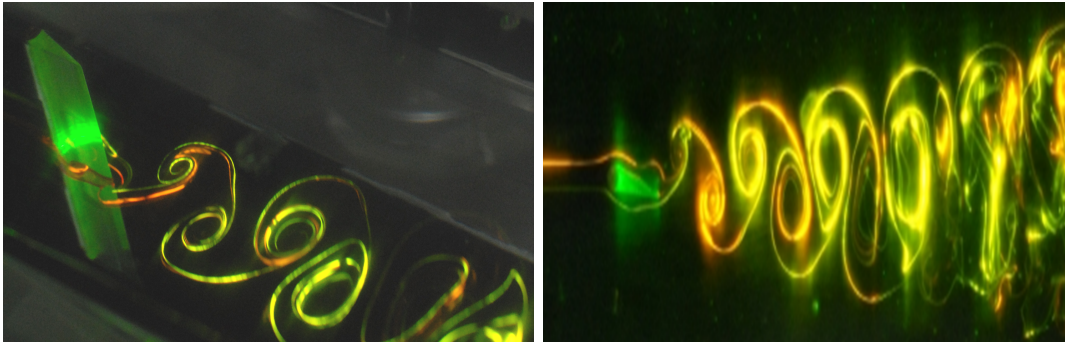


FIG. 3.5: Exemple de visualisation du sillage d'un aileron oscillant obtenue avec la technique de fluorescence laser (Le colorant est un mélange de deux rhodamines). (gauche) vue de biais, (droite) vue du dessus.

que l'aileron rigide. En particulier, ils sont légèrement plus courts de 2 à 3 mm. Les effets de bords et de confinement de nos ailerons dans le tunnel seront abordés en détails dans la section 6.4, avec notamment une étude des écoulements induits par le jeu existant entre les extrémités hautes et basses des ailerons et les parois du tunnel. Retenons ici que ces effets n'interviennent dans le plan de mesure à mi-hauteur des ailerons qu'à partir d'une certaine distance en aval, d'autant plus proche de l'aileron que la fréquence d'oscillation et/ou l'amplitude de l'oscillation est élevée. Nous considérons donc que l'approche quasi-2D reste raisonnable dans le sillage proche. Elle devra tout de même être utilisée avec précaution pour les plus hautes fréquences et grandes amplitudes testées.

## 3.2 Techniques expérimentales

### 3.2.1 Visualisation par injection de colorant

L'injection d'un colorant dans l'écoulement permet d'en visualiser les lignes d'émission, et d'en obtenir ainsi une visualisation qualitative (voir figure 3.5).

L'injection se fait, soit en amont de la zone d'observation par un système de cannes d'injection de 0.5 mm de diamètre, soit directement sur l'aileron, grâce à deux petits trous (de 0.5 mm de diamètre aussi) percés sur son axe de rotation à mi-hauteur (le



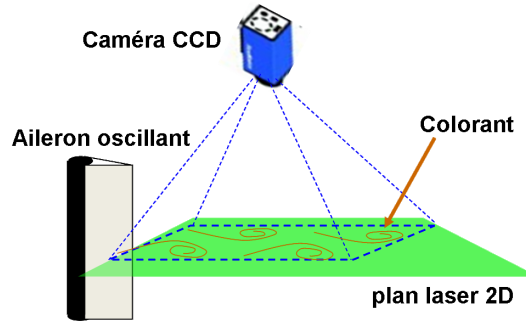


FIG. 3.6: Illustration de la technique de visualisation par fluorescence induite par laser (LIF).

système d'injection passe alors par la zone d'équipement puis par l'axe de rotation de l'aileron). Ces deux types d'injection sont schématisés dans la figure 3.3. Notons que la position en amont des cannes d'injection est suffisamment éloignée de l'aileron (de 10 cm) pour que leurs propres sillages n'affectent pas l'écoulement. Deux types de colorant sont disponibles : fluorescents et non fluorescents. Les premiers peuvent être utilisés avec n'importe quelle source lumineuse, tandis que les seconds nécessitent idéalement une source lumineuse adaptée à leur spectre d'absorption. Les deux colorants non fluorescents que nous avons utilisés sont le rouge "adamanth" et l'iodure de potassium (bleu), associés à un fond blanc pour optimiser le contraste et en lumière artificielle. La plupart de nos visualisations ont cependant été réalisées avec des colorants fluorescents : la rhodamine B et la fluorescéine. Le spectre d'absorption de ces deux colorants présente un pic principal d'absorption situé à 610 nm pour la rhodamine B et à 496 nm pour la fluorescéine. Lorsqu'ils sont excités par un rayon lumineux contenant une longueur d'onde proche des valeurs ci-dessus, ces colorants deviennent fluorescents. Pour certaines de nos expériences, nous avons utilisé avec ces colorants un laser émettant dans la gamme d'absorption adéquate, ce qui permet d'effectuer des visualisations dans le plan à mi-hauteur de l'aileron en générant une nappe laser dans ce plan. Il s'agit de la technique de fluorescence induite par laser (LIF), couramment utilisée en mécanique des fluides. Un schéma du montage pour cette technique est donné dans figure 3.6.

La photo 3.5 par exemple correspond à un mélange de deux rhodamines, éclairées dans le plan à mi-hauteur de l'aileron par un laser Argon.

Cette technique de visualisation doit cependant être interprétée avec précaution dans le cas d'un écoulement instationnaire. En effet, les lignes d'émission visualisées par le colorant présentent une certaine ressemblance avec les lignes du champ de vorticité mais ne doivent pas être assimilées à la vorticité. En effet, les lignes d'émission de colorant sont un scalaire passif tandis que la vorticité verticale de l'écoulement est un scalaire actif. Les lignes d'émissions ne coïncident donc ni avec les lignes de courant ni avec les trajectoires de particules fluide dans le cas d'un écoulement instationnaire. Afin d'éclaircir cette remarque, je rappelle ici rapidement ces

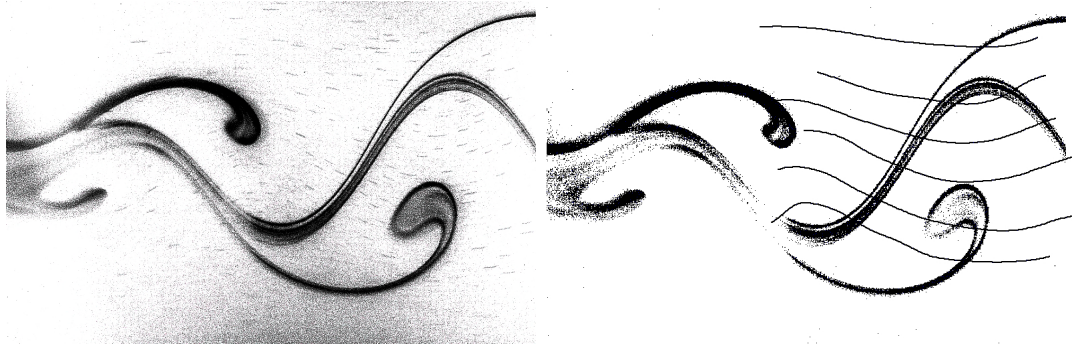


FIG. 3.7: Illustration de la différence entre lignes de courant et lignes d'émission dans le cas de l'allée de Bénard-von Karman derrière un cylindre.

(gauche) Visualisation simultanée des lignes d'émission et lignes de courant.

(droite) Lignes d'émission extraites de l'image et quelques lignes de courant reconstruites.

notions.

En général, la représentation graphique des écoulements se fait à l'aide des lignes de courant. Celles-ci sont, par définition, tangentes en tous points au champ de vitesse. De plus, dans le cas d'un fluide incompressible, elles indiquent aussi les valeurs relatives de la vitesse dans l'écoulement : plus les lignes sont resserrées, plus la vitesse est grande (cette propriété découle de la conservation de la masse dans un tube de courant).

Les trajectoires de particules, elles, correspondent à l'ensemble des positions occupées par une particule fluide au cours du temps. Une façon classique d'obtenir ces trajectoires est de prendre une photo en pause longue tout en éclairant l'écoulement de façon continue.

Enfin, les lignes d'émissions correspondent à l'ensemble des positions des éléments de fluide qui sont passés antérieurement par le point d'émission.

Ainsi, dans un écoulement instationnaire les lignes de courant évoluent avec le temps, et ne coïncident, en général, ni avec les trajectoires de particules, ni avec les lignes d'émission. Par exemple, la figure 3.7 montre l'écoulement instationnaire de Bénard-von Karman derrière un cylindre, visualisé d'une part par les lignes d'émission résultant de l'injection de colorant fluorescent sur le cylindre et, d'autre part, avec des lignes de courant matérialisées par de courtes trajectoires de particules réfléchissantes. Pour réaliser cette image, un système de double exposition a été nécessaire : le colorant est excité par un flash très bref, de façon à figer les lignes d'émission, tandis que l'obturateur de l'appareil photo reste ouvert suffisamment longtemps pour que les particules diffusantes impriment une trace révélant l'orientation et la grandeur des vitesses dans le fluide.

### 3.2.2 Vélocimétrie par Image de Particules

La technique de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV pour Particle Image Velocimetry) est une méthode de mesure de vitesse très précise, non-intrusive, instantanée et bidimensionnelle, et d'excellente résolution spatiale. Elle est apparue au début des années 1980 avec le développement du traitement d'images digitales et a fait l'objet de développements considérables surtout depuis 1990, dans le domaine de la mécanique des fluides (notamment en ce qui concerne la caractérisation d'écoulements turbulents instationnaires.) Son principe de base repose sur le suivi temporel de traceurs (naturels ou introduits dans le fluide), à partir d'une série d'images obtenues à des instant successifs. La corrélation de deux images successives permet de remonter localement au déplacement du fluide et d'obtenir ainsi le champ des vitesses à un instant donné. Plusieurs étapes sont nécessaires pour obtenir un champs de vitesse par PIV.

Tout d'abord, l'écoulement estensemencé de petites particules sphériques réfléchissantes, de 5 ou 50  $\mu\text{m}$  de diamètre dans nos expériences (Plus l'on se place proche du plan de mesure, plus nous choisissons des particules fines). Les particules sont ajoutées dans la cuve supérieure du tunnel, puis on laisse circuler l'eau dans le tunnel maintenu en circuit fermé, afin d'assurer un ensemencement constant et homogène. Ensuite, le plan de l'écoulement qui nous intéresse est éclairé avec une nappe laser plane. La nappe a une épaisseur typique de 1 à 2 millimètres. Celle-ci est obtenue grâce à une lentille cylindrique en sortie du faisceau laser qui transforme le faisceau incident en nappe. Une caméra dont l'axe optique est à 90 degrés de la nappe, et dont la mise au point est réglée sur le plan éclairé assure l'enregistrement des images de particules en fonction du temps. Une photographie de ce montage est donnée dans la figure 3.8, dans laquelle j'ai représenté schématiquement la nappe laser positionnée à mi-hauteur de l'aileron. De plus, un exemple de deux images successives de particules est donné dans la figure 3.9.

Vient ensuite le calcul proprement dit des champs de vitesse à partir des images enregistrées (voir schéma 3.10) : chaque image est d'abord divisée en fenêtres d'interrogation (qui quadrillent toute l'image) à l'intérieur desquelles un vecteur est calculé par intercorrélation (entre les fenêtres de même position dans les deux images). La taille de ces fenêtres (en pixels) est choisie par l'utilisateur et fixe la résolution spatiale des images. La fonction d'intercorrélation détermine la position moyenne à laquelle les particules contenues dans la fenêtre à l'instant  $t$  se sont déplacées à l'instant  $t + \delta t$ .

$$C(\Delta X, \Delta Y) = \int \int_{fenetre} G_1(x, y) G_2(x - \delta X, y - \delta Y) dx dy \quad (3.1)$$

Le vecteur de déplacement moyen  $\overrightarrow{\Delta X}$  des particules de la fenêtre d'interrogation correspond au couple  $(\Delta X, \Delta Y)$  pour lequel  $C(\Delta X, \Delta Y)$  atteint sa valeur maximale. Pour obtenir le déplacement maximal avec une précision optimale, un fit gaussien est appliqué sur les pics de  $C(\Delta X, \Delta Y)$ . Il suffit ensuite de diviser par le temps  $\delta t$

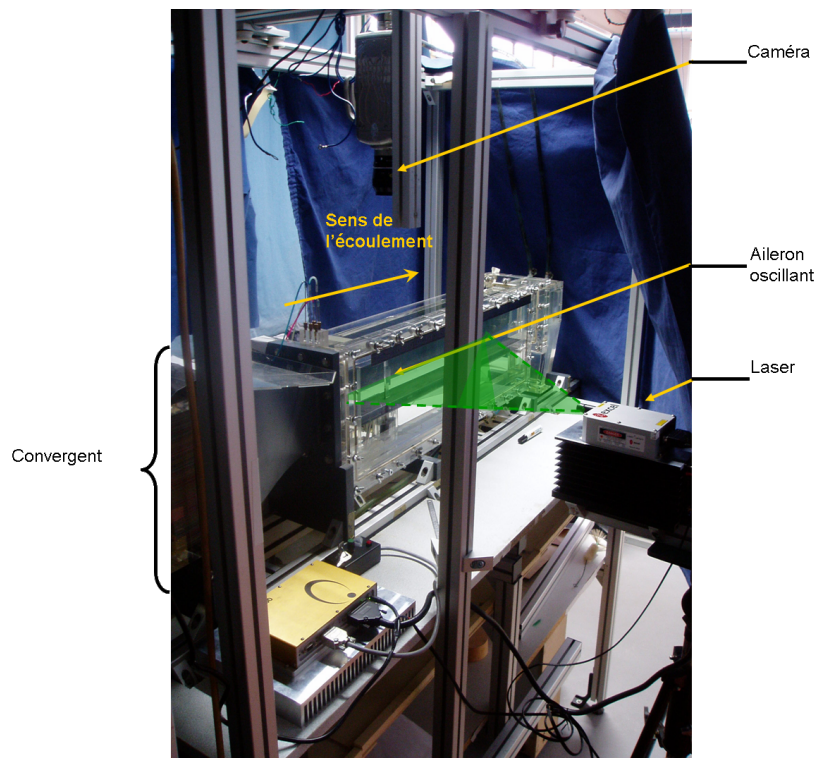


FIG. 3.8: Photographie présentant le tunnel et le montage PIV, et sur laquelle j'ai représenté schématiquement la nappe laser positionnée à mi-hauteur de l'aileron.

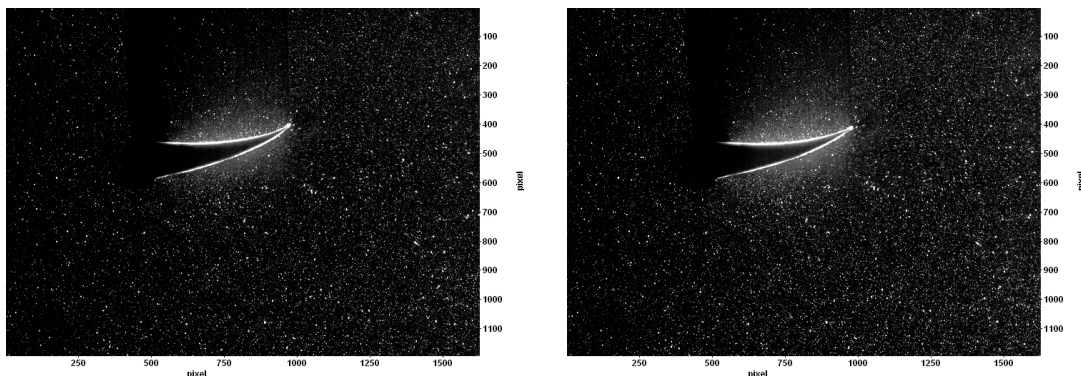


FIG. 3.9: Exemple de couple d'images de particules à partir duquel la méthode de PIV permet de calculer le champs de vitesse.

entre les deux images pour obtenir la vitesse moyenne des particules de la fenêtre d'interrogation.

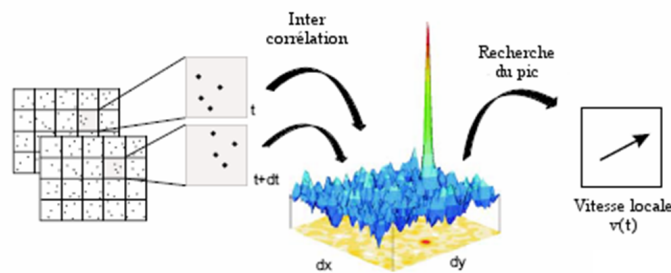


FIG. 3.10: Schéma explicatif du calcul des champs de vitesse par la méthode de PIV. D'après LaVision.

Afin de ne pas perdre d'informations d'une fenêtre d'interrogation à l'autre, nous imposons un recouvrement de 50 pour cent entre deux fenêtres adjacentes. Ainsi, les informations non contenues dans une fenêtre d'interrogation sont utilisées dans une fenêtre différente chevauchant en partie la première. Finalement, la résolution spatiale de nos expériences dépend à la fois du choix de la taille (en px) de la fenêtre d'interrogation, ainsi que de la taille (en mm) de la fenêtre de mesure. En général, nous avons choisi une taille de  $16 \times 16$  pixels pour notre fenêtre d'interrogation. La figure 3.11 présente le champs de vitesse longitudinal ainsi que le champs de vorticité résultant d'un tel calcul de PIV, à partir du couple d'images de la figure 3.9. Pour plus de lisibilité, seul 1 vecteur calculé sur 8 est représenté dans la direction longitudinale.

Les calculs PIV des champs de vitesse sont réalisés par le logiciel commercial DaVis

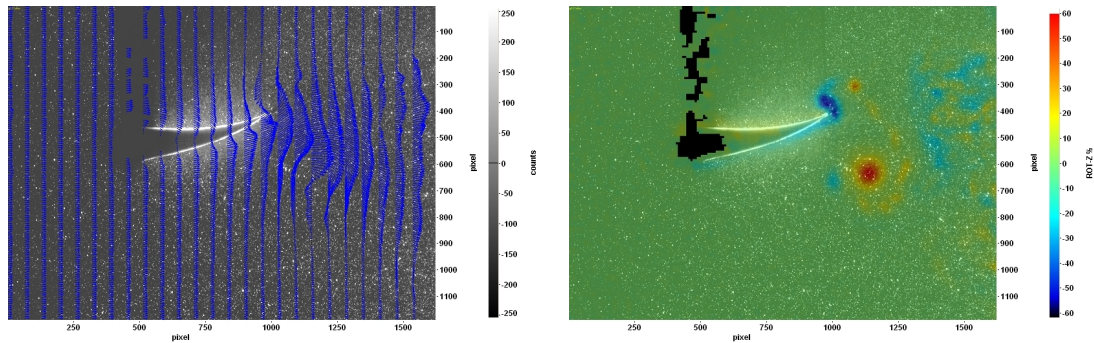


FIG. 3.11: Exemple d'un champ instantané de vitesse (gauche) longitudinale et d'un champ instantané de vorticité (droite), calculés à partir du couple d'images de particules ci-dessus avec la méthode PIV.

de la compagnie LaVision. Les post-traitements des champs de vitesse obtenus ont été réalisés à l'aide du logiciel de programmation Matlab et de la bibliothèque de fonctions sous Matlab PIVMat, dédiée au traitement des champs de vecteurs pour les applications PIV (développée par Frédéric Moisy en 2007).

### 3.3 Matériel utilisé pour la PIV

Nous avons utilisé deux systèmes de PIV en fonction de la fréquence d'acquisition des images désirée : la PIV 15Hz et la PIV rapide pour de plus hautes fréquences. Le laser et la caméra utilisés dépendent du choix du système PIV.

#### 3.3.1 PIV 15 Hz

Pour la PIV 15 Hz, le laser utilisé est un laser à impulsions Nd-YaG (Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet) de longueur d'onde doubl e à 532 nm, pulsé à 15 Hz et d'une puissance de 18 mJ. L'enregistrement des images se fait avec une caméra LaVision Imager Pro Plus à double buffer, cadenc e à 15 Hz en mode double buffer, et dont la résolution est de 1200 x 1600 px. Le capteur de la caméra doit être déclenché en synchronisation avec chaque impulsion du laser pour être exposé uniquement à la lumière le temps de l'impulsion. Ainsi, les images successives d'une particule donnée reçoivent la même énergie. Une carte de synchronisation LaVision Programmable Table Unit PTU 8.0 permet d'assurer la co cidence des pulses lasers avec les prises de vues de chaque buffer. Par ailleurs, cette carte permet d'imposer le temps  $\delta t$  entre les images d'un même double buffer, qui doit être adapté en fonction des vitesses rencontrées dans l'écoulement<sup>2</sup>. Ainsi la cadence d'acquisition des images est limitée

<sup>2</sup>Typiquement, il faut que les particules parcourent environ 4 px sur l'image pendant l'intervalle de temps, afin d'assurer un bon calcul de corrélation

à 1/15 Hz, mais le temps  $\delta t$  peut être très court, ce qui permet d'accéder à des vitesses élevées.

### 3.3.2 PIV rapide

La PIV rapide est constituée d'un laser continu Photron de 2W et d'une caméra Phantom 9 High Speed pouvant prendre jusqu'à 1000 images par seconde en pleine résolution (1200x1600 px). Ici c'est la fréquence d'acquisition de la caméra qui impose l'intervalle de temps  $\delta t$  nécessaire au calcul PIV. L'intervalle  $\delta t$  est donc limité à la fréquence maximale d'acquisition de la caméra, et de ce fait n'est pas adapté aux écoulements comprenant des vitesses trop élevées pour lesquels un  $\delta t$  plus faible serait nécessaire (ce que permet de faire notre montage de PIV 15 Hz). Ce système de PIV rapide a été mis en place au laboratoire. Il constitue une alternative aux systèmes commerciaux de PIV résolue dans le temps nécessitant l'utilisation d'un laser pulsé à haute cadence, lequel est très onéreux. Ces systèmes commerciaux fonctionnent selon le même principe que pour la PIV 15 Hz décrit ci-dessus, mais à plus haute fréquence.

L'intérêt de ce système est de permettre l'obtention de champs résolus dans le temps. Il est cependant limité par l'intensité du laser, qui impose un temps minimal d'exposition de la caméra afin que l'intensité des images donne un contraste adapté au calcul PIV. Or, plus ce temps d'exposition est long, plus la vitesse maximale mesurable dans l'écoulement diminue. En effet, toute particule se déplaçant significativement sur cet intervalle de temps ne sera pas figée sur le capteur (l'intensité de la particule se dilue alors dans un trait). Un autre inconvénient de ce système est la limitation du nombre d'images enregistrées par acquisition, due à la mémoire embarquée de la caméra de 3Go. Il faut donc choisir un compromis entre durée d'acquisition et fréquence d'acquisition. En particulier, pour les basse fréquences, la durée d'acquisition peut ne pas contenir suffisamment d'échantillons décorréllés afin d'effectuer des moyennes d'ensemble.

## 3.4 Protocole expérimental

Pour toutes nos expériences, la vitesse du tunnel est fixée à environ 4.5 cm/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds basé sur la corde de l'aileron ( $U_0 c/\nu$ ) de l'ordre de 1035. Cette valeur correspond bien à la gamme de valeurs intermédiaires  $100 < Re_c < 10000$  caractéristique de la propulsion par ailes ou nageoires battantes dans la nature. Remarquons que si nous basons le nombre de Reynolds sur l'épaisseur de l'aileron (*i.e.* sur le diamètre du cylindre constituant la base de l'aileron), nous obtenons une valeur de l'ordre de 225.

Chaque expérience est caractérisée par une configuration donnée du battement de l'aileron pour laquelle nous définissons deux paramètres de contrôle sans dimension correspondant à l'amplitude et à la fréquence de l'oscillation. Nous notons  $A_D = A/D$  l'amplitude pointe à pointe (adimensionnée par l'épaisseur de l'aileron  $D$ , laquelle correspond au diamètre du cylindre constituant l'axe de l'aileron), et  $St_D$  le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de l'aileron  $St_D = fD/U_0$ . Nous définissons ainsi un espace de phase à deux dimensions  $\langle St, A_D \rangle$  pour évaluer les régimes d'écoulement observés dans le sillage d'un aileron donné. Ensuite vient le choix de l'aileron, lequel introduit un paramètre supplémentaire, qui est son module de rigidité de courbure. Ces trois paramètres de contrôle sont choisis indépendamment, si bien que toutes les autres grandeurs de l'expérience peuvent s'exprimer en fonction de ces trois variables. Par ailleurs, l'utilisation de paramètres sans dimension nous permet de quantifier objectivement les effets d'échelle de l'aileron oscillant.

Une fois choisis les paramètres de l'expérience, nous réalisons nos mesures dans le plan horizontal à mi-hauteur de l'aileron. En général, une première étape consiste à visualiser qualitativement l'écoulement via les lignes d'émissions obtenues par injection de colorant. Ceci permet de se faire une première idée sur l'allure des sillages produits. Dans un deuxième temps, nous effectuons les mesures de PIV permettant d'en obtenir une description quantitative complète en terme de champs de vitesse et de vorticité.

Ainsi, nous sommes en mesure d'évaluer l'influence de la cinématique de l'aileron d'une part et la flexibilité de celui-ci d'autre part sur ses performances propulsives. Nous avons travaillé avec 4 amplitudes différentes :

$A/D \sim 0.7, 1.1, 1.4$  et  $2.1$ . Pour chacune de ces amplitudes, nous avons parcouru une gamme de Strouhal de  $0.05$  à  $0.5$ , avec un incrément de  $0.05$ .

Pour plus de clarté, j'utiliserai dans tout ce manuscrit les conventions de notations résumées dans le tableau 3.12. Ainsi j'attribue à chaque aileron une couleur donnée, et à chaque amplitude d'oscillation un symbole donné. Cependant, dans les figures ne présentant qu'un cas d'aileron flexible, j'utiliserai arbitrairement la couleur rouge pour en représenter les données.



Ailerons \ $A_D$	0.7	1.1	1.4	2.1
Aileron A	★	△	○	●
Aileron B	★	△	○	●
Aileron C	★	△	○	●
Aileron D	★	△	○	●
Aileron rigide	★	△	○	●

FIG. 3.12: Conventions de notations pour désigner les différents ailerons et leurs amplitudes d'oscillations. Les ailerons sont distingués par des couleurs différentes, tandis que les symboles correspondent aux différentes amplitudes  $A_D = A/D$ . Dans les figures ne présentant qu'un cas d'aileron flexible, la couleur rouge est choisie arbitrairement.



## Deuxième partie

### Sillages d'ailes ou nageoires battantes



La performance propulsive des insectes, oiseaux ou poissons est largement dépendante de la combinaison de la cinématique des ailes ou nageoires avec la variation de leur forme au cours du battement. Pendant l'oscillation, la nageoire se déforme de façon passive et active en fonction de ses propriétés structurales, en adoptant des formes complexes et tridimensionnelles avec de fortes courbures. Or, tout changement de courbure de la nageoire entraîne un réarrangement de la répartition de pression dans le fluide environnant. La contrainte hydrodynamique résultant de cette distribution de pression influence à son tour la forme de la nageoire à chaque instant en exerçant des moments de force sur sa surface. Il existe donc une influence mutuelle de la forme de la nageoire et des contraintes hydrodynamiques. Ce couplage fluide-structure complexe constitue un élément clé pour la compréhension du contrôle de la propulsion animale. Derrière tous ces processus dynamiques se pose la question de connaître quels sont les mécanismes qui déterminent la forme de la nageoire à chaque instant. L'idéal serait d'étudier à la fois les facteurs morphologiques, mécaniques et cinématiques qui déterminent les dynamiques de ces déformations. Une première étape pour aborder ce problème consiste à s'intéresser uniquement à l'impact de sa déformation passive sur la performance propulsive d'un aileron. En effet, la plupart des ailes et nageoires des animaux ne sont pas rigides, et leur déformation n'est pas entièrement contrôlée par l'animal. Ainsi en fonction de leur flexibilité, elles subissent de fortes déformations sous l'action de l'écoulement extérieur, la rigidité locale résultant de la structure interne de l'aile ou de la nageoire<sup>3</sup>. Le but de cette seconde partie est d'étudier la déformation passive d'une structure battante flexible. Nous nous concentrons ainsi sur un seul facteur dynamique, que nous isolons des autres, afin d'en quantifier les effets sur certains aspects de la performance propulsive.

Le premier chapitre de cette partie (chapitre 4) est consacré aux travaux effectués avec un aileron rigide, afin d'établir le cadre de travail dans lequel nous introduisons ensuite l'effet de flexibilité. Les ailerons flexibles sont donc abordés dans le chapitre 5 suivant, dans lequel nous nous concentrons sur la caractérisation et la modélisation de la déformation des ailerons. L'impact que cette déformation entraîne sur les sillages et la dynamique du lâcher tourbillonnaire est décrite dans le chapitre 6. Ce chapitre 6 inclut aussi une discussion sur les effets du confinement et de la tridimensionalité de l'écoulement à prendre en compte pour l'interprétation de nos mesures. Enfin le dernier chapitre 7 concerne les estimations de forces subies par les ailerons, dans laquelle nous proposons un mécanisme par lequel les ailerons flexibles sont capables de produire une poussée plus importante que dans le cas rigide.

---

<sup>3</sup>Dans le cas des insectes, la structure interne de l'aile résulte de son système veinal. Dans le cas des oiseaux et poissons, d'autres systèmes interviennent aussi dans la structure interne des ailes et nageoires.



## Introduction aux sillages d'ailerons oscillants

Comme il a été mentionné dans l'introduction, les systèmes avec des ailes battantes, artificiels ou naturels, sont en général décrits en fonction d'un paramètre unique, le nombre de Strouhal  $St_A = fA/U_0$ , défini avec la fréquence  $f$  et l'amplitude  $A$  du battement, ainsi que la vitesse de croisière  $U_0$ . Des expériences de laboratoire avec des ailerons oscillants (Anderson *et al.* (1998)) ont montré que l'efficacité propulsive a un maximum localisé toujours dans l'intervalle  $0.2 < St_A < 0.4$ . D'autre part, des données compilées par Triantafyllou *et al.* (1991), Taylor *et al.* (2003) montrent que le nombre de Strouhal pour une grande gamme d'animaux nageurs et volants en régime de croisière est aussi contenu dans cet intervalle. Cette observation n'est pas surprenante dans la mesure où, au cours de l'évolution, la sélection naturelle a dû préserver les animaux dont l'efficacité propulsive était maximale. Néanmoins, les raisons physiques déterminant une configuration de battement plutôt qu'une autre comme choix optimal pour générer efficacement une force de propulsion, demeurent largement incomprises.

De plus, nous avons expliqué l'intérêt d'une représentation quasi-bidimensionnelle du sillage pour rendre compte d'éléments dynamiques clés, comme la création et l'organisation de la vorticité, qui sont cruciaux pour la compréhension des sillages propulsifs naturels (Wang, 2000*a*; Minotti, 2002; Protas & Wesfreid, 2003; Alben & Shelley, 2005). Je fais dans ce chapitre une courte revue de ce qui a été étudié dans cette optique quasi-bidimensionnelle, en particulier au laboratoire PMMH, sur les mécanismes et dynamiques de base associés à l'écoulement derrière un aileron oscillant (*c.f.* Godoy-Diana *et al.*, 2008*a*, 2009, avec notamment une contribution de ma part en début de thèse sur le deuxième article).

## 4.1 Propriétés de symétrie et diagramme de phase

Pour un nombre de Reynolds donné, un point de l'espace des paramètres  $\langle St_D, A_D \rangle$  définit une configuration de battement de l'aileron, à laquelle est associée un motif de vorticit   donn   dans son sillage. Une   tude param  trique en fonction de ces param  tres permet d'identifier trois r  gimes d'  coulement, et de situer dans cet espace les transitions d'un r  gime    l'autre. Ces r  gimes sont repr  sent  s dans la figure 4.1    l'aide des champs instantan  s de la vorticit   verticale (parall  le    l'axe de rotation de l'aileron) ainsi que du champ moyenn   dans le temps de la vitesse horizontale (dans le sens de l'  coulement moyen du tunnel). Nous observons successivement ces diff  rents r  gimes, de haut en bas, en augmentant l'amplitude  $A_D$  tandis que la fr  quence  $St_D$  est maintenue fixe.

Finalement, dans le troisi  me r  gime la sym  trie du sillage est bris  e en raison de la cr  ation d'un dip  le    chaque p  riode d'oscillation de l'aileron qui produit une d  viation du jet moyen.

La premi  re ligne ( $A_D = 0.36$ ) correspond au cas typique de battement    faible amplitude, qui produit un sillage forc   ressemblant    l'all  e de B  nard-von K  rm  n (BvK) naturel, mais avec une fr  quence d'  mission tourbillonnaire fix  e par la fr  quence du battement ((Vial *et al.*, 2004; Thiria *et al.*, 2006; Thiria & Wesfreid, 2007)). En particulier, la vorticit   engendr  e dans les couches limites de chaque c  t   de l'aileron "s'enroule" pour cr  er des tourbillons qui, au cours de leur advection en aval, restent du m  me c  t   de l'axe de sym  trie du sillage (celle-ci est d  finie par l'axe longitudinal de l'aileron lorsque son incidence avec l'  coulement moyen du tunnel est nul). L'  coulement moyen pr  sente dans ce cas un d  ficit de vitesse dans le sillage, caract  ristique des   coulements observ  s derri  re tout obstacle. Un tel sillage conduit ainsi    une force de tra  n  e. L'augmentation de l'amplitude permet ensuite de visualiser clairement le m  canisme par lequel la position des tourbillons s'inverse pour aboutir ensuite au r  gime de type BvK invers  . Plus l'amplitude est augment  e, plus les tourbillons se rapprochent de part et d'autre de la ligne de sym  trie du sillage jusqu'   s'y retrouver totalement align  s, avec un sens de rotation des tourbillons altern   (deuxi  me ligne de la figure 4.1). A partir de cette position, si nous continuons d'augmenter l'amplitude, les tourbillons continuent leur migration en traversant l'axe de sym  trie, ce qui donne lieu    une inversion du signe de la vorticit   du sillage par rapport au sillage de type BvK (troisi  me ligne de la figure 4.1). Dans ce r  gime, les tourbillons engendr  s d'un c  t   de l'aileron sont   mis dans le sillage de l'autre c  t   de la ligne de sym  trie, constituant ainsi une all  e de BvK invers  e. Cette transition se traduit sur l'  coulement moyen par le passage d'un d  ficit de vitesse vers un exc  s de vitesse derri  re l'aileron. A la transition, l'alignement des tourbillons entra  ne la disparition du d  ficit de vitesse, tandis que dans le r  gime de BvK invers  , l'inversion des tourbillons engendre un exc  s de vitesse. Dans ce dernier cas, un jet de vitesse caract  ristique est observ  , signe que l'all  e tourbillonnaire g  n  re une force de propulsion sur l'aileron ! Enfin, si nous augmentons encore l'amplitude, une brisure spontan  e de sym  trie dans le sillage est observ  e (derni  re ligne de la figure 4.1). Les tourbillons   mis s'apparient deux



par deux en une paire contrarotative, formant une structure dipolaire qui se propage obliquement d'un même côté de la ligne de symétrie du sillage. Un dipôle est formé à chaque cycle du battement en même temps qu'un tourbillon d'intensité beaucoup plus faible qui est relâché de l'autre côté du sillage. Le champ moyen associé présente toujours un jet de vitesse, mais dont la direction est défléchie par rapport à l'axe de symétrie du sillage. La déviation du jet peut être observée selon les expériences d'un côté ou l'autre de l'axe de symétrie du sillage. Le choix par le système d'une direction ou l'autre semble dépendre des conditions initiales : le premier dipôle qui se forme entraîne derrière lui du fluide, ce qui défléchit l'écoulement moyen et force les tourbillons suivants à suivre la même trajectoire. Par ailleurs, un changement de direction spontané du jet (d'un côté à l'autre du sillage) a pu être observé, suggérant la sensibilité de ce régime aux petites perturbations extérieures. Ces observations ont été retrouvées dans d'autres travaux numériques et expérimentaux (Jones *et al.* (1998), Buchholz & Smits (2008), Popinet (2009)). Par ailleurs, la nature quasi-bidimensionnelle du sillage est rapidement perdue pour les régimes asymétriques et la cohérence des structures tourbillonnaires n'est plus visible au-delà de deux périodes de battement dans notre plan de mesure à mi-hauteur. Cependant, la brisure de symétrie semble tout de même provenir d'un phénomène 2D. Cette hypothèse est également supportée par l'observation dans des expériences de film de savon de sillages asymétriques (Couder (1986); Lentink *et al.* (2008)). La figure 4.2 illustre un cas de sillage asymétrique obtenu dans un film de savon par Lentink *et al.* (2008).

Il est possible de désigner ces différents sillages en reprenant le code établi par Williamson & Roshko (1988) pour répertorier et classifier tous les types d'arrangements tourbillonnaires observables dans les sillages de cylindres oscillants. Ce code de lettres et de nombres permet de décrire les combinaisons de paires de vortex et de vortex isolés, émis à chaque cycle d'oscillation. La lettre P désigne une paire de vortex, tandis que la lettre S désigne un vortex isolé. Les sillages BvK ou BvK inversé correspondent ainsi au type 2S, tandis que les sillages asymétriques correspondent au type P+S.

Le diagramme de phase des régimes d'écoulement derrière l'aile oscillant, obtenu par Godoy-Diana *et al.* (2008a) pour un nombre de Reynolds (basé sur la corde de l'aile) de 1173 est représenté dans la figure 4.3 (gauche). Les différents symboles correspondent au type de sillage tourbillonnaire observé. La région inférieure des basses amplitudes et bas nombres de Strouhal est occupée par les régimes de types BvK ( $\square$ ). Ces sillages s'étendent d'un côté pour les hauts nombres de Strouhal si l'amplitude est suffisamment basse, et d'un autre côté pour les hautes amplitudes, si c'est le nombre de Strouhal qui est suffisamment bas. Les sillages asymétriques ( $\triangle$ ) occupent la région hauts nombres de Strouhal et hautes amplitudes. Entre ces deux régions se trouvent les sillages de types BvK inversés (+). Les lignes de transitions entre ces différents régimes sont représentées en bleu et en pointillé vert. Il est intéressant de noter que la ligne (bleue) de transition BvK-BvK inversé

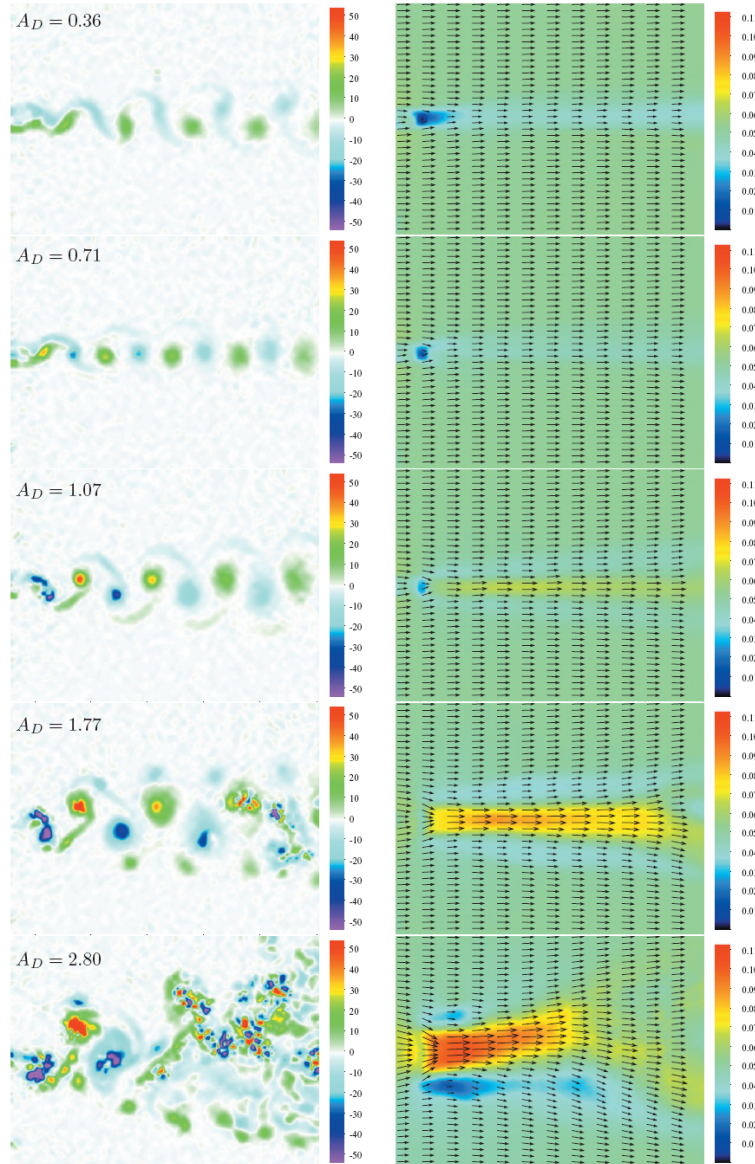


FIG. 4.1: Évolution du sillage avec l'amplitude de battement  $A_D$  pour un nombre de Strouhal fixe ( $St_D = 0.22$ ). La colonne de gauche présente des champs de vorticité instantanés tandis que la colonne de droite présente les champs moyennés dans le temps de la vitesse longitudinale (en  $\text{m s}^{-1}$ ). La fenêtre de visualisation, placée horizontalement à mi-hauteur de l'aileron, s'étend de  $-2D$  à  $20D$  dans la direction longitudinale (axe  $x$ ), et de  $-8D$  à  $8D$  dans la direction transverse (axe des  $y$ ), avec l'origine définie au bord de fuite de l'aileron, lorsqu'il est aligné avec l'écoulement. D'après Godoy-Diana *et al.* (2008a).

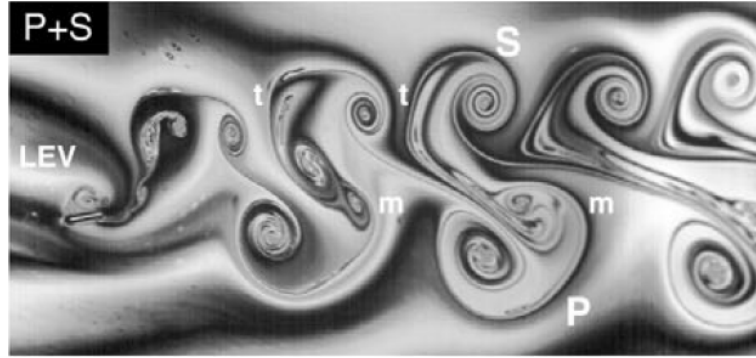


FIG. 4.2: Visualisation d'un sillage asymétrique derrière un aileron oscillant, obtenue dans un film de savon. L'écoulement du film de savon va de la gauche vers la droite. Les lettres suivent le code établi par Williamson & Roshko (1988). P désigne une paire de tourbillons, S un tourbillon isolé, t un tourbillon étiré et m un tourbillon émergent. D'après Lentink *et al.* (2008).

tend vers une valeur asymptotique  $A_D \sim 0.6$  pour  $St_D > 0.4$ , impliquant un seuil en amplitude en-dessous duquel le régime de type BVK inversé ne peut être produit.

En étudiant plus en détail la transition BvK-BvK inversée, Schnipper *et al.* (2009) ont montré, à partir de leurs expériences d'ailerons oscillant dans un film de savon, que la transition du sillage aux faibles fréquences et grandes amplitudes de battement sont plus complexes que la seule inversion de la symétrie de l'allée tourbillonnaire. La figure 4.4 présente ce diagramme de phase détaillé. Les couleurs désignent les différents types de sillage, et sont définis selon le code de Williamson & Roshko (1988) expliqué précédemment.

Ainsi, au niveau de la transition, des sillages de type 2P peuvent être observés. La figure 4.5 donne un exemple de ces différents sillages.

Finalement, il existe une grande variété de sillages observables dans le sillage d'un aileron oscillant, en fonction de sa configuration de battement. Cette zoologie ne présente cependant pas d'intérêt particulier dans le cadre de notre étude des sillages propulsifs observés dans la nature. En effet, l'existence de ces sillages résulte de la configuration expérimentale particulière d'un aileron oscillant non libre de se déplacer dans un écoulement, éloignée du cas réel d'un animal qui se propulse dans un fluide immobile. Nous ne retiendrons donc dans ce travail que les trois régimes principaux mentionnés dans ce paragraphe : BvK, BvK inversé et asymétrique.

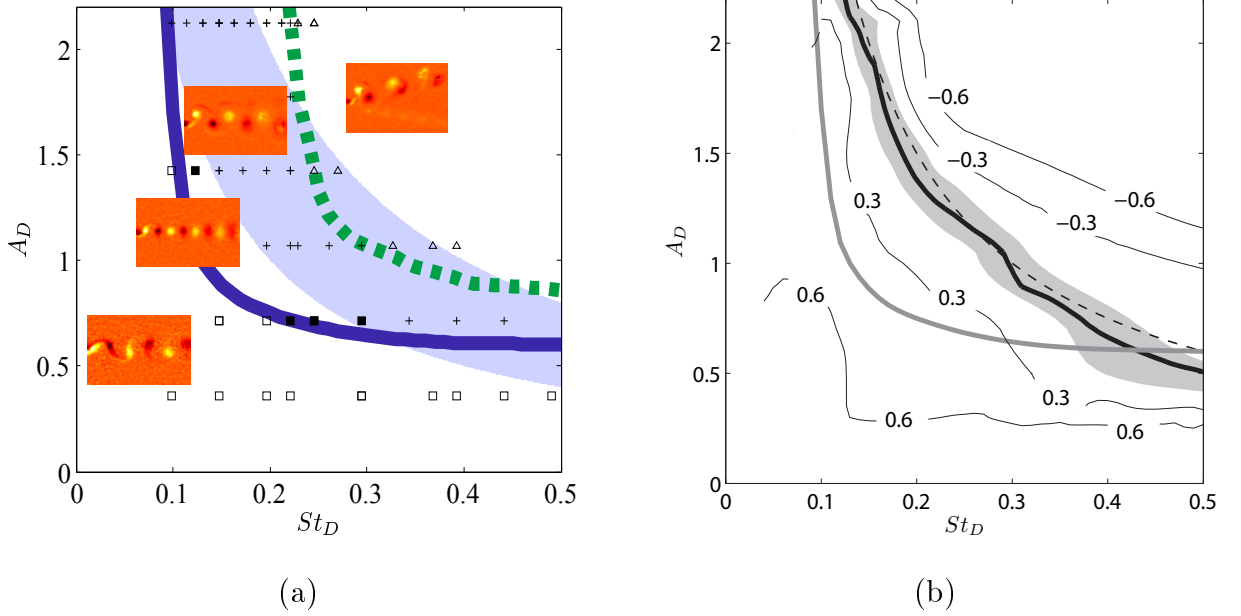


FIG. 4.3: Diagramme de phase présentant les différents types d'écoulements. (a) Points expérimentaux sur un espace  $A_D$  vs.  $St_D$  pour  $Re = 255$ .  $\square$  : régime BvK ;  $\blacksquare$  : transition BvK-BvK inversé ;  $+$  : BvK inversé ;  $\Delta$  : régime asymétrique. La ligne bleue représente la transition BvK-BvK inversé, et la ligne verte la transition BvK inversé-sillage asymétrique. L'aire bleue claire correspond aux valeurs  $St_A = 0.3 \pm 0.1$  où  $St_A = St_D \times A_D$ , dans laquelle évoluent les animaux. (b) Contours du coefficient de traînée  $C_D/C_{D0}$ . La ligne noire foncée correspond à la transition traînée-propulsion estimée pour laquelle  $C_D = 0$ . La ligne grise correspond à la ligne bleue de la figure (a). La ligne pointillée correspond à la courbe  $St_A = 0.3$ . (D'après Godoy-Diana *et al.*, 2008a).

## 4.2 Transition traînée-propulsion

A partir des champs de vitesse moyennés dans le temps, il est possible d'obtenir une estimation indirecte de la traînée moyenne subie par l'aileron en effectuant un bilan de quantité de mouvement dans un volume de contrôle englobant l'aileron. La traînée moyenne par unité de longueur selon  $z$  est donnée par (Batchelor (1967)) :

$$\mathfrak{D} = \rho \int U(y)[U_0 - U(y)] dy. \quad (4.1)$$

où  $\rho$  est la densité de l'eau,  $U_0$  la vitesse d'entrée dans le tunnel (prise au niveau du profil plat) et  $U(y)$  le profil de vitesse mesuré à une position fixe dans le sillage en aval de l'aileron. Plus de détails sont donnés sur cette méthode d'estimation de la traînée au chapitre 7. Il est intéressant de noter que le signe de la force dépend du signe de la différence des profils moyens en amont et en aval de l'aileron. Ainsi, un déficit de vitesse dans le sillage implique une force positive, donc la production de traînée, tandis qu'un excès de vitesse dans le sillage implique une force négative,

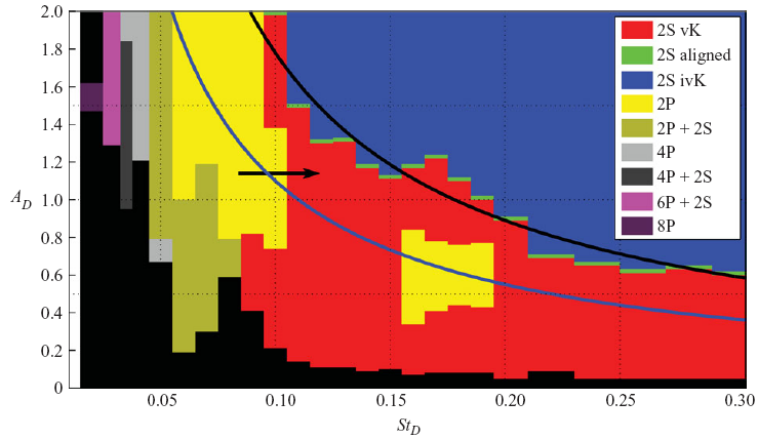


FIG. 4.4: Diagramme de phase détaillé de la transition BvK-BvK inversé. Les couleurs correspondent aux différents types de sillage. La légende utilise le code de Williamson & Roshko (1988). "vK" est utilisé pour "Von Kármán", et "vKi" pour "Von Kármán inversé". D'après Schnipper *et al.* (2009).

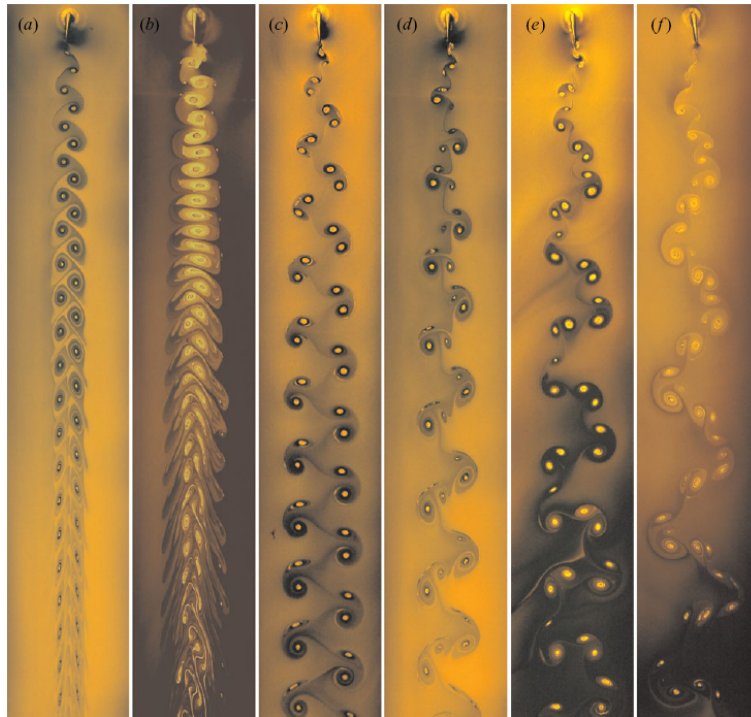


FIG. 4.5: Exemple de sillages visualisés derrière un aileron oscillant dans un film de savon. (a) Sillage de type BvK ( $St_D = 0.12$ ,  $A_D = 0.98$ ) ; (b) BvK inversé pour ( $St_D = 0.12$ ,  $A_D = 2.0$ ) ; (c) Sillage 2P pour ( $St_D = 0.08$ ,  $A_D = 1.4$ ) ; (d) Sillage 2P+2S pour ( $St_D = 0.053$ ,  $A_D = 1.2$ ) ; (e) Sillage 4P pour ( $St_D = 0.039$ ,  $A_D = 1.34$ ) ; (f) Sillage 4P+2S pour ( $St_D = 0.035$ ,  $A_D = 1.47$ ). D'après Schnipper *et al.* (2009).

donc la production d'une force de poussée. Dans le cas particulier des sillages asymétriques, la déflexion du jet dans le sillage de l'aileron génère une force non alignée avec le plan de symétrie de l'aileron, si bien qu'en plus d'une force de poussée il apparaît une force de portance. La formule 4.1 ne donne dans ce cas qu'une estimation approximative de la force longitudinale, car l'hypothèse d'écoulement parallèle sur laquelle elle est basée n'est plus vérifiée.

Nous pouvons définir le coefficient de traînée moyen 2D comme suit :  $C_D = \frac{\mathfrak{D}}{1/2\rho U_0^2 D}$ . Il correspond au rapport entre la force de traînée moyenne et le produit de la pression dynamique  $1/2\rho U_0^2$  par une surface de référence. Les courbes d'isovaleur du coefficient de traînée peuvent être obtenues par interpolation des valeurs obtenues pour chaque point expérimental du diagramme. Ceci nous permet d'identifier la transition traînée-propulsion, pour laquelle le coefficient de traînée est nul. La figure 4.3 (droite), présente les isocontours du coefficient de traînée  $C_D/C_{D0}$ , où  $C_{D0}$  est la valeur estimée dans le cas de l'aileron statique en incidence nulle avec l'écoulement du tunnel. La transition traînée-propulsion est représentée par la ligne noire épaisse, tandis que la transition sillage BvK-sillage BvK inversée est représentée par la ligne grise. Nous pouvons noter que la transition traînée-propulsion obtenue ne recouvre pas la région des sillages asymétriques pour laquelle l'estimation de la force est imprécise.

Par ailleurs, la courbe de traînée nulle obtenue ne correspond pas tout à fait à la transition entre les sillages de type BvK et BvK inversé. La réelle transition traînée-propulsion est en effet décalée vers les plus grandes valeurs d'amplitude et de Strouhal par rapport à l'apparition des sillages de type BvK inversés. Ainsi, il est possible d'observer dans une certaine région de notre espace des paramètres, un sillage de type BvK inversé, sans pour autant que la force nette produite soit propulsive. Dans ces cas, la propulsion générée par les tourbillons du sillage n'est pas suffisante pour surmonter la traînée totale moyenne due à la présence de l'aileron dans l'écoulement.

Finalement, si nous revenons sur les régimes propulsifs par battement d'ailerons rencontrés dans la nature, nous pouvons situer la région du diagramme correspondant à la nage et au vol battu, telle que  $St_A = 0.3 \pm 0.1$ , où  $St_A$  est le nombre de Strouhal basé sur l'amplitude du battement. En fonction des paramètres utilisés ici,  $St_A = St_D \times A_D$ , de telle sorte que l'intervalle précédent délimite une région entre deux hyperboles dans l'espace de phase  $\langle St_D, A_D \rangle$  (représentée par l'aire bleue claire sur la figure 4.3.a). Nous pouvons par ailleurs remarquer que la transition traînée-propulsion identifiée sur la figure 4.3.b est très proche de la courbe telle que  $St_A = 0.3$  (ligne pointillée) qui caractérise la propulsion animale. Ainsi les modèles de battements expérimentaux exposés dans ce paragraphe sont bien adaptés à l'étude des systèmes naturels.

### 4.3 Brisure de symétrie

Nous rappelons maintenant les mécanismes à l'origine de la brisure de symétrie dans le sillage décrits dans Godoy-Diana *et al.* (2009) (article joint dans l'annexe A). La structure tourbillonnaire du sillage permet d'expliquer qualitativement son apparition. En effet, observons dans la figure 4.6 la structure tourbillonnaire d'un sillage BvK inversé (représenté en haut) comparé au cas d'un sillage asymétrique (représenté en bas). Les champs de vorticité (4.6.a) et les lignes d'émissions (4.6.b) pour ces deux sillages y sont représentées.

