

# THÈSE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE  
MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006

École doctorale :  
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de recherche : Mécanique des milieux fluides

Présentée par

**Thibaut TRONCHIN**

---

## Caractérisation expérimentale et numérique des mécanismes tourbillonnaires de génération de portance sur une aile en mouvement couplé de battement et tangage

---

Directeurs de thèse : **Alain FARCY** et **Laurent DAVID**

---

Soutenu le 14 juin 2013 devant la commission d'examen

---

### JURY

M. Philippe Devinant	Professeur, POLYTECH-ORLEANS	Rapporteur
M. Thierry Maitre	Maître de Conférences, INP Grenoble	Rapporteur
M. Thierry Jardin	Ingénieur de Recherche, ISAE Toulouse	Examineur
M. Jacques Borée	Professeur, ISAE-ENSMA Poitiers	Examineur
M. Laurent David	Professeur, Université de Poitiers	Examineur
M. Alain Farcy	Maître de Conférences, ISAE-ENSMA Poitiers	Examineur



# THÈSE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE  
MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006

École doctorale :  
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de recherche : Mécanique des milieux fluides

Présentée par

**Thibaut TRONCHIN**

---

## Caractérisation expérimentale et numérique des mécanismes tourbillonnaires de génération de portance sur une aile en mouvement couplé de battement et tangage

---

Directeurs de thèse : **Alain FARCY** et **Laurent DAVID**

---

Soutenu le 14 juin 2013 devant la commission d'examen

---

### JURY

M. Philippe Devinant	Professeur, POLYTECH-ORLEANS	Rapporteur
M. Thierry Maitre	Maître de Conférences, INP Grenoble	Rapporteur
M. Thierry Jardin	Ingénieur de Recherche, ISAE Toulouse	Examineur
M. Jacques Borée	Professeur, ISAE-ENSMA Poitiers	Examineur
M. Laurent David	Professeur, Université de Poitiers	Examineur
M. Alain Farcy	Maître de Conférences, ISAE-ENSMA Poitiers	Examineur



# Remerciement

Je tiens dans un premier temps à remercier Monsieur Alain Farcy, Maître de conférence à l'ISAE-ENSMA, pour m'avoir confié ce travail de recherche ainsi que pour sa disponibilité, ses nombreux conseils, son soutien, sa patience, et toute l'aide qu'il a pu m'apporter.

Je remercie également Monsieur Laurent David, Professeur à l'université de Poitiers, pour l'aide et les conseils qu'il m'a transmis au cours de ces travaux, et pour ses qualités scientifiques et humaines.

Je tiens à remercier Monsieur Philippe Devinant, Professeur à Polytech-Orléans, et Monsieur Thierry Maitre, Maître de conférence à l'INP Grenoble, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Je remercie Monsieur Thierry Jardin, Ingénieur de recherche à l'ISAE Toulouse, d'avoir accepté de participer au jury. Je remercie Monsieur Jacques Borée, Professeur à l'ISAE-ENSMA à Poitiers, président de ce jury.

Je remercie les nombreuses personnes sans qui ce travail n'aurait pas pu aboutir, plus particulièrement Messieurs Patrick Braud, François Paille, Mathieu Brossard, Yvan Joly et Patrice Allary pour leurs aides techniques.

J'ai pu travailler dans un cadre particulièrement agréable, grâce à l'ensemble des membres des équipes HYDEE et ATAC de l'institut P'. Je remercie tous les doctorants pour les moments agréables, merci à Luís Fernando Gouveia de Moraes, Faisal Affejee, Diogo Barros et tous ceux qui ne sont pas nommés.

Je remercie également mes amis pour leur soutien moral au cours de ces travaux, et pour tous ces moments de détente.

Enfin, mes derniers remerciements iront vers ma famille, qui m'a permis de poursuivre mes études jusqu'à aujourd'hui par son inestimable soutien.

---

## Nomenclature

### Symboles

$c$	Corde du profil
$C_D$	Coefficient de traînée
$C_{eff}$	Coefficient d'efficacité
$C_L$	Coefficient de portance
$C_p$	Coefficient de pression
$C_x$	Coefficient d'effort sur l'axe x (horizontal)
$C_y$	Coefficient d'effort sur l'axe y (vertical)
$F$	Efforts aérodynamiques
$Re$	Nombre de Reynolds
$T$	Période d'un cycle de battement
$V_0$	Vitesse de référence au 2/3 de l'envergure
$V$	Vitesse instantanée
$V_r$	Vitesse relative au mouvement de l'aile
$\alpha$	Incidence de l'aile (par rapport au plan de battement)
$\alpha_r$	Incidence de l'aile (par rapport à l'écoulement)
$\beta$	Inclinaison du plan de battement
$\lambda$	Allongement de l'aile
$\lambda_2$	Seconde valeur propre du tenseur $S^2 + \Omega^2$
$\mu$	Viscosité dynamique
$\nu$	Viscosité cinématique
$\rho$	Masse volumique
$\psi$	Position angulaire de l'aile au cours du mouvement
$\Psi$	Amplitude de battement
$\omega$	Vorticité

### Indices et Exposants

*	Valeur adimensionnée
$d$	Associé à la phase de downstroke
$u$	Associé à la phase d'upstroke