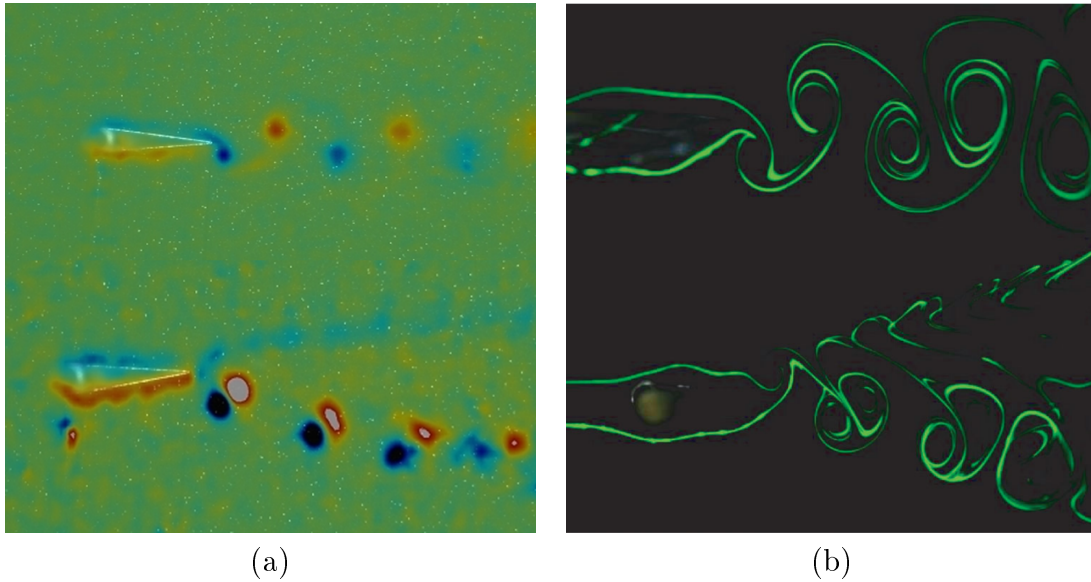


FIG. 4.6: Comparaison des sillages BvK inversé et asymétrique : (a) Champs de vorticité et (b) Visualisation par la technique de Fluorescence Induite par Laser (voir 3.2.1) des lignes d'émission.

Il apparaît clairement que la brisure de symétrie résulte de la formation d'une structure dipolaire à chaque période de battement à partir du couple de tourbillons contra-rotatifs émis. Nous pouvons alors considérer le sillage comme une succession de ces dipôles formés, comme indiqué dans la figure 4.7.

Les ellipses rouge et bleue illustrent les deux façons possibles de regrouper les tourbillons du sillage en dipôles successifs. Nous pouvons ainsi visualiser l'influence des tourbillons les uns par rapport aux autres, au sein de chaque paire que l'on considère. Dans le régime de BvK inversé, l'arrangement tourbillonnaire est régulier : l'influence mutuelle des tourbillons au sein d'une ellipse rouge ou bleue est donc la même. Dans le régime asymétrique, les paires repérées par l'ellipse rouge sont en revanche bien plus intenses que celles repérées par l'ellipse bleue. Ainsi la paire plus intense échappe à l'effet de "symétrisation" des tourbillons suivants dans l'allée en adoptant une trajectoire oblique. Il existe donc un certain seuil au-delà duquel la

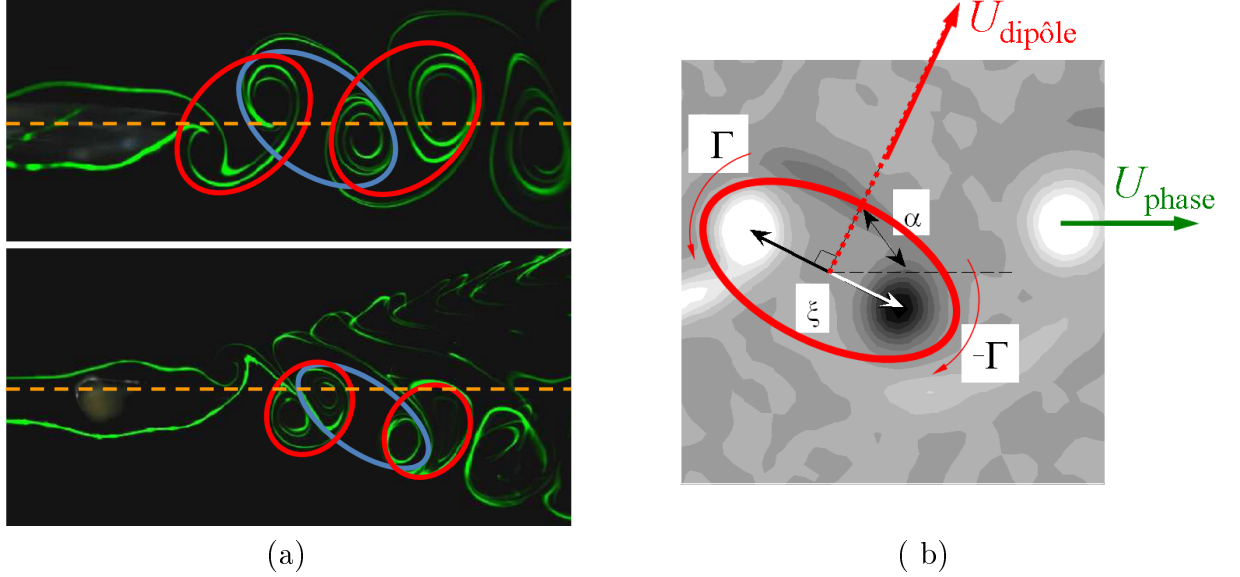


FIG. 4.7: (a) Représentation schématique de l'organisation des dipôles successifs dans les sillages de types BvK inversé et asymétrique, sur laquelle nous basons notre modèle de prédiction de la brisure de symétrie. (b) Schéma d'un dipôle formé par deux tourbillons contrarotatifs de l'allée. L'angle  $\alpha$  est défini entre l'horizontale et la ligne à angle droit du segment joignant les centres des deux tourbillons. D'après Godoy-Diana *et al.* (2009).

vitesse d'auto-advection du dipôle formé devient suffisamment importante pour que la structure se détache du tourbillon suivant dans l'allée (qui a donc été émis juste avant).

Nous proposons ici un modèle très simple basé sur cette observation. Si nous considérons un dipôle constitué de deux points vortex de circulation  $\pm\Gamma$  et séparés d'une distance  $\xi$ , la vitesse de translation du dipôle résultant de l'influence réciproque de chaque vortex sur l'autre, est donnée par la formule de Saffman (1992) :

$$U_{dipôle} = \frac{\Gamma}{2\pi\xi}. \quad (4.2)$$

La figure 4.7.b montre schématiquement comment ce modèle de dipôle peut s'appliquer à une paire de tourbillons de l'allée tourbillonnaire.

Les mesures de  $\Gamma$  et de  $\xi$  dans nos expériences nous permettent donc d'estimer l'évolution de cette vitesse dans notre espace des paramètres (voir figure 4.8 (gauche)). La vitesse du dipôle augmente avec le nombre de Strouhal, pour une amplitude donnée. D'autre part, plus l'amplitude imposée est importante, plus sa valeur augmente. En particulier, nous pouvons remarquer que la valeur de la vitesse du dipôle atteint jusqu'à 50 % la vitesse en amont  $U_0$ .

Par ailleurs, la vitesse de phase d'un tourbillon dans l'allée (i.e sa vitesse d'auto-



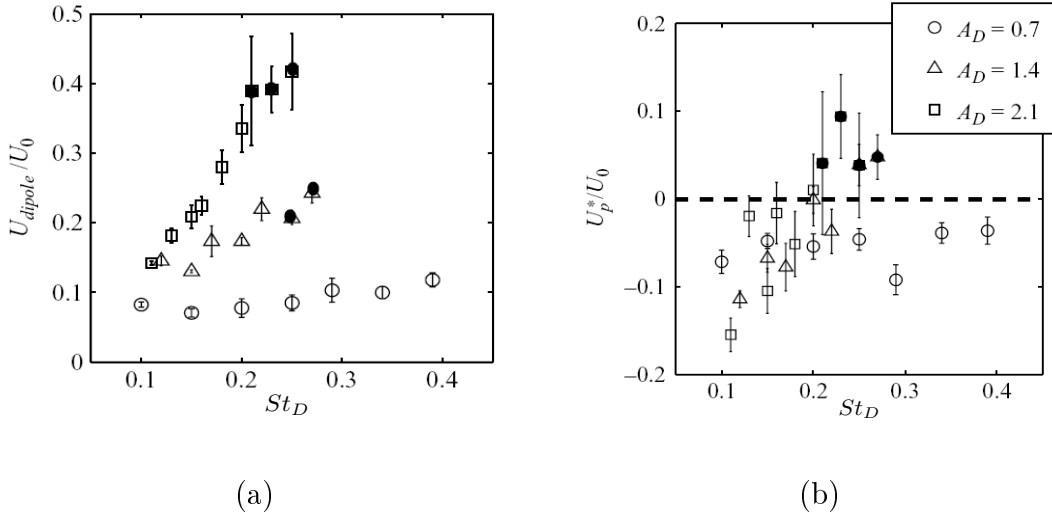


FIG. 4.8: (a) Vitesse de translation du dipôle initial  $U_{dip\grave{o}le}$  calculée selon l'équation ?? et (b) Vitesse de phase effective calculée selon l'équation 4.4, en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$  et pour les amplitudes  $A_D = 0.7, 1.4$  et  $2.1$ . Les sillages asymétriques sont repérés par les points noirs. D'après Godoy-Diana *et al.* (2009).

advection) résulte de la superposition de la vitesse de l'écoulement libre dans le tunnel  $U_0$  et de la vitesse induite par l'ensemble des tourbillons du sillage que nous notons  $\nu_i$  :

$$U_{phase} = U_0 + \nu_i. \quad (4.3)$$

Ainsi, la vitesse induite par les tourbillons dans la direction définie par la vitesse d'auto-advection d'un dipôle vaut  $\nu_i \cos \alpha = (U_{phase} - U_0) \cos \alpha$ , où  $\alpha$  est l'angle du dipôle par rapport à la ligne de symétrie du sillage. A priori, nous pouvons supposer que la brisure de symétrie survient lorsque la vitesse d'auto-advection du dipôle est suffisamment rapide pour qu'il échappe à l'action du tourbillon placé juste derrière dans l'allée (en aval), dont l'action est de stabiliser le dipôle dans l'allée symétrique. Cette hypothèse peut s'exprimer quantitativement en définissant une vitesse de phase effective  $U_p^*$  correspondant à la projection de la vitesse induite par les tourbillons de l'allée sur l'axe du dipôle, et à laquelle nous soustrayons la vitesse d'auto-advection du dipôle :

$$U_p^* = (U_{phase} - U_0) \cos \alpha - U_{dip\grave{o}le}. \quad (4.4)$$

Ainsi, si la vitesse de phase effective  $U_p^*$  est positive, l'arrangement symétrique des tourbillons sera facilement destabilisé pour donner un sillage asymétrique. En effet, dans cette situation, les tourbillons de l'allée tourbillonnaire en aval du dipôle contribuent à augmenter la vitesse du dipôle. La figure 4.8 (droite) représente les valeurs calculées de cette vitesse de phase effective pour nos expériences. Les symboles pleins correspondent aux cas de sillages asymétriques, et vérifient bien le critère  $U_p^* > 0$ . Ainsi, bien qu'issue d'un modèle de dipôle fortement idéalisé, notre prédiction pour

la brisure de symétrie concorde avec nos expériences, et constitue donc une base utile pour l'interprétation d'observations similaires dans la nature.

## Déformation des ailerons flexibles

Intéressons nous à présent aux cas d'ailerons flexibles. L'approche expérimentale choisie est donc la même que dans le chapitre précédent, mais nous y ajoutons un nouveau paramètre qu'est la flexibilité du matériau qui constitue l'aileron. Comme nous l'avions dit dans l'introduction de cette deuxième partie, nous nous concentrons ici sur le cas simplifié d'une déflexion passive de l'aileron bien que dans la nature la déformation des ailes ou nageoires soit aussi active. Cette étude nous permet ainsi d'étudier l'influence du module de résistance à la courbure des ailerons sur leur performance de propulsion.

Lorsqu'ils sont mis en oscillation dans le tunnel, les ailerons se déforment en se courbant le long de leur corde à cause de leur flexibilité. Les expériences montrent que cette déformation est uniforme sur toute la hauteur de l'aileron, si bien que nos mesures dans le plan horizontal à mi-hauteur de l'aileron sont suffisantes pour apprécier sa déformation globale. Dans ce plan, nous observons une évolution périodique de la courbure de l'aileron avec un maximum de courbure à chaque changement de direction de rotation.

Le but de ce chapitre est dans un premier temps de caractériser dynamiquement cette déformation, puis d'en identifier les mécanismes impliqués. Parmi nos quatre ailerons fabriqués A, B, C et D, nommés du plus flexible au plus rigide<sup>1</sup>, l'aileron D a été laissé de côté car sa déformation n'est pas suffisante pour que nous puissions l'observer avec nos moyens expérimentaux. Il ne présente donc pas d'intérêt puisqu'il est équivalent à l'aileron rigide. En conséquence, nous ne considérerons finalement que les ailerons A, B et C dans l'ensemble des études de ce manuscrit.

---

<sup>1</sup>La fabrication de ces ailerons est décrite dans la partie 3.1.2.1 et leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1.

## 5.1 Amplitude effective

Observons une expérience typique réalisée avec un enregistrement vidéo rapide (voir figure 5.1) : nous imposons à l'aileron une oscillation caractérisée par un jeu de paramètres ( $St_D$ ,  $A_D$ ) (lesquels correspondent au nombre de Strouhal  $St_D = fD/U_0$  et à l'amplitude imposée  $A/D$ ). Dans la figure :  $St_D = 0.5$  et  $A_D = 2.1$ ). La haute cadence de l'acquisition (500 images par seconde) nous permet de visualiser la forme de l'aileron à chaque instant. Sur la figure, seul un cliché sur 10 a été représenté, de façon à ce que les 12 images affichées recouvrent une période de battement de l'aileron. L'incrément en temps d'une image à l'autre est ainsi de 0.02 s, mais la vidéo complète a une fréquence d'acquisition de 0.002 s.

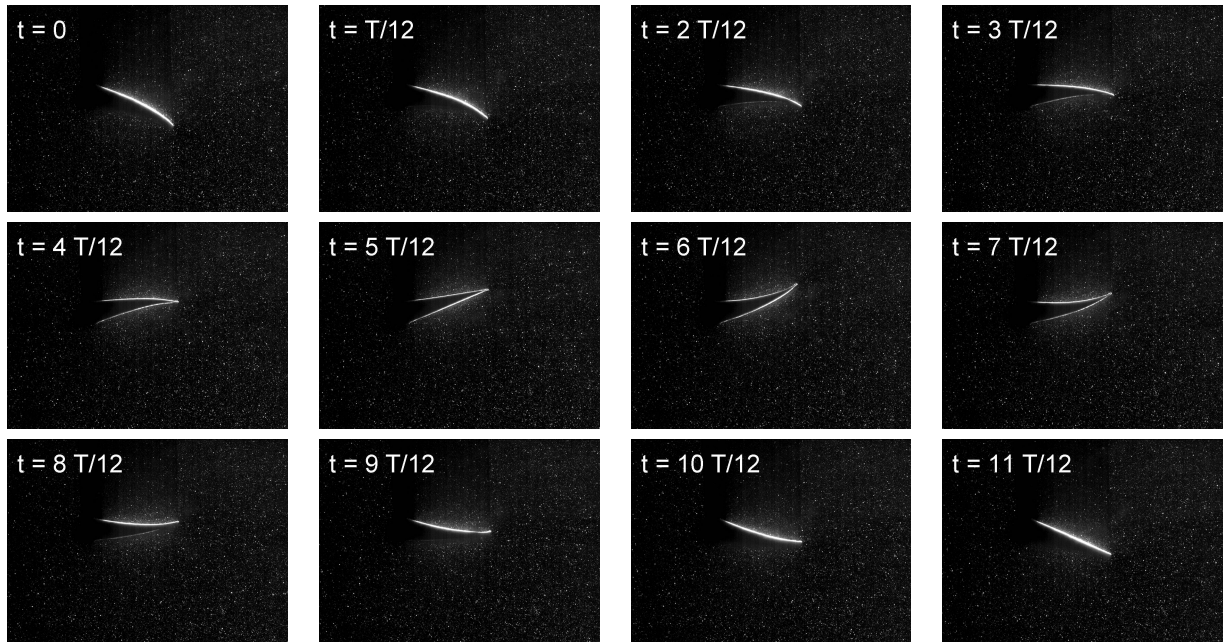


FIG. 5.1: Série temporelle d'images expérimentales de l'aileron oscillant réalisée avec la caméra rapide. La série couvre une période de battement, avec un incrément de  $T/12 \sim 0.02$  s entre chaque cliché. Nous observons la déformation de l'aileron au cours de son oscillation. Ici,  $St_D = 0.5$  et  $A_D = 2.1$ .

Pour chacune de mes acquisitions, j'ai effectué une superposition de mes séries d'images, laquelle permet de visualiser l'excursion complète de l'aileron pendant son battement. En effet, dû à la réflexion du laser sur l'un des bords de l'aileron, l'intensité lumineuse de l'image est maximale le long de ce bord. La moyenne quadratique, qui est une mesure statistique de l'intensité des fluctuations de l'image, permet donc de superposer les différentes positions occupées par ce bord de l'aileron au cours du temps. La figure 5.2 montre en a) un exemple d'image expérimentale de l'aileron à un instant donné et en b) la moyenne quadratique d'une série temporelle

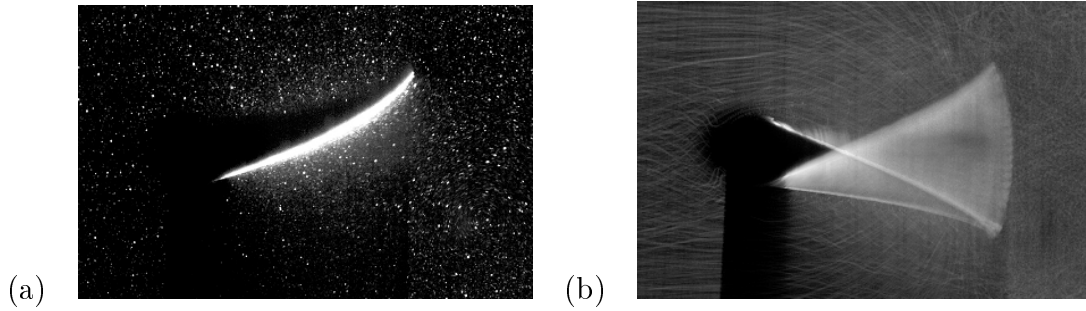


FIG. 5.2: a) Image expérimentale de l'aileron, sur laquelle le profil du bord de l'aileron est bien visible, dû à la réflexion du faisceau laser sur sa tranche. b) Superposition d'une série temporelle d'images (moyenne quadratique) permettant de visualiser l'excursion de la pointe de l'aileron pendant son battement. Ici,  $St_D = 0.10$  et  $A_D = 2.1$ .

Nous pouvons remarquer qu'à sa position basse, les deux bords de l'aileron sont éclairés par le laser (à cause d'une réflexion du faisceau sur les parois du tunnel), si bien que nous observons la forme complète de la pointe de l'aileron à cette position.

de telles images sur laquelle les positions successives du bord de l'aileron se superposent.

Ainsi nous observons que la déformation en flexion des ailerons entraîne une plus grande ouverture angulaire à la pointe de l'aileron que celle que nous imposons. L'amplitude effective  $A_{eff}$  mesurée pointe à pointe est donc plus grande que l'amplitude que nous imposons  $A$  qui serait mesurée dans le cas d'un aileron rigide. La figure 5.3 schématise cette déformation, et définit les paramètres que nous utilisons pour la caractériser : déflexion  $\delta$  de l'aileron, rayon de courbure  $\mathfrak{R}$  et déphasage  $\delta\phi$  de la pointe de l'aileron.

J'ai réalisé les mesures d'amplitudes pointe à pointe  $A_{eff}$  à partir des superpositions d'images pour chaque acquisition. Ces mesures sont rassemblées dans la figure 5.4, dans laquelle je représente d'une part l'amplitude effective  $A_{eff}$ , et d'autre part le rapport  $A_{eff}/A$  en fonction du nombre de Strouhal. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes imposées tandis que les couleurs distinguent les différents ailerons flexibles A, B et C (ces conventions de notation sont rassemblées dans le tableau 3.12 du chapitre 3).

De manière générale, l'écart relatif de l'amplitude effective  $A_{eff}$  par rapport à l'amplitude imposée  $A$  augmente avec la fréquence d'oscillation des ailerons. Par ailleurs, pour des nombres de Strouhal supérieurs à 0.25, nous pouvons aussi noter une tendance à ce que cet écart soit d'autant plus marqué que l'amplitude imposée est petite pour les ailerons A et B (5.4.b). En particulier, pour la plus haute fréquence ( $St_D \sim 0.45$ ) et plus petite amplitude ( $A_D = 0.7$  repérée par le symbole \*), l'amplitude effective de ces deux ailerons atteint jusqu'à 1.6 fois la valeur imposée. La déformation de l'aileron engendre donc dans ce cas une ouverture supplémentaire

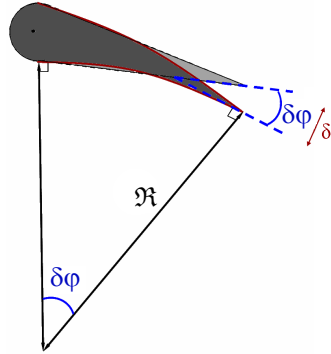


FIG. 5.3: Schéma de l'aileron et définition des paramètres utilisés pour caractériser sa déformation : la déflexion  $\delta$ , le rayon de courbure  $\mathfrak{R}$  et le déphasage  $\delta\phi$ .

à sa pointe d'environ 2 mm à chaque changement de direction, ce qui augmente l'amplitude pointe à pointe de 4 mm.

Alors que les mesures d'amplitudes des ailerons A et B se recouvrent tout à fait, l'aileron C, qui par ailleurs est le plus rigide des trois, se démarque par des amplitudes effectives systématiquement plus petites. De plus, pour sa plus petite amplitude d'oscillation  $A_D \sim 0.7$ , l'amplitude effective (symbole \* bleu) présente un comportement particulier : elle augmente avec le nombre de Strouhal, puis se stabilise au-delà de  $St_D \sim 0.2$  autour d'une valeur maximale égale à 1.2 fois l'amplitude imposée, soit une ouverture supplémentaire à chaque changement de direction de moins de 2 mm. Cette observation laisse penser que pour chaque amplitude imposée, il existe une valeur seuil du nombre de Strouhal (dépendant des propriétés structurales de l'aileron) au-delà de laquelle l'amplitude effective sature à une valeur maximale. Il existe ainsi une limite à la déformation de l'aileron.

Afin de s'affranchir des effets hydrodynamiques, nous avons effectué quelques mesures d'amplitudes pointe à pointe de l'aileron flexible A dans l'air (*i.e* dans le tunnel après vidange). Dans ces conditions, la densité de l'air 1000 fois inférieure à celle de l'eau permet de négliger les moments dérivés des effets de pression dynamique de l'air, si bien que la déformation possible de l'aileron résulte uniquement d'un équilibre entre les moments d'inertie (du solide) et d'élasticité engendrés par l'oscillation de l'aileron. Une discussion à ce propos a été abordée par Daniel & Combes (2002), qui étudient dans quelle mesure la forme instantanée d'une aile ou d'une nageoire est contrôlée par les parties structurelles (inertie de l'aile) par rapport aux forces

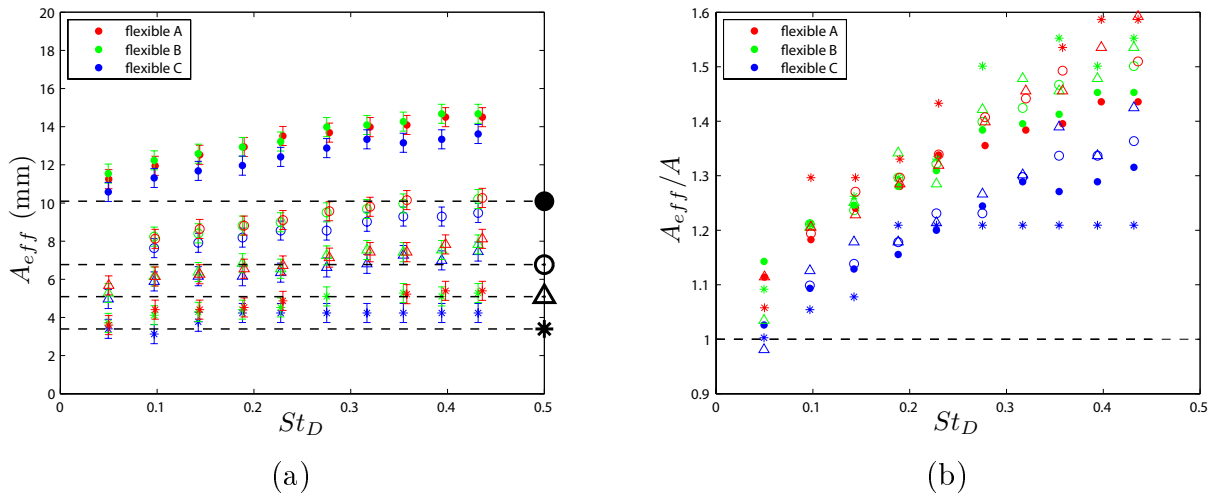


FIG. 5.4: (a) Amplitudes effectives point à pointe  $A_{eff}$  en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ . Les pointillés représentent les valeurs d'amplitude imposées aux ailerons. Les symboles choisis pour repérer ces amplitudes parmi nos points expérimentaux sont rappelés à droite de la figure au niveau de chacune des lignes. (Les symboles et couleurs de la figure suivent les conventions établies dans le tableau 3.12 du chapitre 3.) Nous pouvons ainsi directement visualiser le décalage entre les valeurs théoriques imposées et les valeurs mesurées pour chaque expérience.

(b) Rapport des amplitudes effectives point à pointe mesurées sur l'amplitude point à pointe imposée  $A_{eff}/A$  en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ . La ligne pointillée correspond à la valeur  $A_{eff}/A = 1$  pour laquelle l'amplitude effective est égale à l'amplitude imposée (aileron rigide).

hydrodynamiques. La figure 5.5 compare les mesures d'amplitude point à pointe effectuées dans l'eau ainsi que dans l'air, pour l'aileron A. Comme attendu, l'amplitude effective dans l'air est systématiquement inférieure à celle mesurée dans l'eau. Pour  $St_D \sim 0.1$ , la déformation de l'aileron n'est pas visible dans l'air, et l'amplitude effective coïncide avec l'amplitude imposée. En revanche, pour les nombres de Strouhal de 0.28 et 0.43, il existe une petite déformation et l'amplitude effective est légèrement supérieure à l'amplitude imposée. Celle-ci n'excède cependant pas plus de 1.2 fois la valeur imposée. Nous pouvons donc considérer que l'inertie du solide intervient peu dans la déformation de l'aileron tant que la fréquence n'est pas trop élevée. En particulier, elle ne peut plus être complètement négligée pour la plus haute fréquence testée  $St_D \sim 0.43$ , dans la mesure où elle est responsable du tiers de l'écart d'amplitude mesuré.

## 5.2 Courbure de l'aileron

Nous nous intéressons maintenant à la courbure proprement dite de l'aileron. Pour cela, j'ai tout d'abord extrait les profils successifs du "bord" de l'aileron sur lequel se

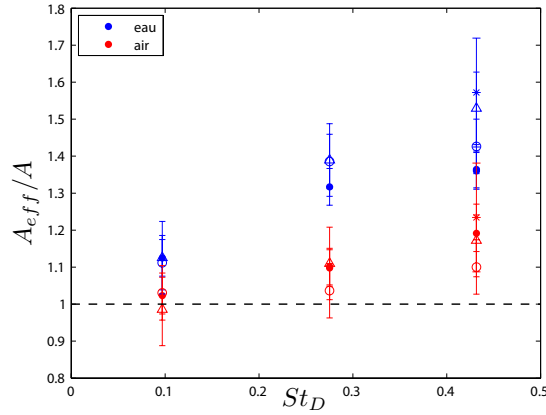


FIG. 5.5: Comparaison des mesures dans l'air et dans l'eau des amplitudes mesurées pointe à pointe  $A_{eff}$  divisées par l'amplitude imposée  $A_D$ , en fonction du nombre de Strouhal. Les mesures dans l'eau sont indiquées en bleu, tandis que les mesures dans l'air sont en rouge. Les mesures ne concernent ici que l'aileron A le plus flexible. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3.

réfléchit le faisceau du laser. Ceux-ci s'obtiennent facilement en repérant les points de plus forte intensité sur chaque image d'une série temporelle (voir 5.1).

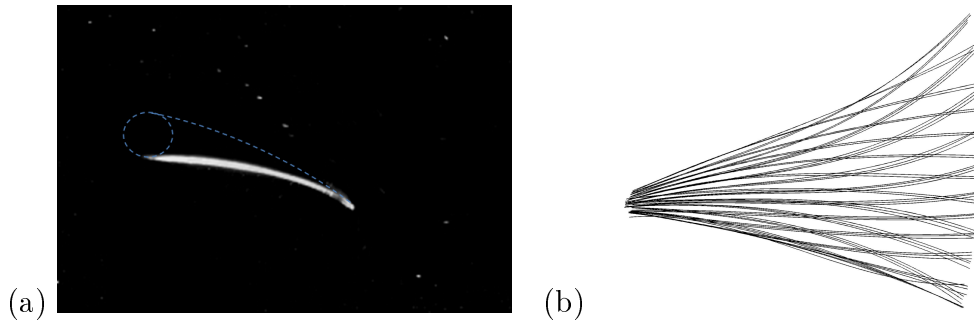


FIG. 5.6: (a) Image expérimentale de l'aileron. Le profil du bord de l'aileron présente une forte intensité, due à la réflexion du faisceau laser.

(b) Superposition des profils du bord de l'aileron au cours de son oscillation. Ces profils ont été obtenus sur chaque image en repérant les points de plus forte intensité, puis en y adaptant un polynôme cubique.

J'ajuste ensuite un polynôme cubique à ces points. La figure 5.6.b représente une superposition de profils successifs obtenus par cette méthode (seuls quelques temps ont été représentés pour plus de lisibilité). La valeur locale de la courbure obtenue le long de la corde de l'aileron (dérivée seconde du polynôme) reste relativement constante, si bien que j'ai choisi de n'en retenir que la valeur moyenne pour chaque temps. La figure 5.7 représente l'évolution temporelle de cette valeur moyenne de la courbure. Celle-ci varie périodiquement avec le battement de l'aileron, en oscillant



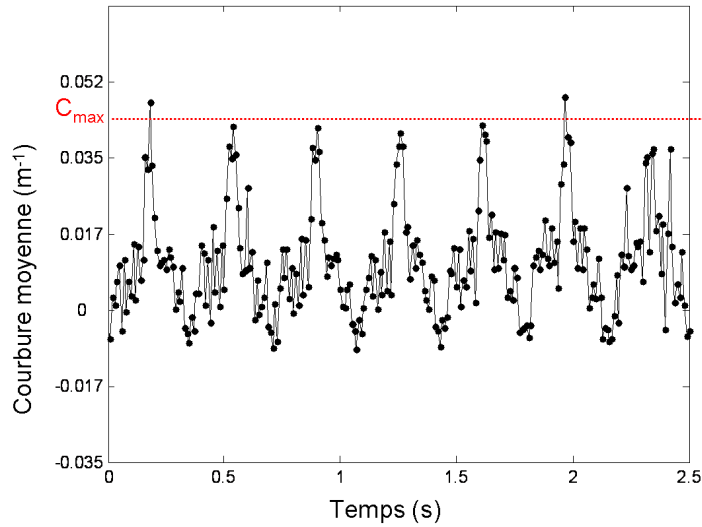


FIG. 5.7: Évolution temporelle de la courbure de l'aile, moyennée sur sa longueur. Nous définissons la courbure maximale de l'aile  $C_{max}$  comme la valeur moyenne des pics de la courbure moyenne.

entre un maximum et un minimum, les maxima coïncidant avec les changements de direction de l'aile. Le maximum est nettement plus marqué que le minimum. En effet, mon étude de la courbure ne prend pas en compte la forme de l'aile dans son ensemble, mais seulement la déformation d'un de ses côtés. Le battement de ce côté n'est pas tout à fait symétrique, et la courbure est plus importante lorsque l'aile se courbe du côté opposé au laser. Les profils de la figure 5.6 b) ainsi que la moyenne quadratique de la figure 5.2 b) permettent de visualiser cette légère dissymétrie. Par ailleurs, les variations de courbure sont brutales à cause de l'oscillation triangulaire imposée à l'aile.

Les résultats présentant la courbure maximale pour chaque amplitude testée en fonction du nombre de Strouhal sont reportés dans la figure 5.8.a, pour les ailerons A et B. Pour une amplitude donnée, le maximum de courbure croît linéairement avec la fréquence d'oscillation de l'aile. Par ailleurs, pour une même fréquence, ce maximum est d'autant plus élevé que l'amplitude d'oscillation imposée est importante. Pour la plus grande fréquence et plus forte amplitude de battement, la courbure maximale atteint  $0.36 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui donne un rayon de courbure de 2.8 cm. Ces constats m'ont amenée à représenter la courbure maximale en fonction du produit de l'amplitude imposée par la fréquence  $Af$  (voir figure 5.8.b). Toutes nos mesures s'alignent sur une même droite. Le paramètre  $Af$  est donc bien adapté pour caractériser la courbure maximale subie par les ailerons oscillants. Il est cependant surprenant que la rigidité de l'aile n'intervienne pas dans ce problème. Nous reviendrons sur ce constat à la fin de cette section.

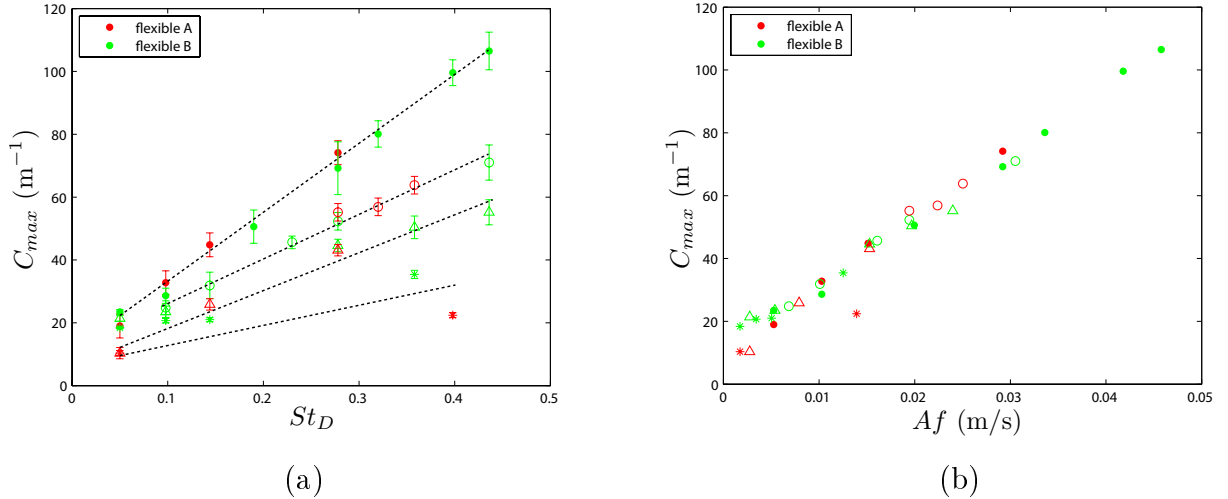


FIG. 5.8: Évolution du maximum de courbure de l'aileron :

(a) en fonction du nombre de Strouhal, pour nos quatre amplitudes testées, et  
 (b) en fonction du produit de l'amplitude par la fréquence du battement  $Af$ . Ici seules quelques expériences ont été traitées pour les ailerons A et B. Ces mesures sont suffisantes pour établir la loi linéaire que suit le maximum de courbure avec  $Af$ . Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3.

Par ailleurs, nous avons effectué une mesure de la courbure maximale dans l'air, avec l'aileron le plus flexible A, et pour la valeur maximale de  $Af$  testée (i.e  $St_D \sim 0.43$  et  $A_D \sim 2.1$ ). La valeur obtenue vaut 20 % celle mesurée dans l'eau (pour les mêmes paramètres). Cette valeur est comparable aux mesures réalisées dans l'eau aux faibles valeurs de  $Af$ , lesquelles correspondent à un aileron très peu déformé. Cette observation montre de nouveau que ce sont essentiellement les effets hydrodynamiques qui sont responsables de la déformation observée dans l'eau.

### 5.3 Déphasage de la pointe de l'aileron par rapport à l'oscillation imposée

A cause de la déformation de l'aileron, il existe un léger déphasage entre le mouvement oscillatoire de la pointe de l'aileron et celui imposé à son axe de rotation. La pointe est ainsi systématiquement en retard de phase par rapport au mouvement de sa base. Ce déphasage peut être précisément mesuré si la fréquence d'acquisition des images est suffisante : en effet, les décalages temporels typiques étant de l'ordre du centième de seconde, une cadence minimum de 100 images par seconde est nécessaire. J'ai donc utilisé une caméra rapide (voir chapitre 3.3.2 pour plus de détails sur le matériel vidéo) avec une fréquence d'acquisition de 100 Hz, pour les

trois ailerons flexibles A, B et C, afin d'obtenir la résolution temporelle adaptée à cette mesure. Pour mesurer ce déphasage, j'ai extrait de mes films deux diagrammes spatio-temporels, pour deux localisations différentes de l'axe longitudinal, du profil d'intensité de l'image. Le premier diagramme correspond à une position proche de la pointe de l'aileron, tandis que l'autre correspond à une position proche de son axe de rotation. Ces deux positions sont indiquées sur la figure 5.9 a), et un exemple des diagrammes spatio-temporels obtenus est donné en b). Les diagrammes obtenus à partir de ces localisations nous permettent de suivre au cours du temps l'oscillation triangulaire de la base et de la pointe de l'aileron, laquelle correspond à l'évolution temporelle du maximum d'intensité du diagramme. Nous pouvons alors mesurer le décalage temporel des pics d'intensité de ces diagrammes. La figure 5.9 montre une mesure typique de ce décalage temporel pour les spatio-temporels obtenus dans le cas de l'aileron A, avec  $St_D \sim 0.28$ , et  $A_D \sim 5.1$ . Le déphasage en degrés est ensuite obtenu via la relation :  $\delta\phi = \omega \times \delta t$ , où  $\omega$  est la vitesse angulaire (en degrés/s) imposée par le moteur.

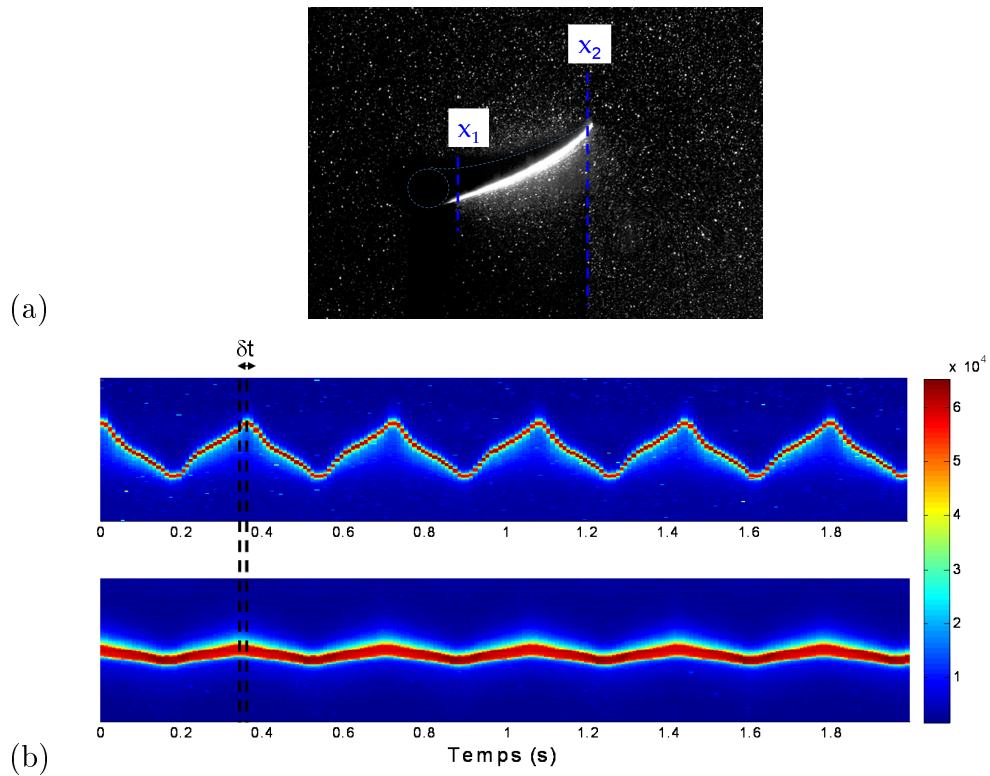


FIG. 5.9: Mesure du déphasage temporel de l'oscillation de la pointe de l'aileron par rapport à sa base. Les diagrammes spatio-temporels en (b) correspondent aux deux positions repérées sur l'image de l'aileron en (a). Le premier diagramme correspond à la position  $x_2$  proche de la pointe de l'aileron, tandis que le deuxième correspond à la position  $x_1$  proche de son axe de rotation.

Intéressons-nous un instant à l'allure du diagramme spatio-temporel de la pointe de l'aileron (voir diagramme supérieur de la figure 5.9). Le signal présente une courbure dont le signe s'alterne entre chacun de ses pics. En effet, l'aileron reste constamment courbé au cours de son oscillation, avec inversion de sa courbure à chaque changement de direction de rotation. Sa courbure se trouve ainsi toujours du côté opposé à son mouvement.

Les mesures de déphasage en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$  pour chacune des amplitudes testées sont résumées dans la figure 5.10 a). De même que pour la courbure, le déphasage est proportionnel à la fréquence pour une amplitude donnée. Et à fréquence fixée, il est d'autant plus marqué que l'amplitude imposée est importante. Le déphasage n'excède cependant pas les 8 degrés, ce qui est cohérent avec la faible déflexion à la pointe constatée précédemment dans mes mesures d'amplitudes effectives. (Celle-ci ne dépassait pas les 2 mm). Le décalage est donc très subtil, et ne peut être visible qu'à haute cadence. En particulier, il n'est pas observable à l'œil, et c'est donc uniquement grâce à la caméra rapide que nous pouvons en rendre compte ici.

Géométriquement, il existe aussi un déphasage ( $\delta\varphi$ ) qui peut être relié au rayon de courbure par la relation :  $\frac{1}{\mathfrak{R}} \sim \frac{\delta\varphi}{L}$  (voir figure 5.3). Nous pouvons donc nous attendre à ce que ce déphasage géométrique suive la même loi de proportionnalité avec le produit  $Af$  que celle observée pour le rayon de courbure. Si de plus, nous supposons que le déphasage temporel  $\delta\phi$  est lié au déphasage géométrique  $\delta\varphi$ , nous pouvons supposer qu'il suit lui aussi une loi linéaire en  $Af$ . C'est effectivement ce que nous constatons dans la figure 5.10.b. Par ailleurs, bien que le déphasage suive la même tendance pour tous les ailerons, nous pouvons noter qu'il est plus important pour le cas le plus flexible (aileron A).

De nouveau, j'ai effectué quelques mesures du déphasage dans l'air. Celui-ci peut être considéré nul même pour les plus fortes valeurs du produit  $Af$ , compte-tenu des barre d'erreurs. Nous pouvons donc raisonnablement considérer que le déphasage est introduit uniquement par les effets hydrodynamiques.

## 5.4 Mécanismes de déformation de l'aileron

Les résultats précédents ont montré que la déformation des ailerons dans l'eau est principalement due aux effets hydrodynamiques. Par ailleurs, nous avons pu identifier un paramètre adapté pour caractériser leur déformation, constitué du produit de l'amplitude par la fréquence d'oscillation  $Af$ . En terme de paramètre sans dimension, il s'agit en fait du nombre de Strouhal basé sur l'amplitude de l'oscillation  $St_A = \frac{fA}{U_0}$ , couramment utilisé dans la littérature pour décrire la cinématique des ailes ou nageoires des animaux en vitesse de croisière. En effet, la vitesse dans le tunnel  $U_0$  étant la même pour toutes nos expériences, nous avons donc, à un facteur près :  $Af \sim St_A$ . Par ailleurs, nos trois ailerons A, B et C adoptent une cinématique

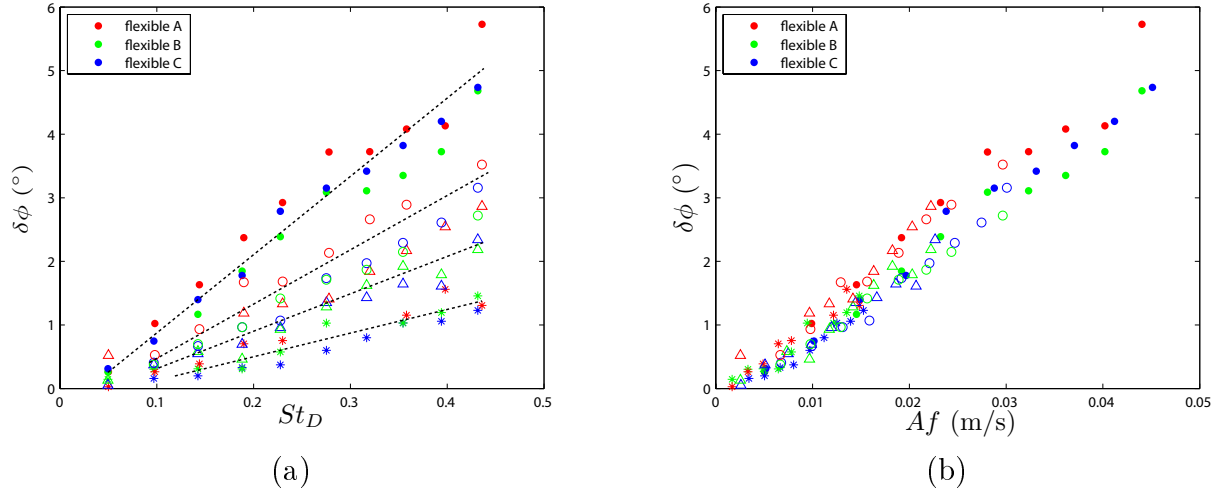


FIG. 5.10: Déphasage entre l'oscillation de la pointe de l'aileron et l'oscillation imposée au moteur, en fonction du nombre de Strouhal. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon les notations du tableau 3.12 du chapitre 3.

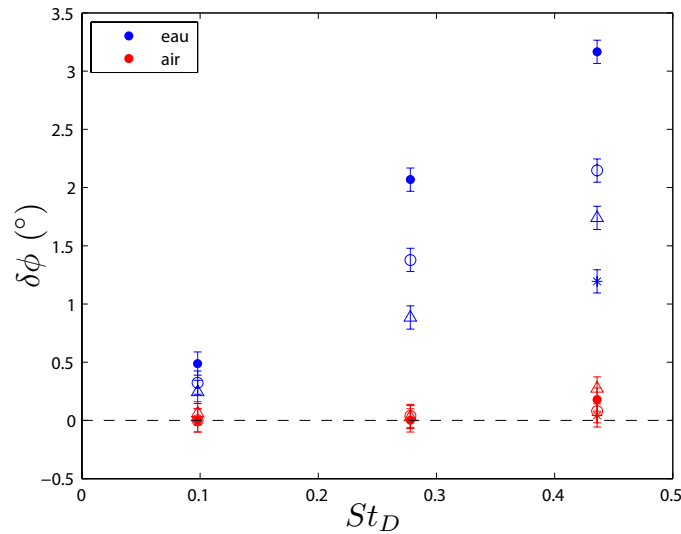


FIG. 5.11: Déphasage entre l'oscillation de la pointe de l'aileron et l'oscillation imposée au moteur, en fonction du nombre de Strouhal. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées, selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3.

très similaire, de sorte qu'il est difficile de les différencier dynamiquement. Ce résultat est surprenant dans la mesure où les ailerons n'ont pas le même module d'Young, et donc pas le même module de rigidité en flexion. En conséquence, le rayon de courbure caractéristique sur lequel la pointe des ailerons se déforme devrait varier d'un

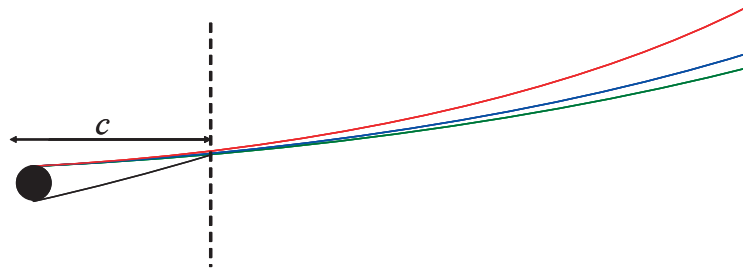


FIG. 5.12: Schéma présentant la déformation qui pourrait être observée si la corde des ailerons était plus grande. Les courbes de couleur différentes représentent les 3 ailerons A, B et C. Ainsi l'influence du module de résistance à la courbure n'est visible sur la déformation qu'au delà d'une certaine longueur de la corde. Nos expériences semblent correspondre à une situation pour laquelle la corde est trop petite pour permettre la distinction des ailerons, comme indiqué par le pointillé.

aileron à l'autre. Le fait qu'aucune différence ne soit observable laisse penser que la corde des ailerons est trop petite, comparée à la longueur caractéristique sur laquelle se fait la déformation, si bien que nous ne pouvons observer, à l'échelle de l'aileron l'influence du module de Young. Le schéma 5.12 illustre cette hypothèse.

## 5.5 Couples de forces en jeu

Il reste cependant une question à éclaircir : quelle est la force responsable de la déformation des ailerons ? Nous récapitulons dans cette partie les forces qui interviennent dans le problème, afin de déterminer par un raisonnement en ordre de grandeur leur impact sur la déformation des ailerons.

La mise en oscillation d'un aileron induit plusieurs effets, de nature hydrodynamiques et inertiels, qui tendent à le déformer. Les effets hydrodynamiques résultent de l'action des forces de pression dynamique du fluide sur l'aileron d'une part, et de la force produite par l'émission tourbillonnaire d'autre part. L'inertie de la masse solide (ou fluide) tend également à déformer l'aileron en s'opposant à son accélération. Ces différents effets sont contrebalancés par la réponse élastique de l'aileron. Afin d'établir des expressions approchées pour les moments de force en jeu, et d'en déterminer l'ordre de grandeur, nous introduisons quelques paramètres géométriques et cinématiques, rassemblés dans le schéma 5.13.

Nous considérons que la pointe de l'aileron suit un mouvement sinusoïdal de la forme  $A/2 \sin(\omega t)$ , avec  $A$  l'amplitude pointe à pointe du battement et  $\omega$  sa pulsation, si

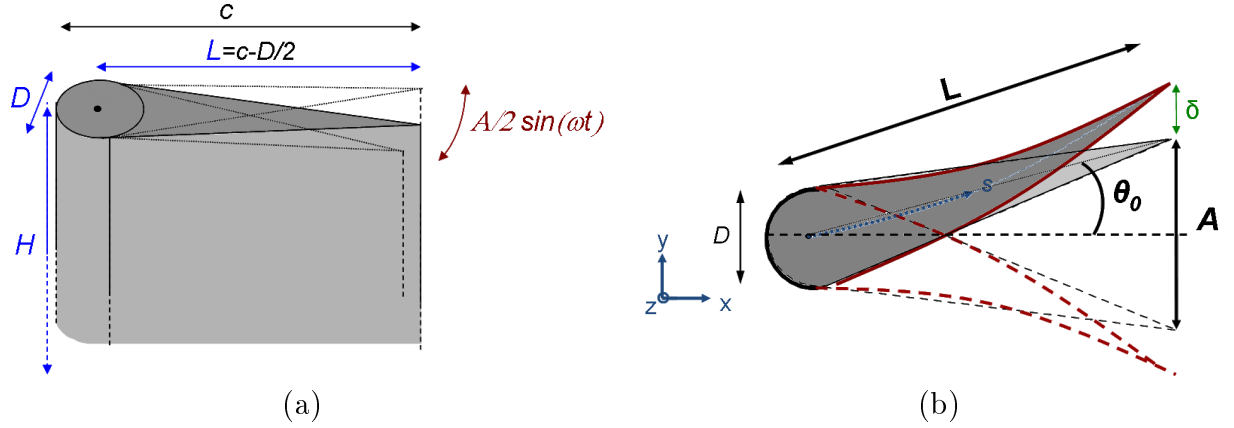


FIG. 5.13: Schémas de l'aileron présentant les grandeurs intervenant dans le problème. a) Vue d'ensemble (en biais) et b) Vue du dessus.

bien que la vitesse et l'accélération à la pointe sont respectivement de l'ordre de  $A/2\omega$  et  $A/2\omega^2$ , soit respectivement  $L\Theta_0\omega$  et  $L\Theta_0\omega^2$ .

Commençons par étudier les effets hydrodynamiques subis par l'aileron. Nous proposons d'estimer séparément l'ordre de grandeur des effets liés à la pression dynamique sur les parois de l'aileron de ceux liés à l'émission des tourbillons.

La pression dynamique  $1/2\rho u^2$  fait intervenir la densité du fluide  $\rho$ , ainsi que sa vitesse  $u$ . Cette vitesse peut être prise égale à la vitesse de l'écoulement moyen du tunnel  $U_0$  dans le cas de l'aileron statique, ou égale à la vitesse de déplacement de l'aileron lorsque celui-ci oscille, avec  $u \sim A\omega$ . Dans le cas de l'aileron oscillant, la force associée correspond à l'action de cette pression dynamique de l'eau  $1/2\rho u^2 = 1/2\rho(A\omega)^2$ , sur toute la surface de l'aileron  $HL$ . Le moment dérivé de cette force s'écrit donc, en intégrant le long de l'aileron :

$$M_{p.dyn.} \sim (\rho A^2\omega^2) (LH) L \quad (5.1)$$

Soit, avec  $A \sim L\theta_0$  :

$$M_{p.dyn.} \sim \rho (L^2\theta_0^2\omega^2) (LH) L \sim \rho HL^4\theta_0^2\omega^2 \quad (5.2)$$

Considérons maintenant le forçage induit par l'émission tourbillonnaire. Nous pouvons considérer que l'effet résulte d'une pression exercée localement par le tourbillon qui "tire" sur la pointe de l'aileron lors de sa formation avant d'être relâché dans le sillage. Seule la composante transverse de la force générée par ce tourbillon est susceptible d'engendrer une déformation de celui-ci. Nous pouvons obtenir un ordre de grandeur de cette composante en s'inspirant du théorème de Kutta-Jukowski. Celui-ci sert à calculer la portance qui s'exerce sur un profil d'aile à partir de la vitesse

relative du profil, la masse volumique du fluide ainsi que la circulation tout autour de l'aile du fluide :  $F_{portance}/H \sim \rho u \Gamma$ . Nous pouvons transposer cette formule dans notre cas, en ne considérant que la circulation du tourbillon qui se forme au bord de fuite de l'aileron. L'expression devient alors similaire à l'expression théorique (dans le cadre d'un fluide parfait, au premier ordre) de la force rotationnelle qui apparaît lors de la rotation d'une aile (pronation ou supination), et qui de la même façon ne fait intervenir que la circulation du tourbillon de bord de fuite. En effet, cette situation peut être rapprochée de la nôtre, puisqu'elle implique aussi l'émission d'un tourbillon à la pointe de l'aile.<sup>2</sup> Transposons la formule ci-dessus à notre cas, en ne considérant que la circulation du tourbillon qui se trouve au bord de fuite de l'aileron. Le moment associé à l'action de ce tourbillon peut alors s'écrire, en ordre de grandeur :

$$M_{vortex} \sim (\rho u \Gamma) H L \sim (\rho (L\theta_0\omega) \Gamma) H L. \quad (5.3)$$

$$M_{vortex} \sim \rho H L^2 \theta_0 \omega \Gamma. \quad (5.4)$$

Le rapport de la force engendrée par le tourbillon sur celle engendrée par les effets de pression dynamique nous donne :

$$\frac{M_{p.dyn.}}{M_{vortex}} \sim \frac{L^2 \theta_0 \omega}{\Gamma} \quad (5.5)$$

Dans nos expériences, nous avons  $L \sim 10^{-2}\text{m}$ ,  $L\theta_0 \sim 10^{-3}\text{m}$ ,  $\omega \sim 10\text{s}^{-1}$  et  $\Gamma \sim 10^{-3}\text{m}^2/\text{s}$ , ce qui nous donne :

$$\frac{M_{p.dyn.}}{M_{vortex}} \sim 10^{-1}. \quad (5.6)$$

Cependant, l'ordre de grandeur de la circulation que nous avons utilisé ici correspond à un vortex déjà formé dans le sillage. Or, au moment où celui-ci se forme, au niveau de la pointe de l'aileron, sa circulation est nettement plus faible. Nous avons donc surestimé le moment lié à l'émission tourbillonnaire. Nous pouvons donc considérer les deux moments  $M_{p.dyn.}$  et  $M_{vortex}$  comparables.

Par ailleurs, il est intéressant ici de mentionner différents tests que j'ai réalisés dont l'objectif était de mesurer un rayon de courbure caractéristique sur lequel l'aileron se déforme. Une première tentative a été de placer l'aileron perpendiculairement à l'écoulement, dans le tunnel (*i.e.* avec une incidence de  $90^\circ$ ). Cette configuration n'a pas engendré de déflexion suffisante pour que nous puissions la mesurer. Le moment  $M_{p.dyn.}$  estimé à partir de la pression dynamique  $1/2\rho U_0^2$  correspondant à ce cas est trop faible pour déformer l'aileron (même en augmentant la vitesse dans le tunnel  $U_0$  à la valeur maximale de  $8\text{ cm/s}$ , la déformation n'est pas observable). La deuxième tentative a été de mettre l'aileron en rotation uniforme autour de son

<sup>2</sup>Le mouvement de rotation d'une aile impose au niveau du bord de fuite un fort cisaillement, auquel s'oppose la viscosité du fluide. Une circulation additionnelle est alors générée au bord de fuite, qui se traduit par l'émission d'un tourbillon de bord de fuite dans le sillage.



axe dans l'écoulement. Ici encore, la déformation n'a pu être observée, même pour les plus hautes vitesses de rotation de  $300^\circ/\text{s}$  conduisant à des vitesses de l'ordre de  $0.11 \text{ m/s}$  à la pointe de l'aileron. Ces différents tests indiquent donc que la déformation de l'aileron survient principalement à chaque changement de direction de sa pointe, lorsque son accélération est non nulle. Or, les effets liés à la pression dynamique sont d'autant plus forts que la vitesse du fluide sur la surface est grande, et entraîneraient donc un maximum de déformation lorsque l'aileron a sa vitesse maximale, *i.e.* lorsque sa pointe passe par l'axe du tunnel. Ce n'est pas le cas ici. Nous pouvons ainsi deviner que d'autres effets entrent en jeu dans notre problème d'aileron oscillant. En particulier, nous pouvons nous attendre à ce que la variation brutale de la déformation de l'aileron observée aux changements de direction soit en partie liée au forçage triangulaire imposé à l'aileron.

Étudions maintenant les effets inertiels solides résultants de l'accélération de l'aileron. Ces effets sont présents même en l'absence de fluide environnant. Le moment associé correspond au produit de la masse de l'aileron par son accélération (force inertielle) par la longueur de l'aileron. Dans certaines conditions, le fluide extérieur peut intervenir : il se traduit alors par un phénomène de masse ajoutée, qui rend compte de l'accélération supplémentaire à fournir pour déplacer la masse de fluide environnant lorsque l'aileron effectue son mouvement.

Dans un premier temps, nous nous concentrons sur les effets inertiels "solides", sans prendre en compte l'éventuel effet de masse ajoutée. Dans le cas de notre aileron en rotation sinusoïdale autour de l'axe du cylindre, le moment inertielle correspond au produit de son moment d'inertie  $I$  par son accélération angulaire  $\ddot{\theta}$ . Cette formulation permet de prendre en compte la répartition de la masse le long de l'aileron, puisque le moment d'inertie quantifie la résistance de l'aileron lorsqu'il est soumis à une accélération angulaire. Nous écrivons donc :

$$M_{inertie} \sim I \ddot{\theta} \sim I (\theta_0 \omega^2). \quad (5.7)$$

Partant de la définition du moment d'inertie à deux dimensions, et compte tenue de la géométrie triangulaire de la pointe de notre aileron, son moment d'inertie s'écrit dans le plan  $(x, y)$  :

$$I_{2D} = \int_{x=0}^{x=L} H \rho_{aileron} D(x) x^2 dx = \rho_{aileron} \frac{DL^3}{12}. \quad (5.8)$$

Nous obtenons alors :

$$M_{inertie} \sim \left( \rho_{aileron} \frac{DL^3}{12} \right) H (\theta_0 \omega^2) \sim \rho_{aileron} \frac{HDL^3}{12} \theta_0 \omega^2 \quad (5.9)$$

Comparons maintenant l'effet du forçage inertielle par rapport au forçage du vortex :

$$\frac{M_{inertie}}{M_{vortex}} \sim \frac{\rho_{aileron} LD \omega}{12 \rho \Gamma}. \quad (5.10)$$

Avec  $\rho_{aileron} \sim \rho \sim 10^3 \text{ kg/m}^3$ , nous obtenons en ordre de grandeur :

$$\frac{M_{inertie}}{M_{vortex}} \sim 10^{-2}. \quad (5.11)$$

Cependant, tandis que le couple  $M_{vortex}$  est surestimé (voir plus haut), le couple  $M_{inertie}$  est, lui, sous-estimé dans notre approche. En effet, à partir de la décomposition spectrale du signal triangulaire imposé à l'aileron, nous avons pu constater que la réelle accélération subie par l'aileron est huit fois plus importante que l'accélération sinusoïdale prise en compte dans notre modèle (présence de huit harmoniques dans le spectre). Nous ne pouvons donc pas conclure trop vite à des effets inertiels négligeables. Par contre, des mesures expérimentales réalisées dans l'air (qui permettent donc de s'affranchir des effets hydrodynamiques) montrent que la déformation est en générale négligeable, ou du moins très faible dans le cas des plus hautes fréquences et grandes amplitudes de battement. Ces mesures confirment l'importance relativement faible des effets inertiels solides dans notre problème. Intéressons-nous cependant au cas de l'aileron dans l'eau : le phénomène de masse ajoutée est alors susceptible de jouer un rôle non négligeable : la masse de fluide déplacée par l'aileron pendant son battement exerce une force de contre-réaction, notamment pendant ses phases d'accélération et décélération. Dans le cas d'un fluide parfait, la théorie de Kirchhoff linéarisée au premier ordre permet d'estimer théoriquement la force normale engendrée par la masse ajoutée dans le cas d'un profil d'aile en mouvement combiné de pilonnement et de tangage (Fung (1969), Ellington (1984)) :

$$F_{m.ajoute} \sim \frac{1}{4} \rho \pi c^2 H (-\vec{a}_{c/2} \cdot \vec{n} + \dot{\alpha} U_{eff}), \quad (5.12)$$

où  $\vec{a}_{c/2} \cdot \vec{n}$  est l'accélération normale à l'aile pour un point situé à sa demi-corde  $c/2$ ,  $U_{eff}$  est la vitesse effective amont vue par le profil et  $\dot{\alpha}$  le taux de rotation de l'aile orienté positivement dans le sens horaire. Ainsi le terme  $\frac{1}{4} \rho \pi c^2 H$  correspond à la masse virtuelle de fluide mise en mouvement quand le profil accélère perpendiculairement à sa corde, et la mi-corde  $c/2$  correspond au centre de masse virtuelle. Dans le cas de notre aileron oscillant, le volume de fluide déplacé par l'aileron peut être estimé à partir de nos films. Celui-ci peut raisonnablement être considéré de l'ordre de  $ALH$ , si bien que la masse virtuelle déplacée de fluide est de l'ordre de  $\rho ALH \sim \rho L^2 \theta_0 H$ . Nous pouvons donc estimer le moment lié à la masse ajoutée comme suit :

$$M_{m.ajoute} \sim (\rho L^2 \theta_0 H) (A \omega^2) L \sim \rho H L^4 \theta_0^2 \omega^2. \quad (5.13)$$

Le rapport de ce moment sur le moment lié au vortex donne alors :

$$\frac{M_{m.ajoute}}{M_{vortex}} \sim \frac{L^2 \theta_0 \omega}{\Gamma} \sim 10^{-1}. \quad (5.14)$$

Ici encore le couple lié à la masse ajoutée est sous-estimé (puisque'il fait aussi intervenir le terme d'accélération sinusoïdale), tandis que celui lié au vortex est surestimé. Nous ne pouvons donc pas conclure à la prépondérance d'un effet par rapport à l'autre. En définitive, le forçage résulte d'une combinaison de tous les effets mentionnés ci-dessus. Les effets hydrodynamiques ainsi qu'inertiels interviennent donc dans notre problème, et nous ne pouvons pas les discerner.

Cependant, ce forçage est-il suffisant pour déformer notre aileron de manière appréciable ? Afin d'estimer la déflexion qui en résulte, assimilons pour simplifier l'aileron à une plaque mince d'épaisseur  $D$  et de module d'Young  $E$ . Nous verrons plus loin comment prendre en compte son profil triangulaire.

La rigidité de courbure de la plaque s'écrit  $B \sim E\mathfrak{I} \sim ED^3/12$ , (où  $\mathfrak{I}$  est le moment quadratique de la plaque, aussi appelé par abus de langage "second moment d'inertie". Cette quantité caractérise la géométrie de la section d'un corps sollicité en déformation). Le couple par unité de longueur engendré par la flexion de la plaque s'écrit  $B/\mathfrak{R}$ , où  $\mathfrak{R}$  est le rayon de courbure de la plaque.

Transposons cette expression au cas de l'aileron. Son moment élastique de résistance à la flexion s'écrit :

$$M_{\text{élastique}} \sim \frac{ED^3}{12\mathfrak{R}} H \quad (5.15)$$

Le rapport du moment élastique sur le moment lié à l'émission tourbillonnaire donne :

$$\frac{M_{\text{élastique}}}{M_{\text{vortex}}} \sim \frac{ED^3}{12\mathfrak{R}\rho L^2\theta_0\omega\Gamma}. \quad (5.16)$$

Nous pouvons en déduire un ordre de grandeur pour le rayon de courbure :

$$\mathfrak{R} \sim \frac{ED^3}{12\rho L^2\theta_0\omega\Gamma}, \quad (5.17)$$

ce qui donne, avec  $E \sim 10^4$  à  $10^5$  Pa selon l'aileron :

$$\mathfrak{R} \sim 10^{-2} \quad \text{à} \quad 10^{-1}\text{m}, \quad (5.18)$$

ce qui correspond bien aux observations expérimentales.

Le rayon de courbure est relativement grand, ce qui traduit une déformation de l'aileron faible pour toutes nos expériences. Nous pouvons par ailleurs remarquer que la courbure variant linéairement avec le produit de la fréquence par l'amplitude, elle devient rapidement indécélable dans la région basse de notre espace de phase.

Dans le paragraphe suivant, nous revenons sur ce raisonnement en considérant cette fois le profil triangulaire de l'aileron. Nous proposons un modèle théorique pour prédire la forme du profil de l'aileron, et calculer en particulier sa déflexion  $\delta$  à la pointe.

## 5.6 Modèle de déformation de l'aileron

Le travail exposé dans cette partie a été réalisé avec l'aide de José Bico (laboratoire PMMH).

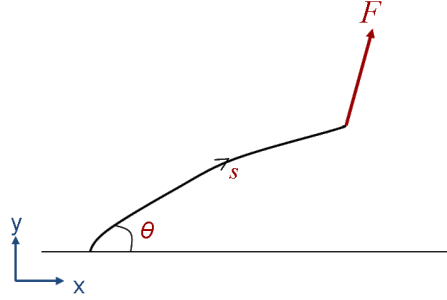


FIG. 5.14: Schéma illustrant le modèle de ligne élastique.

La force subie par l'aileron est en toute rigueur distribuée sur toute sa longueur. Supposons cependant pour simplifier que cette force soit ponctuelle et que l'aileron puisse être considéré comme une ligne élastique dont l'une des extrémités est encastree tandis que l'autre est libre, et soumise à une force ponctuelle  $F$  (voir figure 5.14). Nous nous plaçons donc ici dans une approche quasi-statique, en considérant qu'à chaque instant, la forme de l'aileron a le temps de s'adapter à la force instantanée qu'il subit.

L'équation de la dynamique d'une portion de ligne élastique s'écrit (équation d'Euler) :

$$\frac{d\vec{M}}{ds} + \vec{t} \wedge \vec{F} = \vec{0} \quad (5.19)$$

où  $\vec{M}$  est le moment élastique,  $\vec{F}$  la force totale exercée par l'amont sur l'aval de la ligne et  $\vec{t}$  le vecteur unitaire tangent à la ligne à l'abscisse curviligne  $s$ . Le moment élastique s'écrit :  $M = B_0 \frac{\partial \theta}{\partial s} = B_0 \dot{\theta}$ , où  $B_0 = ED^3/12$  est le module de rigidité en flexion de la ligne déjà introduit précédemment.

En considérant la force ponctuelle  $F$  parallèle à l'axe des  $y$ , nous obtenons :

$$B_0 \ddot{\theta} + F = 0, \quad (5.20)$$

qui s'intègre facilement, compte-tenu des conditions aux limites pour donner :

$$y = \frac{F}{2B_0} x^2 \left( L_0 - \frac{x}{3} \right). \quad (5.21)$$

Nous pouvons ainsi prédire l'ordre de grandeur de la force, via l'expression de la déflexion  $\delta = y(L_0) = \frac{F}{3B_0} L_0^3$  :

$$F = \frac{3B_0 \delta}{L_0^3}. \quad (5.22)$$

Avec  $B_0 \sim ED^3/12 \sim 10^{-6}$  Nm, et  $\delta \sim 10^{-3}$  m, l'ordre de grandeur de la force obtenu est de  $10^{-3}$  N. Ainsi le moment dérivé de cette force serait de l'ordre de

$FL_0 \sim 10^{-5}$  N.m. Cette estimation est compatible avec l'ordre de grandeur du moment de vortex dominant établi précédemment :  $M_{vortex} \sim \rho H L^2 \theta_0 \omega \Gamma \sim 10^{-5}$  N.m.

De plus, nous pouvons estimer la forme de l'aileron à partir de la valeur de la déflexion mesurée, en remplaçant dans l'équation 5.23 l'expression de  $F$  donnée dans l'équation 5.22 :

$$y = \frac{\delta}{2} \left( \frac{x}{L_0} \right)^2 \left( 3 - \frac{x}{L_0} \right). \quad (5.23)$$

Raffinons maintenant ce modèle en prenant en compte le profil non homogène de l'aileron : celui-ci peut être assimilé à une poutre flexible de profil triangulaire  $D(s) = D(1 - s/L)$ . Son module de rigidité en flexion varie le long de l'aileron :  $B(s) \sim ED(s)^3 \sim B_0(1 - s/L)^3$ . L'équation de départ 5.19 s'écrit dans ce cas :

$$B\ddot{\theta} + \dot{B}\dot{\theta} + F \cos \theta = B_0 \left( 1 - \frac{s}{L} \right)^3 \ddot{\theta} - \frac{3}{L} B_0 \left( 1 - \frac{s}{L} \right)^2 \dot{\theta} + F \cos \theta = 0. \quad (5.24)$$

En nous limitant aux cas de petites déformations, l'abscisse curviligne  $s$  peut être assimilée à la coordonnée  $x$ , et nous pouvons considérer  $\theta \sim dy/dx \sim y'$ ,  $\dot{\theta} \sim y''$  et  $\ddot{\theta} \sim y'''$ . L'équation peut donc s'intégrer, compte tenu des conditions aux limites du problème (angle nul à l'origine  $\theta|_{x=0} = 0$ , et courbure nulle à la pointe de l'aileron  $\dot{\theta}|_{x=L} = 0$ ) pour prédire la forme  $y(x)$  de l'aileron en fonction de la force  $F$ . Il est alors nécessaire d'introduire une longueur de coupure  $L_0$ , inférieure à  $L$  pour éviter d'obtenir une divergence de la courbure à la pointe. Effectivement, dans le cas idéal d'un profil en pointe, l'aileron deviendrait infiniment souple à sa pointe, ce qui n'a pas de sens physique. L'expression que nous obtenons alors s'écrit en fonction du paramètre  $\alpha = L_0/L$  (proche de 1) :

$$y(x) = -\frac{FL^3}{2B_0} \left( \frac{1 - \alpha}{1 - \frac{x}{L}} + 2 \ln \left( 1 - \frac{x}{L} \right) + (1 + \alpha) \frac{x}{L} - 1 + \alpha \right) \quad (5.25)$$

Par ailleurs, l'équation 5.24 peut être résolue numériquement via un algorithme de résolution d'équation différentielle, avec la donnée des valeurs initiales du problème. La longueur de coupure  $L_0$  est alors déterminée par la position à laquelle la courbure s'annule. La figure 5.15 montre un exemple de profil calculé numériquement à partir des conditions initiales à la base de l'aileron, superposé avec l'image expérimentale correspondante. La longueur  $L_0$  de coupure correspond au trait plein. Au-delà, les pointillés correspondent à une extrapolation linéaire jusqu'à la longueur réelle  $L$  de l'aileron.

Ainsi, bien que très simple, ce modèle est suffisant pour rendre compte de la déformation de l'aileron sous la contrainte d'une force. Des perspectives intéressantes pourraient être par exemple de déterminer l'évolution temporelle de la force grâce à la mesure des profils de la tranche de l'aileron ou d'intégrer le paramètre de flexibilité dans un code numérique via la déformation de l'aileron prédite par ce modèle.

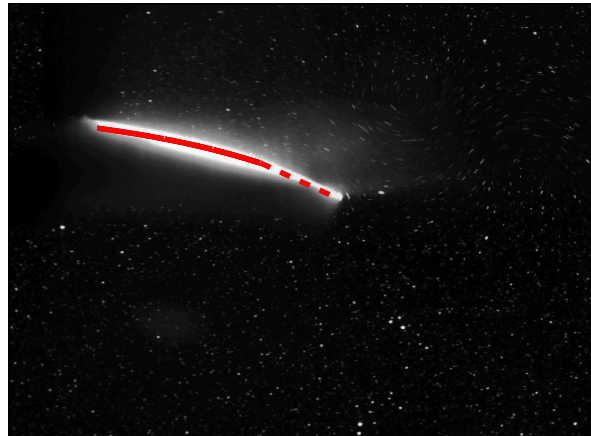


FIG. 5.15: Superposition du profil de la tranche de l'aileron calculé numériquement, avec l'image expérimentale correspondante. Ici  $FL_0^2/B_0 = 0.24$  et  $\alpha \sim 0.7$  (paramètres ajustables).

# Chapitre 6

## Sillages

A présent que nous avons caractérisé la déformation de l'aileron au cours de son oscillation, nous nous concentrons sur les conséquences éventuelles de cette déformation sur les sillages engendrés. En effet, bien que la déformation soit relativement faible, nous verrons qu'elle est suffisante, dans la gamme des plus hautes valeurs du produit  $Af$  explorée, pour changer l'arrangement tourbillonnaire du sillage.

### 6.1 Diagramme de phase

De la même façon que pour l'aileron rigide, nous avons classé en fonction des paramètres d'oscillation, les régimes d'écoulement observés dans le sillage des ailerons flexibles. Afin de comparer les diagrammes de phase obtenus pour les différents ailerons, nous avons pris en compte l'amplitude effective  $A_{eff}/D$  (étudiée dans la partie 5.1) pour reporter les points expérimentaux dans le diagramme. Nous retrouvons dans le cas des ailerons flexibles la transition entre un régime de type BvK et un régime de type BvK inversé, mais légèrement décalée vers les plus hautes fréquences et amplitudes par rapport au cas de l'aileron rigide. Par contre, la deuxième transition vers un sillage asymétrique n'est observée que pour l'aileron rigide. Ainsi, dans le cas des ailerons flexibles, le régime de type BvK inversé occupe tout le reste de l'espace des phases, pour notre gamme de  $\langle St_D, A_{eff}/D \rangle$  explorée. En fait, il peut arriver occasionnellement qu'un sillage asymétrique soit observé dans cette région, mais pas de façon systématique : si l'expérience est répétée plusieurs fois, le sillage qui prédomine reste bien symétrique. Ces exceptions semblent indiquer que la brisure de symétrie est survenue suite à une perturbation extérieure au système, confirmant une fois de plus sa sensibilité au bruit.

Dans la figure 6.1, j'ai reporté les points expérimentaux réalisés pour les différents ailerons dans le diagramme de phase des paramètres effectifs du battement  $\langle St_D, A_{eff}/D \rangle$ . Les ailerons sont distingués par des couleurs différentes, tandis que les symboles correspondent aux différents types de sillage observés. Compte-tenu de

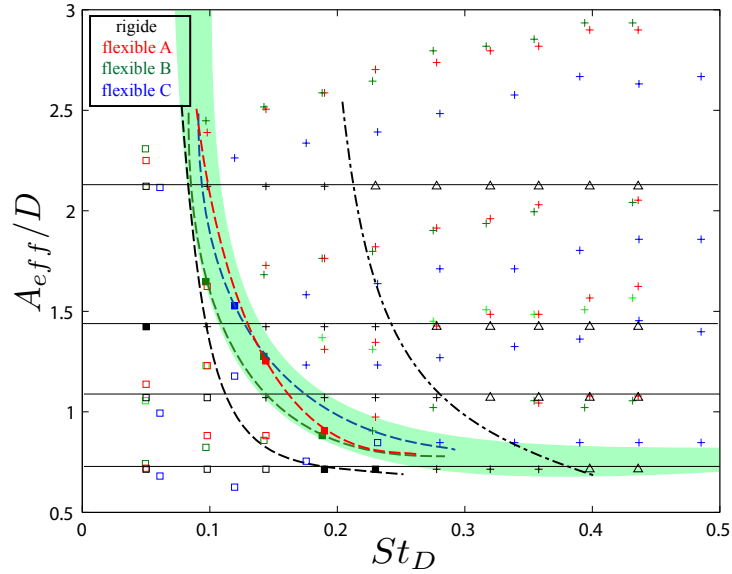


FIG. 6.1: Superposition des diagrammes de phase des différents ailerons dans l'espace des paramètres défini par la configuration de battement  $\langle St_D, A_{eff}/D \rangle$ , avec  $Re \sim 225$ . Les couleurs distinguent les différents ailerons, tandis que les symboles correspondent aux différents types de sillages observés :  $\square$  : régime BvK ;  $\blacksquare$  : transition BvK-BvK inversé ;  $+$  : BvK inversé ;  $\triangle$  : régime asymétrique. Les lignes pointillées correspondent à la transition entre les régimes BvK/BvK inversé pour chacun des ailerons. La ligne en pointillés irréguliers correspond à la transition entre les régime BvK inversé et asymétriques.

l'espacement de nos points de mesures, la localisation de la transition pour les différents ailerons ne peut pas être déterminée précisément dans l'ensemble de l'espace des phases. Cependant, les quelques expériences pour lesquelles le sillage est exactement à la transition (tous les tourbillons sont alors alignés sur la ligne de symétrie du sillage) nous permettent d'affiner son emplacement. Les courbes de transition pour chaque aileron ont été représentées dans la figure 6.1, de façon à passer par ces points exactement à la transition. Nous observons clairement le décalage de la transition de l'aileron rigide par rapport à celle des ailerons flexibles. Pour ces derniers, nous pouvons considérer que la transition obtenue est la même, compte-tenu de l'incertitude sur la position de la transition, représentée par l'aire verte.

Par soucis de lisibilité, nous ne représenterons dans les figures de ce chapitre que les mesures concernant l'aileron le plus flexible (aileron A) et l'aileron rigide. La figure 6.2 représente le diagramme de phase de l'aileron rigide. Nous y avons indiqué dans les inserts les champs moyens typiques de la vitesse longitudinale, obtenus dans chacune des trois zones de l'espace, dans le cas de l'aileron rigide (insert du haut) ainsi que dans le cas de l'aileron flexible (insert du bas) pour permettre de comparer.

Les champs moyens de l'aileron rigide et de l'aileron flexible diffèrent clairement l'un de l'autre, principalement dans la région hautes fréquences et grandes amplitudes pour laquelle les sillages de l'aileron rigide sont asymétriques. Alors que dans cette



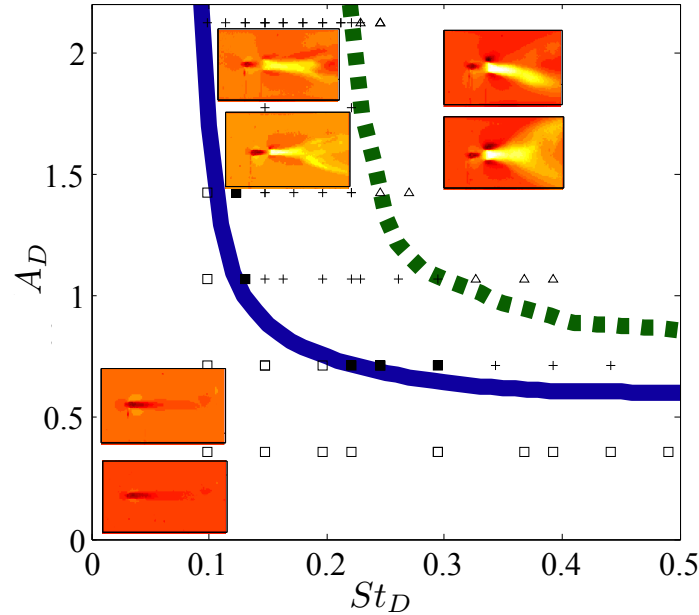


FIG. 6.2: Diagramme de phase de l'aileron rigide. Les inserts représentent les champs moyens typiques de la vitesse longitudinale, obtenus dans chacune des trois zones de l'espace pour l'aileron rigide (insert supérieur) et pour l'aileron flexible (insert inférieur). La ligne bleue correspond à la transition des sillages BvK/BvK inversé, tandis que la ligne verte repère la transition vers le régime asymétrique obtenue uniquement dans le cas de l'aileron rigide (voir aussi figure 4.3).

gamme de paramètres, le champs moyen de l'aileron rigide présente un jet défléchi de la ligne centrale du sillage, celui des ailerons flexibles garde un jet symétrique sur l'axe.

Il serait donc intéressant de déterminer par quel mécanisme physique le sillage des ailerons flexibles se trouve stabilisé symétriquement dans la région des hautes fréquences et grandes amplitudes. Dans ce but, nous nous intéressons de plus près à l'organisation tourbillonnaire des sillages observés dans cette région pour l'aileron rigide et l'aileron flexible, afin d'établir clairement ce qui les différencie. La suite de ce chapitre concerne donc une étude approfondie des champs de vorticité.

## 6.2 Distribution de vorticité des sillages

### 6.2.1 Définitions des paramètres

Pour caractériser géométriquement le sillage, nous suivons la démarche de von Kármán (1911, 1912) (voir aussi (Lamb, 1932; Milne-Thomson, 1938)), dans la-

quelle l'allée de BvK est assimilée à une double rangée de tourbillons ponctuels contrarotatifs, de longueur d'onde  $a$  et d'épaisseur  $b$ .

Dans notre cas, ces deux quantités peuvent être définies avec les coordonnées des centres des tourbillons de l'allée. Nous choisissons la convention d'une épaisseur  $b$  positive lorsque le sillage est de type BvK inversé. Les sillages de type BvK classique auront donc une épaisseur négative.

Ensuite, nous utilisons trois autres paramètres pour caractériser les tourbillons : la circulation  $\Gamma$ , le rayon du coeur  $r$ , et le pic d'intensité de vorticité  $(\omega_z)_{pic}$  au cœur du tourbillon (voir aussi Bohl & Koochesfahani (2004)). Le schéma 6.3 permet de visualiser l'ensemble de ces paramètres dans le cas d'une allée BvK inversée ( $b > 0$ ).

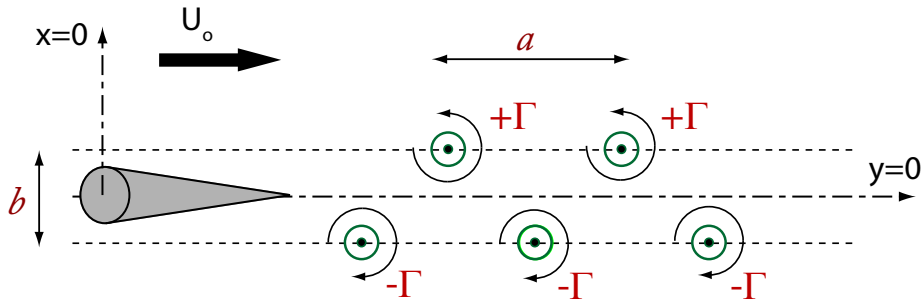


FIG. 6.3: Représentation schématique du sillage tourbillonnaire (allée BvK inversée) :  $a$  représente la longueur d'onde du sillage,  $b$  son épaisseur, et  $\pm\Gamma$  la circulation de chaque tourbillon.

Pour toutes nos expériences (*i.e.* une configuration de battement donnée  $\langle St_D, A_D \rangle$  avec un aileron donné), j'ai mesuré ces cinq paramètres sur chaque image des séries temporelles, en m'intéressant uniquement à une paire de tourbillons consécutifs dans le sillage, que je suis tout au long de son advection. On obtient ainsi l'évolution temporelle des cinq paramètres, au cours de l'advection des tourbillons, qui peut aussi être interprétée comme une évolution spatiale (avec l'abscisse  $x$ ) à un temps fixé, puisque le sillage est stationnaire. Cette méthode permet par ailleurs de mesurer aussi la vitesse de phase  $V_{phase}$  des deux tourbillons. La fenêtre de visualisation des expériences à partir desquelles ces mesures ont été réalisées s'étend de  $-10.4D$  à  $26.6D$  en  $x$ , et de  $\pm 10.8D$  en  $y$  ( $D$  correspond au diamètre du cylindre constituant l'axe de rotation de l'aileron). La résolution est de 1600 par 1200 px, et la fréquence d'acquisition est de 15 Hz.

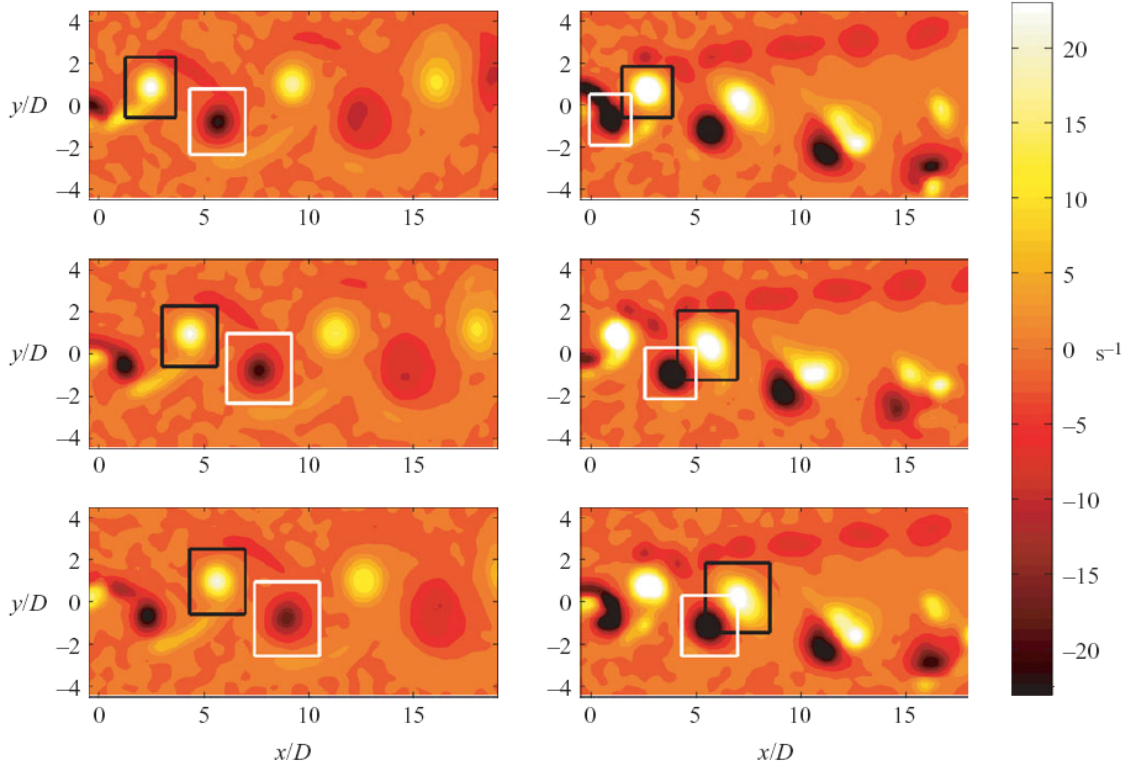


FIG. 6.4: Exemple de suivi temporel des tourbillons dans le sillage de l'aileron oscillant. Trois clichés consécutifs du champs de vorticité sont représentés, dans le cas d'un sillage de type BvK inversé dans la colonne de gauche ( $St_D = 0.15$ ,  $A_D = 1.42$ ), et dans le cas d'un sillage direct asymétrique dans la colonne de droite ( $St_D = 0.27$ ,  $A_D = 1.42$ ).

## 6.2.2 Suivi temporel des tourbillons

### 6.2.2.1 Méthode

Pour que la série temporelle d'images sur laquelle on suit une paire de tourbillons soit la plus longue possible, je commence l'étude au temps pour lequel la paire de tourbillons vient d'être émise, ce qui correspond à sa position la plus proche possible de l'aileron. De cette façon, nous pouvons suivre l'advection des deux tourbillons jusqu'à ce qu'ils soient sortis de la fenêtre de visualisation. Pour chaque acquisition, j'obtiens ainsi une vingtaine de mesures temporelles pour une même paire de tourbillons. Notons que les expériences correspondant à un nombre de Strouhal  $St_D < 0.15$  ne sont pas abordées dans cette étude. En effet, les sillages obtenus dans cette région de notre espace de paramètres (voir partie 4.1) constituent une situation à part, pour lesquels la configuration tourbillonnaire est de type 2P (*i.e.* deux paires de tourbillons sont émises à chaque cycle de battement). Par ailleurs, dans le cas particulier des plus fortes valeurs d'amplitudes et fréquences (région supérieure de notre espace de phase), la paire de tourbillons devient vite trop diffuse pour permettre de la repérer jusqu'à sa sortie de la fenêtre de visualisation. Cet effet est dû

à la fois à l'évolution tridimensionnelle des tourbillons avec la distance en aval de l'aileron (voir partie 6.4), ainsi qu'à la diffusion de la vorticité. Ces deux effets sont particulièrement marqués pour cette région de l'espace des paramètres. Les séries de mesures dans cette région sont ainsi restreintes à quatre ou cinq images.

Les deux tourbillons que nous suivons sont contrarotatifs puisqu'ils se succèdent dans le sillage. On peut donc repérer leur centre sur chaque image d'un film en recherchant les maxima et minima locaux du champ de vorticité  $\omega_z$  :  $(X_{max}(t), Y_{max}(t))$  et  $(X_{min}(t), Y_{min}(t))$ . La donnée de ces positions en fonction du temps  $X_{max}(t)$  et  $X_{min}(t)$  permet alors de calculer la vitesse de phase de chaque tourbillon. J'ai donc systématiquement mesuré cette vitesse en moyennant sur les deux mesures :

$$V_{phase} = \frac{1}{2} \left( \frac{dX_{max}(t)}{dt} + \frac{dX_{min}(t)}{dt} \right). \quad (6.1)$$

Par ailleurs, la longueur d'onde du sillage est définie par la relation :

$$a = \frac{V_{phase}}{f}. \quad (6.2)$$

où  $f$  est la fréquence de lâcher des tourbillons, laquelle est égale à la fréquence d'oscillation de l'aileron. Le suivi des positions successives des tourbillons donne donc à la fois leur vitesse de phase et la longueur d'onde du sillage. La figure 6.4 donne un exemple de ce suivi temporel, pour trois instants successifs et dans deux types de sillages différents. Par ailleurs, nous pouvons mesurer l'épaisseur du sillage  $b(t)$ , et la distance horizontale entre les deux tourbillons successifs  $d(t)$  :

$$b(t) \sim (Y_{max}(t) - Y_{min}(t)), \quad d(t) \sim (X_{max}(t) - X_{min}(t)) \quad (6.3)$$

ce qui donne la distance entre les deux tourbillons consécutifs :

$$\xi(t) = \sqrt{(X_{max}(t) - X_{min}(t))^2 + (Y_{max}(t) - Y_{min}(t))^2} = \sqrt{(d(t))^2 + b(t)^2}. \quad (6.4)$$

### 6.2.2.2 Vitesse de phase des tourbillons

Les mesures des vitesses de phase des tourbillons de l'allée en fonction des paramètres d'oscillation des ailerons rigide et flexible sont résumées dans la figure 6.5. Pour une amplitude donnée (un symbole donné dans la figure), la vitesse de phase augmente avec la fréquence. Et pour une même fréquence, la vitesse de phase est d'autant plus grande que l'amplitude d'oscillation est importante.

En fait, nous pouvons nous attendre à ce que la vitesse de phase dépende de l'accélération de l'aileron  $A\omega^2 = A(2\pi f)^2$ , puisque les tourbillons sont crées et lâchés par son mouvement d'oscillation. Nous avons donc représenté ces mêmes données en fonction de  $Af^2$  (voir figure 6.5). Les mesures pour l'aileron flexible se superposent le long d'une droite ma trisse, confirmant la proportionnalité entre l'accélération de

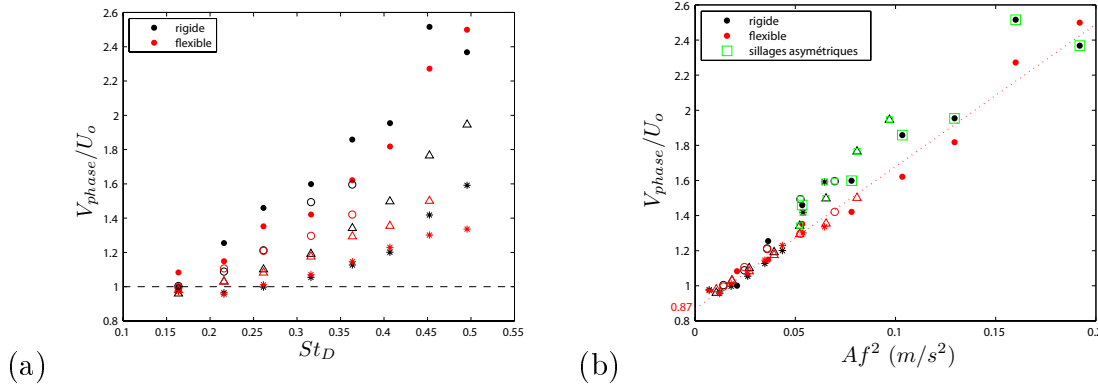


FIG. 6.5: Évolution de la vitesse de phase  $U_{phase}$  normalisée par la vitesse dans le tunnel  $U_0$ , (a) en fonction du nombre de Strouhal et (b) en fonction du produit de l'amplitude par la fréquence du battement  $Af$ . Les symboles correspondent aux différentes amplitudes selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3, tandis que les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge). Les points encadrés en vert repèrent les sillages asymétriques. Dans le cas de l'aileron flexible, la vitesse de phase des tourbillons émis est proportionnelle à l'accélération de l'aileron. La droite qui passe par ces points donne une valeur de la vitesse de phase pour une accélération nulle de 0.87, comparable à la vitesse de phase des tourbillons de l'allée de BvK de 0.88 (Williamson (1989)).

l'aileron et la vitesse de phase des tourbillons émis. Nous pouvons remarquer que les points sont un peu plus dispersés par rapport à la droite pour les hautes valeurs de  $Af^2$ . En effet, pour cette gamme de valeurs, l'hypothèse quasi-2D est rapidement perdue en aval dans le sillage, et la paire de tourbillons n'est repérée que sur 4 à 6 temps, d'où une mesure de la vitesse de phase plus approximative. De plus, la droite qui passe par ces points donne une valeur de la vitesse de phase pour une accélération nulle de 0.87. Cette valeur est tout à fait comparable à la vitesse de phase des tourbillons de l'allée de BvK reportée dans la littérature de 0.88 (Williamson (1989)). Dans le cas de l'aileron rigide, nous retrouvons cette même droite pour les petites valeurs de  $Af^2$ . Par contre, au-delà de  $Af^2 \sim 0.05$ , les points mesurés s'écartent de cette droite avec des valeurs légèrement plus élevées, ce qui correspond aux cas de sillages asymétriques.

### 6.2.2.3 Longueur d'onde du sillage

Les mesures de la longueur d'onde du sillage, donnée par la relation  $a = V_{phase}/f$  sont indiquées dans la figure 6.6. Cette longueur décroît avec l'augmentation de la fréquence, mais moins vite que  $1/f$  à cause de l'augmentation de la vitesse de phase. Au-delà d'une fréquence de l'ordre de 0.3 Hz, elle semble se stabiliser à une valeur stable d'autant plus grande que l'amplitude imposée est élevée. De plus, les valeurs de  $a$  sont d'autant plus faibles que l'amplitude imposée est petite. Par ailleurs, nous pouvons noter que la longueur d'onde du sillage de l'aileron flexible a tendance à

être plus faible que celle de l'aileron rigide pour les fortes valeurs de fréquences et amplitudes, *i.e.* dans la région pour laquelle les sillages de l'aileron rigide sont asymétriques.

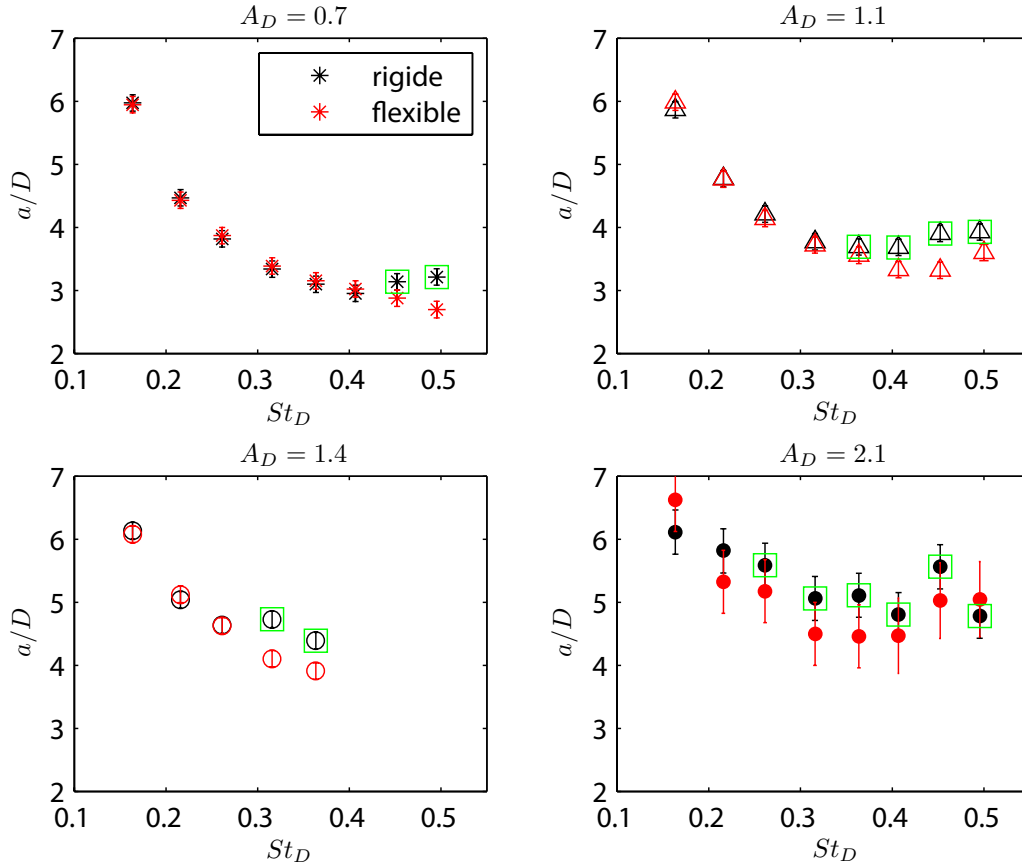


FIG. 6.6: Évolution de la longueur d'onde du sillage  $a$  normalisée par l'épaisseur de l'aileron  $D$ , en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées.

Les symboles correspondent aux différentes amplitudes selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'ailerons rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge). Les points encadrés en vert repèrent les sillages asymétriques.

Nous pouvons par ailleurs comparer la distance longitudinale entre les deux tourbillons  $d$  avec la longueur d'onde du sillage. En effet, dans le cas de l'allée schématique de BvK (voir figure 6.3), les tourbillons sont supposés régulièrement espacés, si bien que la distance  $d$  représente une demie-longueur d'onde du sillage. Les figures 6.7 (pour l'aileron rigide) et 6.8 (pour l'aileron flexible) comparent donc la longueur d'onde  $a$  à la valeur  $2d$  (en pointillés) mesurées pour les 4 amplitudes testées, et en fonction du nombre de Strouhal. Ces deux quantités sont équivalentes, sauf pour les sillages asymétriques de l'aileron rigide. En effet, dans ce cas, les tourbillons sont appariés en paires contrarotatives, et la longueur d'onde du sillage est plus grande

que la distance entre les deux tourbillons d'une même paire.

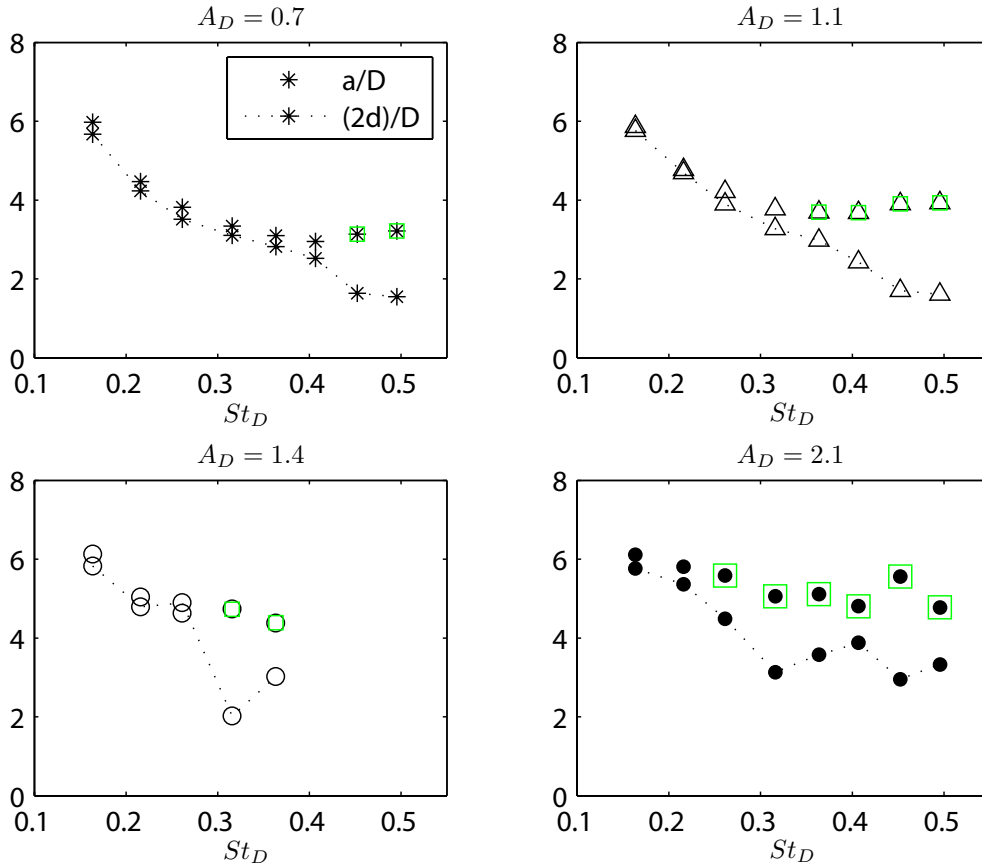


FIG. 6.7: Comparaison de la longueur d'onde du sillage  $a$  avec la distance entre deux tourbillons consécutifs du sillage  $d$  pour l'aileron rigide. La longueur d'onde est égale à deux fois la distance entre les deux tourbillons du sillage, sauf lorsque les sillages observés sont asymétriques (points encadrés en vert). Dans ce cas, les tourbillons sont associés sous forme de dipôles (*i.e* en paires contrarotatives). L'arrangement tourbillonnaire n'est plus régulier, et la distance qui sépare les tourbillons d'une même paire est plus faible que la demi-longueur d'onde du sillage.

#### 6.2.2.4 Épaisseur du sillage

Les mesures de l'épaisseur du sillage  $b$  montrent que celle-ci évolue légèrement avec l'abscisse  $x$  dans le sillage. Pendant le processus de formation, les tourbillons ont tendance à se rapprocher verticalement l'un de l'autre avant de s'éloigner de nouveau durant leur advection. Les distances sur lesquelles cette variation s'effectue dépendent de la fréquence de battement de l'aileron. Afin d'obtenir une estimation

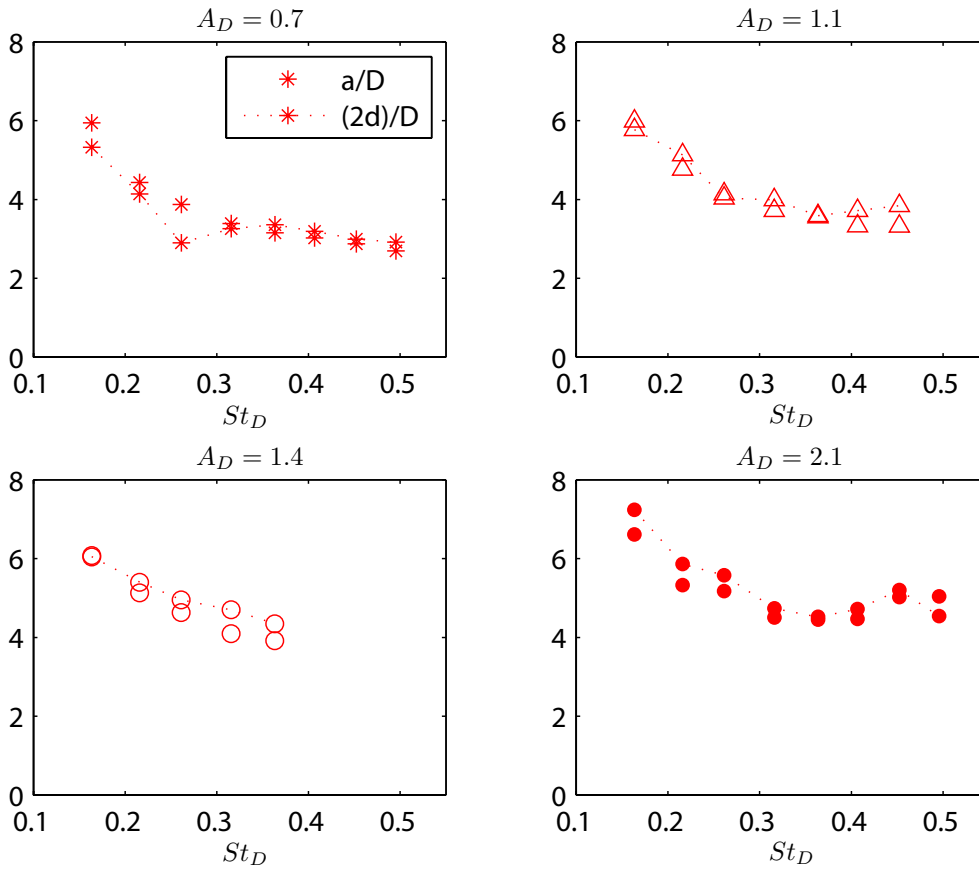


FIG. 6.8: Même figure que 6.7 mais pour l'aileron flexible A. Les tourbillons sont régulièrement espacés dans le sillage, et aucune structure dipolaire ne se forme.

de l'évolution globale de  $b$  avec les paramètres d'oscillation, j'ai moyenné les valeurs obtenues sur chaque image d'une série temporelle, ce qui revient à moyenné les valeurs sur l'ensemble des positions  $x$  dans le sillage. Ces valeurs moyennes de  $b$  sont représentées dans la figure 6.9 en fonction du nombre de Strouhal, et pour les quatre amplitudes testées. Les pointillés noirs dans chaque sous-figure permettent de visualiser la valeur d'amplitude pointe à pointe imposée. Pour la plus petite amplitude ( $A_D = 0.7$ ), le mécanisme d'inversion des tourbillons dans le sillage par rapport à la ligne de symétrie du sillage se retrouve dans la variation de  $b$ , qui change de signe en passant d'un régime BvK à un régime BvK inversé. Pour les trois plus grandes amplitudes ( $A_D=1.1, 1.4$  et  $2.1$ ), (excepté la plus basse fréquence  $St_D = 0.15$ ), l'épaisseur du sillage  $b$  peut raisonnablement être considérée constante par rapport à la fréquence et de l'ordre de l'amplitude pointe à pointe imposée, en dehors des cas de sillages asymétriques (points encadrés en vert). Dans cette dernière situation, l'épaisseur est plus faible à cause de l'appariement des tourbillons. Nous pouvons noter que dans le cas de l'aileron flexible, et pour les amplitudes  $A_D=1.1$  et  $1.4$ , la valeur de  $b$  obtenue pour la plus faible fréquence de battement  $St_D = 0.15$



est beaucoup plus faible que la valeur d'amplitude imposée : elle est même négative pour l'amplitude  $A_D = 1.1$ . Ces différences reflètent le léger décalage de la transition BvK-BvK inversé entre les ailerons rigide et flexible.

Par ailleurs, pour la plus grande amplitude ( $A_D=2.1$ ), l'épaisseur du sillage de l'aileron flexible s'écarte de la valeur d'amplitude pointe à pointe imposée pour les fréquences  $St_D=0.25, 0.3$  et  $0.35$ . Cependant, ces mesures à grande amplitude d'oscillation concernent les séries sur lesquelles le repérage des tourbillons a été limité en aval de l'aileron par la détérioration du sillage, si bien que la moyenne ne concerne que les premières positions de la paire de tourbillons. Ainsi les valeurs plus faibles peuvent être attribuées au fait que la moyenne n'a pas pris en compte les valeurs plus importantes de  $b$  qui surviennent plus loin dans le sillage.

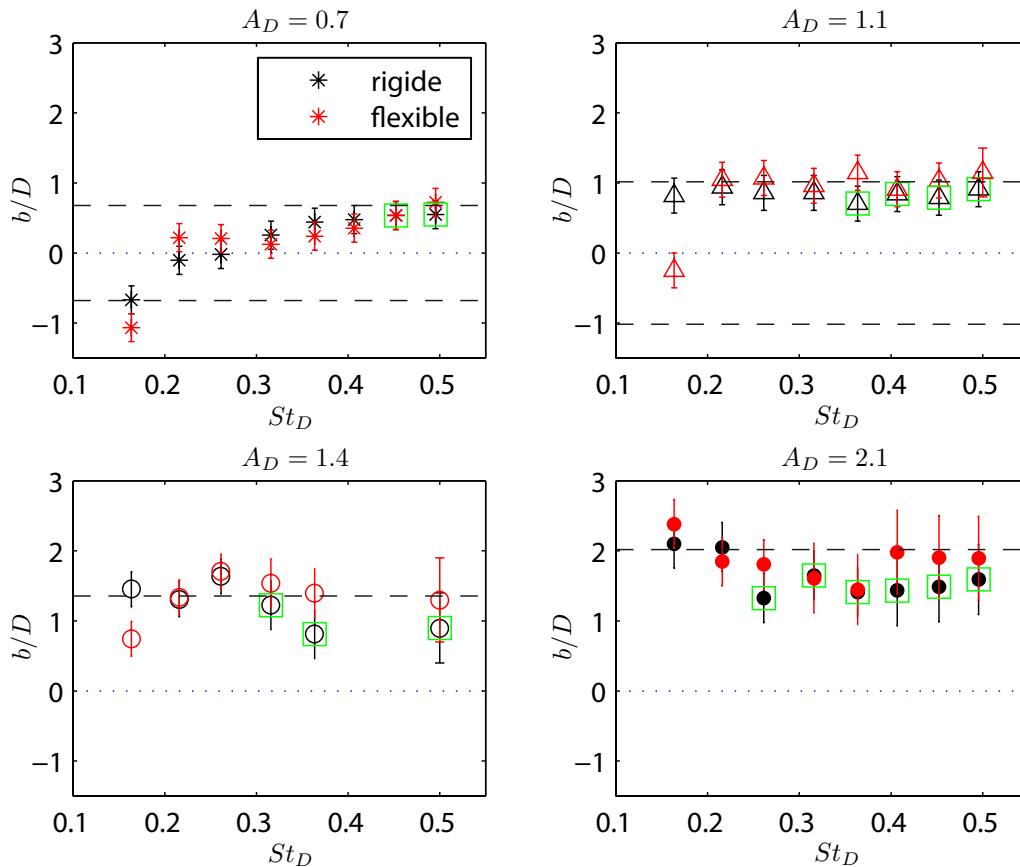


FIG. 6.9: Évolution de l'épaisseur du sillage  $b$ , en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge). Les points encadrés en vert repèrent les sillages asymétriques. Les pointillés noirs dans chaque sous-figure permettent de visualiser la valeur d'amplitude pointe à pointe imposée.