### Abréviations

3D-3C	3 Dimensions et 3 Composantes
BQM	Bilan de Quantité de Mouvement
DNS	Direct Numerical Simulation (simulation numérique directe)
LEV	Leading Edge Vortex (tourbillon de bord d'attaque)
MAV	Micro Air Vehicles (micro-drone)
PIV	Particle Image Velocimetry (vélocimétrie par images de particules)
RV	Rotation Vortex (tourbillon de rotation)
SV	Starting Vortex (tourbillon de démarrage)
TEV	Trailing Edge Vortex (tourbillon de bord de fuite)
TV	Tip Vortex (tourbillon marginal)

---

## Résumé :

À bas nombre de Reynolds, le concept de voilure battante apparaît comme une alternative aux concepts conventionnels de voilure fixe et voilure tournante. Dans le cadre d'une application pratique (micro-drones ou MAVs), l'évaluation de l'adaptabilité d'un tel mode de sustentation requiert la compréhension fine des principaux mécanismes aérodynamiques mis en jeu et de leur impact sur les efforts résultants. Ces derniers se caractérisent par une instationnarité forte et des comportements complexes.

Les travaux de cette thèse se concentrent sur l'étude du mouvement de vol battu à bas Reynolds (de l'ordre de 1000), dans une configuration de vol stationnaire. Le modèle est constitué d'une aile rectangulaire à profil symétrique animée d'un mouvement couplé de battement et de tangage. Ce mode de sustentation se caractérise par la génération à proximité de l'aile de structures tourbillonnaires plus ou moins persistantes influant fortement les efforts appliqués à l'aile.

L'objectif consiste à analyser l'évolution des mécanismes instationnaires et des efforts en résultant. L'étude porte en particulier sur une analyse approfondie d'un cas de référence, comparée ensuite à d'autres résultats lors d'une étude paramétrique portant sur l'influence de l'allongement d'une part, et de la cinématique du mouvement d'autre part.

Les moyens d'investigation adoptés pour mener cette étude sont à la fois numériques et expérimentaux. L'analyse repose d'une part sur une approche numérique DNS utilisant une technique de maillage « chimère », et d'autre part sur des mesures en bassin de type PIV 3D-3C résolues en temps. La mesure directe des efforts instationnaires de faible niveau étant difficilement envisageable, une part importante du travail a consisté à adapter une méthode d'évaluation des efforts par bilan de quantité de mouvement à partir des champs de vitesse PIV résolus en temps. Les points durs de cette approche, en particulier l'évaluation de la pression à partir des champs de vitesse, font l'objet d'une attention particulière.

**Mots-clés :** Aérodynamique, Tourbillons (mécanique des fluides), Microdrones à ailes battantes, Charge aérodynamique, Pression, Modélisation tridimensionnelle, Ecoulement instationnaire (dynamique des fluides)

---

# Experimental and numerical characterization of vortex mechanisms of lift generation on a wing in flapping motion.

## Abstract :

At low Reynolds number, flapping wings appears as an alternative to conventional concepts of fixed wings and rotary wings aircrafts. In the context of a practical application (micro air vehicles, MAVs), assessing the suitability of such a mode of lift generation requires a detailed understanding of the key aerodynamic mechanisms involved and their impact on the resulting forces. These are characterized by a strong unsteadiness and complex behaviors.

This work focuses on the study of flapping flight at low Reynolds (around 1000), in a hover configuration. The model consists of a rectangular wing with a symmetrical profile in a flapping motion. This mode is characterized by the generation of vortex structures more or less persistent that strongly influence the forces applied to the wing.

The objective is to analyze the evolution of unsteady mechanisms and resulting forces. The study focuses in particular on a thorough analysis of a reference case, then compared to other results in a parametric study on the influence of aspect-ratio on the one hand, and on the kinematic of movement on the other.

The means of investigation adopted for this study are both numerical and experimental. The analysis is based in part on a numerical approach using a DNS meshing technique "chimera", and on experimental approach with 3C-3D TR-PIV measures. Direct measurement of unsteady low forces being difficult to consider, an important part of the work was to adapt a method for evaluating loads by applying momentum equation, using PIV velocity fields. The bottleneck of this approach which is the evaluation of the pressure from the velocity fields, is subject to special attention.

**Keywords :** Aerodynamics, Eddies, Aerodynamic load, Pressure, Unsteady flow (Fluid dynamics)

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
1.1	Contexte et objectifs . . . . .	1
1.2	Présentation de l'étude . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Étude bibliographique</b>	<b>5</b>
2.1	Introduction . . . . .	6
2.2	Présentation de la cinématique du vol battu . . . . .	6
2.3	Présentation des mécanismes instationnaires du vol battu . . . . .	7
2.3.1	Décollement de l'écoulement . . . . .	7
2.3.2	Effet Wagner . . . . .	7
2.3.3	Masse ajoutée . . . . .	8
2.3.4	Effet Kramer . . . . .	8
2.3.5	Interaction du sillage sur le profil . . . . .	8
2.4	Influence de la nature du mouvement sur l'écoulement . . . . .	9
2.4.1	Écoulement bidimensionnel . . . . .	9
2.4.2	Mouvement de translation dans un écoulement tridimensionnel . . . . .	9
2.4.3	Mouvement de révolution dans un écoulement tridimensionnel . . . . .	12
2.5	Influence des paramètres liés à l'évolution des structures tourbillonnaires . . . . .	13
2.5.1	Influence des paramètres du mouvement . . . . .	13
2.5.2	Influence de la forme du profil . . . . .	23
2.6	Conclusion . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Méthodes d'investigation</b>	<b>29</b>
3.1	Introduction . . . . .	30
3.1.1	Cinématique de battement . . . . .	30
3.1.2	Similitude de Reynolds . . . . .	31
3.2	Description du montage expérimental . . . . .	31
3.2.1	Systèmes de déplacement du profil . . . . .	32
3.2.2	Système de mesure . . . . .	33
3.2.3	Caractéristiques et mise en œuvre du système de mesure . . . . .	34
3.2.4	Exemples de résultats expérimentaux . . . . .	40
3.3	Approche numérique . . . . .	42
3.3.1	Objectifs . . . . .	42
3.3.2	Équations générales . . . . .	42
3.3.3	Mise en œuvre . . . . .	43
3.4	Critère d'identification des structures tourbillonnaires . . . . .	45
3.4.1	Vorticité $\omega$ . . . . .	45
3.4.2	Critère Q . . . . .	45
3.4.3	Critère $\lambda_2$ . . . . .	45
3.5	Coefficients aérodynamiques . . . . .	46

# TABLE DES MATIÈRES

---

<b>4</b>	<b>Méthode de calcul des efforts</b>	<b>47</b>
4.1	Introduction . . . . .	48
4.1.1	Calcul des efforts subis par un corps immergé . . . . .	48
4.1.2	Calcul d'un champ de pression . . . . .	48
4.2	Description de la méthode utilisée . . . . .	49
4.2.1	Calcul des efforts par bilan de quantité de mouvement . . . . .	49
4.2.2	Calcul du champ de pression sur un maillage tridimensionnel . . . . .	51
4.3	Validation . . . . .	54
4.3.1	Calcul de la pression . . . . .	54
4.3.2	Calcul des efforts subis par le profil . . . . .	63
4.4	Conclusion . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Présentation et analyse des résultats</b>	<b>69</b>
5.1	Introduction . . . . .	70
5.2	Cas de référence . . . . .	70
5.2.1	Évolution des structures tourbillonnaires . . . . .	71
5.2.2	Efforts subis par le profil . . . . .	82
5.2.3	Comparaison avec les données expérimentales . . . . .	86
5.3	Étude paramétrique . . . . .	92
5.3.1	Influence de l'allongement de l'aile . . . . .	92
5.3.2	Influence de la loi de mouvement . . . . .	102
5.4	Conclusion et discussion . . . . .	107
5.4.1	Cas de référence . . . . .	107
5.4.2	Étude paramétrique . . . . .	109
<b>6</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>111</b>
6.1	Synthèse . . . . .	111
6.2	Perspectives . . . . .	114
<b>A</b>	<b>Formation du tore en phase de variation d'incidence</b>	<b>117</b>
<b>B</b>	<b>Comparaison des résultats numériques et expérimentaux</b>	<b>119</b>
B.1	Résultats numériques . . . . .	119
B.2	Résultats expérimentaux . . . . .	121
B.2.1	Champs moyennés en phase . . . . .	121
B.2.2	Champs instantanés . . . . .	123

# Table des figures

1.1	Nombres de Reynolds caractéristiques des différents moyens de sustentation	1
1.2	Exemple de micro-drone à voilure fixe (Micro Falcon, Innocon).	2
1.3	Exemple de micro-drone à voilure tournante (Tritotor, Supaero).	2
1.4	Exemple de micro-drone à voilure battante (Hummingbird, AeroVironment).	2
2.1	Représentation des différentes phases composant une période de battement.	6
2.2	Représentation schématique d'un mouvement de vol battu en translation.	10
2.3	Champs de vitesse transverse et iso-contours $\lambda_2^* = -0.1, -1$ et $-2$ , <b>Jardin (2009)</b>	11
2.4	Schéma représentant l'évolution du profil pour un mouvement de vol battu en révolution au cours d'une demi-période.	12
2.5	Structures vorticitaires générées par le mouvement en translation et en révolution d'une plaque plane rectangulaire à $Re = 1100$ , <b>Kim &amp; Gharib (2010)</b>	13
2.6	Visualisation de l'écoulement autour d'une aile en départ impulsif à angle d'attaque constant ( $\alpha = 50^\circ$ , $Re = 256$ ), <b>Poelma et al. (2006)</b>	14
2.7	Visualisation de l'état quasi-stationnaire atteint par l'écoulement autour de l'aile en révolution à $Re = 256$ et $\alpha = 50^\circ$ , <b>Poelma et al. (2006)</b>	15
2.8	Résultats CFD de <b>Wilkins et al. (2006)</b> montrant l'effet du nombre de Reynolds sur le LEV, et schéma des structures tourbillonnaires dans le voisinage d'un profil en mouvement ( $Re = 1624$ , $\alpha = 6^\circ$ ), <b>Lu &amp; Shen, (2008)</b> .	17
2.9	Structures vorticitaires générées par le mouvement en révolution d'une plaque plane rectangulaire à $Re = 8800$ et $Re = 60$ , <b>Kim &amp; Gharib (2010)</b> .	18
2.10	Cinématiques angulaires et vecteurs efforts au cours d'une période, <b>Bos et al. (2008)</b> .	20
2.11	Cinématique angulaire du modèle de drosophile et vecteurs forces au cours d'une période, <b>Bos et al., (2008)</b> .	22
2.12	Figure adaptée de <b>Hsieh et al. (2009)</b> représentant la schématique du mouvement du profil pour un déphasage entre révolution et variation d'incidence.	22
2.13	Coefficients de portance moyens obtenus en fonction du déphasage, <b>Hsieh et al. (2009)</b> .	23
2.14	Vorticité dans le sillage de profils elliptique, semi-circulaire et rectangulaire ( $\alpha = 30^\circ$ , $Re = 300$ ), <b>Taira &amp; Colonius (2009)</b> .	24
3.1	Représentation des angles $\alpha$ d'incidence et $\psi$ de révolution.	30
3.2	Cinématique angulaire mise en œuvre expérimentalement.	30
3.3	Système de déplacement du profil.	32
3.4	Représentation de la mesure d'un volume.	34
3.5	Système optique (lentilles + miroir oscillant) permettant le balayage d'une zone par une nappe laser.	35