### 6.2.2.5 Rapport d'aspect du sillage $b/a$

Le rapport de l'épaisseur  $b$  du sillage sur sa longueur d'onde  $a$  est représenté dans la figure 6.10. En dehors des cas pour lesquels l'épaisseur  $b$  est négative, ce rapport reste constant et de l'ordre de 0.28. Von Kármán (1912) dans ses études de stabilité des allées tourbillonnaires, a montré que cette valeur correspond à la seule configuration stable pour une double allée de tourbillons alternés<sup>1</sup>. Dans le cas de la plus petite amplitude testée ( $A_D = 0.7$ ), le mécanisme d'inversion de l'allée tourbillonnaire est visible via l'inversion du signe de ce rapport. Nos mesures confirment donc le critère de stabilité de Von Kármán, et il apparaît même surprenant que ce soit aussi le cas des sillages asymétriques. En effet, le modèle de von Kármán se base sur un arrangement des tourbillons réguliers dans le sillage, ce qui n'est pas le cas des sillages asymétriques.

### 6.2.2.6 Distance entre les tourbillons

Enfin les mesures de  $a$  et  $b$  nous permettent d'obtenir la distance entre les deux tourbillons  $\xi$ . Les résultats sont indiqués dans la figure 6.11 en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. Celle-ci montre clairement que la distance est systématiquement plus petite lorsque les sillages sont asymétriques, traduisant une fois de plus l'arrangement en paire de tourbillons contrarotatifs dans ce cas.

Finalement, cette étude géométrique montre essentiellement que les sillages asymétriques de l'aileron rigide diffèrent des sillages des ailerons flexibles obtenus dans la même gamme de paramètres par des longueurs d'onde plus élevées, une distance entre tourbillons d'une même paire plus proche et une vitesse de phase plus élevée.

## 6.2.3 Caractérisation des tourbillons

Pour déterminer les paramètres propres aux tourbillons, nous avons utilisé des ajustements gaussiens de la forme  $\exp -\frac{x_i^2}{\sigma_i^2}$  centrés sur les maxima de la vorticité axiale  $w_z$ , que l'on applique le long des deux directions horizontales et verticales (axes  $x$  et  $y$ ). Nous pouvons alors estimer la taille des tourbillons dans ces deux directions, via les largeurs  $2\sigma_i$  obtenues (la taille des rectangles qui repèrent les tourbillons dans la figure 6.4 correspond à cette valeur  $2\sigma_i$ ). La figure 6.12 représente un exemple de ces ajustements pour le cas du champ de vorticité instantané affiché en haut de cette même figure. Dans cette figure, les tourbillons sont repérés par les carrés rouge et bleu de côtés  $2((\sigma_x + \sigma_y)/2)$  (moyenne des tailles  $2\sigma_i$ )<sup>2</sup>. Les vortex ayant dans

<sup>1</sup>Si nous prenons notre convention de signe en compte, la valeur prédite par von Kármán du rapport  $b/a$  est de -0.28.

<sup>2</sup>Dans la figure 6.4, les tourbillons sont repérés par des rectangles respectivement blanc et noir, dont les côtés sont de longueur  $2\sigma_x$  et  $2\sigma_y$  dans les deux directions.

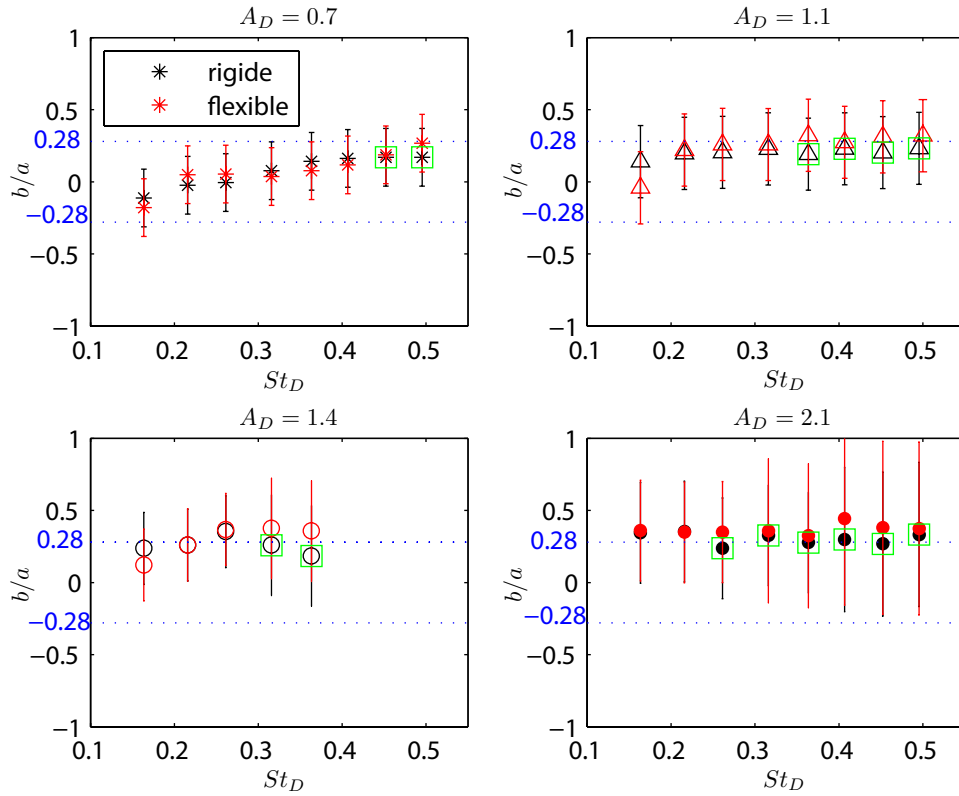


FIG. 6.10: Évolution du rapport de l'épaisseur du sillage  $b$  sur la longueur d'onde du sillage  $a$ , en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge). Les points encadrés en vert repèrent les sillages asymétriques. Les pointillés bleus dans chaque sous-figure permettent de visualiser la valeur  $b/a = \pm 0.28$  prédite par von Kármán (1912) pour une double-allée stable de tourbillons alternés.

notre plan de mesure une forme circulaire, nous avons choisi de définir le rayon des tourbillons comme la moyenne de ces tailles (Godoy-Diana *et al.* (2009)). De plus, le pic de vorticité au coeur des tourbillons est donné par la valeur des maxima locaux de vorticité. La valeur des pics des fits gaussiens nous permet d'estimer l'incertitude sur cette quantité. Dans chaque expérience, nous observons une diminution rapide du pic de vorticité avec la distance en aval de l'aileron, tandis que le rayon du tourbillon s'élargit. Ces observations résultent d'un phénomène de diffusion de la vorticité au fur et à mesure que celle-ci est advectée avec l'écoulement. Dans certains cas, nous verrons que des écoulements verticaux dans le tunnel contribuent aussi à diminuer les pics de vorticité des tourbillons du sillage (voir chapitre 6.4.2.1). La figure 6.13.a représente la valeur du pic de vorticité du tourbillon lorsqu'il vient d'être émis dans le sillage (avant que le pic ne décroisse), pour les ailerons rigide et flexible, en fonction du nombre de Strouhal et pour les quatre amplitudes testées.

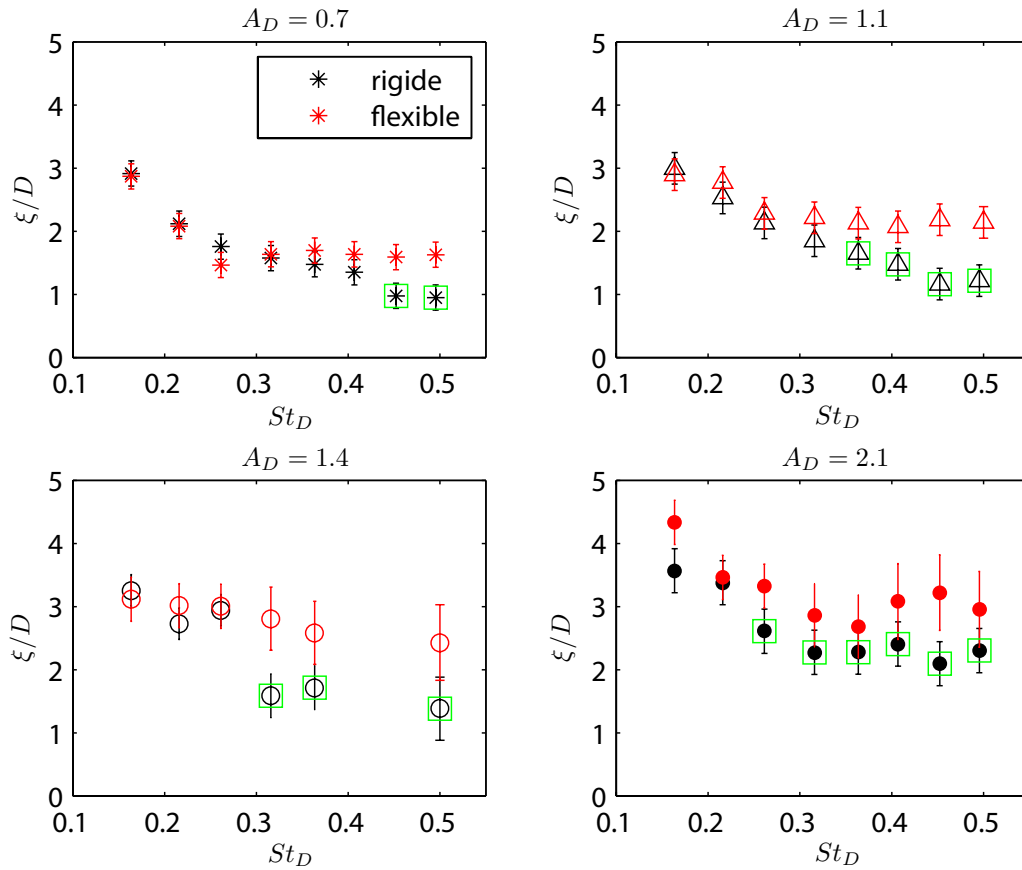


FIG. 6.11: Évolution de la distance entre les deux tourbillons d'une paire consécutive de tourbillons en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge). Les sillages asymétriques de l'aileron rigide (points encadrés en vert) présentent une épaisseur de sillage plus faible que les sillages symétriques obtenus dans les mêmes conditions avec l'aileron flexible.

Pour une amplitude donnée d'oscillation, ce pic croît proportionnellement avec la fréquence du battement, et sa valeur est d'autant plus élevée que l'amplitude imposée est importante. La figure 6.13.b représente ces mêmes mesures en fonction cette fois du produit de l'amplitude par la fréquence  $Af$ . Nous mettons ainsi clairement en évidence la proportionnalité du pic de vorticité avec le produit  $Af$ . La dispersion des valeurs de ces pics obtenue pour les valeurs de  $Af$  les plus élevées peut être attribuée aux effets 3D plus marqués dans cette région de l'espace des paramètres (voir partie 6.4).

Notons que dans le cas de l'aileron statique ( $Af=0$ ), l'extrapolation de nos mesures prédit une valeur nulle du pic de vorticité. En effet, dans ce cas, les structures tourbillonnaires ne se forment qu'à partir d'une certaine distance en aval de l'aileron.

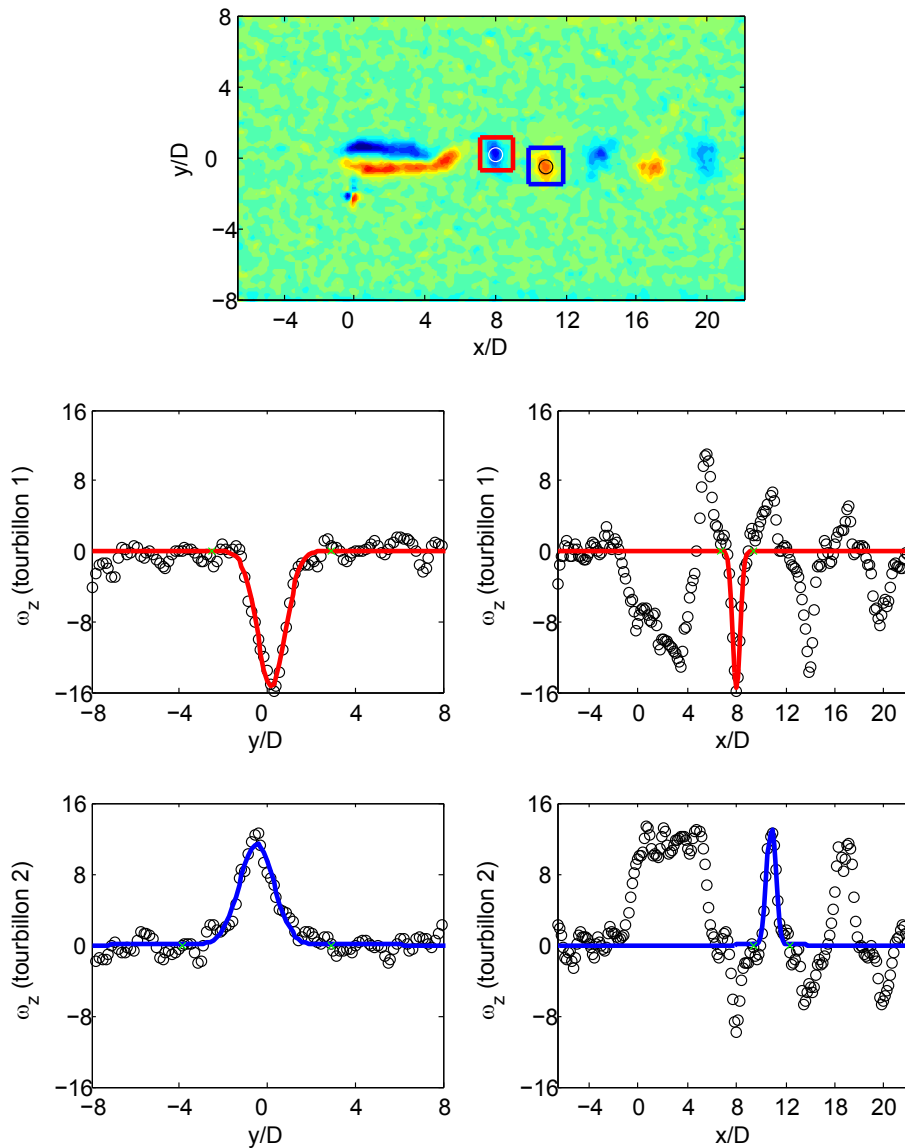


FIG. 6.12: Repérage des tourbillons dans le sillage à l'aide d'ajustements gaussiens dans les directions horizontales et verticales, centrés sur les maxima locaux du champ de vorticité.

Dans notre fenêtre de mesure, ces structures sont encore trop peu développées pour permettre de les identifier (voir 6.14).

De même, la figure 6.15 représente l'évolution du rayon du tourbillon, à ce même instant auquel il est émis dans le sillage, en fonction du nombre de Strouhal et pour les quatre amplitudes testées. Nous pouvons considérer que ce rayon reste de l'ordre de  $0.5D$  quelle que soit la configuration de battement pour les deux ailerons rigide et flexible.

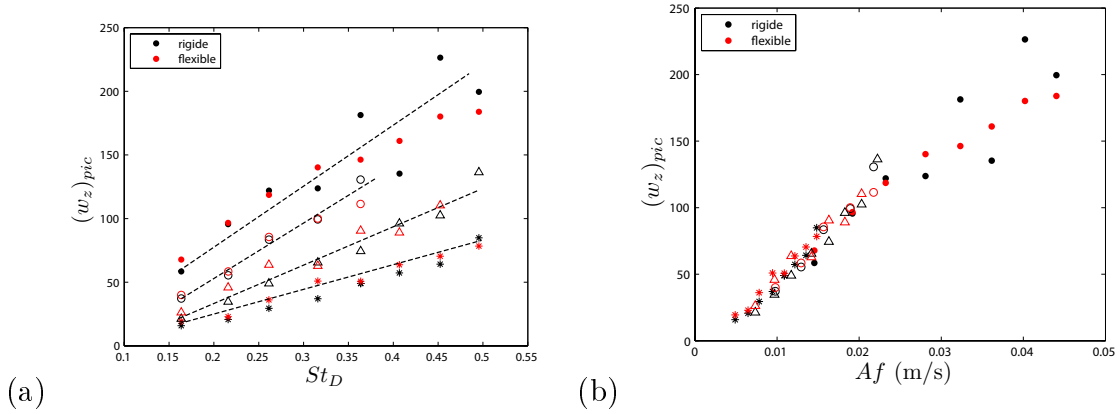


FIG. 6.13: Évolution du pic de vorticité au cœur du tourbillon (mesuré au moment de son émission dans le sillage) (a) en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ , et (b) en fonction du produit de l'amplitude par la fréquence de l'oscillation. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'ailerons rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge).

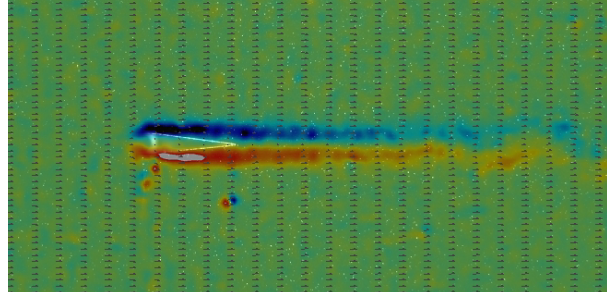


FIG. 6.14: Champs de vorticité instantané dans le sillage de l'aileron rigide statique.

### 6.2.3.1 Circulation des tourbillons

La circulation des tourbillons peut se calculer à partir des champs de vitesse ou à partir des champs de vorticité selon la formule utilisée :

$$\Gamma = \oint_C \vec{v} \cdot d\vec{l} = \iint_S \vec{\omega} \cdot d\vec{S}. \quad (6.5)$$

La première formulation correspond à l'intégration de la vitesse le long d'un contour fermé, tandis que la seconde, qui est mathématiquement équivalente, correspond au flux de la vorticité à travers une surface qui s'appuie sur ce contour. Nous avons choisi pour ce contour un rectangle centré sur le tourbillon, et dont les côtés verticaux et horizontaux sont égaux à la taille  $2\sigma_i$  dans chaque direction des ajustements gaussiens. Ce choix particulier de contour, plutôt qu'un contour circulaire qui aurait été mieux adapté à la forme du tourbillon, permet d'éviter d'introduire des erreurs provenant de l'interpolation des points de mesures dans les calculs de PIV des champs de vitesse. La figure 6.16 montre la sensibilité du calcul de la circulation en fonction

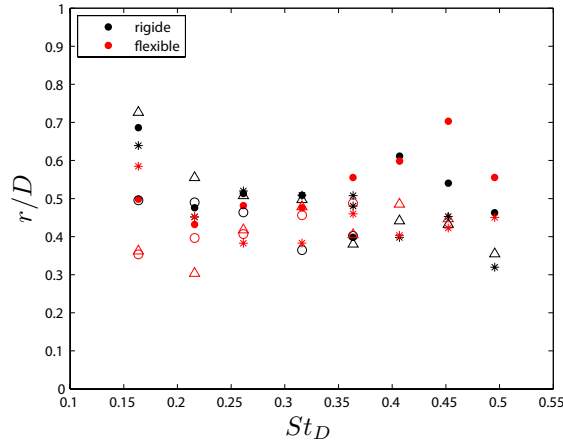


FIG. 6.15: Évolution du rayon du tourbillon (mesuré au moment de son émission dans le sillage) en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ , pour les quatre amplitudes testées. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge).

de la taille choisie du contour rectangulaire. Les valeurs de circulation pour les deux tourbillons positifs et négatifs (couleurs bleu et rouge) sont indiquées en fonction du nombre de déviations standards du fit gaussien choisi pour la longueur des côtés du contour. Les deux types de symboles correspondent aux deux méthodes de calcul utilisées. La circulation (en valeur absolue) augmente tout d'abord jusqu'à un maximum à partir duquel elle diminue de nouveau. Au-delà du maximum, le contour est trop large, si bien qu'il inclut une partie du tourbillon contrarotatif qui contribue en sens inverse à la circulation. Pour une valeur d'environ  $3.8\sigma_i$ , le contour englobe les deux tourbillons à la fois, si bien que leur contribution à la circulation s'annule mutuellement et nous obtenons une circulation totale nulle. Notre choix de taille du contour égale à deux déviations standards du fit gaussien correspond environ au maximum de la courbe.

Bien qu'équivalentes en théorie, les deux méthodes de calcul de la circulation donnent en pratique des valeurs légèrement différentes dans nos expériences. La raison principale est liée à la proximité des vortex dans le sillage, qui fait que le contour d'intégration passe de temps en temps dans le voisinage d'un tourbillon de signe opposé (voir figure 6.4, colonne de droite), ce qui induit une contribution fautive à la circulation totale. J'ai donc systématiquement effectué les deux calculs, et la valeur retenue à chaque temps de la circulation du tourbillon correspond à la moyenne de ces deux estimations, avec une barre d'erreur égale à la différence entre les deux valeurs (qui de toute façon reste relativement faible). Lorsque les contours d'intégration des deux tourbillons sont bien distincts, les deux méthodes de calcul donnent des valeurs très proches. C'est le cas par exemple pour la colonne de gauche de la figure 6.4. En fait, plus les tourbillons dans le sillage sont proches, plus leurs

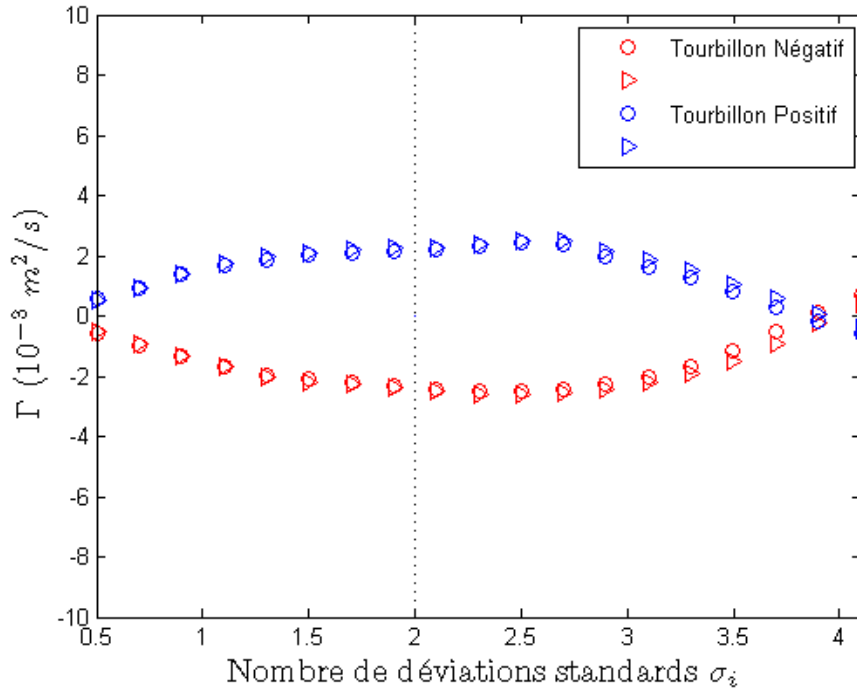


FIG. 6.16: Sensibilité de la circulation au nombre de déviations standards du fit gaussien sur lequel est défini le contour d'intégration. La ligne pointillée représente la taille choisie  $2\sigma_i$  pour notre calcul, qui correspond environ à la position pour laquelle la circulation est maximale. Les deux types de symboles représentent les deux calculs de circulation, tandis que les couleurs distinguent le tourbillon positif du tourbillon négatif.

contours d'intégration vont avoir tendance à se recouper. La circulation est alors sous-estimée, et l'incertitude sur son calcul plus élevée.

Les valeurs mesurées de la circulation sont rassemblées dans la figure 6.17.a en fonction du nombre de Strouhal et pour les quatre amplitudes testées. Pour une amplitude donnée, la circulation est proportionnelle à la fréquence, sauf pour la plus petite amplitude qui présente une valeur de circulation constante. De plus, pour une fréquence donnée, la circulation est d'autant plus grande que l'amplitude est importante. Ces observations m'ont amenée à représenter la circulation en fonction du produit  $Af$  (voir figure 6.17.b). Nous observons que la circulation tend à être proportionnelle au produit  $Af$  pour les trois plus hautes amplitudes. Cependant, la circulation garde une valeur constante de l'ordre de  $2U_0D$  pour la plus petite amplitude d'oscillation. Nous pouvons noter que les valeurs de circulation pour les sillages asymétriques de l'aileron rigide (points encadrés en vert) se distinguent par des valeurs plus faibles. En effet, dans ces sillages, les tourbillons sont organisés en dipôles, avec une proximité importante des deux tourbillons du dipôle. Les contours utilisés pour le calcul de la circulation de chaque tourbillon se recouperont donc inévitablement, d'où une circulation sous-estimée.



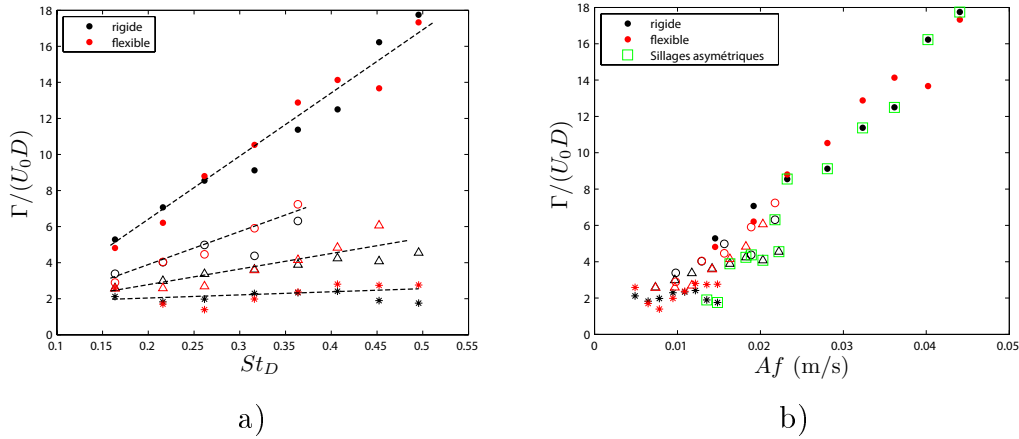


FIG. 6.17: a) Évolution de la circulation avec le nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées, et pour l'aileron rigide et l'aileron flexible. b) Évolution de la circulation avec le produit de l'amplitude par la fréquence de battement  $Af$ . Les valeurs plus basses de la circulation dans le cas des sillages asymétriques (points encadrés en vert) s'expliquent par une sous-estimation de la circulation lors du calcul, due à la proximité des tourbillons. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'ailerons rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge).

Finalement, les propriétés physiques des tourbillons générés dans les sillages d'ailerons rigide ou flexible présentent un comportement similaire et ne permettent donc pas d'expliquer la non brisure de symétrie des sillages des ailerons flexibles dans la région supérieure de notre espace des paramètres. En revanche, une étude approfondie de la dynamique du lâcher tourbillonnaire à la pointe de l'aileron devrait pouvoir nous renseigner sur les mécanismes clés par lesquels cette brisure de symétrie apparaît ou non dans cette région. C'est ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

### 6.3 Dynamique instationnaire du lâcher tourbillonnaire à la pointe de l'aileron

Nous nous intéressons ici à la dynamique instationnaire du lâcher tourbillonnaire, afin de trouver l'origine des différences observées entre le sillage de l'aileron rigide et celui des ailerons flexibles. Nous avons effectué dans ce but une série d'expériences avec une fenêtre de visualisation rapprochée de l'aileron, et avec une caméra rapide afin d'obtenir une résolution temporelle suffisante pour observer la formation des tourbillons. La fenêtre de mesure s'étend de  $-4D$  à  $8D$  en  $x$ , et de  $-4D$  à  $4D$  en  $y$ , et la fréquence d'acquisition est de 500 images par seconde.

Par ailleurs, afin de réduire le bruit de mesure des champs instantanés de vitesse, et donc des champs instantanés de vorticités associés, nous avons systématiquement

effectué une moyenne de phase de ces champs. En effet, le sillage étant parfaitement synchronisé à la fréquence d'oscillation de l'aileron, et parce que la fréquence d'acquisition est suffisante, il est possible de sommer plusieurs champs instantanés obtenus à la même phase de l'oscillation de l'aileron, mais à un cycle différent tel que :

$$\vec{u}(x, y, t_0) = \frac{1}{N} \sum_N \vec{u}(x, y, NT_f + \phi_0) \quad (6.6)$$

où  $N$  est le nombre de champs considérés pour obtenir cette moyenne de phase,  $T_f$  la période d'oscillation de l'aileron et  $\phi_0$  la phase relative au temps  $t_0$ . Compte-tenu du temps limité d'acquisition de nos expériences (dû à la mémoire embarquée de la caméra de 3Go), cette moyenne de phase se fait sur 4 à 5 champs.

Le principe est le même que dans la section précédente : nous repérons pour chaque configuration de battement de notre espace des paramètres une paire de tourbillons au cours du temps. Cependant, cette fois, le temps à partir duquel nous suivons les tourbillons doit être fixé, afin de pouvoir comparer les phénomènes instationnaires d'une expérience à l'autre. Le temps initial choisi correspond à l'instant auquel la pointe de l'aileron change de direction, celui-ci étant associé à la naissance d'un nouveau tourbillon. Nous nous affranchissons ainsi du léger déphasage temporel observé entre l'oscillation de la base et de la pointe de l'aileron flexible (voir partie 5.3), afin de comparer les champs de vorticités obtenus pour les différents ailerons à la même phase de l'oscillation de la pointe. Pour chaque expérience, (*i.e.* une configuration donnée de battement  $\langle St_D, A_D \rangle$  et un aileron donné), nous repérons au cours du temps le nouveau tourbillon émergent (encore attaché à la pointe de l'aileron), ainsi que le tourbillon positionné juste derrière dans le sillage, (qui a donc été émis au changement de direction précédent de l'aileron). La figure 6.18 montre le suivi de cette paire de tourbillons sur les champs de vorticités instantanés pour une expérience donnée typique  $\langle St_D \sim 0.5, A_D \sim 0.7 \rangle$  avec l'aileron rigide (première ligne) et un cas d'aileron flexible (seconde ligne). Seuls les premiers temps ont été représentés, avec un incrément de 0.006 s. La série temporelle complète comprend 24 mesures espacées de 0.002 s. La comparaison de ces deux séries permet de visualiser les observations établies précédemment quant à l'espacement entre les deux tourbillons plus rapproché pour l'aileron rigide que pour l'aileron flexible. Nous obtenons ici une information supplémentaire temporelle, puisque nous comparons les champs obtenus à la même phase de l'oscillation.

### 6.3.1 Origine de la non brisure de symétrie des sillages d'ailerons flexibles

Sur la figure 6.18, nous pouvons observer que dans le sillage de l'aileron flexible, le tourbillon émergent (tourbillon bleu repéré par le cadre blanc dans la figure), est décalé par rapport à celui observé dans le sillage de l'aileron rigide, vers une position plus proche de l'aileron. Ainsi nous pouvons deviner que la courbure de

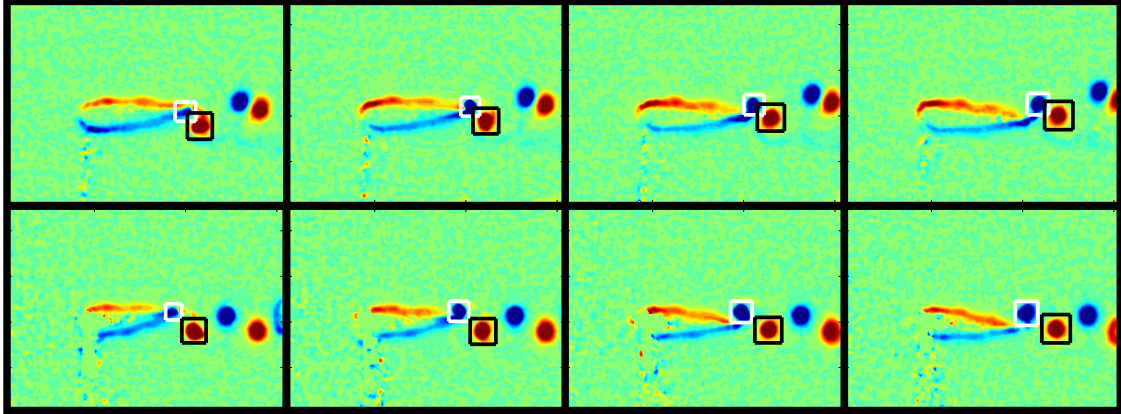


FIG. 6.18: Suivi temporel d'une paire de tourbillons dans le cas de l'aileron rigide (haut) et d'un aileron flexible (bas), avec  $St_D \sim 0.5$ ,  $A_D \sim 0.7$ . La fenêtre de visualisation s'étend de  $-4D$  à  $8D$  en  $x$ , et de  $-4D$  à  $4D$  en  $y$ .

l'aileron flexible, lorsqu'il change de direction, forme le tourbillon à une abscisse légèrement plus faible que pour l'aileron rigide, d'où le décalage observé dans les positions. La figure 6.19 présente, pour cette même expérience ( $St_D \sim 0.5$ ,  $A_D \sim 0.7$ ), l'évolution temporelle des différents paramètres utilisés pour caractériser la paire de tourbillons : les positions  $x$  et  $y$  des centres des tourbillons, la distance entre les deux centres  $\xi$ , la circulation  $\Gamma$ , le rayon  $r$ , et enfin le pic de vorticité au cœur de chaque tourbillon  $(w_z)_{pic}$ . Ces paramètres présentent le même type d'évolution temporelle dans toutes nos expériences. Nous choisissons donc de décrire cette évolution dans le cadre d'une expérience en particulier ( $St_D \sim 0.5$ ,  $A_D \sim 0.7$ ).

Concentrons nous tout d'abord sur les positions  $x$  et  $y$  occupées par les deux tourbillons au cours du temps (première ligne de la figure 6.19). La position longitudinale des tourbillons (6.19.a) montre clairement le décalage observé dans la figure 6.18, avec des tourbillons dans le cas de l'aileron flexible plus proches de l'origine de l'axe  $x$ . Ce décalage est plus marqué pour le tourbillon bleu en formation que pour le tourbillon rouge plus éloigné dans le sillage. Ainsi, la distance  $\xi$  entre les deux tourbillons est plus importante dans le sillage de l'aileron flexible. Cette différence est effectivement bien visible dans la figure 6.19.c. La position transverse des deux tourbillons (6.19.b) permet de visualiser l'asymétrie du sillage de l'aileron rigide pour lequel les tourbillons suivent une trajectoire oblique par rapport à l'axe principal du sillage. Dans le cas de l'aileron flexible par contre, le sillage est symétrique, et la position transverse des deux tourbillons reste constante au cours du temps.

Ces observations permettent d'apporter une explication à la non brisure de symétrie des sillages d'ailerons flexibles. En effet, les tourbillons étant plus distants l'un de l'autre dans les sillages de l'aileron flexible, leur influence mutuelle est donc plus faible que dans le cas de l'aileron rigide. La vitesse d'auto-advection du dipôle formé par la paire de tourbillons en considération n'est alors pas suffisante pour échapper à l'action du tourbillon précédemment relâché dans le sillage (et donc positionné

juste après) qui, lui, tend à stabiliser le tourbillon dans l'allée.

Cependant, il nous reste à comprendre le processus par lequel les tourbillons successifs sont plus espacés dans le sillage de l'aileron flexible que dans celui de l'aileron rigide. En effet, nous avons observé que la courbure de l'aileron flexible entraîne la formation des tourbillons à une abscisse plus petite que dans le cas rigide. Ceci n'explique pas comment ce même tourbillon, une fois relâché dans le sillage, rattrape son décalage par rapport au cas rigide, comme constaté dans la figure 6.19.a. Dans le paragraphe suivant, nous comparons la formation temporelle des tourbillons dans les cas rigide et flexible, dans le but de trouver une réponse à cette interrogation.

### 6.3.2 Formation temporelle du tourbillon

Intéressons nous donc maintenant aux paramètres physiques propres aux tourbillons (deuxième ligne de la figure 6.19) pour tenter d'expliquer l'espacement plus important observé dans le sillage de l'aileron flexible. L'évolution temporelle de la circulation des deux tourbillons est représentée dans la figure 6.19.d. Nous y observons l'établissement de la circulation du tourbillon bleu en train de se former d'une part, et la circulation constante du tourbillon rouge déjà formé d'autre part. La circulation de ce deuxième tourbillon est équivalente quelque soit l'aileron considéré, et croît proportionnellement au produit  $Af$  (sauf pour la plus petite amplitude testée, auquel cas la circulation reste constante indépendamment de la valeur de  $Af$ ), comme montré précédemment dans la partie 6.2.3.1. Le fait qu'elle soit plus faible pour l'aileron rigide dans le cas présenté ici résulte de notre méthode de calcul de la circulation qui, dans le cas des sillages asymétriques, sous-estime la réelle valeur à cause du recouvrement des contours d'intégration (représentés par les cadres blancs et noirs sur la figure 6.18) entre les deux tourbillons (voir partie 6.2.3.1).

La circulation du tourbillon bleu par contre permet d'identifier une dynamique de formation du tourbillon légèrement différente entre le cas de l'aileron rigide et celui de l'aileron flexible. Dans les deux cas, la circulation du tourbillon croît en fonction du temps au fur et à mesure que la couche limite sur la paroi de l'aileron l'alimente, mais cette croissance est plus rapide dans le cas de l'aileron flexible. En effet, pour un temps au delà de 0.09 s, la circulation du tourbillon bleu a atteint sa valeur stationnaire (égale et opposée à la circulation du tourbillon rouge) pour l'aileron flexible, tandis qu'elle est encore un peu en-dessous dans le cas de l'aileron rigide. Ce décalage est aussi visible dans la figure 6.19.e : le pic de vortacité du tourbillon bleu généré par l'aileron flexible atteint son maximum avant celui de l'aileron rigide. En effet, l'évolution temporelle du pic de vortacité permet d'identifier une phase de croissance du tourbillon pendant laquelle le pic croît. La décroissance du pic observée ensuite, au cours de l'advection du tourbillon, résulte des effets combinés de la diffusion de la vortacité et des écoulements axiaux présents dans le tunnel (lesquels seront discutés en détails dans la partie 6.4), comme nous l'avons déjà mentionné dans la partie 6.2.3.1. Nous pouvons également remarquer que le temps pour lequel le pic de vortacité est maximal survient avant que la circulation n'ait atteint sa valeur stationnaire. Par ailleurs, nous observons clairement que le pic de

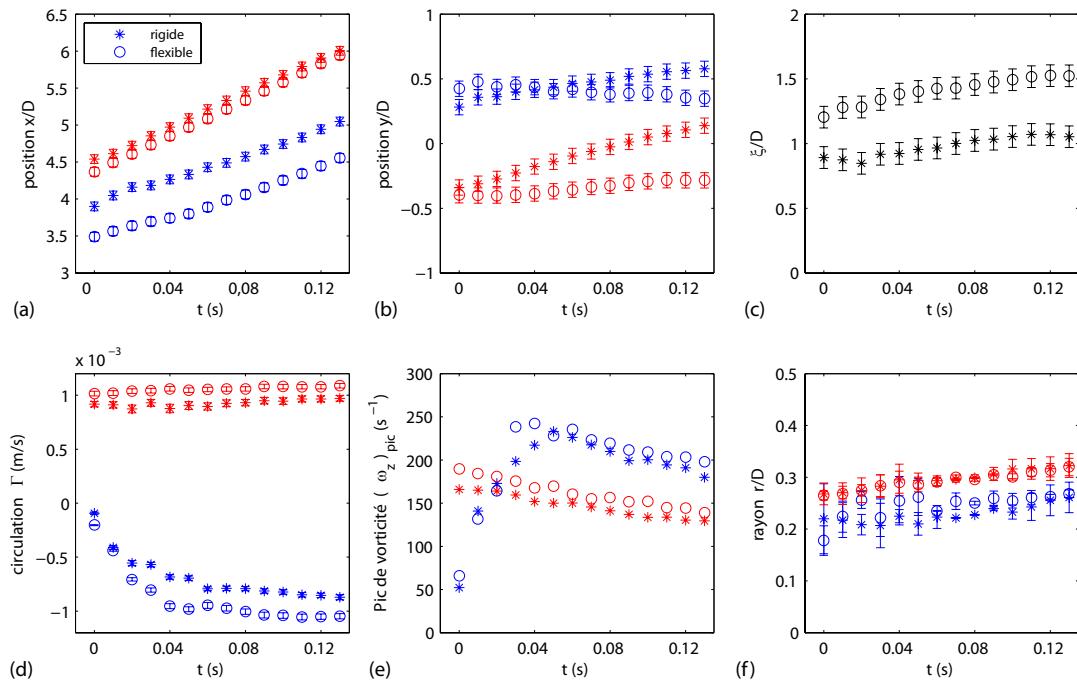


FIG. 6.19: Dynamique temporelle de la formation d'une paire de tourbillons, pour  $St_D \sim 0.5$ ,  $A_D \sim 0.7$ . Les couleurs bleu et rouge correspondent respectivement au tourbillon positif et négatif. Les symboles distinguent les mesures obtenues pour l'aileron rigide ( $\star$ ) et pour l'aileron flexible ( $\circ$ ). L'origine du temps correspond au changement de direction de l'aileron du haut vers le bas, lequel correspond à la naissance du tourbillon négatif (bleu).

vorticité du tourbillon généré par l'aileron flexible est systématiquement supérieur à celui de l'aileron rigide pour les deux tourbillons de la paire. Il est intéressant de remarquer que cette différence n'était pas visible dans la figure 6.13, dans laquelle les valeurs des pics de vorticité ont été mesurées plus loin dans le sillage (à cause de la fréquence d'acquisition beaucoup plus faible des expériences correspondantes), et sans référence de temps. En effet, la différence des pics de vorticité mesurée entre les cas rigide et flexible est subtile, et seule une résolution temporelle élevée permet de la repérer. De plus, d'après la figure 6.19.f, le rayon des tourbillons est équivalent pour les ailerons rigide et flexible. Celui-ci croît légèrement avec le temps par diffusion de la vorticité. D'après ces deux dernières observations, nous pourrions nous attendre à ce que la circulation soit supérieure dans le cas de l'aileron flexible. En effet, si nous supposons une distribution uniforme de la vorticité dans le tourbillon, la circulation peut être estimée avec le flux de la vorticité à travers la surface caractéristique du tourbillon définie par le disque de rayon  $r$  comme suit :

$$\Gamma \sim (\omega_z)_{pic} \pi r^2. \quad (6.7)$$

Cependant, pour une configuration de battement donnée, la circulation est équivalente quelque soit l'aileron utilisé (voir partie 6.2.3.1). Nous pouvons donc conclure que les tourbillons générés par l'aileron flexible sont plus "cohérents" que ceux de l'aileron rigide : leur pic de vorticité est plus marqué, mais l'intensité du tourbillon en terme de circulation reste inchangée.

Ces observations, concernant les paramètres physiques des tourbillons, peuvent s'expliquer si l'on considère que l'accélération à la pointe de l'aileron est plus importante dans le cas de l'aileron flexible. En effet, la courbure de l'aileron flexible favorise localement le passage du fluide (issu de la couche limite présente sur le bord de l'aileron) qui alimente le tourbillon naissant. La circulation du tourbillon formé est ainsi plus vite établie et le pic de vorticité en son centre plus élevé. La visualisation des films d'images de particules correspondant à ces acquisitions semble effectivement confirmer cette hypothèse, mais la différence d'accélération reste cependant très subtile entre les deux cas d'ailerons rigide et flexible.

Finalement, nos expériences à haute cadence nous permettent d'expliquer la différence observée entre les sillages de l'aileron rigide et des ailerons flexibles dans la région supérieure de notre espace de phase. La déformation de l'aileron flexible pendant son oscillation se traduit par une courbure particulièrement marquée à chaque changement de direction de son oscillation. Cette courbure facilite le passage du fluide de la couche limite vers le tourbillon émergent, qui se forme ainsi plus rapidement que dans le cas de l'aileron rigide. De plus, à cause de cette courbure, la pointe de l'aileron flexible se trouve à une abscisse plus petite, et forme donc ce tourbillon à une position plus proche dans le sillage. Cependant, ce retard du lâcher tourbillonnaire dans le cas de l'aileron flexible, n'explique pas l'espacement plus grand entre les deux tourbillons contrarotatifs générés à chaque période de son oscillation. Ce phénomène peut s'expliquer ainsi : pendant la phase de formation du tourbillon naissant, la circulation de ce tourbillon est comparativement plus importante dans

le cas de l'aileron flexible que dans le cas de l'aileron rigide, puisqu'il se forme plus rapidement. Sa vitesse de phase initiale est donc supérieure, ce qui lui permet de rattraper quelques temps plus tard la position du tourbillon correspondant du cas rigide. Ainsi le décalage observé entre les positions longitudinales des tourbillons émis par les ailerons rigide et flexible s'estompe au fur et à mesure de l'advection des tourbillons dans le sillage. Il en résulte donc un espacement plus grand entre les deux tourbillons successifs émis par l'aileron flexible. Ainsi, l'influence mutuelle des tourbillons est plus prononcée dans le cas de l'aileron rigide, et l'appariement en une paire de tourbillons contrarotatifs est favorisée par rapport aux autres cas.

## 6.4 Confinement de l'aileron

L'ensemble de notre étude se base sur une approche quasi-2D du sillage de l'aileron. Cependant, l'aileron n'est pas en milieu infini, et la présence des parois du tunnel perturbe la bidimensionnalité de l'écoulement à cause des effets de couches limites qui s'y développent. A cela s'ajoutent les effets de bord de l'aileron dus à sa taille finie. Nous pouvons identifier séparément les effets induits par les parois latérales du tunnel et ceux induits par ses parois supérieures et inférieures. Dans nos expériences, les parois latérales définissent le degré de confinement de l'aileron dans notre plan de mesure. Nous verrons dans ce qui suit que pour certaines configurations de battement, l'épaisseur du sillage s'élargit suffisamment pour rejoindre les couches limites formées aux parois, modifiant ainsi l'écoulement que nous aurions obtenu dans un écoulement parallèle externe. Les parois supérieures et inférieures induisent des écoulements axiaux, principalement au niveau des extrémités hautes et basses de l'aileron, et dont l'intensité dépend de la configuration de battement de l'aileron. Dans ce qui suit, nous nous attachons à observer plus en détails ces effets, afin d'évaluer à quel point notre approche quasi-2D en milieu infini est pertinente et quelles sont les précautions à prendre en compte pour l'interprétation de nos résultats.

### 6.4.1 Effets des parois latérales

#### 6.4.1.1 Effet de blocage

Dans notre plan de mesure, le confinement de l'aileron en incidence nulle avec l'écoulement est défini par le rapport de l'épaisseur de l'aileron ( $D = 0.5$  cm) par rapport à la largeur du tunnel (10 cm) à laquelle nous soustrayons l'épaisseur des couches limites le long des deux parois latérales. Ces couches limites dépendent de la vitesse du tunnel, et sont de l'ordre de 1 cm dans nos expériences pour lesquelles  $U_0 \sim 4.5$  cm/s. L'épaisseur de la couche limite est définie ici comme la distance sur laquelle le profil de vitesse n'est pas plat. Le confinement de l'aileron au repos est ainsi de  $0.5/(10 - 2 \times 1) \sim 6\%$ , ce qui est suffisamment faible pour que nous puissions négliger l'effet de blocage (*i.e.* l'accélération du fluide de part et d'autre

de l'aileron, qui résulte de la conservation du débit). La compression des lignes de courant due à la présence de l'aileron est donc négligeable. Cependant, dès lors que l'aileron est mis en oscillation, c'est l'épaisseur du sillage qu'il crée par rapport à la largeur du tunnel qu'il faut prendre en compte pour évaluer le confinement. Dans la partie 6.2.2.4 précédente, nous avons étudié l'évolution de la distance verticale entre les centres des tourbillons des allées supérieure et inférieure (paramètre  $b$ ) en fonction de la configuration de battement. Globalement, cette distance est de l'ordre de l'amplitude pointe à pointe imposée, indépendamment de la fréquence du battement. Le confinement maximal est donc obtenu pour la plus grande amplitude d'oscillation pointe à pointe, qui atteint dans le cas des ailerons flexibles une valeur maximale de  $1.6D$  (voir figure 5.4 de la partie 5.1). Afin d'évaluer l'espace latéral occupé par le sillage, il faut rajouter à cette distance  $b$  la valeur des rayons des tourbillons dans chaque allée de part et d'autre des centres des tourbillons. Celui-ci vaut en moyenne  $0.4D$  dans le sillage proche (voir figure 6.15 dans la partie 6.2.3), mais s'élargit ensuite par diffusion de la vorticité avec la distance en aval de l'aileron. Dans le sillage proche, le confinement maximal est donc de  $(1.6 \times 0.5 + 2 \times 0.4 \times 0.5)/(10 - 2 \times 1) \sim 15\%$ .

Bien que peu important, ce confinement suffit à modifier la valeur du profil plat en aval de l'aileron  $U_{0max}$  par rapport à la valeur  $U_0$  du profil amont. Lorsque le profil aval présente en moyenne un déficit de vitesse (régime de type BvK), la conservation du débit impose une valeur  $U_{0max}$  supérieure à  $U_0$ , tandis que lorsque le sillage présente un bénéfice de vitesse, nous attendons une vitesse  $U_{0max}$  inférieure à  $U_0$ . Ainsi nous prendrons soin dans le chapitre 7 suivant de prendre cet effet en compte pour estimer la force de traînée moyenne à partir d'un bilan de quantité de mouvement dans un volume de contrôle englobant l'aileron.

Il est intéressant de noter ici que nous avons défini notre nombre de Reynolds sur la vitesse du profil plat d'entrée du tunnel. Si nous voulions relier cette vitesse à la vitesse existant loin de l'aileron en milieu non confiné (qui est en général la vitesse de référence choisie dans la plupart des problèmes de mécanique des fluides), nous devons déterminer un facteur correctif. En se basant sur la conservation du débit, on obtient un facteur qui dépend de l'épaisseur de l'aileron (diamètre du cylindre) et de la longueur du profil plat  $l$ . Avec la largeur du tunnel de 10 cm, et l'épaisseur des couches limites aux parois de l'ordre de 1 cm de chaque côté, le profil plat a donc une longueur  $l = (10 - 2 \times 1) = 8$  cm, si bien que nous obtenons :

$$l(l - D)U_0 = l^2U_{infini} \Rightarrow U_{infini} = (l - D)/lU_0 = cU_0 \quad (6.8)$$

et donc un facteur correctif :

$$c = (l - D)/l = (8 - 0.5)/8 = 7.5/8 \sim 0.94 \quad (6.9)$$

Dans le cadre de nos expériences, le nombre de Reynolds (basé sur l'épaisseur de l'aileron  $D$ , et avec  $U_0 \sim 0.045$  m/s) est de l'ordre de 225. Si nous prenons en compte ce facteur correctif, le nombre de Reynolds est alors de  $0.94 \times 225 = 211.5$ .



### 6.4.1.2 Interaction des couches limites avec le sillage

Le confinement estimé ci-dessus se base sur la largeur occupée par le sillage, proche de l'aileron. Cependant, la diffusion de la vorticité combinée à la convection des tourbillons par l'écoulement moyen, entraîne un élargissement du sillage avec la distance en aval de l'aileron. De plus, les couches limites à la paroi se développent avec cette distance en aval, en s'épaississant par diffusion visqueuse de la quantité de mouvement, de la paroi vers le centre du tunnel. Ces deux effets impliquent l'existence d'une position en aval de l'aileron, pour chaque configuration de battement, à partir de laquelle le sillage se confond avec les couches limites des parois latérales. La figure 6.20 montre l'évolution du sillage moyen en fonction de la fréquence de battement  $St_D$  pour l'amplitude la plus importante testée ( $A_D = 2.1$ ) avec un cas d'aileron flexible. L'échelle de couleur représente la valeur de la vitesse longitudinale, et les flèches bleu clair le champ de vecteurs auquel l'écoulement moyen a été soustrait. Nous observons clairement que plus la fréquence augmente, plus les effets de parois s'amplifient et interviennent à une distance plus proche en aval de l'aileron. Pour éviter ce phénomène, nous nous sommes restreints dans nos études au proche sillage de l'aileron (la fenêtre de visualisation ne dépasse pas  $32D$  en aval de l'aileron), si bien que cet effet n'est visible que pour les trois plus hautes fréquences testées  $St_D=0.4$ ,  $0.45$  et  $0.5$  avec l'amplitude la plus élevée  $A_D = 2.1$ . Nous pouvons par ailleurs noter qu'un défaut de visualisation apparaît sur les photos à environ  $16D$  en aval de l'aileron. Ce défaut correspond à une altération de la paroi supérieure du tunnel, qui induit un décalage optique de la perception des particules. Elle ne présente donc aucun sens physique.

## 6.4.2  coulements axiaux

### 6.4.2.1 écoulements axiaux moyens

Les parois supérieure et inférieure du tunnel, elles aussi perturbent l'écoulement dans le tunnel. Il a été montré dans de précédents travaux expérimentaux (Koochesfahani (1989); Cohn (1993); Bohl & Koochesfahani (2004)) que ces parois interagissent avec les tourbillons du sillage, en induisant des écoulements verticaux le long de l'axe des tourbillons. Ces écoulements verticaux sont dirigés des parois vers le centre du tunnel, si bien que par symétrie on peut s'attendre à ce qu'ils soient nuls dans notre plan de mesure à mi-hauteur de l'aileron. Cependant, les ailerons ne couvrent pas tout à fait la hauteur du tunnel, et il existe un jeu de quelques millimètres entre les extrémités de l'aileron et les parois supérieures et inférieures du tunnel. Dans le cas de l'aileron rigide, l'espacement du bas est négligeable (inférieur au millimètre), tandis que l'espacement du haut est de l'ordre de 3 mm. Par contre, les ailerons flexibles sont légèrement plus courts, et présentent un jeu de l'ordre de 3 mm des deux côtés. Ces espacements induisent des écoulements axiaux, et dans le cas de l'aileron rigide, on peut s'attendre à ce que la dissymétrie haut/bas se manifeste par des écoulements axiaux non nuls dans le plan de mesure à mi-hauteur

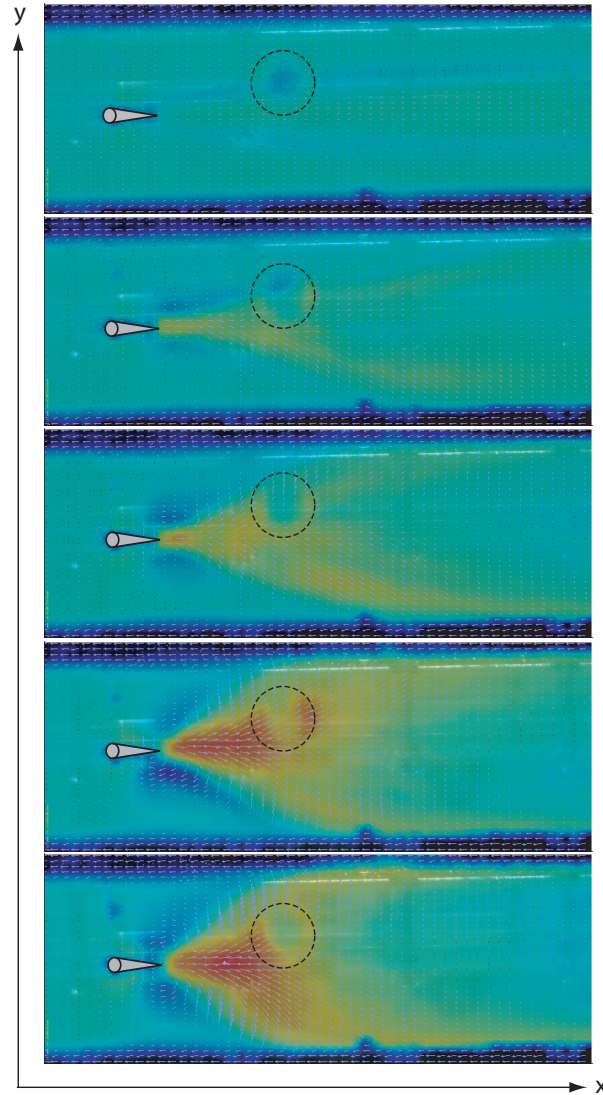


FIG. 6.20: Évolution du champ moyen de la vitesse longitudinale avec la fréquence d'oscillation, pour l'amplitude d'oscillation la plus grande testée ( $A_D = 2.1$ ), avec un cas d'aileron flexible. La fenêtre de visualisation s'étend de  $-4 D$  à  $32 D$  en  $x$ , et de  $-8 D$  à  $8 D$  en  $y$ .

a)  $St_D \sim 0.1$  b)  $St_D \sim 0.2$ . c)  $St_D \sim 0.3$ . d)  $St_D \sim 0.4$ . e)  $St_D \sim 0.5$ . Le cercle en pointillé repère le défaut de visualisation correspondant à une altération dans la paroi supérieure du tunnel.

Plus la fréquence augmente, plus les effets des parois sont importants et interviennent rapidement avec la distance en aval de l'aileron.

de l'aileron.