3.6	Chronogramme de la procédure d'acquisition du système PIV3D-3C pour une fréquence d'enregistrement des plans de 8 kHz. . . . .	35
3.7	Schématisation du déplacement du profil au cours de l'enregistrement, et effet de perspective. . . . .	36
3.8	Déplacement des particules au cours de l'enregistrements de deux images volumiques. . . . .	38
3.9	Représentation des volumes de mesure. . . . .	38
3.10	Représentation du procédé de calcul des champs de vitesse et d'accélération. . . . .	39
3.11	Champs de vitesse hors plan avec vecteurs vitesse relative au mouvement du profil, et iso-surface $V_z = 0.016 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	40
3.12	Divergence des champs de vitesse obtenus par PIV 3D-3C. . . . .	41
3.13	Rotationnel du champ de vitesse dans la direction du mouvement de l'aile et vecteurs tangents des plans verticaux parallèles à l'envergure du profil, situés un cinquième de corde en aval de l'aile. . . . .	42
3.14	Représentation du domaine de calcul DNS. . . . .	43
4.1	Représentation du volume de contrôle utilisé pour l'équation de bilan de quantité de mouvement, et du profil d'aile. . . . .	50
4.2	Densité de probabilité d'erreur obtenue sur le calcul de champs de pression sans et avec application du filtre, en adoptant différentes valeurs des paramètres $L_i$ du filtre lors de l'intégration du gradient de pression. . . . .	55
4.3	Erreurs moyennes absolues obtenues sur le calcul de champs de pression au cours d'une demi-période, sur le domaine $D$ et les sous-domaines de calcul $D_k$ . . . . .	56
4.4	Erreur absolue $\delta p$ obtenue sur le calcul d'un champ de pression à gauche et au milieu, et représentation des sous-domaines de calculs à droite. Les plans orthogonaux à l'envergure sont situés de 1 à 4 cordes de l'emplanture de haut en bas. . . . .	57
4.5	Densité de probabilité d'erreurs moyennes obtenues sur le calcul de champs de pression, en adoptant différentes résolutions temporelles. Les densités sont obtenus par moyenne des données relatives aux instants $t \approx 0.25T$ et $t \approx 0.5T$ . . . . .	58
4.6	Densité de probabilité d'erreurs moyennes obtenues sur le calcul de champs de pression, en adoptant différentes résolutions spatiales. . . . .	59
4.7	Densité de probabilité d'erreurs moyennes obtenues sur le calcul de champs de pression, avec et sans bruitage des données initiales, respectivement sans et avec application du filtre à gauche et à droite. . . . .	60
4.8	Iso-surfaces de pression adimensionnée $C_p = -2$ et champ de pression sur un plan orthogonal à l'envergure du profil, à 5/6 cordes du saumon ( $t = 0.16T$ ). . . . .	61
4.9	Iso-surfaces de pression adimensionnée $C_p = -2$ et champ de pression sur un plan orthogonal à l'envergure du profil, à 5/6 cordes du saumon ( $t = 0.18T$ ). . . . .	62
4.10	Efforts aérodynamiques obtenus par le code DNS, par l'application de la méthode BQM, et par intégration du champ de pression calculé sur la surface du profil. . . . .	63
4.11	Représentation du volume de contrôle utilisé pour l'équation de bilan de quantité de mouvement, et de ses paramètres de taille. . . . .	64
4.12	Efforts aérodynamiques au cours d'une demi-période, obtenus par DNS et par BQM en utilisant différents volumes de contrôle. . . . .	64
4.13	Efforts aérodynamiques obtenus par DNS, et calculé par BQM à partir des données DNS. . . . .	65
4.14	Efforts adimensionnés obtenus par le code DNS et par l'application de la méthode de quantité de mouvement avec différentes valeurs du paramètre pour le filtre lors de l'intégration du champ de pression. . . . .	65

4.15	Évolution des efforts adimensionnés obtenus par le code DNS et calculés par BQM en utilisant différentes résolutions spatiales, où $c$ représente la corde du profil. . . . .	67
4.16	Évolution des efforts obtenus par le code DNS et calculé par BQM à partir des résultats numériques (BQM) et expérimentaux. . . . .	67
4.17	Évolution des efforts obtenus par le code DNS et calculé par intégration du champ de pression sur la surface du profil, à partir des résultats expérimentaux. . . . .	68
5.1	Schématisation des différentes phases composant une période de battement. . . . .	70
5.2	Représentation du plan de battement et de l'angle $\beta$ d'inclinaison par rapport à l'horizontale. . . . .	71
5.3	Vorticité suivant l'envergure du profil sur une iso-surface du critère $\lambda_2^* = -1$ . . . . .	72
5.4	Vorticité suivant la direction du mouvement (axe x du repère mobile) sur une iso-surface du critère $\lambda_2^* = -1$ . . . . .	73
5.5	Iso-surfaces de pression relative $p = -2.5$ Pa au cours d'une phase de déplacement à vitesse constante. . . . .	74
5.6	Iso-surfaces du critère $\lambda_2^*$ , $t = 0.26T$ . . . . .	75
5.7	Iso-surface de la vitesse dans l'axe de l'envergure en direction du saumon ( $V_z = -1$ m/s) et lignes de courant dans le repère lié au profil à $t = 0.26T$ . . . . .	76
5.8	Iso-contours de $\vec{V}_r \cdot \vec{x} = 0$ m/s en bleu et 0.37 m/s en rouge et vitesses dans le repère lié au profil, sur des plans orthogonaux à l'envergure. . . . .	77
5.9	Représentation du sillage. . . . .	78
5.10	Vorticité suivant l'axe de l'envergure sur une iso-surface du critère $\lambda_2^* = -1$ . . . . .	79
5.11	Vecteurs vitesse absolue colorés par leur norme, représentés sur une iso-surface du critère adimensionné $\lambda_2^* = -10$ , à $t \approx 0.01T$ . . . . .	79
5.12	Vorticité suivant l'axe de l'envergure sur une iso-surface du critère $\lambda_2^* = -1$ . . . . .	80
5.13	Champs de pression sur la surface du profil et champs de vitesse à $t = 0.05T$ . . . . .	81
5.14	Iso-surface de pression ( $p = -0.75$ Pa) et plan vertical orthogonal à l'envergure (situé à une corde du saumon), à $t = 0.05T$ . . . . .	81
5.15	Iso-surface de pression ( $p = -2.5$ ) et plan vertical orthogonal à l'envergure (situé à 0.8 corde du saumon), à $t \approx 0.06T$ . . . . .	82
5.16	Partition du profil en 4 zones. . . . .	83
5.17	Efforts aérodynamiques au cours d'une demi-période ( $\lambda = 4$ , DNS). . . . .	83
5.18	Efforts aérodynamiques sur 4 parties de l'envergure au cours d'une demi-période ( $\lambda = 4$ , DNS). . . . .	83
5.19	Champs de pression sur l'extrados à gauche et l'intrados à droite du profil, pour $t$ variant de 0 à $0.45T$ . . . . .	85
5.20	Coefficient de pression et vecteurs vitesse absolue sur un plan à 5/6 de corde du saumon (phase d'accélération). . . . .	87
5.21	Coefficient de pression et vecteurs vitesse relative au mouvement de l'aile sur un plan à 5/6 de corde du saumon (phase de mouvement à vitesse constante). . . . .	88
5.22	Coefficient de pression et vecteurs vitesse relative au mouvement de l'aile sur un plan à 5/6 de corde du saumon (phase de mouvement à vitesse constante). . . . .	89
5.23	Champs de pression adimensionnés et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon (phase de décélération). . . . .	90
5.24	Évolution des efforts aérodynamiques obtenus par le code DNS et calculés par intégration du champ de pression sur la surface du profil à partir des résultats expérimentaux . . . . .	91
5.25	Terme $\omega_x$ sur une iso-surface de $\lambda_2^* = -1$ à $t = 0.25T$ . . . . .	92
5.26	Champs de pression sur l'intrados à gauche et l'extrados à droite du profil. . . . .	93
5.27	Vorticité suivant l'axe de l'envergure sur une iso-surface du critère $\lambda_2^* = -1$ . . . . .	94

5.28	Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période. . . . .	95
5.29	Représentation du découpage du profil pour le calcul des efforts. . . . .	95
5.30	Efforts aérodynamiques au cours d'une de-période ( $\lambda = 2$ ). . . . .	95
5.31	Iso-surfaces du critère adimensionné $\lambda_2^* = -1$ sur lesquelles sont représentés les vecteurs vitesse. . . . .	96
5.32	Vorticité suivant l'axe x sur une iso-surface du critère $\lambda_2^* = -1$ . . . . .	96
5.33	Vorticité suivant l'envergure sur une iso-surface du critère $\lambda_2^* = -1$ . . . . .	97
5.34	Champs de pression sur l'intrados à gauche et l'extrados à droite au cours du mouvement. . . . .	98
5.35	Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période. . . . .	99
5.36	Représentation du découpage du profil pour le calcul des efforts. . . . .	99
5.37	Efforts aérodynamiques au cours d'une de-période ( $\lambda = 6$ ). . . . .	99
5.38	Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période pour des profils d'allongement 2, 4 et 6. . . . .	100
5.39	Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une période (upstroke et downstroke) calculés sur un plan de battement horizontal. . . . .	102
5.40	Vorticité projetée suivant l'envergure sur des iso-surfaces du critère $\lambda_2^* = -1$ à $t = 0.2T$ pour les différentes lois asymétriques. . . . .	103
5.41	Estimation de l'incidence aérodynamique $\alpha_r$ à deux tiers de l'envergure à partir de l'emplanture pour la phase d'upstroke et downstroke. . . . .	104
5.42	Vorticité projetée suivant l'envergure sur des iso-surfaces du critère $\lambda_2^* = -1$ à $t = 0.2T$ pour les différentes lois asymétriques. . . . .	105
5.43	Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période pour les lois de mouvements étudiées. (cas de sustentation pure). . . . .	106
5.44	Schématisation de la décomposition de l'effort total en composantes de sustentation ( $C_y$ ) et d'opposition au mouvement ( $C_D$ ). . . . .	107
A.1	Vorticité projetée suivant l'envergure sur des iso-surfaces du critère $\lambda_2^* = -1$ pour une configuration d'allongement 2 symétrique ( $\alpha_d = \alpha_u = 45^\circ$ ). . . . .	117
A.2	Vorticité projetée suivant l'envergure sur des iso-surfaces du critère $\lambda_2^* = -1$ pour une configuration asymétrique ( $\alpha_d = 45^\circ$ ; $\alpha_u = 0^\circ$ ) d'allongement 4 en phase de pronation ( $\alpha : 0^\circ \nearrow 90^\circ \searrow 45^\circ$ ). . . . .	117
B.1	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	119
B.2	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	120
B.3	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	121
B.4	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	122
B.5	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	123
B.6	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	124
B.7	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	125
B.8	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	126
B.9	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	127
B.10	Coefficient de pression et vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon. . .	128