Afin d'observer ces écoulements axiaux, nous avons donc réalisé des expériences en plaçant le plan de mesure verticalement, au centre du tunnel (*i.e.* en  $y = 0$ ). Les figures 6.21 et 6.22 présentent les champs moyens de la vitesse axiale  $v_z$  obtenus pour l'aileron rigide et un cas d'aileron flexible, à différentes fréquences et pour l'amplitude maximale  $A_D = 2.1$ . Cette amplitude correspond à la situation dans laquelle les écoulements axiaux sont les plus importants. Alors que ceux-ci sont principalement descendants pour l'aileron rigide (6.21), ils sont à la fois ascendants et descendants pour l'aileron flexible (6.22). Les écoulements axiaux des autres ailerons flexibles sont tous très similaires, si bien que le cas présenté ici est suffisant.

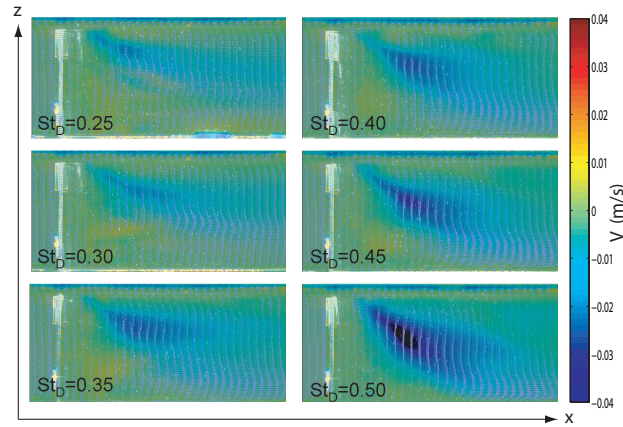


FIG. 6.21: Champs moyen de la vitesse axiale  $v_z$ , pour différentes fréquences de battement, avec l'amplitude maximale testée  $A_D = 2.1$  et pour l'aileron rigide. La fenêtre de visualisation s'étend de  $-4 D$  à  $44 D$  en  $x$  et de  $0$  à  $10 D$  en  $z$ .

La figure 6.23 rassemble les valeurs de la vitesse verticale maximale obtenue dans les écoulements ascendants et descendants, en fonction de la fréquence et de l'amplitude de l'oscillation, pour l'aileron rigide et l'aileron flexible. Les vitesses maximales de l'écoulement descendant sont du même ordre de grandeur pour tous les ailerons. Par contre, la vitesse maximale du courant ascendant est nettement inférieure dans le cas de l'aileron rigide, à cause du jeu à la paroi inférieure bien plus faible. Nous pouvons noter que les vitesses verticales observées sont de l'ordre de grandeur de la vitesse longitudinale  $U_0$ , et sont nullement négligeables.

Cependant, comme nous pouvons le voir sur les figures 6.21 et 6.22, ces écoulements ne rejoignent le plan à mi-hauteur qu'à partir d'une certaine distance en aval de l'aileron, dont la position dépend de la configuration de battement. Il est donc possible de déterminer pour chaque expérience une position limite au-delà de laquelle les écoulements interviennent significativement dans le plan de mesure. Nous

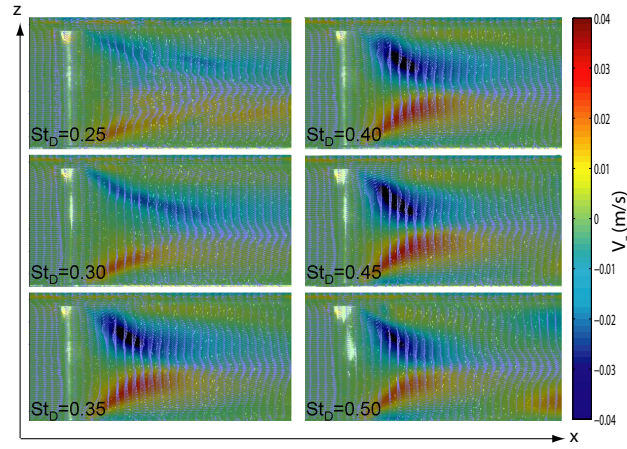


FIG. 6.22: Champs moyen de la vitesse axiale  $v_z$ , pour différentes fréquences de battement, avec l'amplitude maximale testée  $A_D = 2.1$  et pour un cas d'aileron flexible. La fenêtre de visualisation s'étend de  $-4 D$  à  $44 D$  en  $x$  et de  $0$  à  $10 D$  en  $z$ .

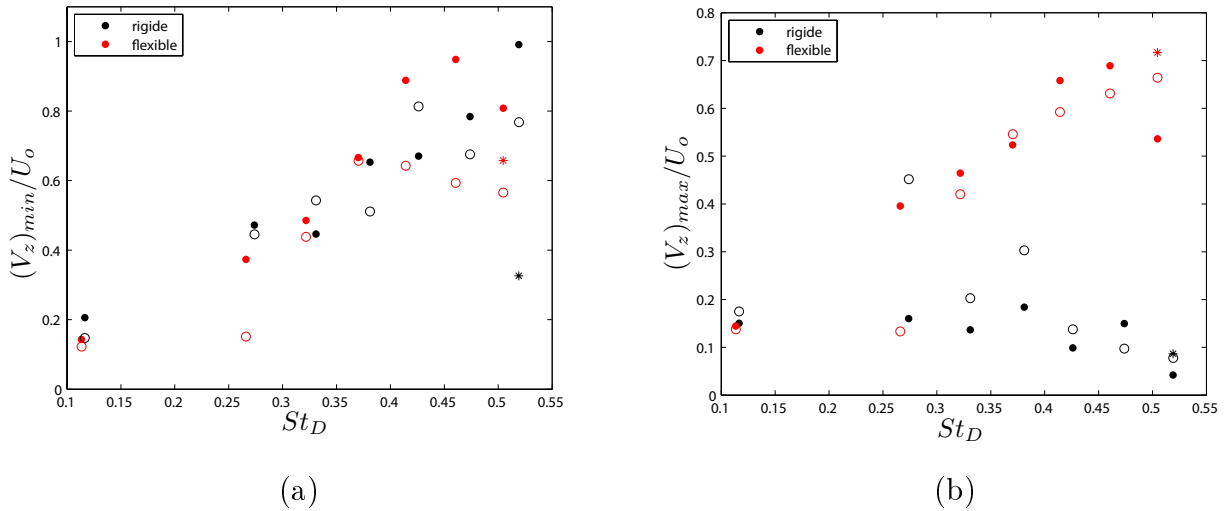


FIG. 6.23: Valeur absolue maximale de la vitesse verticale descendante et ascendante en fonction de nombre de Strouhal et de l'amplitude d'oscillation. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes testées, selon la notation indiquée dans le tableau 3.12 du chapitre 3. Les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) et l'aileron flexible (rouge).

définissons ainsi la position longitudinale  $X_{3D}$  à partir de laquelle la vitesse verticale mesurée dans le plan dépasse le dixième de la vitesse longitudinale  $U_0$ . La figure 6.24 rassemble les mesures de  $X_{3D}$  en fonction de la fréquence  $St_D$  et pour plusieurs amplitudes testées. Les valeurs nulles correspondent aux cas pour lesquels la vitesse axiale reste inférieure à ce seuil dans l'ensemble du sillage. Il apparaît clairement que ce seuil n'est dépassé qu'au-delà d'une fréquence dans le sillage telle que  $St_D = 0.25$  pour l'aileron rigide et  $St_D = 0.35$  pour l'aileron flexible. La position de ce seuil est par ailleurs d'autant plus proche de l'aileron que la fréquence est élevée, et il est

globalement plus vite dépassé dans le cas de l'aileron rigide (avec l'augmentation de la fréquence). En effet les écoulements ascendants et descendants dans le cas des ailerons flexibles se compensent en partie dans le plan à mi-hauteur, ce qui retarde l'arrivée du seuil par rapport au cas rigide lorsque la fréquence du battement est augmentée.

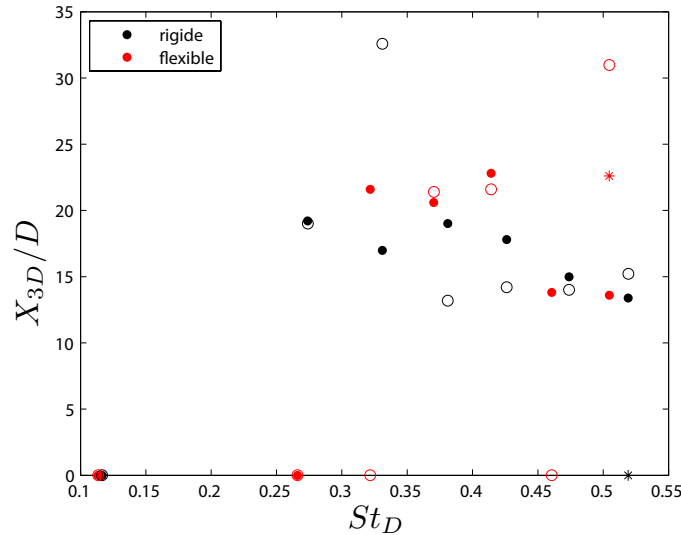


FIG. 6.24: Champs moyen de la vitesse axiale  $v_z$ , pour différentes fréquences de battement, avec l'amplitude maximale testée  $A_D = 2.1$  et pour un cas d'aileron flexible. Les symboles correspondent aux amplitudes testées, selon la notation indiquée dans le tableau 3.12.

Nous pouvons mener le raisonnement inverse, en évaluant la vitesse verticale à une position fixe dans notre plan de mesures en fonction de nos paramètres d'oscillation, pour déterminer à partir de quelle fréquence la vitesse axiale dépasse le dixième de la vitesse longitudinale. La figure 6.25 présente les mesures de la vitesse axiale pour la position particulière  $x = 13D$ , qui sera utilisée dans le chapitre 7 pour l'estimation de la force moyenne. Pour cette position, les écoulements axiaux sont globalement de l'ordre de 10 à 20% de la vitesse  $U_0$  pour l'aileron rigide, et inférieurs à 10 % pour les ailerons flexibles. Dans le cas de l'aileron rigide, les écoulements aux fréquences les plus élevées atteignent jusqu'à 70% de la vitesse  $U_0$  et sont dans ces cas non négligeables. Les estimations de forces que nous effectuerons dans le prochain chapitre doivent donc être interprétées avec précaution, notamment pour les plus hautes fréquences et amplitudes de notre diagramme de phase.

#### 6.4.2.2 Étirement de la vorticité

Intéressons-nous maintenant à l'évolution du pic de vorticité au coeur d'un tourbillon au cours de son advection dans le sillage. Dans la section 6.2, nous avons

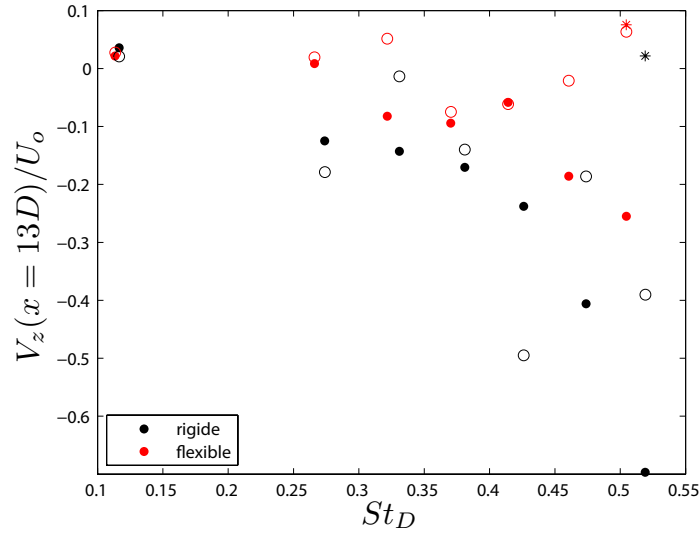


FIG. 6.25: Vitesse verticale mesurée dans notre plan de mesure à la position  $x = 13D$  en fonction de nombre de Strouhal et de l'amplitude d'oscillation. Les symboles correspondent aux amplitudes testées, selon la notation indiquée dans le tableau 3.12.

observé la diminution systématique de ce pic. Celle-ci est dans certains cas directement visible sur nos champs de vorticité. Un exemple est donné dans la figure 6.26 dans un cas d'aileron flexible, avec la fréquence la plus haute imposée  $St_D \sim 0.5$ , et une amplitude pointe à pointe  $A_D = 1.1$ . Nous y voyons une série temporelle de 6 champs de vorticité, espacés de 0.01 s. Le cœur du tourbillon rouge devient visiblement moins intense dès le temps 0.02 s.

Les écoulements verticaux moyens observés dans le paragraphe précédent sont susceptibles de contribuer à cette diminution observée. Nous nous intéressons dans ce qui suit à évaluer dans quelle mesure la diminution du pic résulte de ces écoulements verticaux (voir aussi Bohl & Koochesfahani (2004)).

La conservation de la masse pour un écoulement incompressible impose une divergence de la vitesse nulle en tout point de l'écoulement, soit :

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (6.10)$$

Nous pouvons donc estimer le gradient de vitesse axial à partir de la divergence des champs de vitesse dans notre plan de mesure :

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{\partial v_z}{\partial z}. \quad (6.11)$$

La figure 6.27 représente la même série temporelle que dans la figure 6.26, mais nous y représentons cette fois la divergence des champs de vitesses. Nous y voyons clairement que les zones de divergence non nulle correspondent aux cœurs des tourbillons. Ceux-ci sont donc le si ge d'un gradient axial non nul.

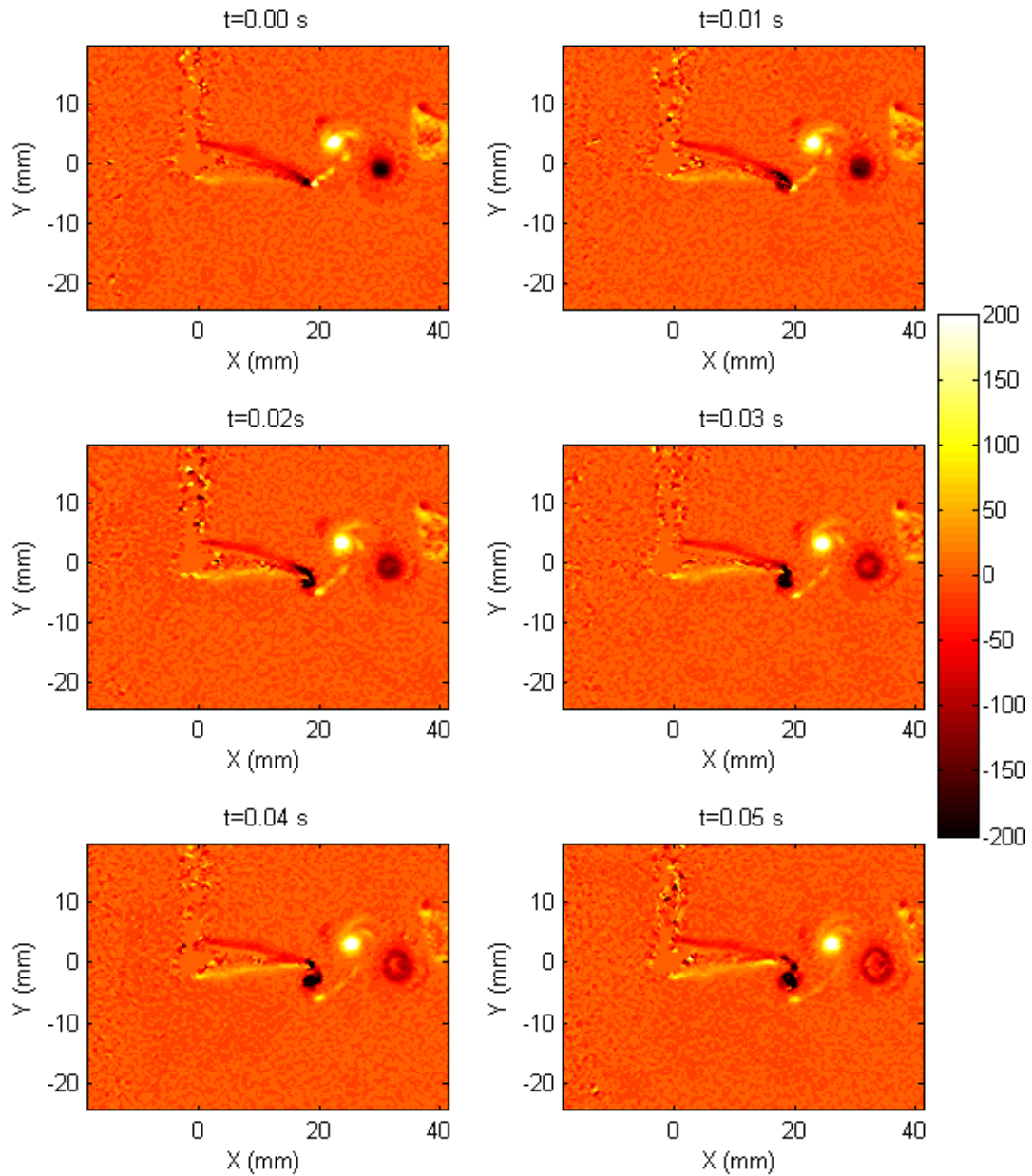


FIG. 6.26: Evolution temporelle du champs de vorticité, pour pour un cas d'aile flexible, avec  $St_D \sim 0.5$ , et  $A_D = 1.1$ . Le cœur du tourbillon rouge devient visiblement moins intense à partir de  $t = 0.1$  s.

Dans la figure 6.28, j'ai représenté l'évolution du pic de vorticité du tourbillon rouge de la figure 6.26, ainsi que la valeur de la divergence au centre de ce même

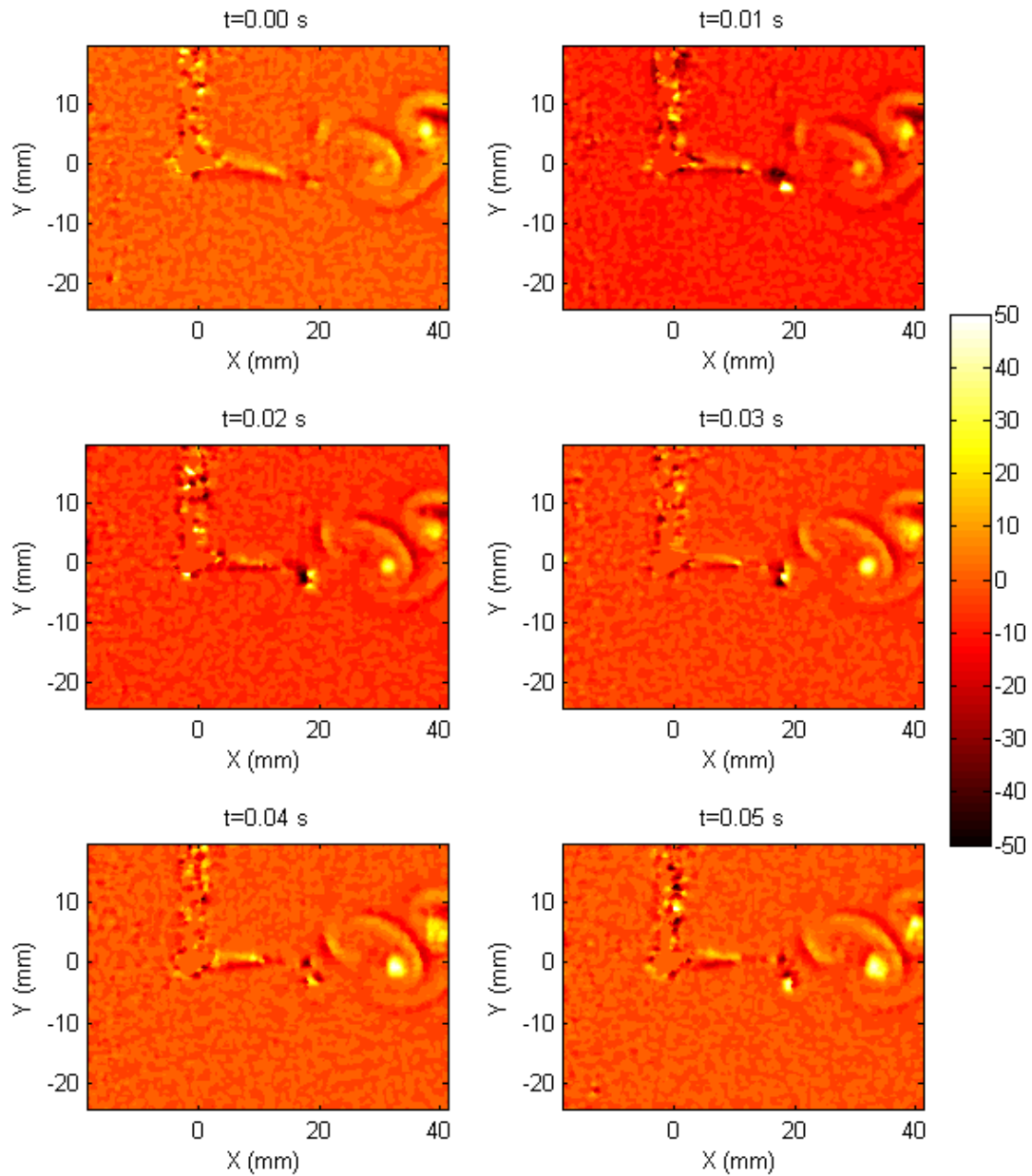


FIG. 6.27: Evolution temporelle de la divergence du champ de vitesse dans le plan de mesure, pour un cas d'aileron flexible, avec  $St_D \sim 0.5$ , et  $A_D = 1.1$ . Nous pouvons interpréter ces champs en tant que gradients de vitesse selon l'axe vertical, puisque la divergence de l'écoulement est globalement nulle.

tourbillon. Comme attendu, la diminution du pic est d'autant plus marquée que la divergence augmente. Nous obtenons ainsi une mesure quantitative instantanée du



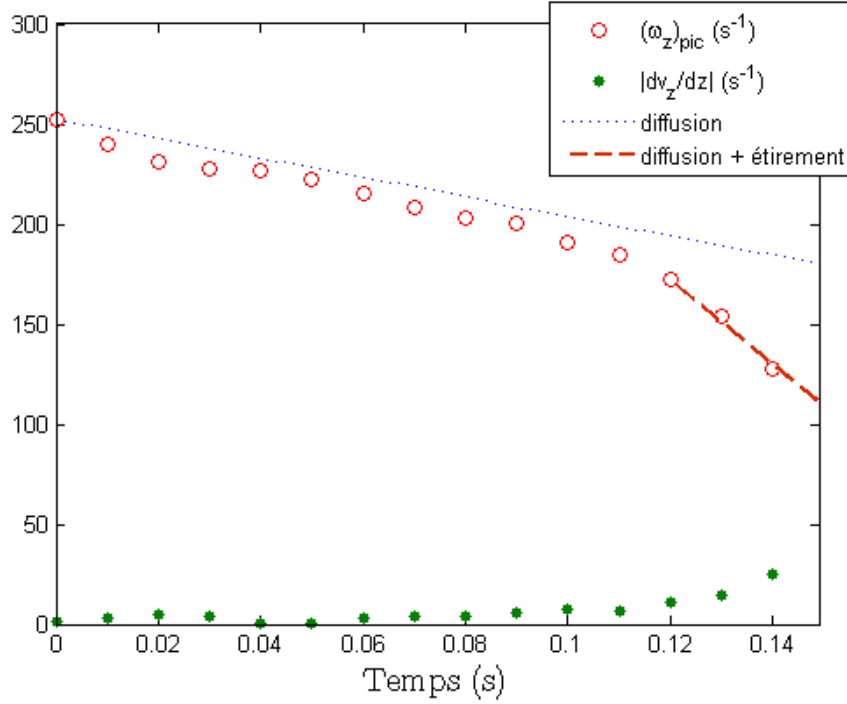


FIG. 6.28: Évolution temporelle du pic de vorticité de un tourbillon au cours de son advection dans le sillage, pour  $St_D = 0.5$ ,  $A_D = 1.1$ .

gradient vertical de la vitesse axiale  $\frac{\partial v_z}{\partial z}$ . Ce gradient est corrélé avec la diminution du pic de vorticité dans notre plan de mesure.

Par ailleurs, la décroissance du pic de vorticité peut être prédite en utilisant l'équation de transport de la vorticité (obtenue en prenant le rotationnel de l'équation de Navier-Stokes). Considérons notre écoulement dans le plan horizontal à mi-hauteur de l'aïeron. La composante principale de la vorticité est de la forme  $\omega_z(r)$ , où  $r$  représente la distance à partir du centre du tourbillon, et la composante radiale de la vitesse est négligeable. L'équation de transport de la vorticité nous donne dans ce cas :

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial t} = \omega_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega_z}{\partial r} \right) \quad (6.12)$$

Ainsi la vorticité évolue selon deux mécanismes : par étirement du vortex (premier terme) et par diffusion visqueuse (deuxième terme). En suivant la démarche de la partie 6.2.3.1 dans laquelle nous avons décrit la distribution de vorticité au sein d'un tourbillon par une loi gaussienne ( $\omega_z(r) = (\omega_z)_{pic} \exp^{-r^2/\sigma^2}$ ), nous obtenons l'équation d'évolution du pic de vorticité du tourbillon (en se plaçant en  $r = 0$ , *i.e* au centre du tourbillon) :

$$\frac{\partial (\omega_z)_{pic}}{\partial t} = (\omega_z)_{pic} \frac{\partial v_z}{\partial z} \Big|_{r=0} - \frac{4\nu}{\sigma^2} (\omega_z)_{pic}. \quad (6.13)$$

Or la circulation étant égale au flux de vorticité à travers l'aire du tourbillon, elle peut s'écrire :  $\Gamma = \pi\sigma^2(\omega_z)_{pic}$ . En remplaçant  $\sigma^2 = \Gamma/(\pi(\omega_z)_{pic})$  dans l'équation précédente, il vient :

$$\frac{\partial(\omega_z)_{pic}}{\partial t} = (\omega_z)_{pic} \frac{\partial v_z}{\partial z} \Big|_{r=0} - \frac{4\pi\nu}{\Gamma} (\omega_z)_{pic}^2. \quad (6.14)$$

Si nous considérons l'écoulement axial nul dans notre plan de mesure à mi-hauteur de l'aileron, le premier terme est nul puisqu'il fait intervenir le gradient axial de la vitesse verticale. L'intégration de l'équation nous donne alors :

$$(\omega_z)_{pic}(t) \sim \omega_0 - \frac{4\pi\nu}{\Gamma} \omega_0^2 t, \quad (6.15)$$

où  $\omega_0$  correspond à la valeur du pic de vorticité à l'instant  $t = 0$ . Cette équation est valable aux temps courts, c'est à dire en supposant  $\frac{4\pi\nu}{\Gamma} \omega_0 t \ll 1$ . Nous pouvons donc connaître la décroissance résultant de la diffusion visqueuse, au moins aux temps courts (ou de façon équivalente, dans le proche sillage de l'aileron) à partir de la simple mesure de la circulation et du pic de vorticité à un instant initial. Le pointillé bleu de la figure 6.28 correspond à la décroissance due uniquement à la diffusion de la vorticité d'après le modèle ci-dessus. Pour les premiers temps, la décroissance du pic de vorticité suit bien la loi de décroissance linéaire prédite par la seule diffusion visqueuse de la vorticité, mais au-delà de 0.12 s, elle décroît nettement plus rapidement. C'est précisément à partir de ce temps là que le gradient axial de la vitesse verticale devient plus important, d'après nos mesures de divergence. Ces observations sont d'ailleurs cohérentes avec ce que nous observons dans les figures 6.26 et 6.27.

Revenons donc à l'équation du transport de la vorticité 6.12. Si cette fois nous ne considérons que la décroissance du pic induite par l'étirement du tourbillon, nous obtenons l'équation :

$$\frac{\partial(\omega_z)_{pic}}{\partial t} = (\omega_z)_{pic} \frac{\partial v_z}{\partial z} \Big|_{r=0}. \quad (6.16)$$

Si nous supposons le gradient  $\frac{\partial v_z}{\partial z}$  constant, nous obtenons une décroissance exponentielle de la vorticité :

$$(\omega_z)_{pic} = \omega_0 e^{\frac{\partial v_z}{\partial z} \Big|_{r=0} t}. \quad (6.17)$$

Ainsi, dans notre approche aux temps courts, avec  $\frac{\partial v_z}{\partial z} \Big|_{r=0} t \ll 1$ , nous pouvons considérer :

$$(\omega_z)_{pic} \sim \omega_0 \left(1 + \frac{\partial v_z}{\partial z} \Big|_{r=0} t\right). \quad (6.18)$$

Ainsi, à partir du temps  $t = 0.12s$  pour lequel la valeur du gradient axial devient plus importante, une solution plus adaptée pour prédire la décroissance du pic de vorticité serait de superposer les deux solutions :

$$(\omega_z)_{pic} \sim \omega_0 - \frac{4\pi\nu}{\Gamma} \omega_0^2(t) + \omega_0 \left(1 + \frac{\partial v_z}{\partial z} \Big|_{r=0} t\right). \quad (6.19)$$

La valeur mesurée de  $\frac{\partial v_z}{\partial z}|_{r=0}$  au temps  $t = 0.12s$  est de  $11s^{-1}$ . En appliquant cette nouvelle formule à partir du temps  $t = 0.12s$ , nous obtenons le pointillé rouge, qui effectivement se superpose tout à fait avec nos mesures.

Par ailleurs, les expériences menées dans un plan vertical ( $x, y = y_0, z$ ) nous permettent de mesurer dans ce plan le gradient axial en fonction de la hauteur  $z$  le long de l'aileron et de la position  $x$  dans le sillage. Dans ce but, nous avons réalisé plusieurs expériences, en variant la position  $y_0$  du plan vertical de mesure, pour tenter de mesurer ce gradient au niveau de l'axe central des tourbillons émis. Ainsi, en plus des expériences réalisées dans le plan  $y = 0$  discutées précédemment, nous avons effectué les mêmes mesures dans des plans en  $y/D=0.5, 1, 2$  et  $3$ . La figure 6.29.a présente une superposition des profils moyens  $\langle \frac{\partial V_z}{\partial z} \rangle (z/D)$  pour différentes positions  $x$  en aval de l'aileron flexible. Le plan est situé en  $y/D \sim 0.5$ , et les paramètres de l'oscillation sont tels que  $St_D = 0.5, A_D = 2.1$ . Nous observons nettement la légère dissymétrie vis à vis de notre plan à mi-hauteur en  $z/D = 10$ . Celui-ci est repéré par la ligne pointillée. La flèche indique le sens croissant de variation de la position  $x$  à laquelle ont été mesurés les différents profils : le gradient moyen est d'autant plus négatif que la position à laquelle il est évalué est éloignée de l'aileron, ce qui correspond bien à nos observations.

Il est intéressant de remarquer que les valeurs moyennes du gradient axial mesurées dans ce plan vertical, sont bien plus faibles que les valeurs instantanées de ce gradient calculées au cœur des tourbillons à partir de la divergence des champs de vitesse dans le plan horizontal à mi-hauteur de l'aileron (voir figure 6.28). Effectivement, nous avons observé que le gradient axial est localisé principalement au cœur des tourbillons. La mesure moyenne est donc bien plus faible puisqu'elle prend en compte les valeurs quasi-nulles obtenues entre les passages des tourbillons. Ainsi, la figure 6.29.b correspond à une mesure instantanée des différents profils du gradient axial en fonction de  $z$ , pour les différentes positions en aval de l'aileron flexible, et pour les mêmes paramètres  $St_D = 0.5, A_D = 2.1$ . Cette fois la valeur maximale du gradient est bien comparable aux valeurs déterminées dans l'étude de la décroissance du pic ci-dessus.

Il faut cependant noter que cet exemple concerne une expérience pour laquelle l'écoulement axial est particulièrement important. Ainsi, seule la région supérieure de notre diagramme de phase (hautes fréquences et hautes amplitudes) présente un phénomène d'étirement de la vorticité visible dans la décroissance temporelle du pic de vorticité au coeur des tourbillons. Pour tous les autres points du diagramme, la diminution du pic de vorticité suit bien la loi linéaire prédite par la seule diffusion de la vorticité. Un exemple est donné dans la figure 6.30 pour un cas d'aileron flexible, avec  $St_D = 0.3$  et  $A_D = 1.1$ . Remarquons qu'ici, la série de mesures du pic de vorticité est plus longue que dans l'expérience étudiée précédemment. En effet, la vitesse de phase des tourbillons étant plus lente pour ces paramètres d'oscillation, les tourbillons restent plus longtemps dans notre fenêtre de mesure.

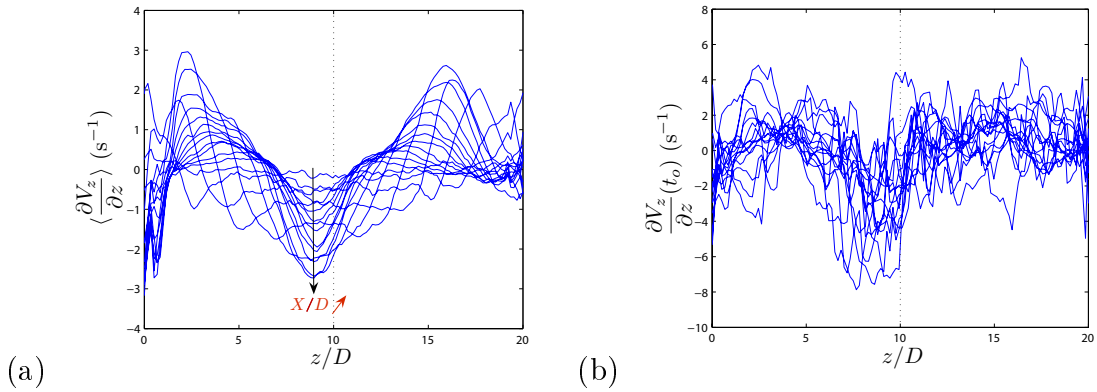


FIG. 6.29: Profils du gradient axial de la vitesse verticale dans un plan  $(x/D, y/D = 0.5, z/D)$  pour un cas d'aileron flexible, avec  $St_D = 0.5$  et  $A_D = 2.1$ . (a) Superposition des profils moyens  $\langle \frac{\partial V_z}{\partial z} \rangle (z/D)$  (gradient axial de la vitesse verticale) pour différentes positions  $x$  en aval de l'aileron flexible. La ligne pointillée repère la position de notre plan horizontal de mesure à mi-hauteur de l'aileron. La flèche indique le sens croissant de variation de la position  $x$  à laquelle ont été mesurés les profils. (b) Superposition des profils instantanés  $\frac{\partial V_z}{\partial z} (z/D)$  pour différentes positions  $x$  en aval de l'aileron flexible.

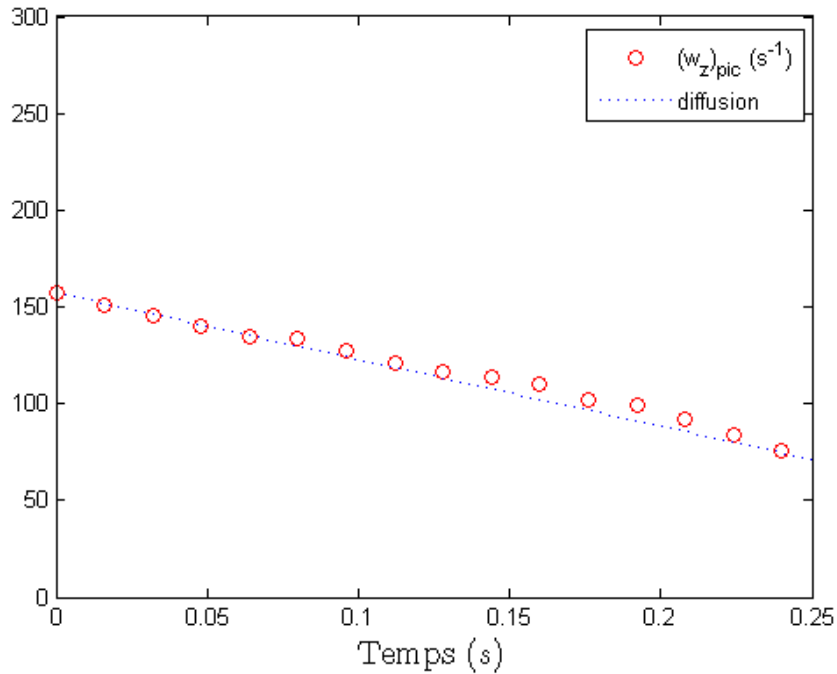


FIG. 6.30: Évolution temporelle du pic de vorticité d'un tourbillon au cours de son advection dans le sillage, pour  $St_D = 0.3$  et  $A_D = 1.1$ .

### 6.4.3 Validité de l'approche quasi-2D

En conclusion, nous avons pu mettre en évidence un certain nombre d'effets additionnels induits par la taille finie de l'aileron et la présence des parois du tunnel. L'intensité de ces effets augmente avec à la fois la fréquence et l'amplitude de l'oscillation, si bien qu'ils sont particulièrement prononcés dans la région supérieure de notre espace des phases (hautes fréquences et amplitudes). Par ailleurs, pour chaque point de cet espace, l'importance des effets de bords augmente avec la distance en aval de l'aileron, si bien qu'il existe toujours une limite au-delà de laquelle la dynamique tourbillonnaire est clairement gouvernée par des mécanismes 3D.

Pour toutes ces raisons, nos mesures ne concernent que le sillage proche de l'aileron pour lequel une approche quasi-2D reste raisonnable. Cependant, les expériences concernant la plus grande amplitude testée ( $A_D = 2.1$ ) avec une fréquence au-delà de  $St_D = 0.4$  doivent être abordées avec précaution, car les effets de parois y sont particulièrement présents, et en particulier non négligeables même proches de l'aileron. L'incertitude de nos mesures pour ces points du diagramme est en conséquence bien plus importante que dans le reste de notre espace de paramètres.



## Forces Hydrodynamiques

Le sillage tourbillonnaire créé par le battement des nageoires ou des ailes des animaux qui nagent ou volent, constitue l’empreinte hydrodynamique des interactions entre le fluide et l’animal. Ces interactions sont par ailleurs à l’origine des forces nécessaires à la locomotion. En particulier, afin d’initier sa propulsion, l’animal doit délivrer une impulsion nette au fluide, qui est temporairement imprimée dans le sillage via les tourbillons porteurs de cette impulsion. Ainsi les principes physiques gouvernant quasiment tous les aspects de la propulsion par la nage ou le vol peuvent être élucidés en étudiant le sillage tourbillonnaire.

De la même façon, le sillage des ailerons oscillants constitue une source d’informations pour l’estimation des forces qu’ils subissent. Nous cherchons donc dans ce chapitre à estimer ces forces à partir de la configuration structurale et dynamique du sillage. Une comparaison systématique est faite entre le cas de l’aileron rigide et les cas d’ailerons flexibles, en fonction de la configuration de battement des ailerons, et dans l’ensemble de notre espace de phase. L’intérêt d’une telle approche est qu’elle permet de se dispenser d’instruments intrusifs de mesures (capteurs de pression, balances de forces).

### 7.1 Courte revue des méthodes d’estimation des forces à partir du sillage tourbillonnaire

Le principe de base permettant le calcul de la force à partir du sillage tourbillonnaire, consiste à effectuer un bilan des efforts à l’intérieur d’un volume de contrôle englobant le corps étudié, et dans une configuration d’écoulement bidimensionnel (Anderson (1991)). En général, le choix d’un volume de contrôle suffisamment éloigné du corps permet de négliger les effets de viscosité. Dans le cas d’un écoulement incompressible et homogène, l’application directe de ce bilan nécessite la connaissance de la distribution des vitesses et des accélérations à l’intérieur du volume, ainsi que la distribution de pression sur son contour externe. Or, cette dernière n’est généralement pas accessible par les seules mesures de PIV. Afin de contourner ce

problème, deux méthodes sont essentiellement utilisées. La première consiste à négliger le terme de pression en choisissant un volume de contrôle suffisamment éloigné du corps (Noca *et al.* (1999)). La seconde utilise l'équation d'impulsion pour évaluer la distribution de pression (Unal *et al.* (1997)). En effet, dans le cas d'un écoulement 2D, le gradient de pression instantané peut être déduit directement des champs de vitesses, ce qui nous permet d'accéder à la pression après intégration spatiale. Dans les travaux de Kurtulus *et al.* (2007), cette dernière méthode n'est utilisée que dans la région turbulente du sillage, tandis que la pression dans la région lentement variable de l'écoulement (considéré potentiel) est déterminée par la relation de Bernoulli. En pratique, une démarche classique consiste à ne s'intéresser qu'à la valeur moyenne de la force engendrée par le sillage. Il est alors suffisant de ne déterminer les distributions de pression, de vitesse et des second moments de vitesse (contraintes de Reynolds) qu'au niveau du contour extérieur du volume de contrôle. De nouveau, selon la démarche choisie, le terme de pression peut soit être négligé, soit être estimé à partir de l'équation d'impulsion instantanée moyennée dans le temps. Ainsi, dans le cas d'un écoulement 2D, tous les termes nécessaires à l'estimation de la force moyenne peuvent être déterminés à partir des champs de vitesse dans le plan, via les valeurs moyennes et statistiques (voir aussi Bohl & Koochesfahani (2009)).

Une autre approche, popularisée par Saffman (1992), permet de s'affranchir de la connaissance du terme de pression en déterminant la force à partir de la dérivée du moment de vortacité (équation d'impulsion de la vortacité). Le lien existant entre la force et la dynamique de vortacité est ainsi mis en évidence. La difficulté majeure réside alors dans la détermination du volume d'intégration, qui doit nécessairement contenir toute la vortacité (*i.e.* le volume doit être étendu à l'infini). Par ailleurs, Dabiri (2005) montre l'équivalence d'un calcul basé sur la connaissance combinée champs de vitesse/distribution de pression avec un calcul basé sur la connaissance combinée champs de vortacité/masse ajoutée des vortex du fluide. Il indique ainsi que la masse ajoutée du fluide environnant les tourbillons du sillage constitue un paramètre analogue à la pression.

Une approche différente, proposée par Quartapelle & Napolitano (1983), consiste à multiplier l'équation d'impulsion de la vortacité par le gradient d'une certaine fonction harmonique (qui doit satisfaire la condition aux limites de Neumann, et dont le gradient doit décroître vers zéro hors des contours d'intégration), avant d'intégrer sur le domaine d'intérêt. L'avantage de cette approche est qu'elle fait intervenir un facteur qui décroît avec la distance à l'obstacle. Elle est donc appropriée pour les études numériques qui utilisent généralement une résolution décroissante loin de l'obstacle, et pour les études expérimentales dans lesquelles la fenêtre de mesure restreint le domaine de calcul. Les travaux de Protas (2007) proposent une simplification de cette méthode en proposant une fonction harmonique aux propriétés plus générales que celles décrites ci-dessus. Ils montrent cependant que cette dernière ne peut être construite, indiquant ainsi que, parmi les différentes approches qu'ils proposent, la formule de Quartapelle-Napolitano est "optimale".



Beaucoup d'autres études encore s'intéressent au calcul de la force à partir du sillage produit par l'obstacle, avec des configurations plus compliquées, en s'attachant à l'influence de l'un ou l'autre des paramètres intervenant dans l'expression de la force, ou en analysant la pertinence des différentes hypothèses classiquement utilisées. Par exemple, Artana *et al.* (2010), dans leur étude de l'influence des conditions aux limites sur les champs de pression, utilisent la fonction de Green pour déterminer ces champs à partir de conditions aux limites non uniformes. Un autre exemple est donné par Oudheusden *et al.* (2006), qui s'attachent à rendre compte des effets de compressibilité du fluide.

Récemment, une nouvelle formulation de la force a été proposée par Wu *et al.* (2007), nettement différente de toutes les approches décrites ci-dessus. En effet, ces derniers montrent avec succès que la force peut être approximée par l'intégrale volumique d'une densité de force sur un petit domaine autour du corps d'étude, qui ne prend en compte ni les tourbillons détachés dans le sillage, ni la région dans laquelle se forment les tourbillons. A partir du laplacien de la vorticité, le domaine est alors divisé dynamiquement en deux régions : une région externe de l'écoulement qui contient les deux allées de tourbillons, et une région comprenant l'écoulement de recirculation présent entre ces deux allées.

Dans le cadre de cette thèse, nous choisissons d'aborder l'approche classique de Noca *et al.* (1999), suffisante pour nous permettre de comparer les forces développées par les différents ailerons.

## 7.2 Estimation de la traînée à partir des champs moyens

### 7.2.1 Formulation

Nous revenons ici sur l'approche classique de Noca *et al.* (1999), consistant à estimer la force globale moyenne subie par l'aileron dans la direction de l'écoulement moyen, à partir d'un bilan de quantité de mouvement dans un volume de contrôle matériel qui englobe l'aileron. Ce bilan se fait à partir des champs moyens de la vitesse longitudinale. Nous rappelons dans ce qui suit les différentes étapes conduisant à la formule que nous utiliserons ensuite pour estimer cette force (*e.g.* Landau & Lifshitz (1989) ; Batchelor (1967)). Pour cela, nous considérons un volume de contrôle matériel (lagrangien)  $VC_m(t)$  délimité par une surface matérielle  $SC_m(t)$ <sup>1</sup> qui englobe l'aileron et le fluide interagissant avec celui-ci. D'après le principe fondamental de la dynamique, la somme des forces appliquées au volume de contrôle est égale à

<sup>1</sup>Un volume matériel est un volume arbitrairement choisi dans le fluide, qui reste toujours constitué des même particules de fluide. Il se déforme donc et se déplace avec le fluide, et contient une masse à l'intérieur de la surface matérielle constante au cours du temps.

la dérivée temporelle de la quantité de mouvement totale contenue dans le volume de contrôle :

$$\sum \vec{F}_{\text{appliquées}} = \frac{D\vec{P}}{Dt} = \frac{D}{Dt} \iiint_{VC_m(t)} \rho \vec{v} d\tau, \quad (7.1)$$

où  $\vec{P}$  est le vecteur quantité de mouvement,  $\rho$  la densité du fluide, et  $\vec{v}$  sa vitesse. Le fluide à l'intérieur de la surface de contrôle délimitée par ce volume est soumis à chaque instant à des forces qui s'exercent sur la surface de contrôle, et à des forces qui s'exercent sur la surface de l'aileron :

$$\sum \vec{F}_{\text{appliquées}} = \iint_{SC_m(t)} \vec{n} \bar{\bar{\Sigma}} dS + \iint_{\text{surface aileron } S_m(t)} \vec{n} \bar{\bar{\Sigma}} dS, \quad (7.2)$$

où  $\bar{\bar{\Sigma}}$  représente le tenseur des contraintes, et  $\vec{n}$  le vecteur unitaire normal à la surface, orienté vers l'extérieur. Par définition, le deuxième terme du second membre  $\iint_{\text{surface aileron } S_m(t)} \vec{n} \bar{\bar{\Sigma}} dS$  correspond à la force exercée par l'aileron sur le fluide, que nous notons  $-\vec{F}$ . Ainsi, par le principe de l'action et de la réaction, la force exercée par le fluide sur l'aileron vaut  $\vec{F}$ , soit :

$$\sum \vec{F}_{\text{appliquées}} = \iint_{SC_m(t)} \vec{n} \bar{\bar{\Sigma}} dS - \vec{F} \quad (7.3)$$

Par ailleurs, pour un fluide Newtonien incompressible, le tenseur des contraintes s'écrit comme suit :

$$\bar{\bar{\Sigma}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{T}}, \quad (7.4)$$

où  $p\bar{\bar{I}}$  représente la contribution du terme de pression, tandis que  $\bar{\bar{T}}$  représente celle des contraintes visqueuses, qui est défini par :

$$\bar{\bar{T}} = (\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T). \quad (7.5)$$

Il vient donc, compte tenu des équations 7.1, 7.3 et 7.4 :

$$\vec{F} = -\frac{D}{Dt} \iiint_{VC_m(t)} \rho \vec{v} d\tau + \iint_{SC_m(t)} \vec{n} (-p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{T}}) dS. \quad (7.6)$$

Cependant, étant donné que notre fenêtre de visualisation est fixe dans nos expériences, il est plus pratique de travailler sur des volumes de contrôle géométriques fixes (euleriens) plutôt que sur des volumes matériels qui évoluent avec le mouvement du fluide en fonction du temps (lagrangiens). La conservation de la quantité de mouvement à l'intérieur d'un volume géométrique s'applique de la même façon que dans le volume matériel, si nous prenons en compte les termes de flux à travers la surface le délimitant. Par le théorème du transport, nous pouvons expliciter la dérivée temporelle de la quantité de mouvement à travers le volume géométrique comme suit :

$$\frac{D}{Dt} \iiint_{VC} \rho \vec{v} d\tau = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{VC} \rho \vec{v} d\tau + \iint_{SC} (\vec{n} \cdot \rho \vec{v}) \vec{v} dS. \quad (7.7)$$

Le premier terme du membre de droite correspond au taux de variation de la quantité de mouvement du fluide à l'intérieur du volume de contrôle (terme instationnaire), tandis que le second correspond à son flux de sortie hors du volume (terme convectif). Ainsi la somme de ces deux termes donne bien le taux net de variation de la quantité de mouvement dans le volume de contrôle.

Finalement, les équations 7.6 et 7.7 nous permettent d'écrire l'expression de la force subie par l'aileron <sup>2</sup> :

$$\begin{aligned} \vec{F} &= -\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{VC} \rho \vec{v} d\tau - \iint_{SC} (\vec{n} \cdot \rho \vec{v}) \vec{v} dS \\ &\quad - \iint_{\text{surface aileron}} (\vec{n} \cdot \rho \vec{v}) \vec{v} dS + \iint_{SC} \vec{n} (-p\bar{I} + \bar{T}) dS. \end{aligned} \quad (7.8)$$

L'aileron étant imperméable, le produit  $(\vec{n} \cdot \vec{v}) dS$  est nul sur sa surface, et nous avons finalement :

$$\vec{F} = -\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{VC} \rho \vec{v} d\tau - \iint_{SC} (\vec{n} \cdot \rho \vec{v}) \vec{v} dS + \iint_{SC} \vec{n} (-p\bar{I} + \bar{T}) dS. \quad (7.9)$$

Une surface matérielle pratique consiste en un parallélépipède rectangle, englobant l'aileron, dont les génératrices sont parallèles à l'écoulement non perturbé (parallèle à l'axe des  $x$  dans notre expérience) et les faces planes d'aire  $A$  sont perpendiculaires au courant. Nous supposons que cette surface coïncide à un instant donné avec un volume géométrique fixe dans l'écoulement, dans lequel nous appliquons la formule 7.9. Toutes les faces de la surface matérielle sont supposées suffisamment éloignées du corps pour que nous puissions y négliger les effets visqueux. Nous considérons en effet qu'en l'absence du corps, les effets dissipatifs sont faibles dans l'écoulement. En particulier, la position de la face en aval du corps est choisie loin en aval de façon à pouvoir raisonnablement supposer que les lignes de courant y sont redevenues parallèles à l'axe  $Ox$ , et que la pression y a retrouvé sa valeur en amont  $p_0$  (le fluide est considéré incompressible) (Batchelor (1967)). Ainsi, les forces de pression s'exerçant sur la surface de contrôle s'annulent entre l'amont et l'aval, le haut et le bas de la surface, et nous pouvons nous affranchir de la connaissance du champ de pression dont la mesure est difficile à obtenir expérimentalement. Enfin, si nous supposons l'écoulement stationnaire, le premier terme du membre de droite de l'équation 7.9 est nul. Compte tenu de toutes ces approximations, nous obtenons :

$$\vec{F} = - \iint_{SC} (\vec{n} \cdot \rho \vec{v}) \vec{v} dS \quad (7.10)$$

<sup>2</sup>La surface de contrôle géométrique est constituée de la surface délimitée par le volume de contrôle géométrique, mais aussi de la surface de l'aileron.

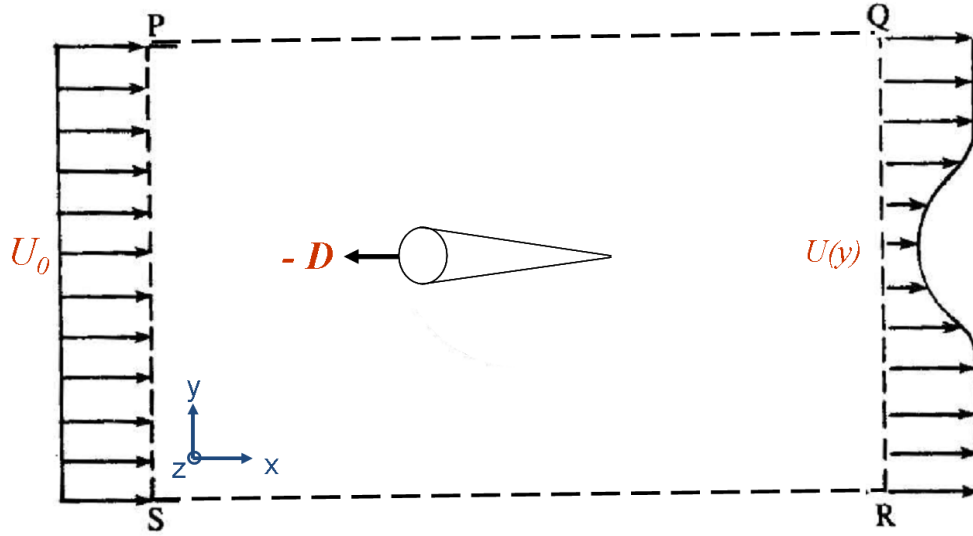


FIG. 7.1: Volume de contrôle (PQRS+contour de l'aile) utilisé pour l'estimation de la force moyenne de traînée.

En projetant cette relation sur l'axe des  $x$ , nous obtenons la force appliquée par le fluide sur l'aile dans la direction  $x$  de l'écoulement  $F_D$  :

$$F_D = - \iint_{\text{parallélépipède}} (\vec{n} \cdot \rho v_x) \vec{v} dS. \quad (7.11)$$

Cette force correspond à une force de traînée si elle est positive, et à une force de propulsion dans le cas contraire<sup>3</sup>.

Dans la mesure où la face aval de la surface de contrôle n'est pas trop éloignée de l'aile, nous pouvons raisonnablement considérer l'écoulement quasi-bidimensionnel à l'intérieur de notre volume. Le bilan de quantité de mouvement peut alors être réalisé dans notre plan de mesure horizontal à mi-hauteur de l'aile. Le parallélépipède délimite dans ce plan un rectangle (PQRS). Avec  $U_0$  la vitesse dans le tunnel au niveau du profil plat,  $U(y)$  le profil de vitesse mesuré dans le sillage à la sortie du volume de contrôle et  $L$  un élément de longueur fixe dans la direction  $Oz$ , l'intégrale sur le parallélépipède peut être explicitée comme suit :

Sur SP,  $\vec{v} = v_x \vec{u}_x = U_0 \vec{u}_x$ , et sur QR,  $\vec{v} = v_x \vec{u}_x = U(y) \vec{u}_x$ .

Donc :

$$\iint_S^P \rho v_x (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_0 \iint_S^P \rho (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = -\rho U_0^2 L SP. \quad (7.12)$$

<sup>3</sup>Nous choisissons l'axe des  $x$  orienté dans le même sens que l'écoulement libre, non perturbé par le corps.

Le signe moins vient de la convention d'orientation sortante de la surface. De même :

$$\iint_Q^R \rho v_x (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = \rho L \int_Q^R U(y)^2 dy. \quad (7.13)$$

Par contre, sur PQ et RS, il existe une vitesse transverse  $v_y \neq 0$  mais la vitesse longitudinale est proche de  $U_0$  si on est assez loin de l'aileron. On peut alors écrire :

$$\iint_P^Q \rho U_0 (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_0 \iint_P^Q \rho (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_0 \dot{m}_{PQ}, \quad (7.14)$$

où  $\dot{m}_{PQ}$  est le débit massique à travers la surface  $L \times PQ$ , et :

$$\iint_R^S \rho U_0 (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_0 \iint_R^S \rho (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_0 \dot{m}_{RS}, \quad (7.15)$$

où  $\dot{m}_{RS}$  est le débit massique à travers la surface  $L \times RS$ .

Nous ne connaissons pas les quantités  $\dot{m}_{PQ}$  et  $\dot{m}_{RS}$  mais la conservation de la masse nous donne :

$$\dot{m}_{PQ} + \dot{m}_{QR} + \dot{m}_{RS} + \dot{m}_{SP} = 0. \quad (7.16)$$

Soit :

$$\dot{m}_{PQ} + \dot{m}_{RS} = -\dot{m}_{SP} - \dot{m}_{QR} \sim L \int_Q^R \rho [U_0 - U(y)] dy. \quad (7.17)$$

avec  $\dot{m}_{SP} = \iint_S^P \rho (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = \rho L \iint_S^P U_0 dy$ , et  $\dot{m}_{QR} = \iint_Q^R \rho (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = \rho L \iint_Q^R U(y) dy$ .  
On obtient finalement :

$$F_D = \rho U_0^2 L SP + \rho L \int_Q^R U(y)^2 dy + U_0 (L \int_Q^R \rho [U_0 - U(y)] dy), \quad (7.18)$$

et donc :

$$F_D = \rho L \int_Q^R U(y) [U_0 - U(y)] dy. \quad (7.19)$$

Dans la suite de notre discussion, nous définissons la traînée par unité de longueur suivant l'axe ( $z$ )  $\mathfrak{D}_x$  :

$$\mathfrak{D}_x = \rho \int_Q^R U(y) [U_0 - U(y)] dy. \quad (7.20)$$

Cette équation nous permet donc d'estimer la force moyenne  $\mathfrak{D}_x$  ressentie par l'aileron dans la direction  $x$  de l'écoulement par une simple mesure du profil de vitesse transverse loin en aval de l'aileron, sans avoir à instrumenter l'aileron.

Par ailleurs, elle permet d'établir un lien direct entre le déficit ou l'excès moyen de vitesse dans le sillage et la force subie par l'aileron. Le premier cas correspond à une force de traînée caractérisée par une valeur positive de  $\mathfrak{D}_x$ . La force est dans le même sens que l'écoulement dans le tunnel, et sa valeur est d'autant plus grande que le déficit de vitesse est marqué par rapport à la vitesse longitudinale de l'écoulement

non perturbé. Le second cas, opposé au premier, correspond à une force de propulsion, caractérisée par une valeur négative de  $\mathfrak{D}_x$ . La force est donc dirigée dans le sens inverse de l'écoulement du tunnel, et sa valeur est d'autant plus négative que l'écart de la vitesse dans le jet par rapport à l'écoulement non perturbé est grand. Cette approche doit cependant être considérée avec précaution. En effet, compte tenu de toutes les hypothèses sur lesquelles la formule est établie, l'estimation de la force reste très approximative. En particulier, l'hypothèse d'une pression uniforme le long du profil aval, égale à la pression en amont n'est pas rigoureuse. De plus, nous avons supposé que le terme instationnaire de l'équation 7.9 ne contribuait pas à la force globale. Nous reviendrons sur ce point dans la dernière section de ce chapitre. Par ailleurs, l'équation n'est plus valable dans le cas des sillages asymétriques, lesquels sont marqués par l'apparition d'une force de portance. De fait, dès qu'il existe un flux de quantité de mouvement non nul au travers des parois latérales de notre volume de contrôle, l'estimation de la force est erronée. Ainsi l'estimation de la force de propulsion dans la région des hautes fréquences et grandes amplitudes est très approximative.

## 7.2.2 Application à nos expériences

### 7.2.2.1 Choix de la position en aval du profil

Le choix de la frontière aval de notre volume de contrôle est crucial pour la pertinence de l'estimation des coefficients de traînée à partir de la méthode décrite ci-dessus. En effet, cette frontière détermine le profil mesuré de la vitesse longitudinale moyenne à partir duquel nous effectuons le bilan de quantité de mouvement. Dans nos expériences, nous avons choisi le profil situé à environ  $13D$  en aval de l'aileron (l'origine étant au centre du cylindre qui constitue l'axe de rotation de l'aileron). Ce choix résulte d'un compromis entre deux critères : d'une part, le profil doit être suffisamment éloigné de l'aileron pour nous permettre de négliger les fluctuations de pression et de considérer la pression égale à  $p_0$  au niveau du profil. D'autre part, le profil doit être suffisamment proche de l'aileron pour que l'approximation de sillage quasi-2D demeure raisonnable. En effet, nous avons déjà établi dans la partie 6.4 que plus nous nous éloignons de l'aileron, plus le sillage perd sa caractéristique bidimensionnelle avec une évolution 3D de la dynamique tourbillonnaire.

Nous avons estimé la sensibilité de l'estimation du coefficient de traînée en fonction de la position  $x$  du profil aval définissant la frontière du volume de contrôle dans le cas de l'aileron rigide. Les résultats sont rassemblés dans la figure 7.2. Les symboles désignent différentes configurations de battement. Les séries de mesures correspondent respectivement du haut vers le bas au cas de l'aileron immobile en incidence nulle avec l'écoulement ( $\square$ ), puis aux cas de l'aileron oscillant avec  $(St_D, A_D) = (0.15, 0.71), (0.22, 1.42)$  et  $(0.21, 2.12)$ . Ces trois dernières configurations correspondent à des sillages caractéristiques des trois principaux régimes identifiés : un sillage de type BvK ( $\triangle$ ), un sillage BvK inversé ( $\circ$ ) puis un sillage asymétrique

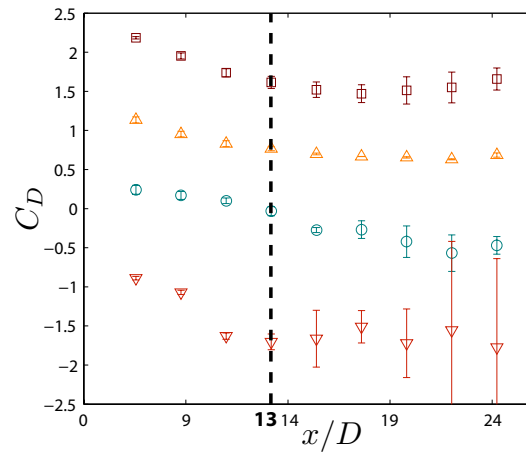


FIG. 7.2: Sensibilité du calcul du coefficient de traînée au choix de la position  $x$  du profil aval. Les séries de mesures correspondent respectivement du haut vers le bas au cas de l'aileton immobile en incidence nulle avec l'écoulement ( $\square$ ), puis aux cas de l'aileton oscillant avec  $(St_D, A_D) = (0.15, 0.71), (0.22, 1.42)$  et  $(0.21, 2.12)$ . La ligne pointillée noire correspond à la position  $x/D = 13$  pour laquelle nos mesures ont été effectuées.

( $\nabla$ ). Les barres d'erreurs pour chaque point ont été estimées à partir de la différence obtenue entre les mesures pour plusieurs itérations de la même expérience.

Comme attendu, la barre d'erreur attribuée à l'estimation du coefficient est plus grande lorsque le profil est choisi loin dans le sillage à cause des effets de paroi qui y deviennent non négligeables. Dans le cas des sillages asymétriques, l'incertitude est considérablement grande. Nous pouvons par ailleurs noter que la valeur estimée de  $C_D$  est systématiquement plus grande pour les profils proches de l'aileton. En effet, les variations de pression y sont plus importantes. Or celles-ci sont négligées dans notre estimation de force, ce qui entraîne une surestimation de cette dernière d'autant plus élevée que les fluctuations de pression sont importantes (Ramamurti & Sandberg (2001)). Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 7.3.

La valeur de  $C_D$  estimée diminue ensuite au fur et à mesure que le profil de vitesse est pris plus loin en aval, jusqu'à une certaine position à partir de laquelle le changement devient plus faible. C'est à cette même position que nous avons choisi d'estimer la force, soit à la station  $x/D \sim 13$  (indiquée sur la figure par la ligne pointillée noire). Quantitativement, cette limite a été déterminée à partir du cas de l'aileton rigide immobile en incidence nulle, à l'endroit pour lequel, lorsque  $x$  augmente, la décroissance observée de  $C_D$  devient égale ou inférieure à la taille moyenne des barres d'erreurs. La valeur de référence  $C_{D0}$  du coefficient de traînée a été déterminée à partir du cas de l'aileton immobile, en incidence nulle avec l'écoulement. Celle-ci est identique pour tous les ailerons et vaut :  $C_{D0} = 1.5$ . La sensibilité de cette valeur au choix de la position  $x$  est très faible. Par exemple, un changement sur la position  $x$  de  $4D$  entraîne une variation inférieure à 7%, à peine supérieure à la barre d'erreur

de 4% obtenue entre les différents itérations de la même expérience.

Par ailleurs, afin d'apprécier et de comparer la robustesse de notre estimation de  $C_D$  entre les différents ailerons et dans l'ensemble de notre espace de paramètres, j'ai représenté dans la figure 7.3 la déviation standard associée à la série de valeurs de  $C_D$  obtenues aux différentes stations horizontales entre  $x/D = 5.5$  et 14 pour l'aileron rigide et les ailerons flexible A et B. De nouveau, la déviation standard des séries de mesures montre que l'estimation de  $C_D$  devient significativement sensible à la position  $x$  du profil aval ( $std(\sum_i C_D(x_i)) > 1$ ) dans la région des hautes fréquences et grandes amplitudes de l'espace des paramètres ( $St_D > 0.3$  pour  $A_D \sim 2.1$ ,  $St_D > 0.4$  pour  $A_D \sim 1.1$ ). La sensibilité dans cette région augmente avec le nombre de Strouhal  $St_D$  d'une part, et avec l'amplitude d'oscillation  $A_D$  d'autre part. De plus, nous pouvons observer que les valeurs de déviations standards sont plus élevées pour les ailerons flexibles que pour l'aileron rigide. Ceci s'explique par le fait que l'amplitude effective pointe à pointe est supérieure pour les ailerons flexibles, d'où une amplification des effets de bords (voir partie 6.4).

### 7.2.2.2 Effet de blocage

Le confinement de l'aileron dans le tunnel entraîne un effet de blocage qu'il faut prendre en compte dans l'équation 7.20. En effet, comme abordé dans la section 6.4, la conservation du débit dans le tunnel entraîne une différence entre la valeur  $U_0$  du profil plat à l'entrée du tunnel et la valeur  $U_{0max}$  du profil plat en aval. Afin de rendre compte de cet effet dans le bilan de quantité de mouvement, c'est la valeur du profil plat en aval, notée  $U_{0max}$  que nous soustrayons au profil  $v_x(13D, y)$ , ce qui revient à prendre en compte la variation de la vitesse  $v_x$  avec  $x$  le long des parois latérales de la surface de contrôle. Nous avons donc finalement :

$$\mathfrak{D}_x = \rho \int_Q^R v_x(13D, y)[U_{0max} - v_x(13D, y)] dy. \quad (7.21)$$

La figure 7.4 présente les valeurs mesurées de  $U_{0max}$  en fonction des paramètres de battement de l'aileron. Le rapport  $U_{0max}/U_0$  varie selon la configuration de battement entre 0.9 et 1.1. Lorsque le sillage présente en moyenne un déficit de vitesse, la valeur de  $U_{0max}$  est supérieure à  $U_0$ . Lorsqu'il présente un jet de vitesse, la valeur de  $U_{0max}$  est d'autant plus basse que ce jet est prononcé, et pour les hautes fréquences et grandes amplitudes, elle est inférieure à  $U_0$ . Ces observations résultent de la conservation du débit à travers la section constante du tunnel. Ainsi, pour une amplitude donnée, la vitesse du profil plat en aval diminue avec l'augmentation de la fréquence de battement de l'aileron, et l'effet est d'autant plus marqué que l'amplitude d'oscillation est importante. Si nous représentons les valeurs de vitesse  $U_{0max}$  en fonction du produit  $Af$ , les mesures se superposent sur une droite maîtresse (voir figure 7.5, dans le cas d'un aileron flexible).



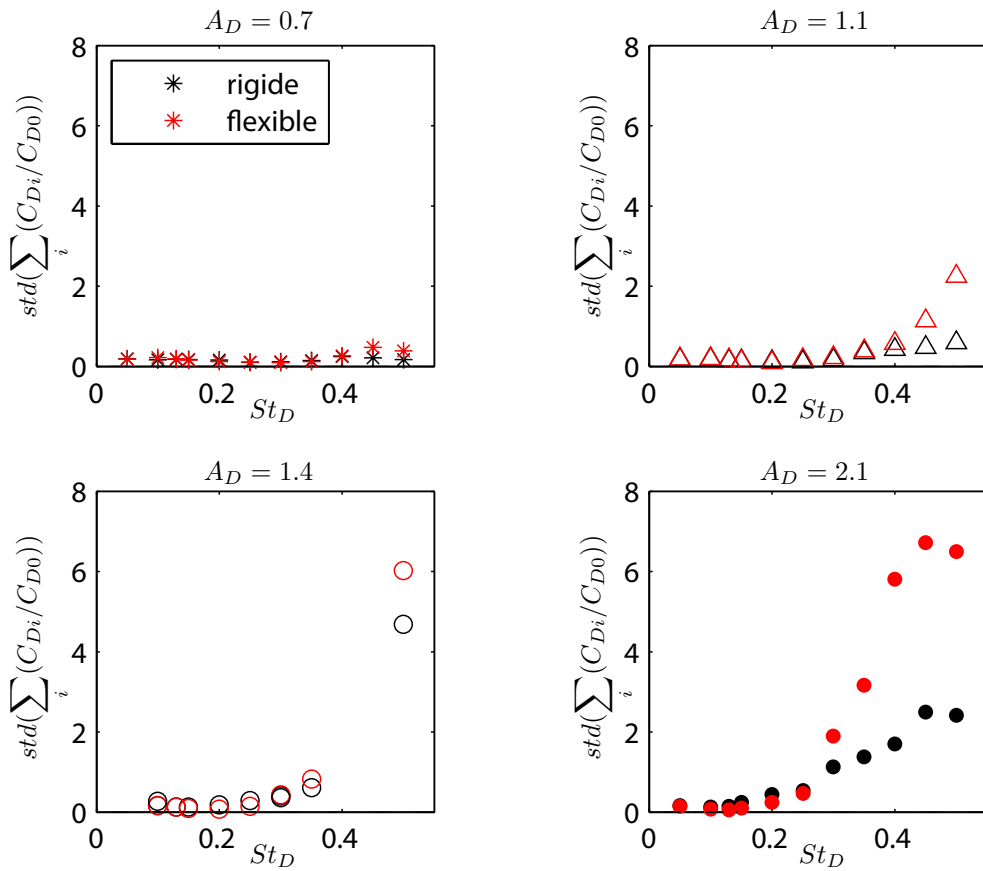


FIG. 7.3: Dispersion des mesures de  $C_D$  à différentes stations du sillage, en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ , et pour nos quatre amplitudes testées. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3, tandis que les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) de l'aileron flexible (rouge).

Dans le cas particulier des expériences réalisées à la plus grande amplitude ( $A_D = 2.1$ ) et avec les nombres de Strouhal les plus élevés  $St_D \sim 0.4, 0.45$  et  $0.50$ , la largeur du sillage est telle qu'elle rejoint les couches limites qui se développent sur les deux parois latérales (voir chapitre 6.4). Dans ce cas, le profil situé à  $x = 13D$  en aval de l'aileron ne présente plus de portion plate. La valeur  $U_{0max}$  est alors mesurée à une position plus proche de l'aileron pour laquelle le profil de vitesse présente encore une portion plate. Nous choisissons pour cette mesure le profil le plus éloigné de l'aileron pour lequel un profil plat est visible. L'incertitude sur la valeur de  $U_{0max}$  est donc plus élevée pour ces trois points expérimentaux, ce qui conduit à une estimation plus approximative du coefficient de traînée pour ces points. La figure 7.6 présente les profils amonts et aval utilisés pour l'estimation de la force, pour trois configurations de battement différentes. Les deux premières correspondent à un sillage de type BvK et un sillage BvK inversé. La dernière correspond à un cas pour lequel le profil aval ne présente pas de profil plat, à cause des effets de parois devenus trop importants.

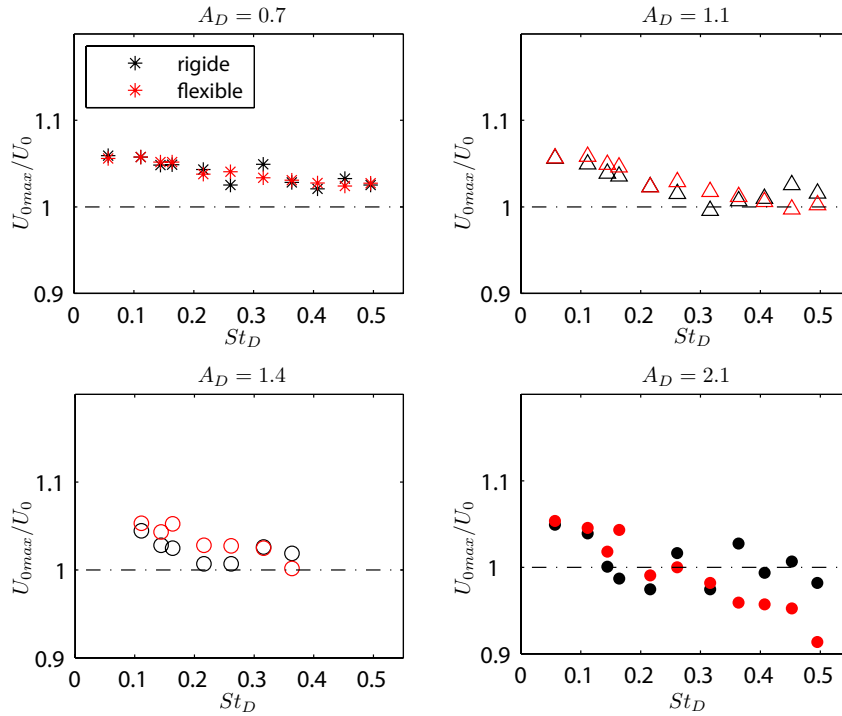


FIG. 7.4: Evolution de la vitesse du profil plat de la vitesse longitudinale à la position  $x/D = 13$ , en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$  et pour les quatre amplitudes testées. Les symboles correspondent aux différentes amplitudes selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3, tandis que les couleurs distinguent l'aileron rigide (noir) de l'aileron flexible (rouge).

Le profil amont est indiqué en noir, tandis que le profil aval est en rouge. Les valeurs de  $U_0$  et  $U_{0max}$  sont indiquées dans les trois cas. Pour le troisième cas, les profils plus proches de l'aileron à partir duquel nous avons déterminé la valeur de  $U_{0max}$  sont superposés.

### 7.2.3 Comparaison des coefficients de traînée obtenus pour les différents ailerons

Les estimations mesurées du coefficient de traînée moyen sont rassemblées dans la figure 7.7 en fonction du nombre de Strouhal et pour nos quatre amplitudes testées. Nous avons normalisé ce coefficient par la valeur estimée dans le cas de l'aileron immobile, en incidence nulle avec l'écoulement ( $C_{D0} = 1.5$ ). Les résultats obtenus pour les quatre ailerons (rigide, flexible A, B et C) y sont superposés.

Pour chaque amplitude, nous observons la transition d'un sillage de traînée à un sillage propulsif via les valeurs positives puis négatives du coefficient. De plus, le

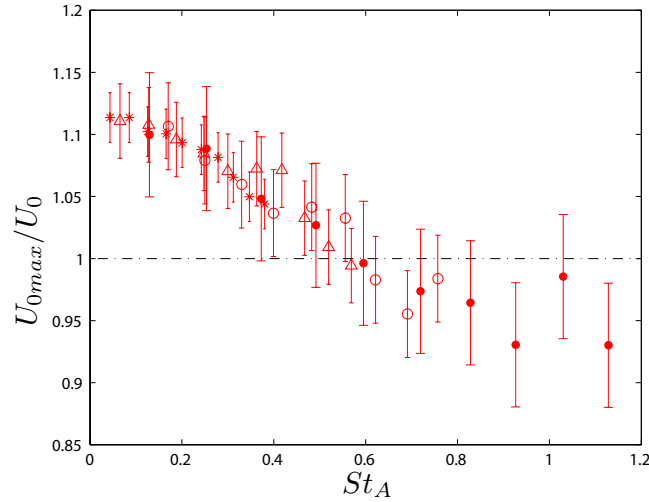


FIG. 7.5: Évolution typique de la vitesse du profil plat à la position  $x/D = 13$ , en fonction du nombre de Strouhal basé sur l'amplitude imposée à l'aileron  $St_A = fA/U_0$ . Les symboles correspondent aux différentes amplitudes selon la notation du tableau 3.12 du chapitre 3.

coefficient diminue continûment avec l'augmentation de la fréquence, si bien que les sillages propulsifs génèrent une force de propulsion d'autant plus importante que la fréquence est élevée. De même, pour une fréquence donnée, le coefficient diminue avec l'augmentation de l'amplitude imposée. Ainsi, les forces de propulsion sont plus élevées dans la région des hautes fréquences et grandes amplitudes de notre espace de paramètres. Dans la figure 7.7, l'échelle verticale pour le dernier cas concernant la plus haute amplitude ( $A_D = 2.1$ ) a été doublée par rapport aux autres.

Par ailleurs, les valeurs correspondant aux différents ailerons flexibles se superposent parfaitement. En revanche, pour chaque amplitude testée, il existe une fréquence au-delà de laquelle l'aileron rigide se distingue des ailerons flexibles par des valeurs plus élevées de son coefficient de traînée. Les points de notre espace de paramètres pour lesquels ce décalage est observé correspondent à la région de l'espace dans laquelle les sillages de l'aileron rigide sont asymétriques. Bien que la force estimée dans cette région soit très approximative (à cause d'un écoulement non nul aux travers des bornes latérales du volume de contrôle), elle permet toutefois de donner une borne inférieure à la force estimée. Malgré nos barres d'erreurs importantes, l'écart observé entre les ailerons flexibles et l'aileron rigide est suffisamment grand pour pouvoir conclure à une force de propulsion plus importante dans le cas des ailerons flexibles.

Cependant, nous avons comparé ici les coefficients estimés en fonction de la configuration de battement imposée. Or, dans la région supérieure de notre espace de paramètres, nous avons observé que l'amplitude pointe à pointe effective des aile-

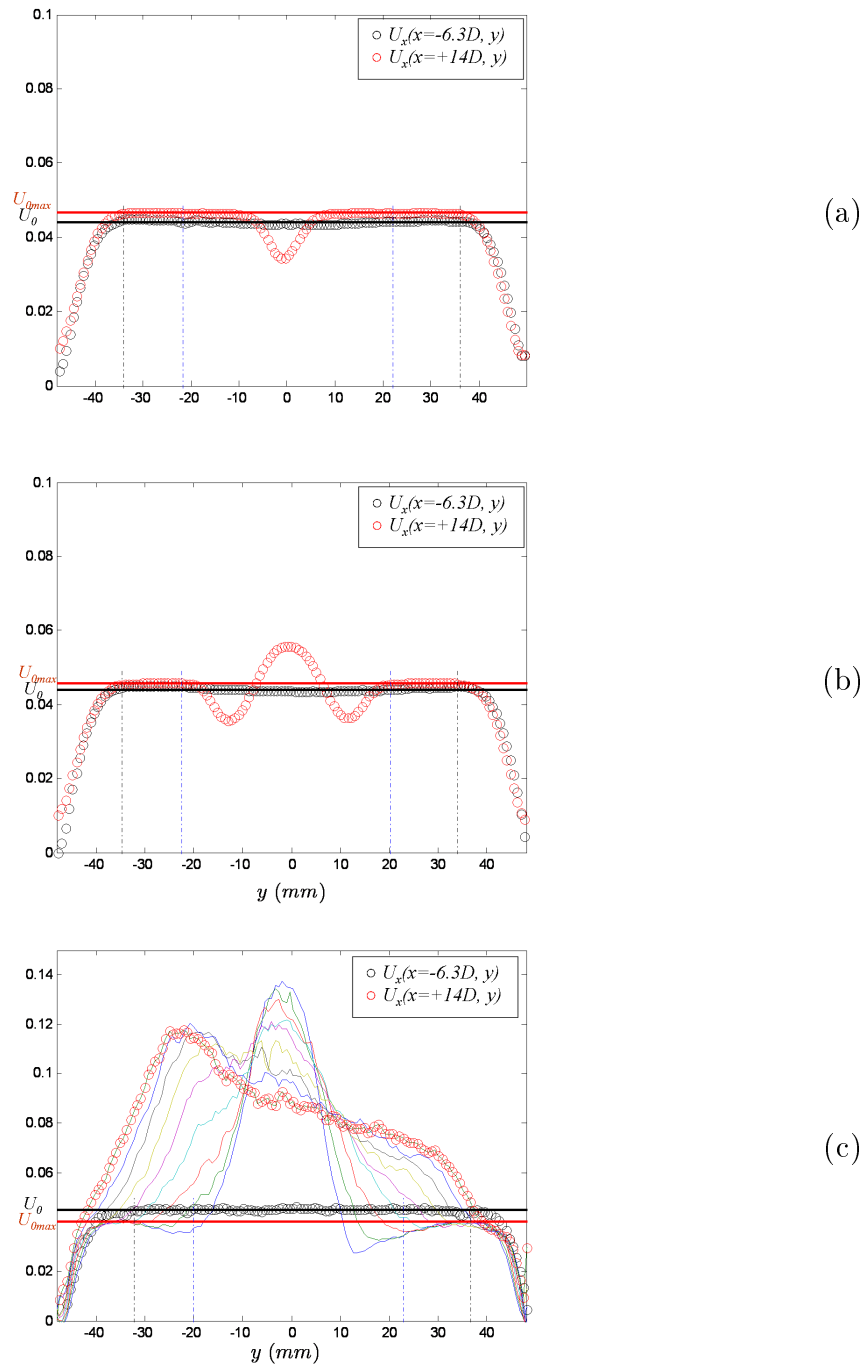


FIG. 7.6: Détermination de la vitesse  $U_{0max}$  du profil plat à la position  $x/D = 13$  en aval de l'aileron. Le profil amont est indiqué en noir, tandis que le profil aval est en rouge. (a) Profil typique dans un régime de type BvK. (b) Profil typique dans un régime BvK inversé. (c) Cas particulier d'un profil ne présentant pas de profil plat, obtenu dans la région hautes fréquences et amplitudes. Dans ce cas la valeur  $U_{0max}$  est déterminée sur les profils plus proches de l'aileron présentant encore une portion plate. Ceux-ci sont représentés par les différents traits pleins colorés.

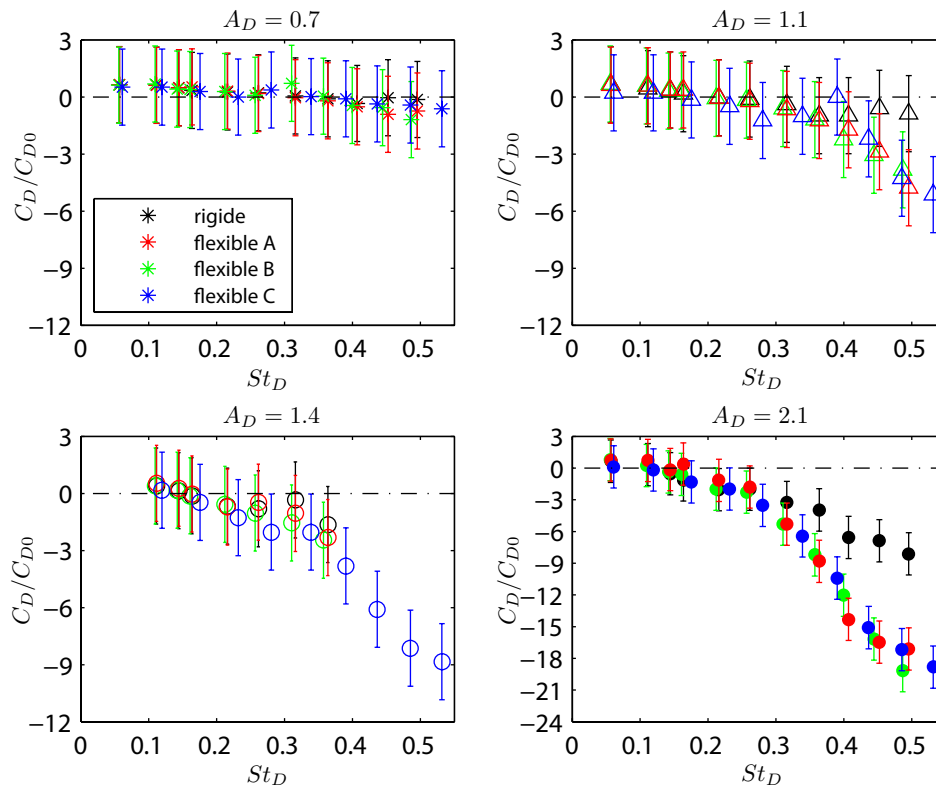


FIG. 7.7: Coefficient de traînée moyen estimé à partir d'un bilan de quantité de mouvement (voir 7.2.1), en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ , pour nos quatre amplitudes testées. Les couleurs distinguent les quatre ailerons, et les symboles les différentes amplitudes, selon les notations indiquées dans le tableau 3.12 du chapitre 3.

rons flexibles est supérieure à l'amplitude imposée (obtenue dans le cas de l'aileron rigide) (voir partie 5.1). C'est par ailleurs précisément dans cette même région que l'aileron rigide se distingue des ailerons flexibles par des valeurs du coefficient de traînée plus élevées. Il serait donc plus approprié de comparer les valeurs du coefficient en fonction d'un nombre de Strouhal basé sur l'amplitude effective mesurée du battement :  $St_{A_{eff}} = A_{eff}/U_0$ . La figure 7.8.b présente ainsi les mêmes résultats sur le coefficient  $C_D$ , pour les quatre amplitudes de battement imposées, en fonction du nombre de Strouhal basé sur cette amplitude effective. A titre de comparaison, j'ai aussi représenté dans la figure 7.8.a ces résultats en fonction du nombre de Strouhal basé sur l'amplitude imposée  $A$  :  $St_A = Af/U_0$ . Cette dernière représentation est équivalente à la figure précédente avec  $St_D$  (figure 7.7). En revanche, dans la figure 7.8.b, les valeurs obtenues pour l'aileron rigide se superposent à celles des ailerons flexibles. Cette observation montre donc que la propulsion plus importante obtenue dans le cas des ailerons flexibles est obtenue grâce à une exploration élargie de l'espace des paramètres vers les plus hautes amplitudes.

Il serait plus intéressant d'interpréter ces résultats en terme d'efficacité de propulsion. Dans le cadre spécifique de notre étude, celle-ci peut se définir avec le rapport de l'énergie de propulsion générée par le système sur l'énergie injectée au système pour produire cette propulsion. Les mesures de tension et intensité aux bornes du moteur nous permettent d'estimer la puissance électrique communiquée au moteur de l'aileron pour le mettre en oscillation. Celle-ci augmente légèrement avec l'amplitude et la fréquence imposée (voir figure 7.9), et est équivalente quelque soit l'aileron utilisé. Ainsi, pour une configuration de battement donnée, nous pouvons considérer que l'efficacité de propulsion est d'autant plus grande que la force de propulsion est élevée. Nous n'observons donc pas ici de fréquence "optimale", pour laquelle l'efficacité de propulsion serait maximisée. L'efficacité de propulsion des ailerons flexibles est donc supérieure à celle de l'aileron rigide. Bien que notre approche soit très approximative, nous pouvons ainsi estimer une performance des ailerons flexibles jusqu'à fois 2.3 fois plus importante que celle de l'aileron rigide, pour notre gamme de paramètres testée (voir les figures 7.7 ou 7.8.a, dans le cas de la plus grande amplitude d'oscillation  $A_D = 2.1$ ).

#### 7.2.4 Transition traînée-propulsion

Les isocontours du coefficient de traînée  $C_D/C_{D0}$ , peuvent être obtenus par interpolation de nos mesures dans notre diagramme de phase. Ceux-ci sont représentés dans la figure 7.10 dans le cas de l'aileron rigide et pour un cas d'aileron flexible. De la même façon que ci-dessus, nous représentons nos points mesurés en fonction des paramètres d'oscillations imposés, puis en fonction des paramètres effectifs. La représentation appropriée est celle qui prend en compte l'amplitude effective puisqu'elle nous permet de comparer les isocontours obtenus dans les cas rigide et flexible pour une même configuration effective du battement. Les diagrammes de phase obtenus sont équivalents si nous nous restreignons aux gammes d'amplitudes et fréquences exploitées dans le cas de l'aileron rigide (partie du diagramme située en-dessous de la ligne pointillée rouge sur la figure 7.10). Les valeurs supérieures du coefficient de traînée dans le cas de l'aileron flexible sont situées dans la partie des hautes amplitudes, pour laquelle nous n'avons pas de mesure avec l'aileron rigide. Cette représentation permet une fois de plus d'expliquer la génération plus importante de propulsion des ailerons flexibles en tant que conséquence directe de la plus grande ouverture pointe à pointe observée.

Par ailleurs, nous pouvons aussi repérer la transition pour laquelle le coefficient change de signe, marquant ainsi la transition d'un régime de traînée à un régime de propulsion dans notre espace de phase. Cette transition ( $C_D/C_{D0} = 0$ ) est repérée par la ligne noire épaisse sur la figure 7.10. Nous observons, comme il avait été noté au chapitre 4 un décalage entre la courbe de traînée nulle et la transition entre un sillage de type BvK et un sillage BvK inversé (représentée par la parabole bleue). Ainsi, pour une amplitude donnée, l'inversion du sillage de BvK intervient avant la réelle transition traînée/propulsion. Il existe donc une région de l'espace de phase

pour laquelle nous observons un sillage propulsif, mais dont l'intensité n'est pas suffisante pour compenser la force de traînée moyenne globale. En effet, comme nous pouvons le voir dans la figure 7.6.b, le jet de vitesse associé au sillage BvK inversé est compensé de part et d'autre par un déficit de vitesse résiduel du sillage de traînée existant à cause de la présence même de l'aileron dans l'écoulement. C'est pour cette raison que la force de propulsion nette n'est observée qu'à partir d'un certain seuil en intensité du jet produit par le sillage de BvK inversé. Nous pouvons enfin noter que la transition traînée-propulsion ainsi identifiée ne recouvre pas la région de notre espace de phase dans laquelle l'estimation de la force est très approximative. Ainsi sa prédiction devrait être raisonnable.

### 7.3 Retour sur les effets de pression

Revenons un instant sur notre hypothèse de fluctuations de pression négligeables entre les profils en amont et en aval de l'aileron. Nous avons déjà mentionné que cette hypothèse est audacieuse, compte-tenu de nos conditions expérimentales. En effet, le fait que nous observons une différence entre les valeurs des profils plats de la vitesse longitudinale en amont et en aval :  $U_0 \neq U_{0max}$ , montre que les bornes de notre volume de contrôle ne sont pas situées suffisamment loin pour nous permettre de négliger les fluctuations de la pression dans le sillage. Or, la présence des parois d'une part, et la dégradation de la quasi-bidimensionalité du sillage en aval de l'aileron d'autre part, nous empêchent de choisir des bornes suffisamment éloignées. Voyons de plus près l'impact que peut avoir la non prise en compte de ce terme de pression dans notre estimation de la force.

La différence de vitesse entre les profils plats entraîne une différence de pression qui peut s'exprimer avec l'équation de Bernoulli :

$$p_{0aval} = p_0 + 1/2\rho(U_0^2 - U_{0max}^2), \quad (7.22)$$

où nous avons noté la pression au niveau du profil plat en aval  $p_{0aval}$ , et celle du profil plat en amont  $p_0$ .

Il existe donc une surpression ou dépression dans le sillage selon que la valeur  $U_{0max}$  est supérieure ou inférieure à  $U_0$ . Le profil moyen de pression aval peut s'exprimer à partir de l'équation de Navier-Stokes moyennée dans le temps, et projetée sur l'axe transverse (axe  $y$ ) dans le cas particulier de notre expérience. En effet, la vitesse transverse moyenne  $v_y$ , ainsi que le gradient longitudinal de la contrainte de Reynolds (*i.e.*  $\partial/\partial x$ ) sont négligeables <sup>4</sup>. Nous déduisons donc :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho \frac{\partial(\delta v_y)^2}{\partial y}, \quad (7.23)$$

<sup>4</sup>La contrainte de Reynolds correspond au terme  $-2\delta v_x \delta v_y$  qui apparaît dans le tenseur des contraintes de l'équation moyennée de Navier-Stokes, lorsque nous décomposons la vitesse en la somme d'une valeur moyenne temporelle  $v$  et d'une fluctuation  $\delta v$ . Cette contrainte manifeste l'influence des fluctuations sur l'écoulement moyen.

où  $\delta v_y$  représente les fluctuations moyennes de la vitesse transverse.

Nous pouvons finalement écrire la distribution de pression à la position aval  $x = 13D$  comme suit :

$$p(x = 13D, y) = p_{0aval} - \rho(\delta v_y)^2(y) = p_0 + \frac{1}{2}\rho(U_0^2 - U_{0max}^2) - \rho(\delta v_y)^2(y) \quad (7.24)$$

La correction à apporter au terme de pression fait apparaître deux contributions : la première résulte de la différence des profils plats de vitesse en amont et en aval, tandis que la seconde fait intervenir les fluctuations de la vitesse transverse dans le sillage.

Ainsi, dans la région inférieure de notre espace de phase (sillages de type BvK pour lesquels nous avons  $U_{0max} > U_0$ ), nous nous attendons à un déficit de pression d'autant plus grand que l'écart entre  $U_{0max}$  et  $U_0$  est important. Les fluctuations de la vitesse transverse contribuent aussi à augmenter ce déficit de pression, mais dans une proportion plus faible, leurs valeurs étant relativement faibles dans cette région. Dans la région supérieure de notre espace des phases, ce sont les fluctuations de la vitesse transverse qui contribuent le plus largement au terme de correction de la pression, si bien que de nouveau nous nous attendons à un déficit de pression. Nous nous attendons à une correction particulièrement importante, à cause des valeurs élevées des fluctuations transverses  $\delta v_y$  dans cette région.

En incorporant cette correction dans notre formule d'estimation de la traînée, nous obtenons alors :

$$\mathfrak{D}_x = \rho \int_Q^R v_x(13D, y)[U_{0max} - v_x(13D, y)] - (\delta(v_x))^2 + (\delta(v_y))^2 - \frac{1}{2}[U_0^2 - U_{0max}^2] dy. \quad (7.25)$$

Nous pouvons remarquer que les fluctuations de la vitesse longitudinale contribuent à augmenter l'estimation de la poussée, à l'inverse des fluctuations de vitesse transverse. Or, les fluctuations de la vitesse longitudinale sont légèrement supérieures à celles de la vitesse transverse. Ainsi, les termes de corrections liés aux fluctuations se compensent en majorité, et ont plutôt tendance à augmenter l'estimation de la force de propulsion. La correction majeure dépend donc du dernier terme incorporant la différence de vitesse des profils plats en amont et en aval de l'aileron. Dans la région inférieure de notre espace des paramètres, ce terme est responsable d'une augmentation de la force de traînée, tandis qu'il est responsable d'une augmentation de la force de propulsion dans la région supérieure. Finalement, la non prise en compte des effets de pression dans le sillage semble amener une sous-estimation de la force de traînée ou propulsion selon la région inférieure ou supérieure de notre espace de phase. Le comportement global de la force estimée en fonction des paramètres du battement n'est cependant pas affecté par notre hypothèse, si bien que la transition identifiée entre un régime de traînée et un régime de propulsion reste raisonnable, et les comparaisons établies entre les différents cas d'ailerons sont toujours valables.



## 7.4 Calcul à partir de la géométrie du sillage tourbillonnaire

Grâce à l'excellente résolution de nos champs de vorticité, nous avons l'opportunité de vérifier les concepts fondamentaux théoriques des sillages de points vortex. En particulier, des modèles théoriques permettent d'estimer la vitesse induite par une allée de vortex à partir de la géométrie du sillage tourbillonnaire, moyennant plusieurs hypothèses simplificatrices Lamb (1932). Le raisonnement utilisé dans le paragraphe précédent peut être repris pour estimer la force de traînée ou de propulsion ressentie par l'aileron, à partir cette fois des mesures des paramètres caractérisant l'allée tourbillonnaire, lesquels ont déjà été introduits au chapitre 6. La formule liant la force à ces paramètres a été établie par Von Kármán en 1911 (von Kármán (1911) ; Milne-Thomson (1938)). Celle-ci permet de comprendre la relation entre la production de traînée ou de propulsion et l'agencement des structures tourbillonnaires dans le sillage. Nous cherchons donc à tester cette formule avec nos données expérimentales, afin d'évaluer dans quelle mesure elle concorde avec nos résultats établis à partir des champs moyens de vitesse obtenus par la méthode de PIV. Dans un premier temps, nous nous attachons à reprendre les différentes étapes amenant à la formule de Von Kármán (voir aussi Milne-Thomson (1938)).

### 7.4.1 Vitesse induite par l'allée

L'écoulement étant supposé incompressible, la conservation de la masse nous impose une divergence nulle de l'écoulement :  $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$ . Le champ de vitesse dérive ainsi d'un potentiel vecteur  $\vec{A}$  par la relation  $\vec{v} = \vec{rot} \vec{A}$ . Nous choisissons la jauge :  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$  afin de simplifier les expressions dans la suite. De plus, si nous supposons l'écoulement quasi bidimensionnel et ne dépendant que des coordonnées  $x$  et  $y$  ( coulement 2C2D), le vecteur  $\vec{A}$  a une direction fixe selon l'axe  $z$  et nous pouvons faire apparaître un scalaire qui est constant sur chaque ligne de courant : la fonction de courant  $\Psi$ . Nous avons donc :  $\vec{v} = \vec{rot}(\Psi \vec{k})$ .

Dans le cas particulier d'un écoulement irrotationnel (*i.e* potentiel), la vorticité est nulle, et donc :  $\vec{\omega} = \vec{rot} \vec{v} = \vec{0}$ . Le champ de vitesse dérive donc d'un potentiel scalaire  $\phi$  tel que  $\vec{v} = \vec{\nabla} \phi$ .

Helmholtz a démontré que tout champ de vecteur peut se décomposer d'une manière générale en une composante irrotationnelle et une composante de divergence nulle qui contient la vorticité, dès lors que la divergence et le rotationnel de ce champ sont nuls à l'infini. Nous pouvons donc écrire pour le champ de vitesse :

$$\vec{v} = \vec{\nabla} \phi + \vec{rot} \vec{A}. \quad (7.26)$$

La non compressibilité implique :

$$div \vec{v} = \Delta \phi = 0, \quad (7.27)$$

et la vorticité est donnée par :

$$\vec{\omega} = \text{rot } \vec{v} = -\Delta \vec{A}. \quad (7.28)$$

La solution de cette dernière équation peut être déterminée par la théorie des attractions :

$$\Psi = \frac{1}{2\pi} \iint \omega' \log r \, dx' dy' + \Psi_0, \quad (7.29)$$

où  $\omega'$  représente la valeur de  $\omega$  au point  $(x', y')$ ,  $r$  représente la distance entre le point  $(x', y')$  auquel l'intégrale est évaluée, et le point  $(x, y)$  pour lequel nous souhaitons déterminer la vitesse  $\vec{v}$  :  $r = [(x - x')^2 + (y - y')^2]^{\frac{1}{2}}$ . La fonction complémentaire  $\Psi_0$  peut être n'importe quelle solution de l'équation  $\nabla^2 \Psi_0 = 0$  qui vérifie les conditions aux limites. Dans le cas d'un milieu infini, avec le fluide au repos à l'infini,  $\Psi_0$  est une constante. L'équation 7.26 nous donne finalement dans le cas de notre écoulement incompressible :

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (7.30)$$

Nous obtenons finalement à partir des formules 7.29 et 7.30 :

$$u = -\frac{1}{2\pi} \iint \omega' \frac{y - y'}{r^2} \, dx' dy' \quad v = \frac{1}{2\pi} \iint \omega' \frac{x - x'}{r^2} \, dx' dy' \quad (7.31)$$

Ainsi, un filament de vorticité de coordonnées  $(x', y')$  et de circulation  $\gamma$  induit en un point  $(x, y)$  une vitesse dont les composantes sont  $-\frac{\gamma}{2\pi} \frac{y - y'}{r^2}$ , et  $\frac{\gamma}{2\pi} \frac{x - x'}{r^2}$ . Cette vitesse est perpendiculaire à la ligne joignant les points  $(x, y)$  et  $(x', y')$ , et sa valeur est  $\gamma/(2\pi r)$ .

Dans le cas d'un écoulement 2C2D, un point du plan peut être représenté dans le plan complexe par  $z = x + iy$ . Nous pouvons définir alors le potentiel complexe des vitesses  $f(z) = \phi(x, y) + i\psi(x, y)$ , qui est une fonction analytique (i.e dérivable par rapport à la variable  $z$  en tout point (différentiable complexe)).<sup>5</sup> Nous pouvons définir de la même façon la vitesse complexe :  $\Omega(z) = \frac{df}{dz} = \frac{\partial \phi}{\partial x} + i \frac{\partial \psi}{\partial x} = u - iv$ . Pour un point vortex d'intensité  $\gamma$  et de coordonnée  $z_0$ , ce potentiel s'écrit (Milne-Thomson (1938) ; Lamb (1932)) :

$$f(z) = i\gamma \log(z - z_0). \quad (7.33)$$

En notant  $z - z_0 = r_0 e^{i\theta_0}$ , nous avons alors  $\phi = -\gamma\theta_0$  et  $\Psi = \gamma \log r_0$ .

Ainsi, si nous considérons une ligne infinie de points vortex équidistants, chacun de circulation  $\gamma$ , et de coordonnées  $(0, 0)$ ,  $(\pm a, 0)$ ,  $(\pm 2a, 0)$ , ..., le potentiel complexe  $f_n$  des  $2n + 1$  vortex les plus proches de l'origine s'écrira :

<sup>5</sup>En effet, pour qu'une fonction soit analytique, ses dérivées doivent satisfaire les conditions de Cauchy-Riemann. Pour  $f(z) = \phi(x, y) + i\psi(x, y)$  ces relations sont bien satisfaites :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = u \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} = -v \quad (7.32)$$

$$\begin{aligned}
f_n(z) &= i\gamma \log z + i\gamma \log(z-a) + i\gamma \log(z+a) + \dots + i\gamma \log(z-na) + i\gamma \log(z+na) \\
&= i\gamma \log z (z^2 - a^2) (z^2 - 2^2 a^2) \dots (z^2 - n^2 a^2) \\
&= i\gamma \log \frac{\pi z}{a} \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{2^2 a^2}\right) \dots \left(1 - \frac{z^2}{n^2 a^2}\right) + i\gamma \log \frac{a}{\pi} . a^2 . 2^2 a^2 \dots n^2 a^2, \quad (7.34)
\end{aligned}$$

soit en omettant le terme constant :

$$f_n(z) = i\gamma \log \frac{\pi z}{a} \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{2^2 a^2}\right) \dots \left(1 - \frac{z^2}{n^2 a^2}\right). \quad (7.35)$$

De plus, si nous utilisons le développement de la fonction  $\sin x$  :

$$\sin x = x \left(1 - \frac{x^2}{\pi^2}\right) \left(1 - \frac{x^2}{2^2 \pi^2}\right) \dots \left(1 - \frac{x^2}{n^2 \pi^2}\right) \dots, \quad (7.36)$$

et si nous faisons tendre  $n$  vers l'infini, nous obtenons l'expression pour le potentiel complexe  $f$  d'une ligne infinie de tourbillons :

$$f(z) = i\gamma \log \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right). \quad (7.37)$$

Il est intéressant de remarquer que si nous considérons le tourbillon en  $z = 0$ , sa vitesse complexe sera donnée par :

$$\frac{df(z)}{dz} = i\gamma \left(\frac{\pi}{a} \cot\left(\frac{\pi z}{a}\right) - \frac{z}{a}\right)_{z=0} = 0. \quad (7.38)$$

Le tourbillon à l'origine reste donc immobile, et il en est de même pour tous les tourbillons de la ligne. Celle-ci n'induit donc pas de vitesse sur elle-même. Si maintenant nous considérons l'arrangement tourbillonnaire d'une allée de Bénard-von Kármán infinie, avec une longueur d'onde de l'allée  $a$ , un espace entre les deux allées de tourbillons  $b$  et une circulation d'intensité  $\pm\gamma$ , nous aurons pour un instant donné :

$$f(z) = i\gamma \log \sin\left(\frac{\pi}{a}\left(z - \frac{ib}{2}\right)\right) - i\gamma \log \sin\left(\frac{\pi}{a}\left(z - \frac{a}{2} + \frac{ib}{2}\right)\right), \quad (7.39)$$

où  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  sert à repérer la position des différents tourbillons.

Etant donné que chacune des allées de tourbillons n'induit pas de vitesse sur elle-même, la vitesse d'un tourbillon dans l'allée inférieure, de coordonnée de  $z = \frac{a}{2} - i\frac{b}{2}$  sera donnée par :

$$\frac{d}{dz} \left[ i\gamma \log \sin \frac{\pi}{a} \left( z - i\frac{b}{2} \right) \right]_{z=\frac{a}{2}-i\frac{b}{2}} = -\frac{i\gamma\pi}{a} \cot\left(\pi/2 - i\pi\frac{b}{a}\right) = \frac{\gamma\pi}{a} \tanh\left(\frac{\pi b}{a}\right). \quad (7.40)$$

Ainsi l'allée inférieure entière avance à cette même vitesse. De façon similaire, l'allée supérieure avancera aussi à cette même vitesse. Nous pouvons donc déduire la vitesse induite par la double allée tourbillonnaire de Bénard-von Kármán :

$$\nu_i = \frac{\gamma}{2a} \tanh\left(\frac{\pi b}{a}\right). \quad (7.41)$$

Par ailleurs, la vitesse induite par l'allée tourbillonnaire s'écrit par définition :  $\vec{V}_p = \vec{U}_0 + \vec{\nu}_i$ , ce qui donne par projection sur l'axe  $x$  :  $V_p = U_0 \pm \nu_i$ , avec une vitesse induite négative dans le cas d'une allée de type BvK et positive dans le cas d'une allée de type BvK inversée. Nous pouvons donc comparer dans nos expériences, la vitesse induite prédite par la formule 7.41 avec la mesure directe  $\nu_i = V_p - U_0$ . La figure 7.11 compare les valeurs obtenues pour ces deux calculs dans les cas de l'aileron rigide et de l'aileron flexible, en fonction du nombre de Strouhal et de nos quatre amplitudes d'oscillation testées. Les deux expressions sont tout à fait équivalentes. Cette concordance des résultats montre que la vitesse induite est principalement déterminée par les tourbillons voisins, et le caractère semi-infini ou infini de l'allée tourbillonnaire n'influence pas significativement sa valeur. Cependant, il est important de noter que cette équivalence est obtenue lorsque la valeur du paramètre  $a$  dans la formule 7.41 est prise égale à  $2d$ , où  $d$  est l'espacement longitudinal entre les deux tourbillons d'une paire consécutive de tourbillons. Ainsi, le fort rapprochement des tourbillons dans les sillages asymétriques pour lesquels ceux-ci sont associés en paire contrarotative est pris en compte.

## 7.4.2 Formule de Von Kármán

Dans le cas d'un écoulement uniforme, la force peut être déterminée par une approche d'écoulement potentiel, en considérant les effets de la viscosité concentrés dans les couches limites autour de l'aileron. Afin de simplifier le problème, on assimile le sillage à une double allée de points vortex, dont le potentiel associé est celui que nous avons déterminé dans le paragraphe ci-dessus (équation 7.39). D'autre part, nous considérons que le volume de contrôle englobant l'aileron avance avec la même vitesse que le sillage et que ses dimensions sont suffisamment larges par rapport à l'aileron pour que l'on puisse considérer les bornes du contour stationnaires. Le caractère instationnaire de l'écoulement dans le sillage est par ailleurs contourné en moyennant sur un temps égal à la période entre le lâcher de deux vortex de la même allée. On peut reprendre alors le bilan de quantité de mouvement dans un volume de contrôle englobant l'aileron, comme abordé dans le paragraphe précédent, avec le même parallélépipède de section  $PQRS$  dans le plan horizontal à mi-hauteur de l'aileron.

En utilisant la forme complexe de l'équation de bilan d'impulsion, et en réutilisant le potentiel complexe de vitesse 7.39, Milne-Thomson (1938) montre que la force s'exprime comme suit :

$$\mathfrak{D}_x = \frac{\rho\Gamma^2}{2\pi a} - \rho\frac{\Gamma b}{a}(U_0 + 2\nu_i), \quad (7.42)$$

où  $\nu_i$  est la vitesse induite par les tourbillons,  $a$  et  $b$  les paramètres géométriques de l'allée (longueur d'onde et épaisseur du sillage, comme définis dans le chapitre 6). Cette équation fait apparaître deux termes. Le premier terme est toujours positif et contribue donc toujours à la production de traînée. Le signe du second terme par contre dépend du signe de  $b$ . Il est négatif dans le cas d'un sillage de type BvK inversé

( $b > 0$ ) et négatif pour un sillage de type BvK ( $b < 0$ ). La présence du premier terme est donc responsable du décalage observé entre la transition des sillages BvK/BvK inversé et la transition de la force trainée/propulsion. Ainsi, tant que le jet engendré par le sillage de type BvK inversé n'est pas suffisant, le premier terme domine sur le second, et la force globale reste positive.

Les figures 7.12 et 7.13 comparent les valeurs du coefficient de traînée obtenues à partir de la formule de Von Kármán, et celles estimées à partir de nos champs moyens, dans le cas de l'aileron rigide et pour un cas d'aileron flexible. Globalement, les deux approches donnent des résultats similaires dans l'ensemble de notre espace de paramètres, quel que soit l'aileron. Dans le cas de l'aileron rigide, la concordance des résultats est même surprenante pour nos mesures correspondant aux cas de sillages asymétriques. En effet, ces derniers ne vérifient pas l'hypothèse de base du modèle de von Kármán, selon laquelle l'arrangement tourbillonnaire est régulier et symétrique par rapport à un axe horizontal (voir figure 6.3 de la partie 6.2). Par ailleurs, nous pouvons noter que les écarts éventuellement observés entre les deux approches (essentiellement pour la plus grande amplitude testée  $A_D = 2.1$  et aux plus hautes fréquences), correspondent aux points expérimentaux pour lesquels notre estimation du coefficient de traînée est particulièrement sensible à la position du profil aval de vitesses sur laquelle est basé son calcul (voir figure 7.3).

## 7.5 Estimation de la force instationnaire

Jusqu'ici nous n'avons considéré que la force moyenne subie par l'aileron, sans prendre en compte le terme instationnaire dans le bilan de quantité de mouvement. Or nous avons observé dans la partie 6.3 que la dynamique du lâcher tourbillonnaire dans le cas des ailerons flexibles diffère de celle de l'aileron rigide. Comparés à ce dernier, les tourbillons se forment plus rapidement dans le sillage des ailerons flexibles, mais sont lâchés dans le sillage plus tardivement. Afin d'évaluer quels peuvent être les effets d'une telle différence sur la force exercée par le fluide sur l'aileron, nous abordons ici une approche tout à fait différente pour estimer la force instantanée afin de garder le terme instationnaire.

Considérons l'équation d'impulsion établie par Saffman & Schatzman (1982), ou Saffman (1992). Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel derrière un cylindre, et avec un volume de contrôle étendu à l'infini, Saffman & Schatzman (1982) ont montré que la force s'écrit :

$$\vec{F} \cong -\frac{d}{dt} \int_{\Omega_0} (\vec{r} \wedge \vec{\omega}) d\Omega + \frac{d}{dt} \int_{\Sigma_0} (\vec{r} \wedge (\vec{n} \wedge \vec{V})) d\sigma, \quad (7.43)$$

où  $\vec{r}$  représente le vecteur position,  $\vec{\omega}$  le champ de vorticité,  $\Omega_0$  le volume d'intégration,  $\Sigma_0$  la surface sur laquelle s'appuie le volume d'intégration, et  $\vec{n}$  la normale sortante à cette surface. En choisissant l'origine du vecteur  $\vec{r}$  à l'origine du corps

considéré, il est alors facile de montrer, dans le cas d'un cylindre à section circulaire, que le second terme de l'expression ci-dessus est nul. Nous obtenons alors l'expression suivante :

$$\vec{D} = -\frac{d}{dt} \int_{\Omega_0} \vec{r} \wedge \vec{\omega} d\Omega. \quad (7.44)$$

Ainsi, la force de traînée instationnaire subie par un cylindre plongé dans un écoulement de fluide incompressible s'exprime comme la dérivée temporelle du moment d'impulsion. Elle est donc égale à la dérivée temporelle de l'intégrale du produit vectoriel entre la distribution de vorticit e et sa localisation dans tout le domaine le contenant. Cette expression permet ainsi de nous informer sur les  el ements cl e contribuant  a la force instationnaire subie par tout corps plongée dans un  ecoulement incompressible. En particulier, elle montre la relation existant entre la force et la production de vorticit e. La structure et la dynamique du sillage jouent donc un r ole moteur pour le comportement de la force instationnaire, et nous pouvons nous attendre  a ce que les diff erences observ ees entre les sillages d'aileron rigide ou flexible se r epercutent sur la force instationnaire.

Afin d'illustrer cette correspondance, nous pouvons reprendre l'approximation  etablie par Protas & Wesfreid (2003) dans le cas d'une all ee tourbillonnaire mod elisee par des points vortex :

$$\mathfrak{D}_x \cong -\frac{d}{dt} \sum_i \Gamma_i \Delta y_i = -\frac{d}{dt} [(+\Gamma_1)(-\Delta y_1) + (-\Gamma_2)(+\Delta y_2) + \dots], \quad (7.45)$$

o u  $\Gamma_i$  est la circulation du  $i$ - eme tourbillon en aval du cylindre et  $y_i$  sa distance par rapport  a l'axe central (voir la figure 7.14). La tra nee est donc directement reli ee  a la disposition spatiale des tourbillons dans le sillage, ainsi qu' a leur signe et leur intensit e. Nous pouvons remarquer par ailleurs qu'elle ne d epend que de la projection selon l'axe  $y$  du produit  $\vec{r} \wedge \vec{\omega}$ , si bien que la position en aval du corps n'intervient pas, et les tourbillons  eloign es de l'aileron contribuent tout autant  a la force que les tourbillons plus proches. Par ailleurs, nous pouvons v erifier que dans le cas d'une all ee de type BvK invers ee, l'inversion du signe des tourbillons par rapport  a l'axe central inverse bien le signe de la force.