# Liste des tableaux

2.1	Tableau récapitulatif d'articles traitant d'études tridimensionnelles du vol battu . . . . .	27
3.1	Comparaison des caractéristiques adoptées pour les montages numérique et expérimental. . . . .	31
4.1	Comparatif de l'erreur moyenne absolue en Pascal obtenue sur le calcul de la pression sans et avec utilisation d'un filtre lors de l'intégration du gradient de pression. . . . .	55
4.2	Comparatif de l'erreur moyenne absolue en Pascal obtenue sur le calcul de la pression sur chaque sous-domaine de calculs $D_k$ . . . . .	56
4.3	Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression en adoptant différentes résolutions temporelles, à environ $t = 0.25T$ . . . . .	58
4.4	Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression en adoptant différentes résolutions temporelles, à environ $t = 0.5T$ . . . . .	59
4.5	Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression en adoptant différentes résolutions spatiales. . . . .	60
4.6	Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression, avec et sans ajout de bruitage sur les données initiales. . . . .	60
4.7	Valeurs des efforts et des composantes de l'équation de bilan de quantité de mouvement pour différentes résolutions temporelles, à l'instant $t = 0.25T$ . . . . .	66
4.8	Valeurs des efforts et des composantes de l'équation de bilan de quantité de mouvement pour différentes résolutions temporelles, à l'instant $t = 0.48T$ . . . . .	66
5.1	Efforts adimensionnés moyennés par phase de mouvement et sur une période pour les différents allongements. . . . .	101
5.2	Efforts adimensionnés moyens de traînée au cours de l'upstroke et du downstroke, et efforts moyens de traînée et de portance sur une période. Le rapport $C_y/C_D$ est représentatif de l'efficacité du mouvement. . . . .	106



# Chapitre 1

## Introduction générale

### 1.1 Contexte et objectifs

Les récents progrès réalisés dans le domaine de la miniaturisation des technologies ont permis le développement des micro-drones, ou MAVs (Micro Air Vehicles). Ces appareils sont principalement destinés à la surveillance d'une position fixe, ou encore la reconnaissance en milieu confiné, ce qui implique généralement une capacité au vol stationnaire. Leur petite taille leur permet d'évoluer dans des espaces restreints et d'accéder à des endroits totalement inaccessibles par d'autres engins. Les micro-drones pourraient s'avérer utiles par exemple pour les recherches sur des sites de catastrophe naturelle ou industrielle, ou pour des applications militaires.

De fait, les mécanismes de génération d'efforts diffèrent généralement de ceux employés dans l'industrie aéronautique étant donné les différences de tailles et de vitesses caractéristiques des engins volants. Le nombre de Reynolds ( $Re = \rho V_0 c / \mu$ ), calculé en fonction de la vitesse caractéristique  $V_0$ , de la corde  $c$  de l'aile, de la masse volumique  $\rho$  et de la viscosité dynamique  $\mu$  du fluide environnant, permet de caractériser le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. La figure 1.1 représente le nombre de Reynolds caractéristique de différents insectes, oiseaux et avions en fonction de la vitesse et de la corde des ailes.

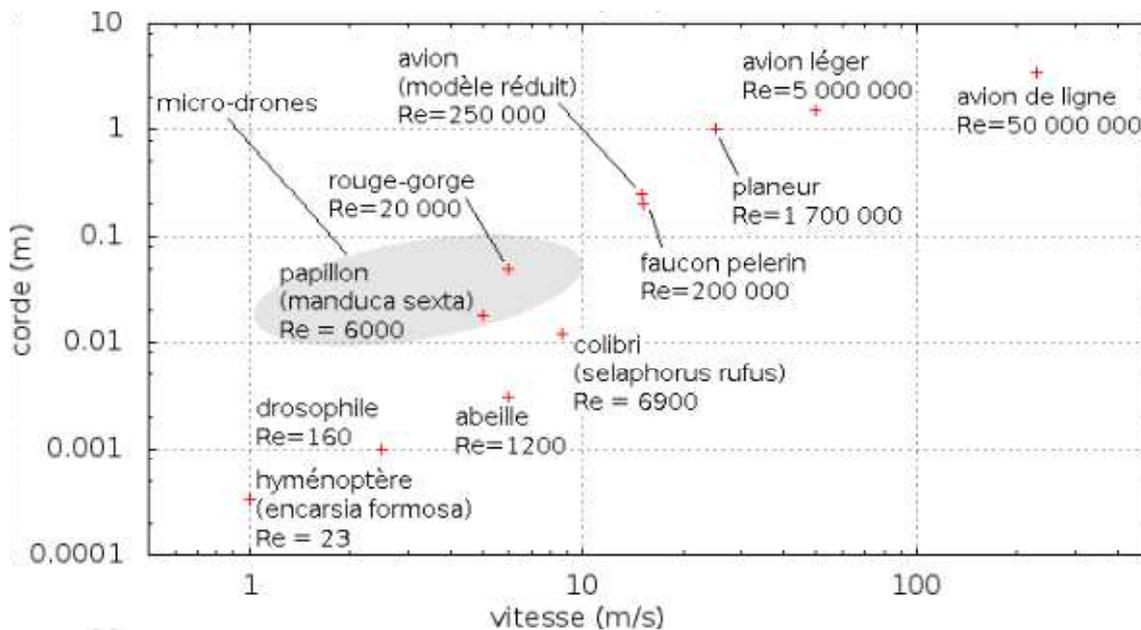


FIGURE 1.1 – Nombres de Reynolds caractéristiques des différents moyens de sustentation