Si nous reprenons les notations utilis ees dans le chapitre 6, et si nous nous placons dans un r egime de type BvK inversée, cette expression devient :

$$\mathfrak{D}_x \cong -\frac{d}{dt} \sum_i \Gamma_i \Delta y_i = -\frac{d}{dt} [(-\Gamma_1)(+\frac{b_1}{2}) + (+\Gamma_2)(-\frac{b_2}{2}) + \dots]. \quad (7.46)$$

Ainsi la force de propulsion est d'autant plus importante que le sillage est large, et que l'intensit e des tourbillons est importante. Or, nous avons constatée que l'épaisseur du sillage est de l'ordre de l'amplitude pointe  a pointe impos ee  a l'aileron oscillant, et que la circulation est une fonction lin eaire du produit de l'amplitude par la fr equence de l'oscillation (voir chapitre 6). Ainsi, la formule pr edit bien une

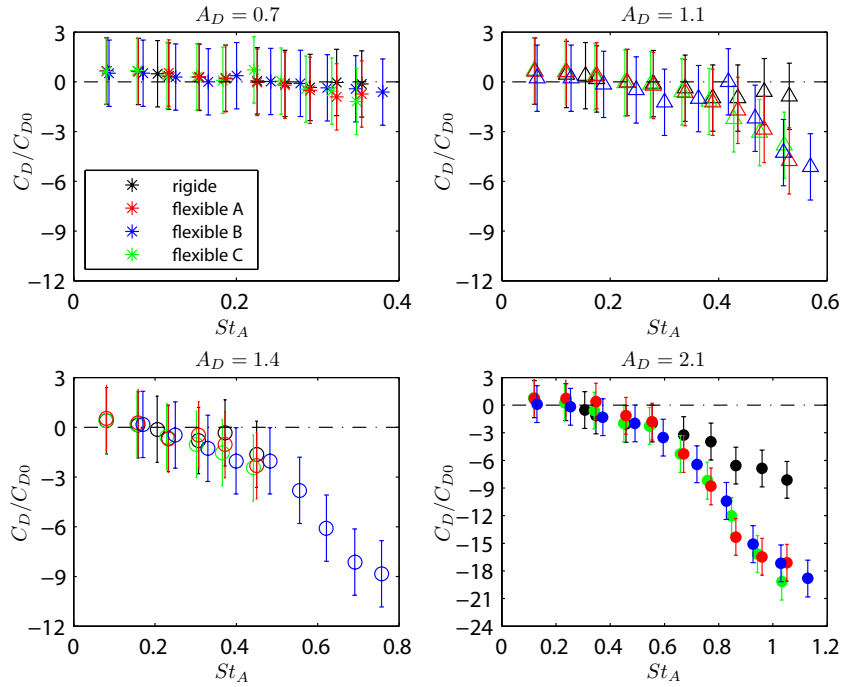
force d'autant plus grande que nous nous déplaçons dans la partie hautes fréquences et grandes amplitudes de notre espace de paramètres.

De plus, l'épaisseur dépend peu de la position du tourbillon en aval de l'aileron, si bien qu'elle peut raisonnablement être considérée constante dans le proche sillage. Nous pouvons donc écrire l'expression 7.46 comme suit :

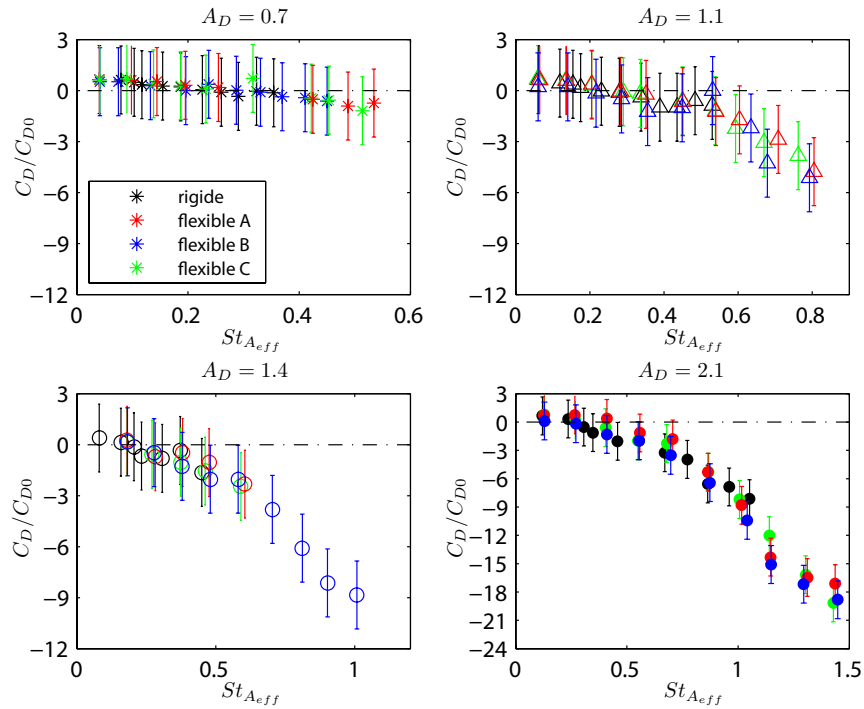
$$\mathfrak{D}_x \cong -\frac{d}{dt}\left[(-\Gamma_1)\left(+\frac{b}{2}\right) + (+\Gamma_2)\left(-\frac{b}{2}\right) + \dots\right] = -\frac{b}{2}\frac{d}{dt}\left(\sum_i \Gamma_i\right). \quad (7.47)$$

Il apparaît donc une relation directe entre l'évolution temporelle de la circulation et la force de propulsion générée. Or, l'évolution temporelle de la circulation résulte principalement de deux phénomènes : d'une part l'advection de la vorticité dans l'écoulement et d'autre part la génération de vorticité à la pointe de l'aileron. C'est cette deuxième dépendance temporelle qui attire notre attention ici. Effectivement dans le cas des ailerons flexibles, leur déformation au cours de l'oscillation engendre une courbure dans le plan horizontal, ce qui facilite le passage du fluide qui alimente le tourbillon pendant sa formation. Ainsi la dérivée temporelle de la circulation du tourbillon pendant sa formation est supérieure à celle observée dans le cas de l'aileron rigide.

Une perspective intéressante serait donc de quantifier l'impact de cette évolution temporelle de la circulation à la pointe sur la force instationnaire développée.



(a)



(b)

FIG. 7.8: Coefficient de traînée moyen estimé à partir d'un bilan de quantité de mouvement en fonction des paramètres d'oscillation, pour les quatre ailerons testés. Les données sont représentées en fonction (a) du nombre de Strouhal basé sur l'amplitude imposée  $A$  :  $St_A = fA/U_0$ . (b) du nombre de Strouhal basé sur l'amplitude effective  $A_{eff}$  :  $St_{A_{eff}} = fA_{eff}/U_0$ . Les couleurs distinguent les quatre ailerons, et les symboles les différentes amplitudes, selon les notations indiquées dans le tableau 3.12 du chapitre 3.



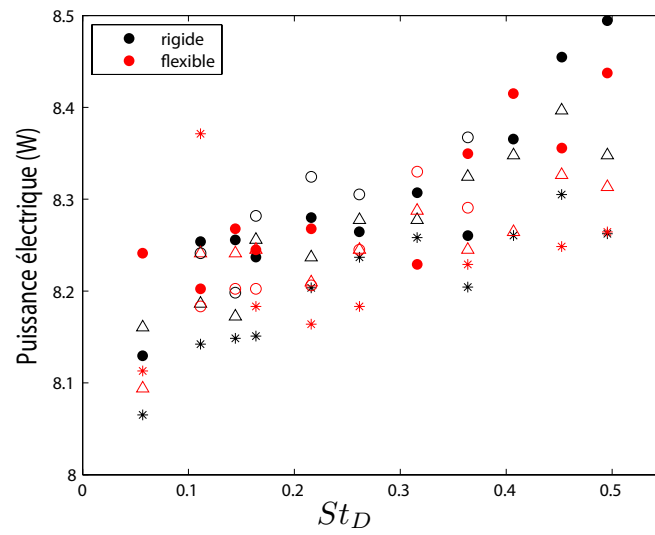


FIG. 7.9: Puissance électrique injectée par le moteur en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ . Les couleurs distinguent l'aileton rigide (noir) de l'aileton flexible (rouge), tandis que les symboles correspondent aux différentes amplitudes, avec les notations indiquées dans le tableau 3.12 du chapitre 3.

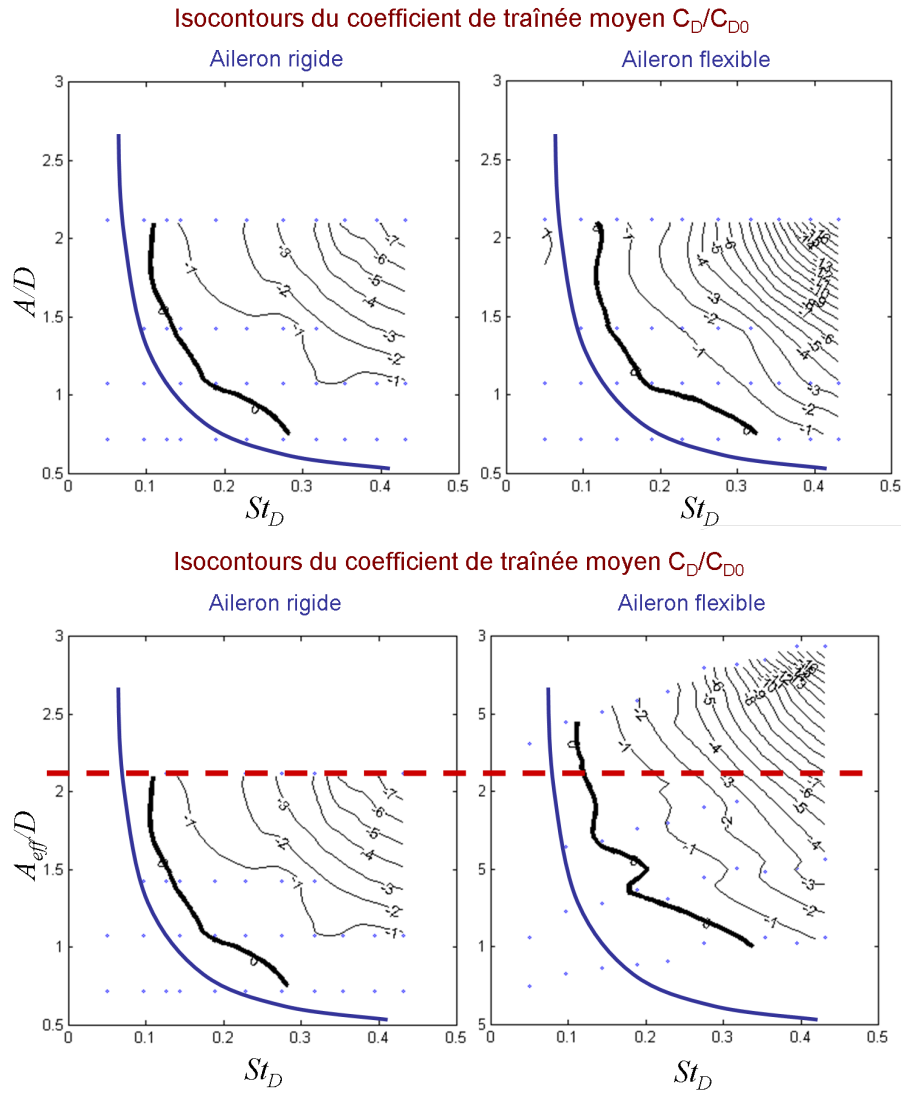


FIG. 7.10: Isocontours du coefficient de traînée  $C_D/C_{D0}$  dans notre espace de paramètres, pour les ailerons rigide et flexible. a) Représentation en fonction de l'amplitude imposée  $A/D$ .

b) Représentation en fonction de l'amplitude effective mesurée  $A_{eff}/D$ . Les diagrammes de phase en fonction des paramètres effectifs pour les deux ailerons sont identiques dans la partie située en-dessous de la ligne pointillée rouge.

La courbe en gras noir correspond à la transition traînée-propulsion, tandis que la parabole bleue situe la limite entre les sillages BvK et BvK inversé.

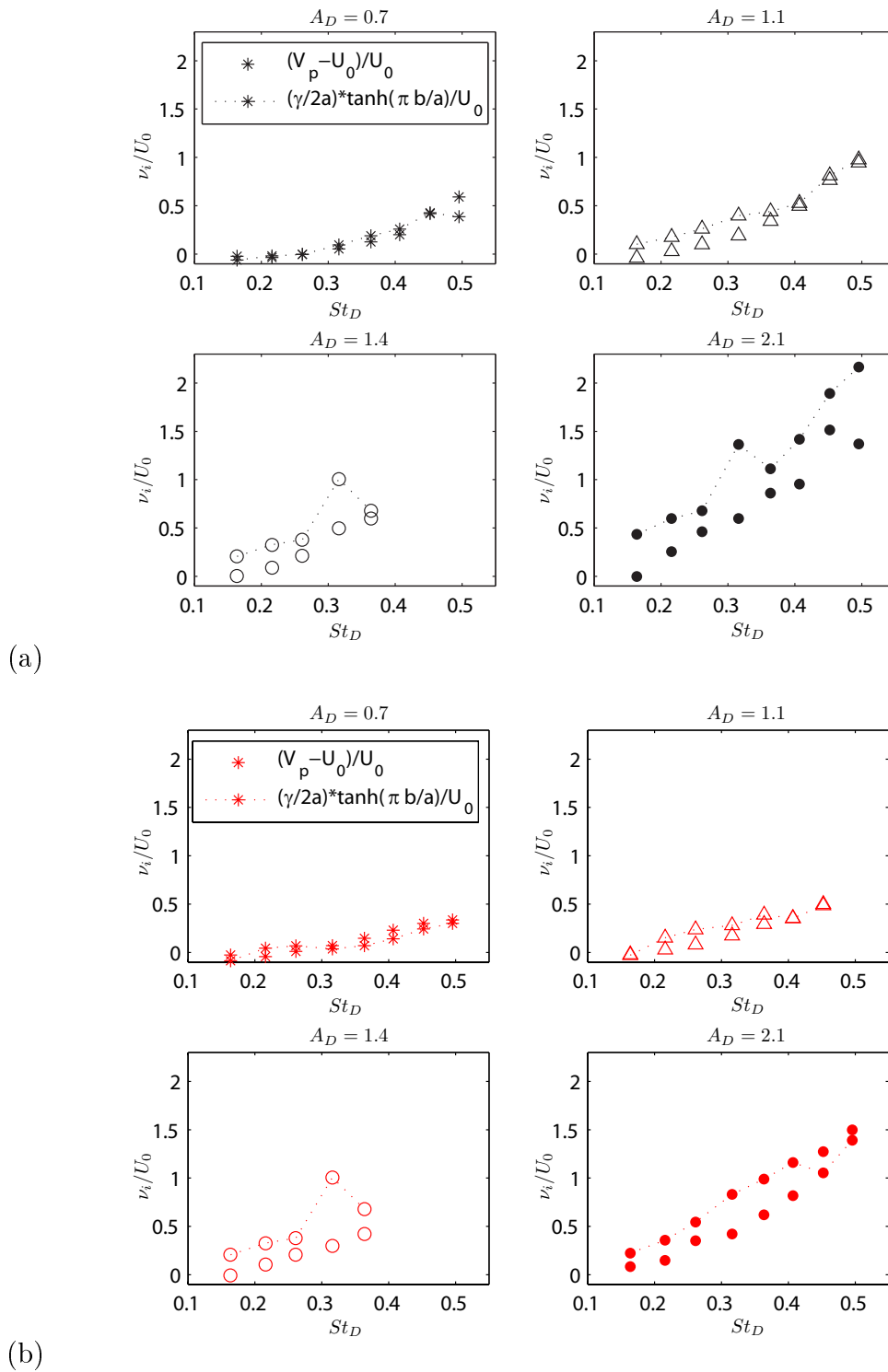


FIG. 7.11: Vitesse induite en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ , pour les quatre amplitudes testées. (a) Aileron rigide et (b) Aileron flexible. Les points isolés correspondent aux valeurs mesurées d'après la définition de la vitesse induite :  $\nu_i = V_p - U_0$ , tandis que les points reliés par des pointillés correspondent aux valeurs obtenues par la formule  $\nu_i = \frac{\gamma}{2a} \tanh(\frac{\pi b}{a})$ . Les symboles correspondent aux différentes amplitudes comme indiquées dans le tableau 3.12.

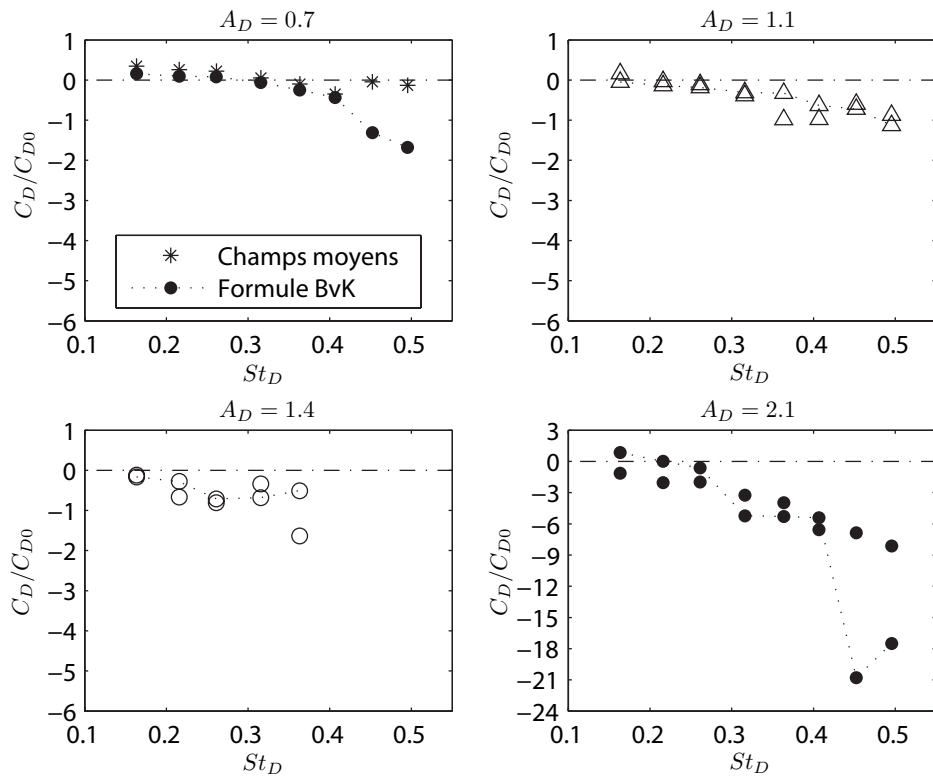


FIG. 7.12: Comparaison du coefficient de traînée moyen estimé à partir de la formule de von Kármán, et à partir d'un bilan de quantité de mouvement sur les champs moyens de vitesse longitudinale. Les résultats sont présentés pour le cas de l'aileron rigide, en fonction du nombre de Strouhal, et pour nos quatre amplitudes testées.

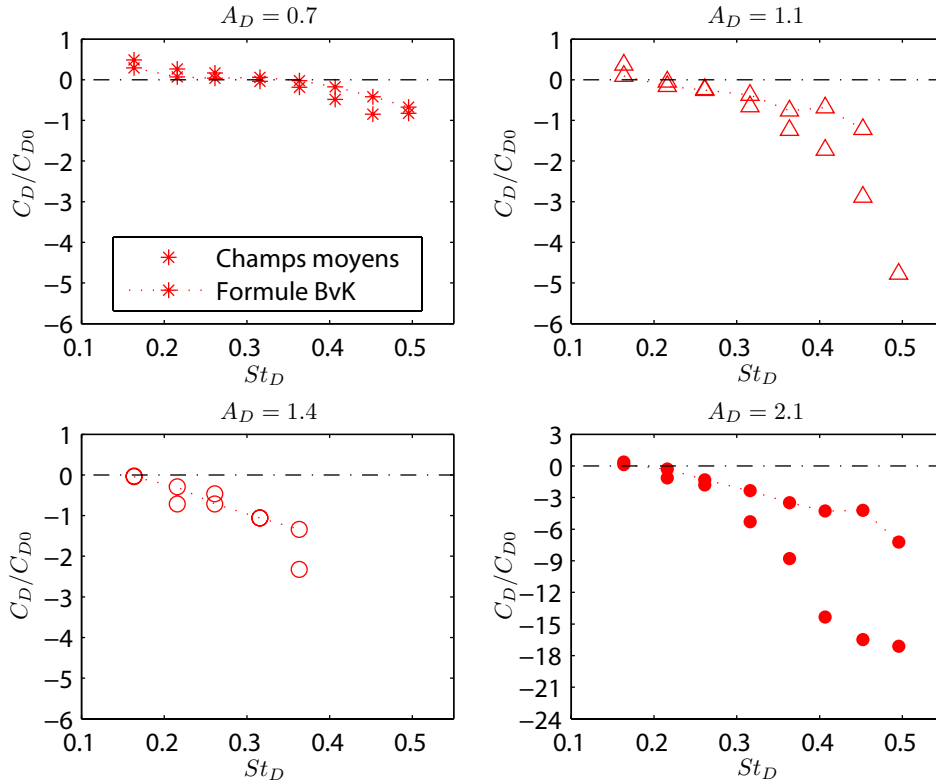


FIG. 7.13: Même figure que 7.12, mais dans le cas de l'aileron flexible.

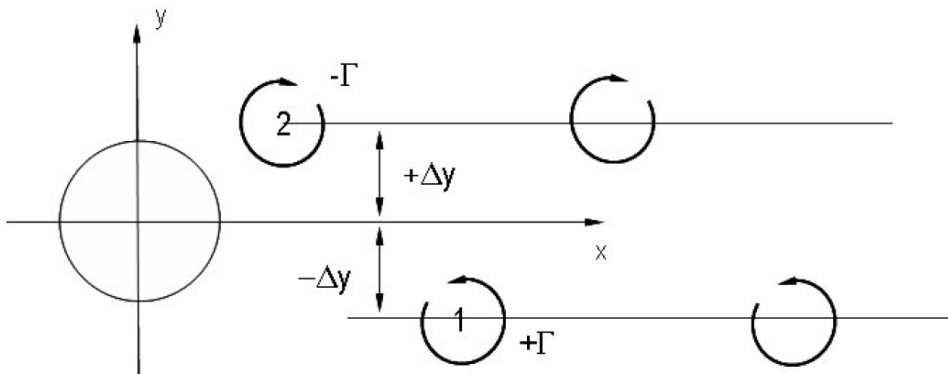


FIG. 7.14: Représentation schématique des caractéristiques de la distribution de vorticité dans une allée de tourbillons alternés.  $\Gamma_i$  représente la circulation du  $i$  me tourbillon en aval du cylindre et  $y_i$  sa distance le séparant de l'axe central.



## Conclusions et perspectives

### 8.1 Conclusions

Au cours de ce travail nous avons développé un cadre d'étude permettant d'analyser les sillages générés par des ailerons oscillants. Nous avons ainsi défini un espace de paramètres à deux dimensions (nombre de Strouhal  $St_D$  et amplitude  $A_D$ ), dans lequel un point correspond à une configuration donnée du battement de l'aileron. Dans cet espace, nous avons identifié les transitions entre trois principaux régimes d'écoulements, associés à trois types d'arrangements tourbillonnaires : sillages de type Bénard-von Kármán (BvK), sillages de type Bénard-von Kármán inversé (BvK inversé) et sillages asymétriques (ce dernier régime ne concerne que le cas d'un aileron rigide). La méthode de PIV nous a permis d'analyser et quantifier très précisément les paramètres physiques et géométriques des sillages observés.

De plus, nous nous sommes intéressés aux mécanismes par lesquels un aileron oscillant est capable de générer une force de propulsion. A partir des champs moyens de la vitesse longitudinale, nous avons effectué un bilan de quantité de mouvement dans un volume englobant l'aileron afin d'estimer la force dans chacun des régimes identifiés. Cette méthode nous a permis, par interpolation des points expérimentaux, de localiser la transition traînée/propulsion dans notre diagramme de phase. Celle-ci ne correspond pas tout à fait à la transition des sillages de type BvK aux sillages BvK inversé : elle est décalée vers les plus grandes valeurs d'amplitude et de Strouhal par rapport à l'apparition des sillages de type BvK inversé. Ainsi il existe une région dans notre espace de paramètres dans laquelle la force de propulsion générée par les tourbillons du sillage n'est pas suffisante pour surmonter la traînée totale moyenne due à la présence de l'aileron dans l'écoulement.

Par ailleurs, un enjeu majeur de ce travail a été de comprendre certains aspects de la performance propulsive des systèmes d'ailes battantes naturels (poissons, insectes ou oiseaux). Bien que ceux-ci utilisent des ailes ou des nageoires qui se déforment de façon à la fois passive et active au cours de leur oscillation, nous nous sommes concen-

trés sur le cas simplifié de la déflexion passive d'une structure battante flexible. Nous avons ainsi introduit des ailerons flexibles, géométriquement identiques au premier aileron rigide testé. L'utilisation d'une caméra à haute fréquence d'acquisition nous a permis de caractériser et modéliser la déformation passive de ces ailerons en fonction de la configuration de battement. Bien que le module de Young soit différent d'un aileron à l'autre, les ailerons flexibles se sont avérés adopter un comportement dynamique similaire. Nous avons montré en particulier que leur déformation entraînait une ouverture pointe à pointe de l'aileron supérieure à celle que nous imposons (obtenue dans le cas de l'aileron rigide). En conséquence, les forces moyennes de propulsion estimées dans la région des hautes fréquences et grandes amplitudes de notre espace de paramètres atteignent des valeurs jusqu'à 2.3 fois plus importantes que dans le cas de l'aileron rigide. En effet, la déformation passive permet d'explorer une gamme d'amplitudes plus grande dans cette région et la force de propulsion augmente proportionnellement avec l'amplitude de l'oscillation.

De plus, une étude approfondie, à haute résolution temporelle, de la dynamique instationnaire du lâcher tourbillonnaire au bord de fuite de ces ailerons, nous a permis d'identifier certains mécanismes subtils par lesquels la force instantanée tend elle aussi à être augmentée dans le cas des ailerons flexibles par rapport au cas de l'aileron rigide. A chaque changement de direction de l'oscillation, les ailerons flexibles se courbent dans un plan horizontal, en amenant leur pointe à une position longitudinale plus proche de leur base. Cette courbure facilite le passage du fluide de la couche limite présente sur le bord de l'aileron, et qui alimente le tourbillon naissant. Celui-ci se forme alors plus rapidement que dans le cas de l'aileron rigide, avec une structure plus cohérente, marquée par un fort pic de vorticité en son centre. De plus, la position longitudinale à laquelle le tourbillon se forme est plus proche dans le sillage. Ces différents effets contribuent à augmenter la force de poussée instationnaire.

Enfin, nos mesures de PIV nous ont permis de revenir sur les études théoriques historiques de von K arm n (1911), von K arm n (1912) concernant les allées tourbillonnaires. Nous montrons ainsi expérimentalement la pertinence des modèles de points vortex qu'il propose à l'époque. Il aura fallu ainsi presque un siècle pour que les techniques de mesure expérimentales d'écoulement soient suffisamment précises pour permettre cette vérification. Ainsi notre montage expérimental donne l'opportunité d'étudier quantitativement toute une variété de configurations de points vortex, et d'en analyser les propriétés fondamentales.

Ainsi, ce travail de thèse a permis d'identifier clairement certains aspects de la performance propulsive des structures battantes flexibles. Notre montage expérimental, bien que simple, a permis d'établir un cadre d'étude aux paramètres bien contrôlés, associé à des mesures de PIV dans le sillage de qualité remarquable. En particulier, grâce à l'utilisation d'un système de PIV rapide, la résolution temporelle de nos mesures est excellente. Nous avons ainsi identifié des mécanismes instationnaires subtils, mais primordiaux qui expliquent l'intérêt d'une structure flexible plutôt que rigide



pour l'optimisation de l'efficacité de propulsion (en terme d'énergie de propulsion générée par unité d'énergie dépensée).

## 8.2 Perspectives

Finalement, les résultats que nous avons obtenus dans le cadre de cette thèse, nous encourageant à poursuivre cette étude avec plusieurs nouveaux objectifs.

Une première perspective intéressante serait de réaliser de nouveaux ailerons, plus longs, afin de pouvoir observer les effets de leurs différentes flexibilités. Nous pourrions en particulier déterminer s'il existe une flexibilité optimale pour la génération efficace de propulsion. Par ailleurs, une étude plus approfondie de la contribution des effets instationnaires à la force globale de propulsion serait intéressante. Les éléments de dynamique du lâcher tourbillonnaire identifiés au cours de notre étude nécessitent en effet une approche plus quantitative. Plusieurs projets sont en cours pour permettre d'obtenir plus précisément des mesures de la force. Une balance hydrodynamique de force, ultra sensible, constituée de lames déformables, est actuellement en phase de test et devrait être bientôt opérationnelle. De plus, nous comptons intégrer des accéléromètres inclus dans la masse de l'aileron lors de la fabrication des futurs ailerons.

Enfin, nous avons déjà réalisé des premiers essais prometteurs de mesures tridimensionnelles de l'écoulement grâce à une nouvelle technique partiellement dérivée de la PIV : la V3V (proposée par TSI). Celle-ci permet une acquisition résolue dans le temps des trois composantes de vitesse dans un volume donné. Le système est constitué de trois caméras, qui repèrent chacune sur leur capteur les positions des particules traceuses de l'écoulement. Le principe se base sur la défocalisation pour retrouver à partir des images enregistrées par les trois capteurs la position des particules dans l'espace. L'objectif ultime serait de passer ensuite à une approche tri-dimensionnelle de la dynamique des ailerons oscillants, en passant aux cas d'ailerons de plus faible allongement.

Parallèlement à ces études en tunnel hydrodynamique, l'équipe réalise aussi des expériences d'ailes battantes dans l'air, de flexibilité contrôlée. L'intérêt essentiel du montage est qu'il est autopropulsé : la paire d'ailes est montée sur un manège, qui se met en rotation lorsqu'une force de poussée est générée. Ces études viennent ainsi compléter celles des ailerons oscillants.



# ANNEXE



## Article : "A model for the symmetry breaking of the reverse Bénard-von Kármán vortex street produced by a flapping foil"

Cette annexe reprend le texte de l'article : "A model for the symmetry breaking of the reverse Bénard-von Kármán vortex street produced by a flapping foil", R. Godoy-Diana, C. Marais and J. L. Aider, *Journal of Fluid Mechanics*, **622**, 23-32 (2009).

### A.1 Abstract

The vortex streets produced by a flapping foil of span-to-chord aspect ratio of 4 :1 are studied in a hydrodynamic tunnel experiment. In particular, the mechanisms giving rise to the symmetry breaking of the reverse Bénard-von Kármán vortex street that characterizes fish-like swimming and forward flapping flight are examined. Two-dimensional particle image velocimetry measurements in the mid-plane perpendicular to the span axis of the foil are used to characterize the different flow regimes. The deflection angle of the mean jet flow with respect to the horizontal observed in the average velocity field is used as a measure of the asymmetry of the vortex street. Time series of the vorticity field are used to calculate the advection velocity of the vortices with respect to the free-stream, defined as the phase velocity  $U_{\text{phase}}$ , as well as the circulation  $\Gamma$  of each vortex and the spacing  $\xi$  between consecutive vortices in the near wake. The observation that the symmetry breaking results from the formation of a dipolar structure from each couple of counter-rotating vortices shed on each flapping period serves as starting point to build a model for the symmetry breaking threshold. A symmetry breaking criterion based on the relation between the phase velocity of the vortex street and an idealized self-advection ve-

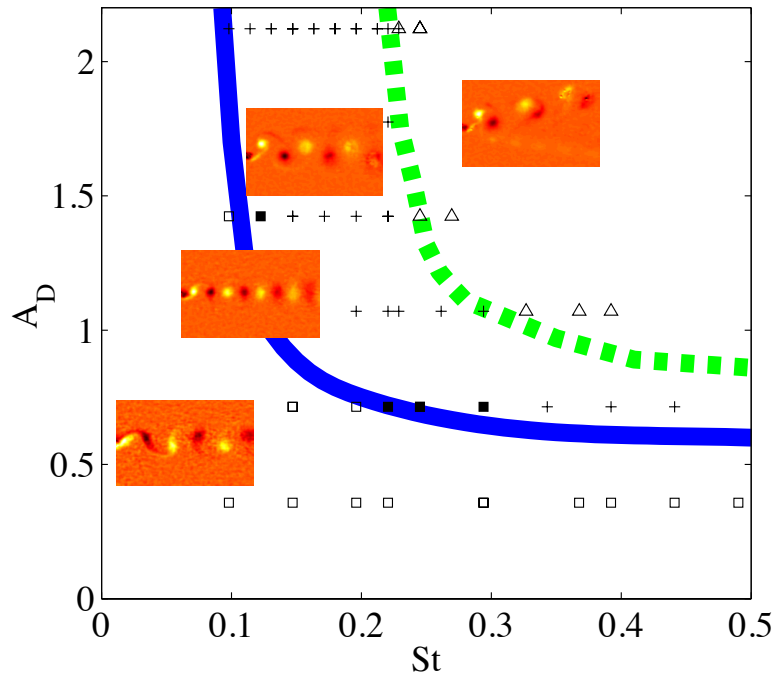


FIG. A.1: Transitions in the wake of a flapping foil in the  $A_D$  vs.  $St$  map for  $Re = 255$  (from Godoy-Diana *et al.*, 2008b). Experimental points are labeled as  $\square$  : BvK wake ;  $\blacksquare$  : aligned vortices (2S wake) ;  $+$  : reverse BvK wake ;  $\triangle$  : deflected reverse BvK street resulting in an asymmetric wake. Solid line : transition between BvK and reverse BvK. Dashed line : transition between reverse BvK and the asymmetric regime. Typical vorticity fields are shown as inserts on each region.

locity of two consecutive counter-rotating vortices in the near wake is established. The predicted threshold for symmetry breaking accounts well for the deflected wake regimes observed in the present experiments and may be useful to explain other experimental and numerical observations of similar deflected propulsive vortex streets reported in the literature.

## A.2 Introduction

Flapping-based propulsive systems, either natural or man-made, are often discussed in terms of the Strouhal number, defined as the product of the flapping frequency  $f$  and amplitude  $A$  divided by the cruising speed  $U_0$ , *i.e.*  $St_A = fA/U_0$  (Anderson *et al.*, 1998; Taylor *et al.*, 2003). Another crucial parameter in these problems is the aspect ratio of the flapping body, because it determines to what extent a quasi-two-dimensional (Q2D) view can capture the main elements needed for an adequate description of the real three-dimensional (3D) flow. In particular, in the case of a flapping body propelling itself in forward motion, at least two qualitatively different situations have been evidenced from flapping foil experiments and numerical simula-

tions : high span-to-chord ratio foils produce a propulsive vortex street, the reverse Bénard-von Kármán (BvK) wake (see e.g. Koochesfahani, 1989; Anderson *et al.*, 1998), where the most intense vortices are aligned with the foil span and turn in opposite senses with respect to the natural BvK vortices behind a 2D cylinder. A Q2D analysis accounts for the key dynamical features in this case where the mean flow has the form of a jet and results in a net propulsive force. As the span-to-chord ratio decreases towards unity, 3D effects come into play and modify dramatically the structure of the wake. In this case a series of vortex loops (or horse-shoe vortices) are engendered from the vorticity shed from all sides of the flapping foil (see e.g. von Ellenrieder *et al.*, 2003; Buchholz & Smits, 2006, 2008). The experiments reported here were performed with a 4 :1 aspect ratio foil, which is high enough to produce Q2D regimes in the near wake. A two-parameter description that permits to vary independently the frequency and amplitude of the oscillatory motion has been shown recently (Godoy-Diana *et al.*, 2008*a*) to be the optimum framework to fully characterize the quasi-two-dimensional regimes observed in the wake of a pitching foil. The transition from a BvK vortex street to the reverse BvK street characteristic of propulsive regimes, and the symmetry breaking of the reverse BvK street reported in Godoy-Diana *et al.* (2008*a*) are summarized in the  $(St, A_D)$  phase space shown in figure A.1. The Strouhal number and a dimensionless amplitude have been defined using a fixed length scale (the foil width  $D$ ) as  $St = fD/U_0$  and  $A_D = A/D$ , respectively <sup>1</sup>.

In this paper we focus on the reverse BvK regime, attempting to shed some light on the physical mechanisms that determine its symmetry breaking ( the dashed line in figure A.1). Asymmetric vortex streets arising in the wake of a flapping foil have been observed in many experimental (Jones *et al.*, 1998; Godoy-Diana *et al.*, 2008*a*; Von Ellenrieder & Pothos, 2008; Buchholz & Smits, 2008) and numerical studies (Jones *et al.*, 1998; Lewin & Haj-Hariri, 2003) even when the geometry of the problem and the flapping motion are symmetric. Other configurations of forced wakes have been shown to produce asymmetric flows that arise from the interaction of natural and forced vortex shedding —see for instance the soap-film experiments with forced cylinder wakes in Couder (1986). The deflection of the propulsive vortex street determines that the net force generated by the flapping motion is not aligned with the foil symmetry plane, or in other words that a mean lift force accompanies the production of thrust. A qualitative explanation of the process that determines the symmetry breaking can be given analyzing the structure of the wake : the deflection of the vortex street that signals the symmetry breaking results from the formation of a dipolar structure from each couple of counter-rotating vortices shed on each flapping period (see figure A.2). Above a certain threshold, the self-advection of the dipolar structure formed over one flapping period is strong enough to decouple from the subsequent vortex in the street and to generate a deflection of the mean flow. These asymmetric wakes occur in a region of the parameter space that overlaps the high-efficiency Strouhal number range used by flapping animals, which makes the

---

<sup>1</sup>Note that the product of these two parameters gives the flapping amplitude based Strouhal number that is often used, i.e.  $St \times A_D = fA/U_0 = St_A$

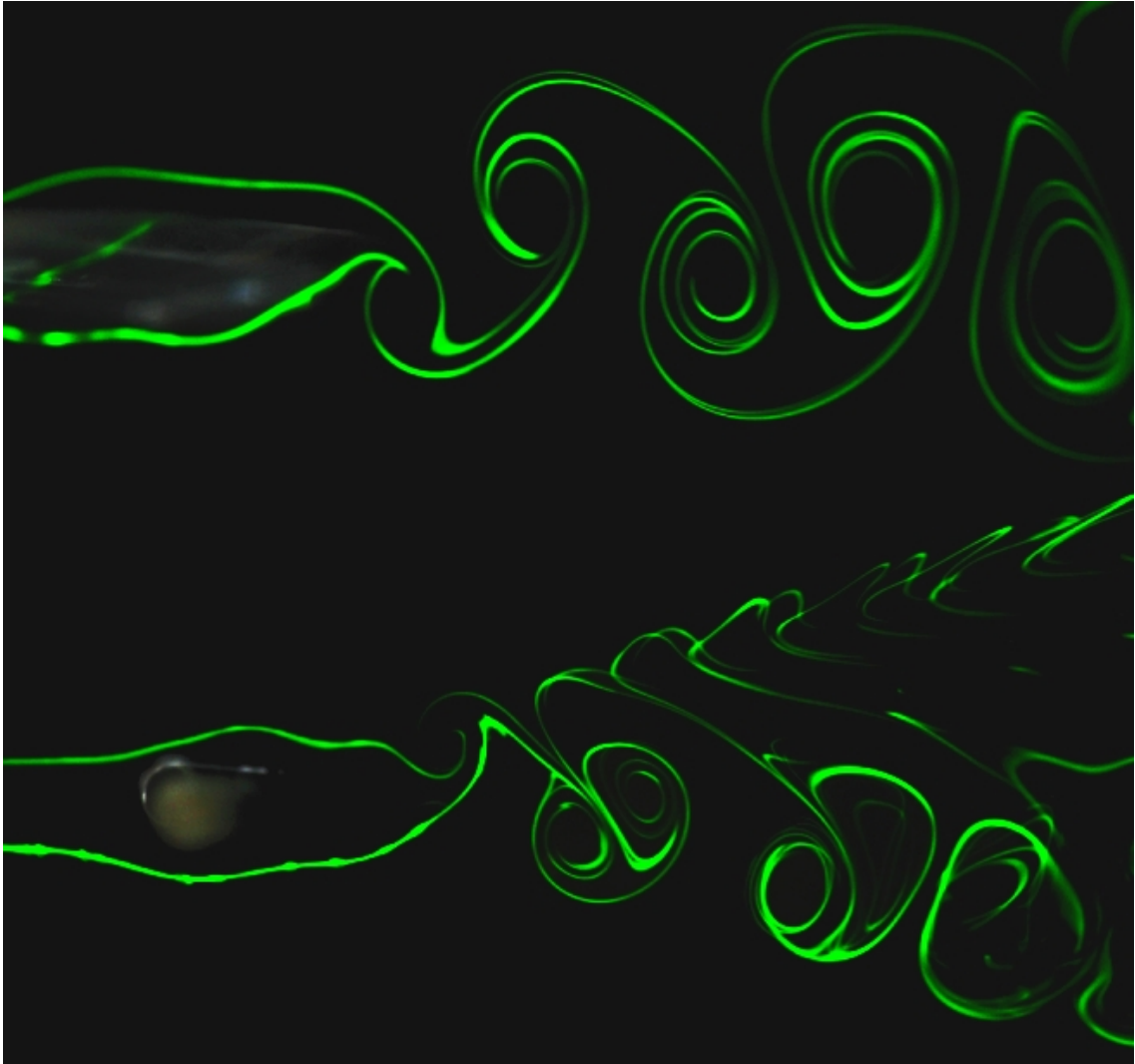


FIG. A.2: Fluorescein dye visualization of the typical reverse Bénard-von Kármán vortex street that characterizes flapping based propulsion (top); and an asymmetric wake (bottom) that is produced by some flapping configurations even when the flap motion is symmetric.



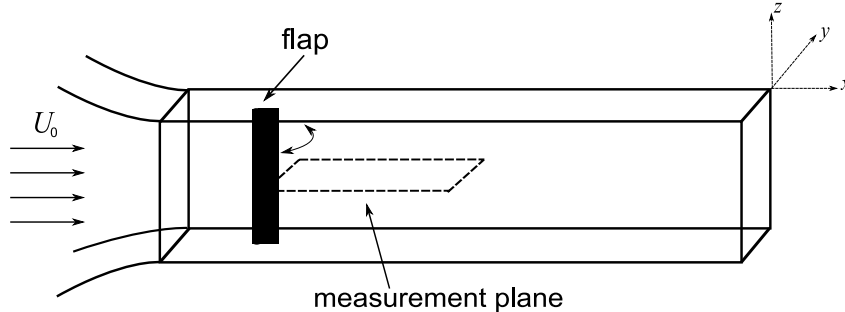


FIG. A.3: Schematic diagram of the experimental setup in the hydrodynamic tunnel.

precise definition of the symmetry breaking threshold potentially important for the design of artificial flapping-based propulsors and their control. This is the goal of the present work, where we study in detail the spanwise vorticity field in the near wake of the flapping foil in order to characterize all the basic features of the reverse BvK vortex streets. Relying on a hypothesis of quasi-two-dimensionality of the flow in the near wake, we propose a predictive symmetry breaking criterion based on the phase velocity of the vortex street.

### A.3 Experimental setup

The setup is the same described in Godoy-Diana *et al.* (2008a) and consists of a pitching foil placed in a hydrodynamic tunnel (see figure A.3). The foil chord  $c$  is 23mm and its span is 100mm which covers the whole height of the  $100 \times 150$ mm section of the tunnel. The foil profile is symmetric, opening at the leading edge as a semicircle of diameter  $D = 5$ mm which is also the maximum foil width. The pitching axis is driven by a stepper motor. The control parameters are the flow velocity in the tunnel  $U_0$ , the foil oscillation frequency  $f$  and peak-to-peak amplitude  $A$  which let us define the Reynolds number, the Strouhal number and a dimensionless flapping amplitude as, respectively :

$$Re = UD/\nu, \quad St = fD/U_0, \quad A_D = A/D. \quad (\text{A.1})$$

where  $\nu$  is the kinematic viscosity. In the strongly forced regimes produced by the flapping foil, the flapping frequency used to define  $St$  is equivalent to the main vortex shedding frequency. The boundary layer thickness on the tunnel walls at the position of the flap is of approximately 10mm for the present experiments. Measurements were performed using 2D Particle Image Velocimetry (PIV) on the horizontal mid-plane of the flap. PIV acquisition and post-processing was done using a LaVision system with an ImagerPro  $1600 \times 1200$  12-bit CCD camera recording pairs of images at  $\sim 15$ Hz and a two rod Nd :YAG (15mJ) pulsed laser. Laser sheet width was about

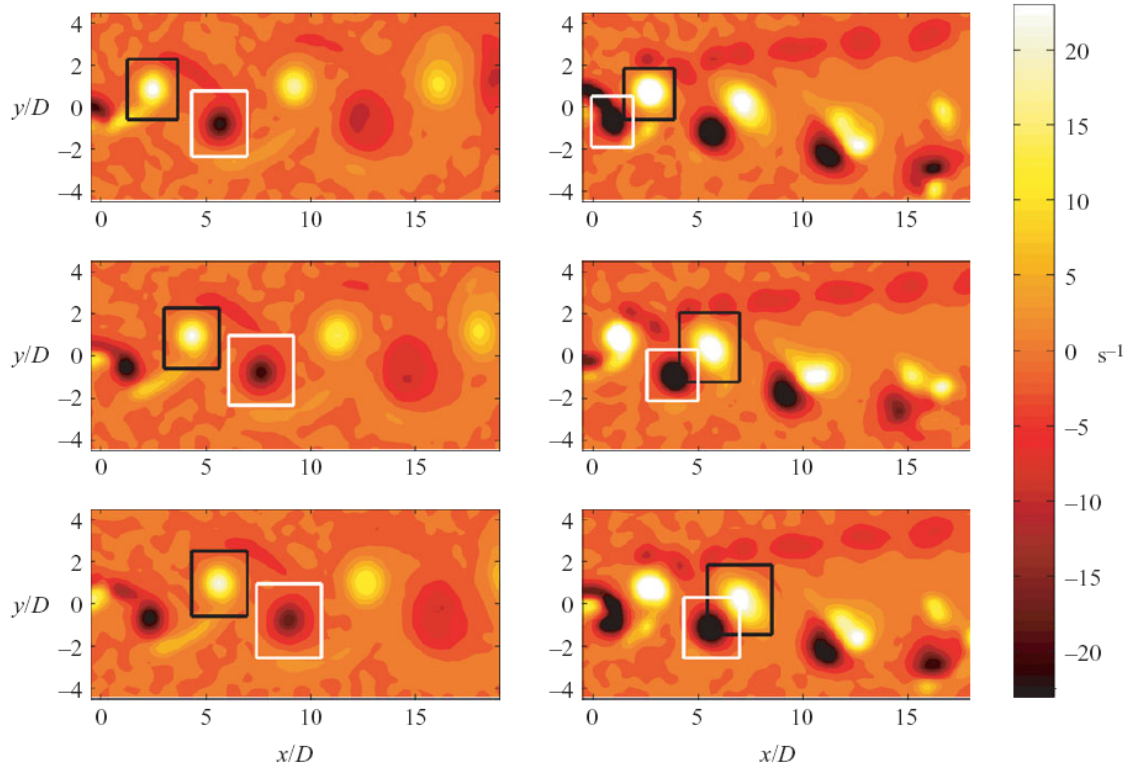


FIG. A.4: Three consecutive snapshots of the vorticity field in the wake of the flapping foil at  $Re = 255$  and  $A_D = 1.42$  for two different flapping frequencies. Left column :  $St = 0.15$ , reverse BvK wake ; and right column :  $St = 0.27$ , asymmetric wake.

1mm in the whole  $100\text{mm} \times 80\text{mm}$  imaging region. The time lapse between the two frames ( $dt$ ) was set to 12ms. Additional post-processing and analysis were done using Matlab and the PIVMat Toolbox (Moisy, 2007).

## A.4 Observations

### A.4.1 The vorticity field

The  $\omega_z$  vorticity field is calculated from the  $u_x$  and  $u_y$  fields obtained from PIV using 2nd-order centered differences. Two sequences of vorticity fields are shown in figure A.4 : the left column corresponds to a reverse BvK street and the right column to an asymmetric wake. The Reynolds number and flapping amplitude are the same in both cases and only the Strouhal number has been increased from 0.15 for the reverse BvK to 0.27 for the asymmetric wake. The positions of two consecutive (and counter-rotating) vortices are followed for each experiment using a search of local maxima ( $X_{max}(t), Y_{max}(t)$ ) and minima ( $X_{min}(t), Y_{min}(t)$ ) in the  $\omega_z$  field. These are the coordinates of the center of the rectangles in figure A.4.

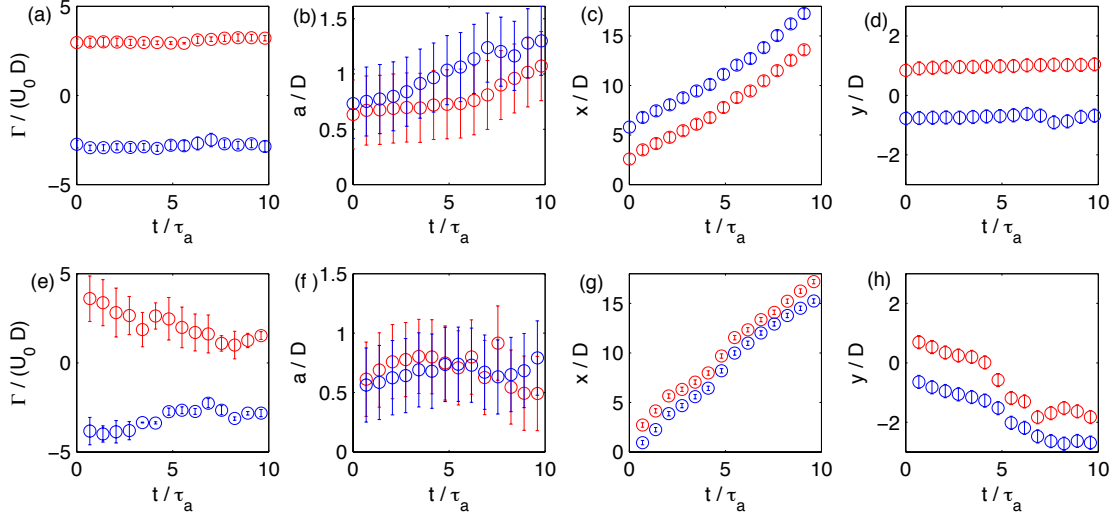


FIG. A.5: Circulation (a,e), radius (b,f),  $x$ -position (c,g) and  $y$ -position (d,h) of two consecutive (and counter-rotating) vortices in the wake of the flapping foil as a function of time. The top figures (a-d) correspond to the reverse BvK wake and the bottom figures (e-h) to the asymmetric wake shown in figure A.4 (left and right columns, respectively).

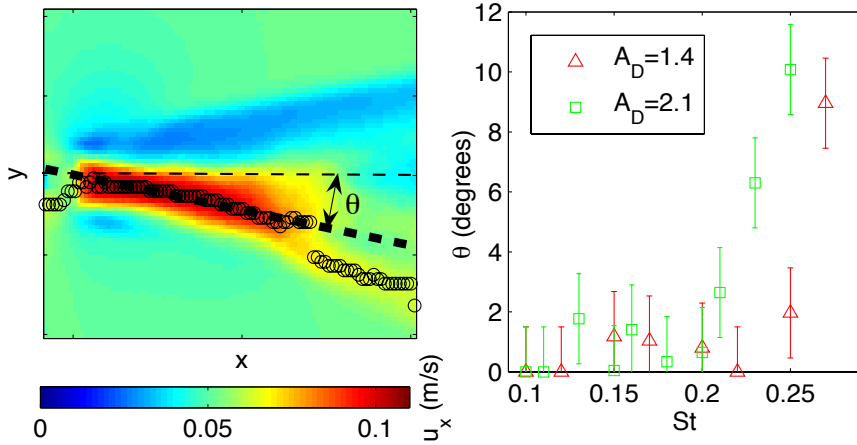


FIG. A.6: Definition of the asymmetry angle  $\theta$  from the deflected mean jet flow (left) and  $\theta$  as a function of the Strouhal number for  $A_D = 1.4$  and  $2.1$  (right). The circles shown in the left plot are the maxima of cross-stream profiles of the average horizontal velocity field. A linear fit over these points in the near wake gives the dotted line that defines the angle theta. The error bars in the right plot represent a constant  $\pm 1.5$  degrees that was the maximum deflection angle measured with the previous method for a wake in the symmetric reverse Bénard-von Kármán configuration.

---

### A.4.2 The circulation $\Gamma$

An area of integration that encompasses each vortex needs to be defined in order to calculate its characteristic features such as circulation and size. We use gaussian fits  $\exp(-x_i^2/\sigma_i^2)$  along the vertical and horizontal axes centered on the positions of the maxima and minima of vorticity and define the sizes of the vortex along each direction  $x$  and  $y$  as  $2\sigma_i$ . These are the horizontal and vertical sizes of the rectangles in the time sequences of figure A.4. The choice of rectangular integration contours (instead of the elliptical ones that would have better followed the vortex shape) was kept in order to avoid introducing error from interpolation of the PIV data. Since the vortex cores are nearly circular we define a single vortex radius  $a$  as the mean of the sizes calculated along the two principal axes. The circulation  $\Gamma$  can be then calculated either from a line integral of the velocity field on each contour or a surface integral of the vorticity field over each rectangle. Although in theory the two definitions of  $\Gamma$  are equivalent, the two calculations from the experimental fields are slightly different mainly because, vortices in the wake being not too far from each other, the contour for the line integral calculation sometimes passes through a neighboring opposite-signed vortex (see figure A.4, right column) and gives thus a spurious contribution to the total circulation. The circulation plotted in figure A.5 is the mean value between the two different methods of calculation, the difference giving the error bars. When the integration regions for the two counter-rotating vortices do not overlap, as is the case in the left column of figure A.4, the difference in the two calculations is small (see figure A.5.a). On the contrary, the error bars are larger when the two rectangles overlap, as in the case of the asymmetric wake depicted in the right column of figure A.4. This can be seen in figure A.5.e, where the spurious effect due to having the neighboring vortex partially overlapping the integration region appears as a decreasing trend (in absolute value) in the time evolution of  $\Gamma$ . We also plot in figure A.5 the time evolution of the vortices radii and positions. It can be seen in figure A.5.h that the deflection of the wake is correctly captured by the time evolution of the  $y$ -coordinate. The time axes in all these plots are nondimensionalized by the advection time scale  $\tau = D/U_0$ .

### A.4.3 The asymmetric wake

The domain of existence of the reverse BvK vortex street is bounded on the upper-right zone of the  $(St, A_D)$  phase space by a transition to an asymmetric regime (figure A.1). In order to characterize this transition we define an angle of asymmetry  $\theta$  using the direction of the jet observed in the mean velocity field (see figure A.6). Of the three series with different flapping amplitudes studied here (see figure A.7 in the next section), the smallest one ( $A_D = 0.7$ ) does not produce an asymmetric wake so only the cases of  $A_D = 1.4$  and  $2.1$  are reported in figure A.6. These measurements show that the transition is rather abrupt and support the idea of the existence of a symmetry breaking threshold.

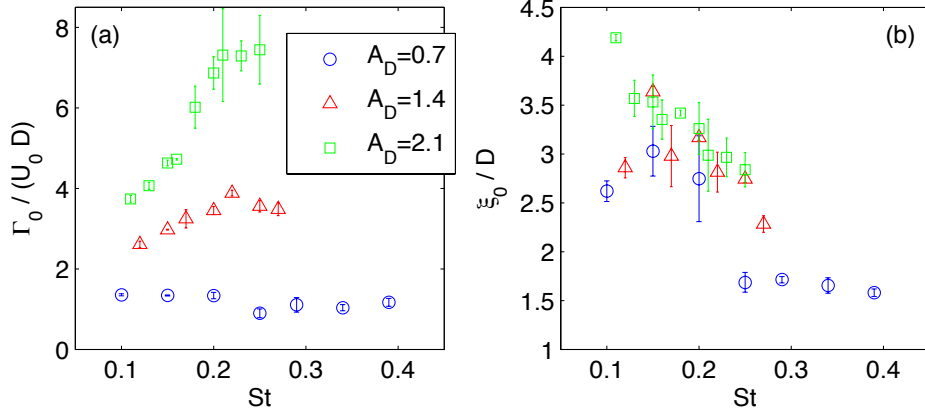


FIG. A.7: (a) Circulation  $\Gamma_0$  and (b) distance between two consecutive vortices  $\xi_0$  as a function of  $St$  and  $A_D$ . Circles, triangles and squares correspond, respectively, to  $A_D = 0.7, 1.4$  and  $2.1$ .