FIGURE 1.2 – Exemple de micro-drone à voilure fixe (Micro Falcon, Innocon).

Les avions, caractérisés par des voilures fixes, volent à un nombre de Reynolds très élevé par rapport aux oiseaux et aux insectes. Les engins à voilures fixe ne fonctionnent pas (ou difficilement) en dessous d'une valeur de 100 000 du nombre de Reynolds. Ce type de sustentation permet d'obtenir une grande vitesse d'avancement, mais n'est pas adapté au vol stationnaire ni aux écoulements à bas nombre de Reynolds.



FIGURE 1.3 – Exemple de micro-drone à voilure tournante (Trirotor, Supaero).

Le second mode de sustentation bien connu implique l'utilisation d'une voilure tournante, à la manière d'un hélicoptère. Le principe de ce type de sustentation repose sur une physique proche des cas de voilure fixe. La sustentation par voilure tournante a l'avantage d'être adaptée au vol stationnaire, mais le mouvement de rotation des ailes tend à limiter la vitesse d'avancement et induit une efficacité décroissante avec la vitesse de l'engin.



FIGURE 1.4 – Exemple de micro-drone à voilure battante (Hummingbird, AeroVironment).

De récentes études en aérodynamique à bas nombre de Reynolds ont permis d'avancer dans la compréhension des mécanismes de génération d'efforts du vol battu tel qu'il existe dans la nature chez certains insectes. Les études publiées à ce sujet tendent à attribuer une efficacité accrue de ce type de sustentation par comparaison aux cas de voilures fixes ou

tournantes pour un nombre de Reynolds de l'ordre de ceux obtenus sur les micro-drones. Le vol battu présente en effet le double avantage de permettre un vol stationnaire (ce qui n'est pas le cas pour les voilures fixes) mais également de voler à une vitesse relativement élevée (sans les mêmes inconvénients liés aux voilures tournantes).

C'est dans ce cadre de l'étude du vol battu à bas nombre de Reynolds que sont effectués les travaux de cette thèse.

Le mouvement de vol battu d'une aile engendre l'apparition de structures instationnaires dépressionnaires qui transmettent des efforts au profil. L'objectif premier repose alors sur la compréhension de l'évolution des structures tourbillonnaires, et de leur influence sur les efforts aérodynamiques. Cette analyse requiert une caractérisation globale de l'écoulement et des efforts subis par le profil au cours du mouvement afin de pouvoir mettre en corrélation ces deux phénomènes. Le second objectif sera d'une part d'évaluer l'influence de l'allongement de l'aile pour le cas de vol battu en révolution, (pas de résultats connus à ce jour), et d'autre part d'étudier l'influence de plusieurs cinématiques de l'aile.

## 1.2 Présentation de l'étude

Le corps du document est divisé en quatre parties.

Le **chapitre 2** dresse un état des recherches publiées à propos de la dynamique du vol battu, en se concentrant sur les cas de vols stationnaires (sans vitesse d'avancement). Dans cette littérature, on trouve la description des mécanismes instationnaires principaux résultant d'un mouvement de vol battu, tels que :

- le décollement de l'écoulement qui intervient sur l'extrados du profil.
- les effets Wagner et de masse ajoutée, liés aux accélérations.
- l'effet Kramer qui est relatif aux conséquences de la rotation de l'aile sur l'axe de son envergure en fin de mouvement.
- l'interaction profil sillage.

L'étude de la dynamique générée par le vol battu nécessite des moyens d'investigation complexes tant sur le plan expérimental que numérique étant donné la nature instationnaire des écoulements. Si les progrès de l'informatique permettent aujourd'hui de simuler de tels écoulements tridimensionnels, beaucoup d'études publiées se concentrent sur des cas bidimensionnels. Les particularités des cas bidimensionnels et tridimensionnels seront présentées, notamment les différences engendrées par la présence d'une extrémité libre. Par la suite, cette présentation bibliographique sera principalement axée sur l'étude de cas de vols battus tridimensionnels et en révolution, très proche des cas observés dans la nature chez les insectes. La dynamique des structures tourbillonnaires générées sera notamment présentée, de même que certains paramètres clés de ce type de sustentation, tels que la loi de mouvement de l'aile ou encore le nombre de Reynolds.

L'étude des écoulements générés autour de profils en mouvement de vol battu requiert des moyens d'investigation numériques et expérimentaux avancés. Le **chapitre 3** se concentre donc en première partie sur une description de la cinématique adoptée, puis en seconde partie sur les méthodes mises en œuvre pour l'analyse de l'écoulement. Ces méthodes reposent sur une technique de mesure de champs de vitesse tridimensionnels par PIV 3D3C ainsi que sur une simulation numérique directe de l'écoulement. Les critères d'identification des structures tourbillonnaires seront introduits. On s'attachera ensuite à présenter la méthode d'adimensionnement et la définition des coefficients aérodynamiques.