## A.5 Discussion

### A.5.1 Back to the $(St, A_D)$ phase space

Thinking in a  $(St, A_D)$  phase space perspective, we use the 'initial' values of the circulation and the positions of the maxima and minima of  $\omega_z$ , defined as the values measured when the positive vortex crosses a reference frame fixed at  $X_{\text{ref}} = 2.5D$ , in order to compare the vortices produced by different flapping configurations. We thus plot in figure A.7 the initial value of the circulation  $\Gamma_0$  and the distance between the two consecutive counter-rotating vortices  $\xi_0$ , as a function of  $St$  for three series with different values of  $A_D$ . The definition of  $\xi$  in terms of the positions of two counter-rotating vortices shown in figure A.5 is, as shown graphically in figure A.9 (left),  $\xi = \sqrt{(X_{\text{max}} - X_{\text{min}})^2 + (Y_{\text{max}} - Y_{\text{min}})^2}$ . The main observation is that, for a given amplitude, the circulation increases and the distance between consecutive vortices decreases with increasing flapping frequency. Although this is not surprising, it is an important point because it lets us ascertain that a threshold curve determining the symmetry breaking of the reverse BvK wake can be traced in a  $(\Gamma_0, \xi_0)$  space and also that a model containing the basic physics of the problem could be tested using experimental measurements.

### A.5.2 Phase velocity

The advection velocity of the vortices with respect to the free-stream can be calculated from the  $x$ -position measurements  $X_i(t)$  in figures A.5.c and A.5.g. We define this *phase speed*  $U_{\text{phase}}$  as the slope  $dX_i/dt$  evaluated at the initial reference time<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Vortices slightly accelerate in the initial part of the wake so that the wavelength measured in a snapshot of the vorticity field over the vortices nearest to the flap is shorter than the wavelength measured farther in the wake (see also Bearman, 1967). Here we deliberately define  $U_{\text{phase}}$  as the

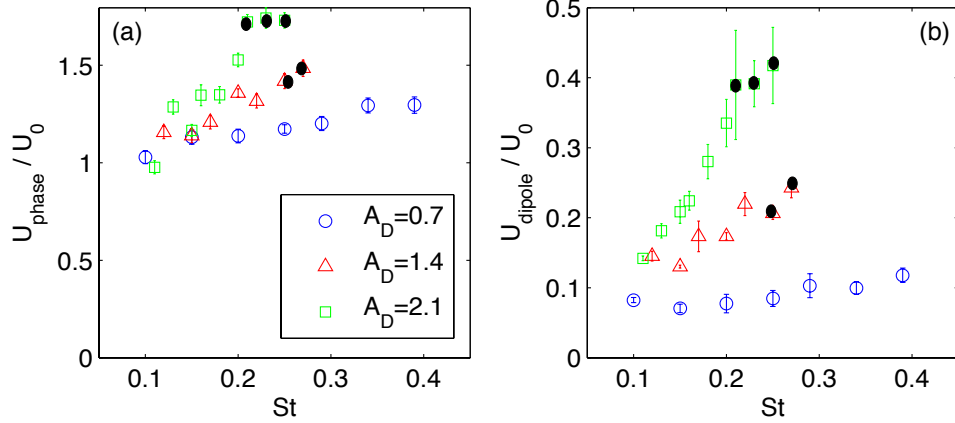


FIG. A.8: (a) Phase velocity  $U_{\text{phase}}$  of the vortex street normalized with respect to the free-stream  $U_0$ ; and (b) translation speed of the initial dipoles  $U_{\text{dipole}}$  calculated using Eq. A.2. Both quantities are plotted as a function of  $St$  and  $A_D$ . Circles, triangles and squares correspond, respectively, to  $A_D = 0.7, 1.4$  and  $2.1$ . Asymmetric wakes are marked with a dark dot.

In the case of the Bénard-von Kármán vortex street past a bluff body  $U_{\text{phase}} < U_0$  (see e.g. Bearman, 1967; Williamson, 1989), which is related to the velocity deficit in the wake of the obstacle. The phase velocity for the present experiments is plotted in figure A.8 (left). The propulsive nature of the reverse BvK wake appears clearly in the fact that  $U_{\text{phase}} > U_0$ .

### A.5.3 The dipole model

The physical mechanism giving rise to a deflected wake is based on the formation of a dipolar structure on each flapping period (Godoy-Diana *et al.*, 2008a), a feature that has also been observed in forced wakes in soap films (Couder, 1986), supporting the idea of a mainly 2D phenomenon. The initial condition sets the choice of the side where the asymmetry develops : the first dipole that is formed entrains fluid behind it, deflecting the mean flow in the wake and forcing the subsequent dipoles to follow the same path. This initial perturbation exists for all the  $(St, A_D)$  parameter space, however, after a few periods of symmetric flapping motion, only in a region above a certain threshold (see figure A.1) the wakes remain asymmetric. The two quantities  $(\Gamma_0, \xi_0)$  plotted in figure A.7 can be used to give a measure of the strength of the dipolar structures that are formed for each flapping configuration. The simplest model that contains  $\Gamma$  and  $\xi$  is to consider a dipole made of two point vortices of circulations  $\pm\Gamma$  separated by a distance  $\xi$ . In this case, the translation speed of the dipole (determined by the effect of each vortex over the other) is given by (see e.g. Saffman, 1992)

---

advection speed at the initial reference time because we are interested in the near wake mechanism that triggers the symmetry breaking.

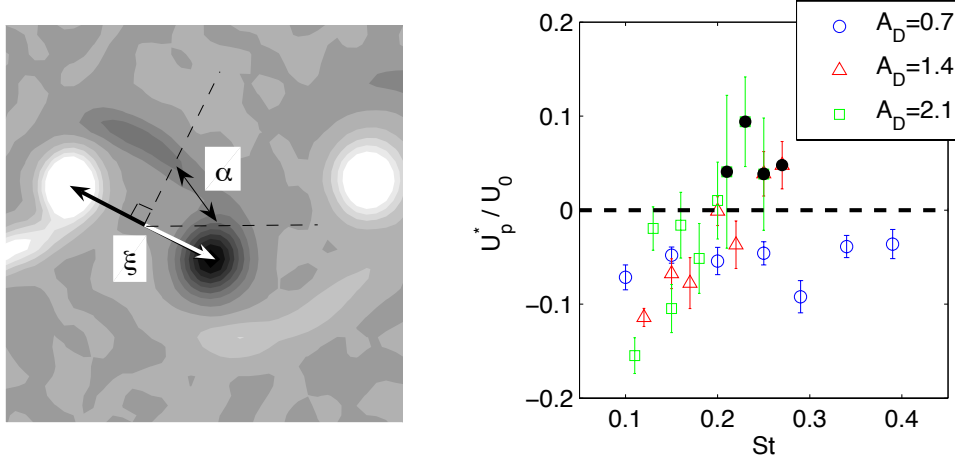


FIG. A.9: Left : Definition of the angle  $\alpha$  used in equation A.3. The line at angle  $\alpha$  with the horizontal is at right angles with the segment of length  $\xi$  that joins the two consecutive counter-rotating vortices. Right : Effective phase velocity  $U_p^*$  normalized with respect to the free-stream  $U_0$  plotted as a function of  $St$  and  $A_D$ . Circles, triangles and squares correspond, respectively, to  $A_D = 0.7, 1.4$  and  $2.1$ . Asymmetric wakes are marked with a dark dot. The points above the dashed axis verify the proposed symmetry breaking condition  $U_p^* > 0$ .

$$U_{\text{dipole}} = \frac{\Gamma}{2\pi\xi} . \quad (\text{A.2})$$

The values of  $U_{\text{dipole}}$  calculated using the data from figure A.7 are shown in figure A.8 (right). As a direct consequence of the behavior of  $\Gamma_0$  and  $\xi_0$  in figure A.7, for each flapping amplitude, the self-induced speed of the dipolar structure increases with the Strouhal number. It is remarkable that  $U_{\text{dipole}}$  can reach values up to almost 50% of  $U_0$ . The two plots in figure A.8 show that a correlation exists between  $U_{\text{dipole}}$  and  $U_{\text{phase}}$ . This can be easily understood considering that the flow field produced by each vortex, and hence  $U_{\text{dipole}}$ , contributes to the overall advection velocity in the vortex street.

Thinking about the definition of a criterion for the symmetry breaking, it seems evident from figure A.8 that no single threshold can be established for  $U_{\text{dipole}}$  or  $U_{\text{phase}}$  that accounts for all observations of asymmetric wakes (we have marked these in figure A.8 with black dots). Because we have observed that the symmetry breaking is related to the ability of a given dipolar structure to escape from the "symmetrizing" effect of the subsequent vortices in the wake, it is useful to find a quantitative measurement of the velocity at which vortices are moving in the direction defined by the dipole. In order to do so we define the *effective phase velocity*, in terms of the angle  $\alpha$  between the horizontal (the streamwise direction) and the direction of  $U_{\text{dipole}}$  (see figure A.9), as :

$$U_p^* = (U_{\text{phase}} - U_0) \cos \alpha - U_{\text{dipole}} . \quad (\text{A.3})$$

---

Recalling that the measured phase velocity  $U_{\text{phase}}$  results from the superposition of the free-stream velocity and all the velocities induced by the vortices in the wake, the effective phase velocity defined in equation A.3 is actually the component along the dipole direction of the velocity induced by the vortex street excepting the contribution of the dipole being considered, and not including the free-stream velocity. Within the limits imposed by the experimental uncertainty, it can be seen in figure A.9 that a fair prediction of the observed behavior can be given saying that the reverse BvK vortex street will be prone to breaking symmetry if the effective phase velocity  $U_{\text{p}}^*$  is positive, which is when the vortex street downstream of the dipole being considered enhances the dipole velocity.

## A.6 Concluding remarks

Reverse Bénard-von Kármán (BvK) vortex streets are a fundamental feature of fish-like swimming and forward flapping flight and their symmetry properties are intimately related to the cycle of thrust and lift production. Although the deflection of these propulsive wakes has been observed and characterized in various flapping-foil experiments (Jones *et al.*, 1998; Godoy-Diana *et al.*, 2008*a*; Von Ellenrieder & Pothos, 2008) and numerical simulations (Lewin & Haj-Hariri, 2003), the model proposed in the present paper is, to our knowledge, the first attempt to produce a quantitative threshold prediction based on the observed physical mechanism underlying the symmetry breaking. In spite of the strongly idealized dipolar model used in Eq. A.2 as a fundamental element of the model, the predicted threshold accounts reasonably well for the experimental reality and should be useful to rationalize the similar observations reported in the literature.

We gratefully acknowledge Maurice Rossi for fruitful discussions on the dipole model.



# Table des figures

1.1	Illustration de la force normale et de ses composantes sur un profil d'aile battante . . . . .	3
1.2	Visualisations expérimentales de sillages tourbillonnaires . . . . .	3
1.3	Battement d'un cil individuel sur une paramécie. . . . .	6
1.4	Diagramme des régimes de vol en fonction du nombre de Reynolds et de la vitesse d'avancement . . . . .	7
1.5	Trajectoires de bout d'aile pour diverses espèces en vol d'avancement . . . . .	9
1.6	Evolution de la puissance aérodynamique et de ses composantes avec la vitesse de vol de croisière . . . . .	10
1.7	Diagramme de comparaison des vols, donnant le poids en fonction de la vitesse de croisière, des avions commerciaux les plus rapides aux plus petits insectes . . . . .	11
1.8	Evolution du nombre de Reynolds basé sur la corde en fonction de la masse pour différents oiseaux . . . . .	12
1.9	Evolution de la fréquence réduite en fonction de la masse pour différents oiseaux et insectes. . . . .	13
1.10	Nombre de Strouhal pour 42 espèces d'oiseaux . . . . .	14
1.11	Tableau récapitulatif des études expérimentales d'ailerons oscillants . . . . .	17
1.12	Visualisation de sillages tourbillonnaires derrière un aileron oscillant . . . . .	18
1.13	Modes de nage de type axial et profils caractéristiques associés. . . . .	19
1.14	Modélisation de la cinématique d'une nageoire caudale par un profil oscillant. . . . .	19
1.15	Visualisation expérimentale de sillage derrière un obstacle . . . . .	20
1.16	Photo du sillage de Bénard-von Kármán derrière l'île de Guadalupe au Mexique . . . . .	22
1.17	Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds . . . . .	23

---

1.18	Schémas du sillage tridimensionnel d'un poisson. . . . .	24
2.1	Visualisation des différents régimes d'écoulement derrière un cylindre	28
2.2	Visualisation typique du sillage du cylindre, obtenue en tunnel hydrodynamique en condition de forçage. . . . .	30
2.3	Prédiction des propriétés de stabilité globale de sillages forcés en fonction des paramètres du forçage . . . . .	30
2.4	Evolution du coefficient de traînée $C_{Df}/C_{D0}$ en fonction de la fréquence du forçage $f_f f_0$ . . . . .	32
2.5	Isovaleurs du coefficient de traînée moyen en fonction de la configuration de forçage $\langle A, f_f/f_0 \rangle$ . . . . .	32
2.6	Schéma illustrant les mécanismes d'interactions constructives ou destructives dans le sillage proche du cylindre oscillant. . . . .	33
2.7	Schéma illustrant l'interférence constructive permettant au poisson de se propulser. . . . .	34
2.8	Sketch of the space-time response of flows to infinitesimal perturbations. (a) and (b) correspond to local analysis, i.e. parallel flows, illustrating the distinction between (a) convective and (b) absolute instabilities. The leading-edge velocity $V^+$ is positive in both cases. For convective instability, the trailing-edge velocity $V^-$ is also positive, while for absolute instability it is negative. (c) and (d) correspond to the global wake illustrating the distinction between the (c) subcritical, $Re < Re_c$ , and (d) supercritical, $Re > Re_c$ , cases. In the subcritical case, the perturbation reaches a maximum and subsequently decays. In the supercritical case the perturbation continues to grow until it saturates nonlinearly. The edge velocities can be obtained over finite times only in experiment (see Sec. 2.3.1.4). . . . .	37
2.9	(a) Schematic diagram of the experimental setup in the hydrodynamic tunnel. (b) Sketch showing a top view of the cylinder during an impulsive rotation of intensity $U_p$ . . . . .	38
2.10	Visualization of the impulse response at three successive time instants (from bottom to top) in the cylinder wake. Left : streaklines obtained from Fluorescein dye visualization. Right : instantaneous cross stream velocity field obtained from PIV measurements. . . . .	40

2.11 Evolution of the wave packet seen in spatiotemporal diagrams for  $\epsilon = -0.137$ . (a) Cross-stream velocity  $U_y(x, t)$ , (b) envelope of  $U_y(x, t)$ , (c)  $U_y(x)$  and its envelope (bold dashed curve) at a fixed time ( $t = 24T_{adv}$ ). Also shown (thin curves) are tanh fits to the relevant part of the envelope. The inflection points and envelope maximum are indicated. (d) Envelope of  $U_y$  sampled along various rays as a function of ray velocity. The edge and group velocities, obtained from the inflection points and envelope maxima, are indicated with vertical lines. . . . . 41

2.12 (a) Phase velocity  $V_p$  (which is also  $V^+$ ) and (b) group velocity  $V_g$  and trailing-edge velocity  $V^-$  as a function of  $\epsilon$ . The dashed line in (a) corresponds to the value of  $V_p/U_0$  for the Bénard-von Kármán wake ( $Re > Re_c$ ). The dashed lines in (b) are linear fits to the  $V_g$  and  $V^-$  data. Experimental points are labeled as  $\bullet$  : small perturbation,  $\circ$  : medium perturbation,  $\square$  : strong perturbation. Horizontal error bars indicate the uncertainty in the Reynolds number measurement. . . . . 43

2.13 (a) Definition of the maximum of the perturbation on the spatiotemporal diagram. (b) Evolution of the maximum of the perturbation  $A_{max}$ , (c)  $X_{max}$  and (d)  $T_{max}$  as a function of the reduced Reynolds Number  $\epsilon$ .  $A_{max}$ ,  $X_{max}$  and  $T_{max}$  are rendered nondimensionalized respectively by the free stream velocity  $U_0$ , the cylinder diameter  $D$  and the advective timescale  $T_{adv} = D/U_0$ . Experimental points are labeled as  $\bullet$  : low perturbation,  $\circ$  : medium perturbation,  $\square$  : strong perturbation. . . . . 44

2.14 Transient energy growth in experiment. (a) Illustration of the integration area for the energy on the instantaneous velocity field  $U_y$ .  $E_{tot}$  and  $E_{half}$  are calculated over the white and black rectangles, respectively. The downstream boundary of the black rectangle moves at a speed  $V_g$  and tracks the maximum of the perturbation envelope as indicated in the upper plot. (b) Energy as a function of time for  $\epsilon = -0.14$ . The dots are the experimental data of  $E_{tot}$ . The solid, dashed and dotted lines are smooth fits of  $E_{tot}$ ,  $E_{half}$  and  $E_{tot} - E_{half}$ , respectively. (c) Time evolution of the energy on logarithmic scale, for three different values of the reduced Reynolds number  $\epsilon$  :  $\bullet \epsilon = -0.19$ ,  $+ \epsilon = -0.14$  and  $\square \epsilon = -0.1$ . The slope of the energy decay on the logarithmic scale gives the decay rate  $\sigma$ . . . . . 46

---

2.15	(a) Asymptotic decay rate of perturbations [as seen in Fig. 2.14(c)] as a function of reduced Reynolds number $\epsilon$ . Experimental points are labeled as $\bullet$ : low perturbation, $\circ$ : medium perturbation, $\square$ : strong perturbation. The curve shows decay rates from linear stability computations. (b) Maximum transient energy gain and (inset) time at which this maximum occurs as, a function of the reduced Reynolds number $\epsilon$ . Experimental points are labeled as $\bullet$ : low perturbation, $\circ$ : medium perturbation, $\square$ : strong perturbation. . . . .	47
3.1	Vue schématique du fonctionnement du tunnel hydrodynamique . . . . .	50
3.2	Variation de la viscosité cinématique de l'eau en fonction de la température . . . . .	51
3.3	Vue schématique de l'aileron et du tunnel hydrodynamique. . . . .	52
3.4	Réalisation d'un aileron flexible. . . . .	53
3.5	Exemple de visualisation utilisant la technique de fluorescence laser. . . . .	54
3.6	Illustration de la technique de visualisation par fluorescence induite par laser (LIF). . . . .	55
3.7	Illustration de la différence entre lignes de courant et lignes d'émission. . . . .	56
3.8	Photographie présentant le tunnel et le montage PIV. . . . .	58
3.9	Exemple de couple d'images de particules à partir duquel la méthode de PIV permet de calculer le champs de vitesse. . . . .	59
3.10	Schéma explicatif du calcul des champs de vitesse par la méthode de PIV. . . . .	59
3.11	Exemple d'un champ instantané de vitesse longitudinale (gauche) et d'un champ instantané de vorticité (droite) obtenus avec la méthode PIV. . . . .	60
3.12	Conventions de notations pour désigner les différents ailerons et leurs amplitudes d'oscillations. . . . .	63
4.1	évolution du sillage avec l'amplitude de battement $A_D$ pour un nombre de Strouhal fixe ( $St_D = 0.22$ ). . . . .	72
4.2	Visualisation d'un sillage asymétrique (configuration P+S) derrière un aileron oscillant, obtenue dans un film de savon. . . . .	73
4.3	Diagramme de phase présentant les différents types d'écoulements. . . . .	74
4.4	Diagramme de phase détaillé de la transition BvK-BvK inversé. . . . .	75
4.5	Exemple de sillages visualisés derrière un aileron oscillant dans un film de savon. . . . .	75
4.6	Sillages BvK inversé et asymétrique : champs de vorticité et lignes d'émission. . . . .	77

4.7	Représentation schématique des dipôles successifs des sillages de types BvK et BvK inversé. . . . .	78
4.8	Vitesse de translation du dipôle initial $U_{dipôle}$ et vitesse de phase effective $U_{peff}$ en fonction de $St_D$ et $A_D$ . . . . .	79
5.1	Série temporelle d'images expérimentales de l'aileron oscillant. . . . .	82
5.2	Vue expérimentale du profil d'un bord de l'aileron, et moyenne quadratique d'une série temporelle d'images . . . . .	83
5.3	Schéma de l'aileron et définition des paramètres utilisés pour caractériser sa déformation. . . . .	84
5.4	Amplitudes effectives en fonction du nombre de Strouhal . . . . .	85
5.5	Comparaison des mesures dans l'air et dans l'eau des amplitudes mesurées pointe à pointe divisées par l'amplitude théorique imposée, en fonction du nombre de Strouhal. . . . .	86
5.6	Image expérimentale de l'aileron et superposition des profils de l'aileron	86
5.7	Évolution temporelle de la courbure moyenne de l'aileron. . . . .	87
5.8	Évolution du maximum de courbure de l'aileron en fonction de l'amplitude et de la fréquence du battement. . . . .	88
5.9	Mesure du déphasage temporel de l'oscillation de la pointe de l'aileron par rapport à sa base . . . . .	89
5.10	. . . . .	91
5.11	Déphasage entre l'oscillation de la pointe de l'aileron et l'oscillation imposée au moteur, en fonction du nombre de Strouhal. . . . .	91
5.12	Schéma explicatif de l'influence de la longueur de l'aileron sur sa déformation. . . . .	92
5.13	Schémas de l'aileron présentant les grandeurs intervenant dans le problème . . . . .	93
5.14	Schéma illustrant le modèle de ligne élastique . . . . .	98
5.15	Superposition du profil de la tranche de l'aileron calculé numériquement, avec l'image expérimentale correspondante. . . . .	100
6.1	Superposition des diagrammes de phase des différents ailerons. . . . .	102
6.2	Diagramme de phase de l'aileron rigide. . . . .	103
6.3	Représentation schématique du sillage tourbillonnaire . . . . .	104
6.4	Exemple de suivi temporel des tourbillons dans le sillage de l'aileron oscillant. . . . .	105
6.5	Évolution de la vitesse de phase $U_{phase}$ normalisée par la vitesse dans le tunnel $U_0$ , en fonction de la configuration de battement de l'aileron.	107

---

6.6	Évolution de la longueur d'onde du sillage $a$ normalisée par l'épaisseur de l'aileron $D$ , en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. . . . .	108
6.7	Comparaison de la longueur d'onde du sillage $a$ avec la distance entre deux tourbillons consécutifs du sillage $d$ pour l'aileron rigide. . . . .	109
6.8	Comparaison de la longueur d'onde du sillage $a$ avec la distance entre deux tourbillons consécutifs du sillage $d$ pour l'aileron flexible A. . . . .	110
6.9	Évolution de l'épaisseur du sillage $b$ , en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. . . . .	111
6.10	Évolution du rapport de l'épaisseur du sillage $b$ sur la longueur d'onde du sillage $a$ , en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. . . . .	113
6.11	Évolution de la distance entre les deux tourbillons en fonction du nombre de Strouhal, pour les quatre amplitudes testées. . . . .	114
6.12	Repérage des tourbillons dans le sillage à l'aide d'ajustements gaussiens dans les directions horizontales et verticales, centrés sur les maxima locaux du champs de vorticité. . . . .	115
6.13	Évolution du pic de vorticité au cœur du tourbillon (mesuré au moment de son émission dans le sillage) en fonction des paramètres d'oscillation. . . . .	116
6.14	Sillage tourbillonnaire de l'aileron statique. . . . .	116
6.15	Évolution du rayon du tourbillon (mesuré au moment de son émission dans le sillage) en fonction des paramètres d'oscillation. . . . .	117
6.16	Sensibilité de la circulation au nombre de déviations standards du fit gaussien sur lequel est défini le contour d'intégration. . . . .	118
6.17	Évolution de la circulation en fonction des paramètres d'oscillation, pour l'aileron rigide et l'aileron flexible. . . . .	119
6.18	Suivi temporel d'une paire de tourbillons dans le cas de l'aileron rigide (haut) et d'un aileron flexible (bas). . . . .	121
6.19	Dynamique temporelle de la formation d'une paire de tourbillons. . . . .	123
6.20	Évolution du champ moyen de la vitesse longitudinale avec la fréquence d'oscillation, pour l'amplitude d'oscillation la plus grande testée ( $A_D = 2.1$ ). . . . .	128
6.21	Champs moyen de la vitesse axiale $v_z$ , pour différentes fréquences de battement, avec l'amplitude maximale testée $A_D = 2.1$ et pour l'aileron rigide. . . . .	129
6.22	Champs moyen de la vitesse axiale $v_z$ , pour différentes fréquences de battement, avec l'amplitude maximale testée $A_D = 2.1$ et pour un cas d'aileron flexible. . . . .	130

6.23	Valeur absolue maximale de la vitesse verticale descendante et ascendante en fonction de nombre de Strouhal et de l'amplitude d'oscillation.	130
6.24	Champ moyen de la vitesse axiale $v_z$ , pour différentes fréquences de battement, avec l'amplitude maximale testée $A_D = 2.1$ et pour l'aileron flexible.	131
6.25	Vitesse verticale mesurée dans notre plan de mesure à la position $x = 13D$ en fonction de nombre de Strouhal et de l'amplitude d'oscillation.	132
6.26	Evolution temporelle du champs de vorticité, pour pour un cas d'aileron flexible, avec $St_D \sim 0.5$ , et $A_D = 1.1$ .	133
6.27	Evolution temporelle de la divergence du champ de vitesse, pour un cas d'aileron flexible, avec $St_D \sim 0.5$ , et $A_D = 1.1$ .	134
6.28	évolution temporelle du pic de vorticité d'un tourbillon au cours de son advection dans le sillage	135
6.29	Profils du gradient axial de la vitesse verticale dans un plan $(x/D, y/D = 0.5, z/D)$ pour un cas d'aileron flexible.	138
6.30	évolution temporelle du pic de vorticité d'un tourbillon au cours de son advection dans le sillage	138
7.1	Volume de contrôle (PQRS+contour de l'aileron) utilisé pour l'estimation de la force moyenne de traînée.	146
7.2	Sensibilité du calcul du coefficient de traînée au choix de la position $x$ du profil aval.	149
7.3	Dispersion des mesures de $C_D$ � différentes stations du sillage, en fonction du nombre de Strouhal $St_D$ , et pour nos quatre amplitudes testées.	151
7.4	Evolution de la vitesse du profil plat de la vitesse longitudinale à la position $x/D = 13$ , en fonction du nombre de Strouhal $St_D$ et pour les quatre amplitudes testées.	152
7.5	évolution typique de la vitesse du profil plat à la position $x/D = 13$ , en fonction du nombre de Strouhal basé sur l'amplitude imposée à l'aileron $St_A = fA/U_0$ .	153
7.6	Détermination de la vitesse $U_{0max}$ du profil plat à la position $x/D = 13$ en aval de l'aileron.	154
7.7	Coefficient de traînée moyen estimé à partir d'un bilan de quantité de mouvement en fonction des paramètres d'oscillation, pour les quatre ailerons testées.	155
7.8	Coefficient de traînée moyen estimé à partir d'un bilan de quantité de mouvement en fonction des paramètres d'oscillation, pour les quatre ailerons testées.	166

---

7.9	Puissance électrique injectée par le moteur en fonction des paramètres d'oscillation. . . . .	167
7.10	Isocontours du coefficient de traînée $C_D/C_{D0}$ dans notre espace de paramètres, pour les ailerons rigide et flexible. . . . .	168
7.11	Vitesse induite en fonction de la configuration de battement. . . . .	169
7.12	Comparaison du coefficient de traînée moyen estimé à partir de la formule de von Kármán, et à partir d'un bilan de quantité de mouvement sur les champs moyens de vitesse longitudinale pour l'aileron rigide. . . . .	170
7.13	Comparaison du coefficient de traînée moyen estimé à partir de la formule de von Kármán, et à partir d'un bilan de quantité de mouvement sur les champs moyens de vitesse longitudinale pour un cas d'aileron flexible. . . . .	171
7.14	Représentation schématique des caractéristiques de la distribution de vorticité dans une allée de tourbillons alternés. . . . .	171
A.1	Transitions in the wake of a flapping foil in the $A_D$ vs. $St$ map for $Re = 255$ (from Godoy-Diana <i>et al.</i> , 2008b). Experimental points are labeled as $\square$ : BvK wake ; $\blacksquare$ : aligned vortices (2S wake) ; $+$ : reverse BvK wake ; $\Delta$ : deflected reverse BvK street resulting in an asymmetric wake. Solid line : transition between BvK and reverse BvK. Dashed line : transition between reverse BvK and the asymmetric regime. Typical vorticity fields are shown as inserts on each region. . . . .	180
A.2	Fluorescein dye visualization of the typical reverse Bénard-von Kármán vortex street that characterizes flapping based propulsion (top) ; and an asymmetric wake (bottom) that is produced by some flapping configurations even when the flap motion is symmetric. . . . .	182
A.3	Schematic diagram of the experimental setup in the hydrodynamic tunnel. . . . .	183
A.4	Three consecutive snapshots of the vorticity field in the wake of the flapping foil at $Re = 255$ and $A_D = 1.42$ for two different flapping frequencies. Left column : $St = 0.15$ , reverse BvK wake ; and right column : $St = 0.27$ , asymmetric wake. . . . .	184
A.5	Circulation (a,e), radius (b,f), $x$ -position (c,g) and $y$ -position (d,h) of two consecutive (and counter-rotating) vortices in the wake of the flapping foil as a function of time. The top figures (a-d) correspond to the reverse BvK wake and the bottom figures (e-h) to the asymmetric wake shown in figure A.4 (left and right columns, respectively). . . . .	185



---

A.6	Definition of the asymmetry angle $\theta$ from the deflected mean jet flow (left) and $\theta$ as a function of the Strouhal number for $A_D = 1.4$ and $2.1$ (right). The circles shown in the left plot are the maxima of cross-stream profiles of the average horizontal velocity field. A linear fit over these points in the near wake gives the dotted line that defines the angle theta. The error bars in the right plot represent a constant $\pm 1.5$ degrees that was the maximum deflection angle measured with the previous method for a wake in the symmetric reverse Bénard-von Kármán configuration. . . . .	185
A.7	(a) Circulation $\Gamma_0$ and (b) distance between two consecutive vortices $\xi_0$ as a function of $St$ and $A_D$ . Circles, triangles and squares correspond, respectively, to $A_D = 0.7, 1.4$ and $2.1$ . . . . .	187
A.8	(a) Phase velocity $U_{\text{phase}}$ of the vortex street normalized with respect to the free-stream $U_0$ ; and (b) translation speed of the initial dipoles $U_{\text{dipole}}$ calculated using Eq. A.2. Both quantities are plotted as a function of $St$ and $A_D$ . Circles, triangles and squares correspond, respectively, to $A_D = 0.7, 1.4$ and $2.1$ . Asymmetric wakes are marked with a dark dot. . . . .	188
A.9	Left : Definition of the angle $\alpha$ used in equation A.3. The line at angle $\alpha$ with the horizontal is at right angles with the segment of length $\xi$ that joins the two consecutive counter-rotating vortices. Right : Effective phase velocity $U_{\text{p}^*}$ normalized with respect to the free-stream $U_0$ plotted as a function of $St$ and $A_D$ . Circles, triangles and squares correspond, respectively, to $A_D = 0.7, 1.4$ and $2.1$ . Asymmetric wakes are marked with a dark dot. The points above the dashed axis verify the proposed symmetry breaking condition $U_{\text{p}^*} > 0$ . . . . .	189



# Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques des différents ailerons . . . . .	54
-----	--	----



# Bibliographie

- ABDESSEMED, N., SHARMA, A. S., SHERWIN, S. J. & THEOFILIS, V. 2009 Transient growth analysis of the flow past a circular cylinder. *Phys. Fluids* **21** (4), 044103.
- ALBEN, S. & SHELLEY, M. 2005 Coherent locomotion as an attracting state for a free flapping body. *Proc. National Ac. Sci. (USA)* **102** (32), 11163–11166.
- ALEXANDER, D.E. 2002 *Nature's flyers*. Baltimore : John Hopkins University Press.
- ANDERSON, J. M. 1991 *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill, New York.
- ANDERSON, J. M., STREITLIEN, K., BARRET, D. S. & TRIANTAFYLLOU, M. S. 1998 Oscillating foils of high propulsive efficiency. *J. Fluid Mech.* **360**, 41–72.
- ARTANA, G., CAMMILLERI, A., GRONSKIS, A. & MININNI, P. 2010 A note of the incidence of the boundary condition on pressure fields for a circular cylinder immersed in a uniform flow. En cours de rédaction.
- BARKLEY, D. 2006 Linear analysis of the cylinder wake mean flow. *EPL (Europhysics Letters)* **75**, 750.
- BARRETT, D.S., TRIANTAFYLLOU, M.S., YUE, D.K.P., GROSENBAUGH, M.A. & WOLFGANG, M.J. 1999 Drag reduction in fish like locomotion. *J. Fluid Mech.* **392**, 183–212.
- BATCHELOR, G. K. 1967 *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press.
- BEARMAN, PW 1967 On vortex street wakes. *Journal of Fluid Mechanics* **28** (04), 625–641.
- BENARD, H. 1928 Sur les tourbillons alternés et la loi de similitude. *C. R. Acad. Sci.* **187**, 1123–1125.
- BERGMANN, M. 2004 Optimisation aérodynamique par réduction de modèle pod et contrôle optimal. application au sillage laminaire d'un cylindre circulaire. Thèse de Doctorat de l'Institut national polytechnique de Lorraine.

- 
- BETZ, A. 1912 Ein beitrage zur erklarung des segelfluges. *Zeitschrift fuer Flugtechnik und Motorluftschiffahrt* **3** (21), 269–272.
- BIRNBAUM, W. 1924 Das ebene problem des schlagenden fuegels. *Zeitschrift fuer Angewandte Mathematik und Mechanik* **4** (4), 277–290.
- BLACKBURN, H.M., BARKLEY, D. & SHERWIN, S.J. 2008 Convective instability and transient growth in flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **603**, 271–304.
- BLICKHAN, R., KRICK, C., ZEHREN, D., NACHTIGALL, W. & BREITHAUPT, T. 1992 Generation of a vortex chain in the wake of a subundulatory swimmer. *Naturwissenschaften* **79** (5), 220–221.
- BLONDEAUX, P., FORNARELLI, F., GUGLIELMINI, L., TRIANTAFYLLOU, M. S. & VERZICCO, R. 2005 Numerical experiments on flapping foils mimicking fish-like locomotion. *Phys. Fluids* **17**, 113601.
- BOHL, D. G. & KOOCHESFAHANI, M. M. 2004 Mtv measurements of axial flow in a concentrated vortex core. *Phys. Fluids* **16** (9), 4185.
- BOHL, D. G. & KOOCHESFAHANI, M. M. 2009 Mtv measurements of the vortical field in the wake of an airfoil oscillating at high reduced frequency. *J. Fluid Mech.* **620**, 63–88.
- BUCHHOLZ, JAMES H. J. & SMITS, ALEXANDER J. 2006 On the evolution of the wake structure produced by a low-aspect-ratio pitching panel. *J. Fluid Mech.* **546**, 433–443.
- BUCHHOLZ, JAMES H. J. & SMITS, ALEXANDER J. 2008 The wake structure and thrust performance of a rigid low-aspect-ratio pitching panel. *J. Fluid Mech.* **603**, 331–365.
- CANTWELL, CD, BARKLEY, D. & BLACKBURN, HM 2010 Transient growth analysis of flow through a sudden expansion in a circular pipe. *Physics of Fluids* **22**, 034101.
- CANTWELL, C. D. & BARKLEY, D. 2010 Computational study of subcritical response in flow past a circular cylinder. *Phys. Rev. E* Preprint.
- CHOMAZ, J.-M. 2005 Global instabilities in spatially developing flows : non-normality and nonlinearity. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **37**, 357–392.
- COHN, R. K. 1993 Effect of boundary conditions on axial flow in a concentrated vortex core. *Phys. Fluids A* **5** (1), 280.
- COSSU, C. & CHOMAZ, JM 1997 Global measures of local convective instabilities. *Physical review letters* **78** (23), 4387–4390.

- 
- COUDER, Y. 1986 Experimental and numerical study of vortex couples in two-dimensional flows. *J. Fluid Mech.* **173**, 225–251.
- DABIRI, J. O. 2005 On the estimation of swimming and flying forces from wake measurements. *J. Exp. Biol.* **208**, 3519–3532.
- DANIEL, T. L. & COMBES, S. A. 2002 Flexible wings and fins : Bending by inertial or fluid-dynamics forces. *Integr. Comp. Biol.* **42**, 1044–1049.
- DESSLER, R. J. 1985 Noise-sustained structure, intermittency, and the ginzburg-landau equation. *J. Stat. Phys.* **40**, 371–395.
- DELBENDE, I. & CHOMAZ, J.M. 1998 Nonlinear convective/absolute instabilities in parallel two-dimensional wakes. *Phys. Fluids* **10**, 2724–2736.
- DICKINSON, M. H. 1994 The effects of wing rotation on unsteady aerodynamic performance at low reynolds numbers. *J. Exp. Biol.* **192**, 179–206.
- DRUCKER, E. G. & LAUDER, G. V. 2001 Locomotor function of the dorsal fin in teleost fishes : experimental analysis of wake forces in sunfish. *J. Exp. Biol.* **204**, 2943–2958.
- VON ELLENRIEDER, K. D., PARKER, K. & SORIA, J. 2003 Flow structures behind a heaving and pitching finite-span wing. *J. Fluid Mech.* **490**, 129–138.
- ELLINGTON, C.P. 1984 The aerodynamics of hovering insect flight. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. B* **305**, 1–181.
- FUNG, Y. C. 1969 *An introduction to the theory of aeroelasticity*. New York : Dover.
- GARRICK, I. E. 1937 Propulsion of a flapping and oscillating airfoil. *Technical Report, National Aeronautics and Space Administration* **567**.
- GAUTHIER, G., GONDRET, P. & RABAUD, M. 1999 Axisymmetric propagating vortices in the flow between a stationary and a rotating disk enclosed by a cylinder. *Journal of Fluid Mechanics* **386**, 105–126.
- GIANNETTI, F. & LUCHINI, P. 2007 Structural sensitivity of the first instability of the cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics* **581**, 167–197.
- GODOY-DIANA, R., AIDER, J.-L. & WESFREID, J. E. 2008a Transitions in the wake of a flapping foil. *Phys. Rev. E* **77**.
- GODOY-DIANA, RAMIRO, AIDER, JEAN LUC & WESFREID, JOSE EDUARDO 2008b Transitions in the wake of a flapping foil. *Phys. Rev. E* **77** (1), 016308.
- GODOY-DIANA, R., MARAIS, C., AIDER, J.-L. & WESFREID, J. E. 2009 A model for the symmetry breaking of the reverse Bénard-von Kármán vortex street produced by a flapping foil. *J. Fluid Mech.* **622**, 23–32.

- 
- GONDRET, P., ERN, P., MEIGNIN, L. & RABAUD, M. 1999 Experimental evidence of a nonlinear transition from convective to absolute instability. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1442.
- GÖRTLER, H. 1955 Dreidimensionales zur Stabilitätstheorie laminarer Grenzschichten. *Z. angew. Math. Mech* **35**, 362.
- GOVARDHAN, R. & WILLIAMSON, C.H.K. 2000 Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder. *J. Fluid Mech.* **420**, 85–130.
- GREENEWALT, C. H. 1975 The flight of birds : the significant dimensions, their departure from the requirements for dimensional similarity, and the effect on flight aerodynamics of that departure. *Transactions of the American philosophical society* pp. 1–67.
- GUYON, E., HULIN, J. P. & MITESCU, C. D. 2001 *Physical Hydrodynamics*. Oxford : Oxford University Press.
- HENDERSON, R. D. 1995 Details of the drag curve near the onset of vortex shedding. *Phys. Fluids* **7** (9), 2102–2104.
- HERNÁNDEZ, RH & PACHECO, A. 2002 Numerical simulation and experiments of a control method to suppress the Bénard von Kármán instability. *The European Physical Journal B* **30** (2), 265–274.
- HUERRE, P. & MONKEWITZ, P.A. 1990 Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* **22** (1), 473–537.
- HUERRE, P. & MONKEWITZ, P. A. 1985 Absolute and convective instabilities in free shear layers. *J. Fluid Mech.* **159**, 151–168.
- ISOGAI, K., SHINMOTO, Y. & WATANABE, Y. 1999 Effects of dynamic stall on propulsive efficiency and thrust of flapping airfoil. *AIAA Journal* **37** (10), 1145–1151.
- JACKSON, C. P. 1987 A finite-element study of the onset of vortex shedding in flow past variously shaped bodies. *J. Fluid Mech.* **182**, 23–45.
- JACQUIN, L. 2007 Aérodynamique, tourbillons et turbulence. *Mécanique et Industries* **8**, 81–92.
- JONES, K. D., DOHRING, C. M. & PLATZER, M. F. 1998 Experimental and computational investigation of the knoller-betz effect. *AIAA Journal* **36** (7), 1240–1246.
- VON KÁRMÁN, T. 1911 Über den mechanismus des widerstandes, den ein bewegter körper in einer flüssigkeit erfährt. *Nachr. Ges. Wissenschaft. Göttingen* pp. 509–517.



- VON KÁRMÁN, T. 1912 Über den mechanismus des widerstandes, den ein bewegter korper in einer flüssigkeit erfahrt. *Nachr. Ges. Wissenschaft. Göttingen* pp. 547–556.
- KÁRMÁN, T. VON & BURGERS, J.M. 1934 *General aerodynamic theory perfect fluids aerodynamic theory*, , vol. **2**. Julius Springer Berlin.
- KATZMAYR, R. 1922 Effect of periodic changes of angle of attack on behavior of airfoils. *NACA* **147**, 80–82.
- KIM, L. & MOEHLIS, J. 2006 Transient growth for streak-streamwise vortex interactions. *Physics Letters A* **358** (5-6), 431–437.
- KNOLLER, R. 1909 Die gesetze des luftwiderstandes. *Flug und Motortechnik* **3** (21), 1–7.
- KOOCHESFAHANI, M. M. 1989 Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil. *AIAAJ* **27**, 1200.
- KURTULUS, D. F., SCARANO, F. & DAVID, L. 2007 Unsteady aerodynamic forces estimation on a square cylinder by tr-piv. *Exp. Fluids* **42**, 185–196.
- LAMB, H. 1932 *Hydrodynamics*. Cambridge University Press.
- LANDAU, LD & LIFSHITZ, EM 1959 Fluid mechanics. Translated from the Russian by JB Sykes and WH Reid. *Course of Theoretical Physics* **6**.
- LANDAU, L. & LIFSHITZ, E. 1989 *Mécanique des Fluides*. Mir, Moscou.
- LEGAL, P. & CROQUETTE, V. 2000 Visualization of the space-time impulse response of the subcritical wake of a cylinder. *Phys. Rev. E* **62**.
- LENTINK, D., MUIJRES, F. T., DONKER-DUYVIS, F. J. & VAN LEEUWEN, J. L. 2008 Vortex-wake interactions of a flapping foil that models animal swimming and flight. *J. Exp. Biol.* **211**, 267–273.
- LEWIN, G.C. & HAJ-HARIRI, H. 2003 Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics* **492**, 339–362.
- LISSAMAN, PBS 1983 Low-reynolds-number airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics* **15** (1), 223–239.
- LOPEZ, J.M., MARQUES, F., RUBIO, A.M. & AVILA, M. 2009 Crossflow instability of finite B "odewadt flows : Transients and spiral waves. *Physics of Fluids* **21**, 114107.
- MARQUET, O., SIPP, D., CHOMAZ, J.M. & JACQUIN, L. 2008 Amplifier and resonator dynamics of a low-Reynolds-number recirculation bubble in a global framework. *Journal of Fluid Mechanics* **605**, 429–443.

- 
- MEUNIER, F.-J. & RAMZU, M.-Y. 2009 La régionalisation morphofonctionnelle de l'axe vertébral chez les téléostéens en relation avec le mode de nage. *C. R. Palevol* **5** (3-4), 499–507.
- MILLER, L. A. & PESKIN, C. S. 2004 When vortices stick : an aerodynamic transition in tiny insect flight. *J. Exp. Biol.* **207**, 3073–3088.
- MILNE-THOMSON, M. 1938 *Theoretical Hydromechanics*. London : Macmillan.
- MINOTTI, F. O. 2002 Unsteady two-dimensional theory of a flapping wing. *Phys. Rev. E* **66**, 051907.
- MOISY, F. 2007 PIVMat : A PIV post-processing and data analysis toolbox for Matlab. Version 1.60 17-Apr-2007. <http://www.fast.u-psud.fr/pivmat>.
- MONKEWITZ, P. A. 1988 The absolute and convective nature of instability in two-dimensional wakes at low reynolds numbers. *Phys. Fluids* **31** (5), 999–1006.
- NAUEN, J.C. & LAUDER, G.V. 2002 Hydrodynamics of caudal fin locomotion by chub mackerel, scomber japonicus (scombridae). *J. Exp. Biol.* **205**, 1709–1724.
- NOACK, B.R. & ECKELMANN, H. 1994 A global stability analysis of the steady and periodic cylinder wake. *J. Fluid Mech.* **270**.
- NOCA, F., SHIELDS, D. & JEON, D. 1999 A comparaison of methods for evaluating time-dependent fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives. *J. Fluids Struc.* **11**, 345–350.
- LOUDHEUSDEN, B. W. VAN, SCARANO, F., ROOSENBOOM, E. W. M., CASIMIRI, E. W. F. & SOUVEREIN, L. J. 2006 Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows. *Selected papers from the 13th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics* .
- PARKER, K., VON ELLENRIEDER, K. D. & SORIA, J. 2005 Using stereo multi-grid DPIV (SMDPIV) measurements to investigate the vortical skeleton behind a finite-span flapping wing. *Exp. Fluids* **39**, 281–298.
- PENNYCUICK, C. J. 1968 Power requirements for horizontal flight in the pigeon columba livia. *J. Exp. Biol.* **49** (3), 527–555.
- PENNYCUICK, C. J. 1990 Predicting wingbeat frequency and wavelengths of birds. *J. Exp. Biol.* **150** (1), 171–185.
- PENNYCUICK, C. J. 1996 Wingbeat frequency of birds in steady cruising flight : new data and improved prediction. *J. Exp. Biol.* **199** (7), 1613–1618.
- PIER, B. 2002 On the frequency selection of finite-amplitude vortex shedding in the cylinder wake. *J. Fluid Mech.* **458**, 407–417.

- POPINET, S. 2009 RTP Bionique.
- PROTAS, B. 2007 On an attempt to simplify the quartapelle napolitano approach to computation of hydrodynamic forces in open flows. *J. Fluids Struct.* **23**, 1207–1214.
- PROTAS, B. & WESFREID, J. E. 2002 Drag force in the open-loop control of the cylinder wake in the laminar regime. *Phys. Fluids* **14** (2), 810–826.
- PROTAS, B. & WESFREID, J. E. 2003 On the relation between the global modes and the spectra of drag and lift in periodic wake flows. *C. R. Mécanique* **331**, 49–54.
- PROVANSAL, M., MATHIS, C. & BOYER, L. 1987 Benard-Von Karman instability. Transient and forced regimes. *J. Fluid Mech.* **182**, 1–22.
- PURCELL, E. M. 1977 *Life at Low Reynolds number*, , vol. 45. Am. J. Phys.
- QUARTAPELLE, L. & NAPOLITANO, M. 1983 Force and moment in incompressible flows. *AIAA Journal* **21**, 911–913.
- RAMAMURTI, R. & SANDBERG, W. 2001 Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver. *AIAA Journal* **39** (253).
- RUPPEL, G. 1977 *Bird Flight*. Van Nostrand Reinhold Limited.
- SAARLOOS, W. VAN 2003 Front propagation into unstable states. *Physics Reports* **29**.
- SAFFMAN, P. G. 1992 *Vortex Dynamics*. Cambridge University Press.
- SAFFMAN, P. G. & SCHATZMAN, J. C. 1982 An inviscid model for the vortex-street wake. *J. Fluid Mech.* **122**, 467–486.
- SARIC, W.S. 1994 Gortler vortices. *Annual Review of Fluid Mechanics* **26**, 379–410.
- SCHATZ, M.F., BARKLEY, D. & SWINNEY, H.L. 1995 Instability in a spatially periodic open flow. *Physics of Fluids* **7**, 344.
- SCHMID, P.J. & HENNINGSON, D.S. 2001 *Stability and transition in shear flows*. Springer Verlag.
- SCHNIPPER, T., ANDERSEN, A. & BOH, T. 2009 Vortex wakes of a flapping foil. *J. Fluid Mech.* **633**, 411–423.
- SHYY, W., AONO, H., CHIMAKURTHI, S. K., TRIZILA, P., KANG, C.-K., CESNIK, C.E.S. & LIU, H. 1996 Recent progress in flapping wing aerodynamics and aeroelasticity. *Prog. Aerospace Sci.* Doi :10.1016/j.paerosci.2010.01.001.
- SHYY, W., BERG, M. & LJUNGQVIST, D. 1999 Flapping and flexible wings for biological and micro air vehicles. *Prog. Aerospace Sci.* **35** (5), 455–505.

- 
- SHYY, W., LIANG, Y., TANG, J., VIHERU, D. & LIU, H. 2007 *Aerodynamics of low reynolds number flyers*. Cambridge Aerospace Series.
- SPEEDING, G. R. 1992 *The Aerodynamics of Flight. Mechanics of Animal Locomotion*. A. R. McNeill. Berlin Springer-Verlag.
- SPEEDING, G. R., HEDENSTROM, A. H., MCARTHUR, J. & ROSEN, M. 2008 The implications of low-speed fixed-wing aerofoil measurements on the analysis and performance of flapping bird wings. *Exp. Fluids* **46** (5), 749–763.
- STROUHAL 1878 Über eine besondere art der tonerregung. *Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. (Leipzig)* **5** (10), 216–251.
- TAYLOR, G. K., NUDDS, R. L. & THOMAS, A. L. R. 2003 Flying and swimming animals cruise at a strouhal number tuned for high power efficiency. *Nature* **425**, 707–711.
- TENNEKES, H. 1997 *The simple science of flight (from insects to jumbo jets)*. MIT Press Ltd, Cambridge, Mass., USA, 1st edition.
- THEODORSEN, T. 1935 *General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter*, , vol. **2**. NASA reference publication.
- THIRIA, B., GOUJON-DURAND, S. & WESFREID, J. E. 2006 The wake of a cylinder performing rotary oscillations. *J. Fluid Mech.* **560**, 123–147.
- THIRIA, B. & WESFREID, J. E. 2007 Stability properties of forced wakes. *J. Fluid Mech.* **579**, 137–161.
- THIRIA, B. & WESFREID, J. E. 2009 Physics of temporal forcing in wakes. *J. Fluids Struc.* **25**, 654–665.
- THOMAS, A. L. R., TAYLOR, G. K., SRYGLEY, R. B., NUDDS, R. L. & BOMPHELY, R. J. 2004 Dragonfly flight : free flight and tethered flow visualizations reveal a diverse array of unsteady lift-generating mechanisms, controlled primarily via angle of attack. *J. Exp. Biol.* **207**, 4299–4323.
- TOBALSKE, BRET W. 2007 Biomechanics of bird flight. *J. Exp. Biol.* **210** (18), 3135–3146.
- TRIAANTAFYLLOU, G. S., TRIANTAFYLLOU, M. S. & GROSENBAUGH, M. A. 1993 Optimal thrust development in oscillating foils with application to fish propulsion. *J. Fluids Struc.* **7**, 205–224.
- TRIAANTAFYLLOU, M. S., TRIANTAFYLLOU, G. S. & GOPALKRISHNAN, R. 1991 Wake mechanics for thrust generation in oscillation foils. *Phys. Fluids A* **3** (12).
- UNAL, M. F., LIN, J. C. & ROCKWELL, D. 1997 Force prediction by piv imaging : a momentum-based approach. *J. Fluids Struc.* **11**, 965–971.

- VAN DYKE, M. 1982 *An album of fluid motion*. Stanford, CA.
- VIAL, M., BELLON, L. & HERNÁNDEZ, R. H. 2004 Mechanical forcing of the wake of a flat plate. *Exp. Fluids* **37**, 168–176.
- VON ELLENRIEDER, KD & POTHOS, S. 2008 PIV measurements of the asymmetric wake of a two dimensional heaving hydrofoil. *Experiments in Fluids* **44** (5), 733–745.
- WALKER, S. G. T. 1925 The flapping flight of birds. *The Journal of the Royal Aeronautical Society* **29**, 590–594.
- WANG, Z. J. 2000a Two dimensional mechanism for insect hovering. *Phys. Rev. Lett.* **85** (10), 2216–2219.
- WANG, Z. J. 2000b Vortex shedding and frequency selection in flapping flight. *J. Fluid Mech.* **410**, 323341.
- WESFREID, J., BERGÉ, P. & DUBOIS, M. 1979 Induced pretransitional rayleigh-bénard convection. *Phys. Rev. A* **19** (3), 1231–1233.
- WILLDEN, R.J.H & GRAHAM, J.M.R. 2001 Numerical prediction of viv on long flexible circular cylinders. *J. Fluids Struct.* **15**, 659–669.
- WILLIAMSON, C.H.K. 1989 Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **206**, 579–627.
- WILLIAMSON, C. H. K. 1996 Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28**, 477–539.
- WILLIAMSON, C. H. K & ROSHKO, A. 1988 Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *J. Fluids Struct.* **2**, 355–381.
- WU, C.J. & WANG, L. 2009 Numerical simulations of self-propelled swimming of 3d bionic fish school. *Science in China Series E : Technological Sciences* **52** (3), 658–669.
- WU, J.-Z., LU, X.-Y. & ZHUANG, L.-X. 2007 Integral force acting on a body due to local flow structures. *J. Fluid Mech.* **576**, 265–286.
- ZHU, Q., WOLFGANG, M.J., YUE, D.K.P. & TRIANTAFYLLOU, M.S. 2002 Three-dimensional flow structures and vorticity control in fish-like swimming. *J. Fluid Mech.* **468**, 1–28.
- ZIELINSKA, B., GOUJON-DURAND, S., DUSEK, J. & WESFREID, J. E. 1997 Strongly nonlinear effects in unstable wakes. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3893.
- ZIELINSKA, J. A. & WESFREID, J. E. 1995 On the spatial structure of global modes in wake flow. *Phys. Fluids* **7**.

## **Dynamique tourbillonnaire dans le sillage d'un aileron oscillant : Propulsion par ailes battantes biomimétiques.**

### **Résumé**

Cette thèse expérimentale s'intéresse aux mécanismes fondamentaux de la propulsion par ailes battantes. Nous utilisons un modèle simplifié, constitué d'un aileron oscillant placé dans un tunnel hydrodynamique, qui nous permet d'établir un cadre d'études pour l'analyse des sillages produits. En particulier, nous étudions l'influence de la flexibilité de l'aileron sur ces sillages. Nous définissons un espace de paramètres à deux dimensions (fréquence et amplitude du battement), dans lequel nous identifions trois principaux régimes d'écoulements, associés à trois types de sillages tourbillonnaires. La technique de PIV nous permet d'analyser et quantifier précisément les paramètres physiques et géométriques des sillages observés. La force moyenne subie par l'aileron est estimée dans chacun des régimes, à partir d'un bilan standard de quantité de mouvement. Nous localisons ainsi la transition traînée-propulsion dans notre espace de phase. Nous montrons la performance propulsive supérieure des ailerons flexibles par rapport à un aileron rigide, et proposons quelques éléments d'explication à ce résultat.

**Mots-clés** : ailes battantes, sillages, propulsion biomimétique, dynamique tourbillonnaire

## **Vortices dynamic in the wake of a flapping foil: Propulsion with biomimetic flapping wings.**

### **Abstract**

This thesis deals with the fundamental mechanisms implied in flapping based propulsion systems. We use a simplified model, which consists of a flapping foil, placed in a hydrodynamic tunnel. This set up allows us to establish a framework for the analyse of wakes produced. Particularly, we are interested with the influence of the foil flexibility on these wakes. We define a 2D phase space (frequency and amplitude of the flapping), in which we identify three main flow regimes, associated with three vortices wake type. The PIV technique allows us to precisely analyse and quantify the physical and geometrical parameters of the observed wakes. The mean force is estimated for each regime, using a standard momentum balance. We localise then the drag-propulsion transition in our phase space. We show that the propulsive performance of flexible foils is superior to that of the rigid foil, and we suggest some explanations to explain this result.

**Keywords** : flapping wings, wake, biomimetic propulsion, vortices dynamic

**Discipline** : Mécanique des fluides

**Laboratoire d'accueil** :

PMMH (ESPCI)

10 rue Vauquelin, 75005 Paris