Les moyens de mesure optique de champs de vitesse ne permettent pas l'obtention directe des efforts subis par le profil. De plus, l'ordre de grandeur de ces efforts est relativement faible. Ils sont noyés par les effets d'inertie liés à la mise en mouvement de l'aile, ce qui rend impossible une mesure par des moyens directs tels que des balances à jauge. Pour cette raison, le **chapitre 4** présente une méthode d'évaluation des efforts instantanés par bilan de quantité de mouvement (BQM) appliquée dans un premier temps aux données numériques puis ensuite aux données expérimentales. La difficulté de cette méthode réside dans la nécessité de connaître le champ de pression sur les frontières d'un volume de contrôle. On présentera à cet effet un algorithme itératif de calcul de champs de pression par intégration de son gradient, qui sera évalué sur un volume englobant l'aile en mouvement. Le gradient de pression est déterminé avec l'aide des équations de Navier Stokes à partir des champs de vitesse résolus en temps. Comme pour la méthode de calcul des efforts, la validité de l'algorithme de calcul de la pression est étudiée sur des données tridimensionnelles issues d'une simulation numérique directe permettant une vérification du résultat obtenu.

Les résultats obtenus expérimentalement et par simulation numérique sont présentés dans le **chapitre 5**. Un cas de référence caractérisé par le mouvement symétrique d'un profil d'allongement 4 est analysé afin de permettre par la suite une comparaison avec des cas traitant de mouvements asymétriques, ou d'allongements d'aile différents. Ce chapitre contient également une comparaison des résultats expérimentaux et numériques obtenus pour un cas similaire.

Un dernier chapitre porte sur la synthèse des différents résultats obtenus et propose différentes perspectives ultérieures.

# Chapitre 2

## Étude bibliographique

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction . . . . .</b>	<b>6</b>
<b>2.2</b>	<b>Présentation de la cinématique du vol battu . . . . .</b>	<b>6</b>
<b>2.3</b>	<b>Présentation des mécanismes instationnaires du vol battu . .</b>	<b>7</b>
2.3.1	Décollement de l'écoulement . . . . .	7
2.3.2	Effet Wagner . . . . .	7
2.3.3	Masse ajoutée . . . . .	8
2.3.4	Effet Kramer . . . . .	8
2.3.5	Interaction du sillage sur le profil . . . . .	8
<b>2.4</b>	<b>Influence de la nature du mouvement sur l'écoulement . . . .</b>	<b>9</b>
2.4.1	Écoulement bidimensionnel . . . . .	9
2.4.2	Mouvement de translation dans un écoulement tridimensionnel	9
2.4.3	Mouvement de révolution dans un écoulement tridimensionnel .	12
<b>2.5</b>	<b>Influence des paramètres liés à l'évolution des structures tourbillonnaires . . . . .</b>	<b>13</b>
2.5.1	Influence des paramètres du mouvement . . . . .	13
2.5.2	Influence de la forme du profil . . . . .	23
<b>2.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>25</b>

---

## 2.1 Introduction

Les travaux pionniers de **Walker (1925)**, **Von Holst & Küchemann (1941)** et **Osborne (1951)** introduisent l'approche quasi-stationnaire à l'analyse du vol battu. Cette approche implique l'hypothèse suivante : les efforts subis par un profil en mouvement instationnaire à une vitesse  $V(t)$  et un angle d'attaque  $\alpha(t)$  sont égaux à ceux générés par un profil en mouvement stationnaire à même vitesse et angle d'attaque. Les efforts aérodynamiques instationnaires sont alors approximés par une série de mesures ou calculs sur des cas stationnaires correspondant aux angles et vitesses du profil instationnaire étudié. Il est ainsi possible de reconstruire l'historique de la corrélation entre le déplacement et les efforts aérodynamiques. Cette méthode, mise en œuvre dans le but de pouvoir trouver des solutions analytiques au problème du vol battu, est plus tard remise en question par **Weis-Fogh (1973)**, puis **Ellington (1984)** par comparaison des forces de portance maximales prédites par l'approche quasi-stationnaire aux valeurs de portance moyennes nécessaires à la sustentation par vol battu. **Ellington (1984)**, en se basant les données disponibles, montre que dans la majorité des cas les efforts maximaux prédits par l'approche quasi-stationnaire sont inférieurs à la portance moyenne nécessaire pour la sustentation. Cette observation souligne la nécessité de la compréhension des mécanismes tourbillonnaires instationnaires, indispensable pour une vision globale des liens entre l'écoulement et les efforts transmis au profil.

## 2.2 Présentation de la cinématique du vol battu

La figure 2.1 représente les différentes étapes composant un cycle de battement. Dans le cas d'un plan de battement non horizontal, une période se compose d'une phase de battement vers le haut et d'une phase vers le bas, l'upstroke et le downstroke. Ces deux sous parties du mouvement sont elles mêmes généralement composées d'une phase d'accélération, d'une phase de mouvement à vitesse constante, et d'une phase de décélération. Les phases de pronation et de supination, caractérisées par une variation d'incidence du profil, sont effectuées respectivement lors des phases de décélération de l'upstroke et d'accélération du downstroke d'une part, et lors des phases de décélération du downstroke et d'accélération de l'upstroke d'autre part. Les mouvements de variation d'incidence et d'inversion de la vitesse de révolution sont effectués en phase dans les configurations mises en oeuvre au cours de ces travaux.

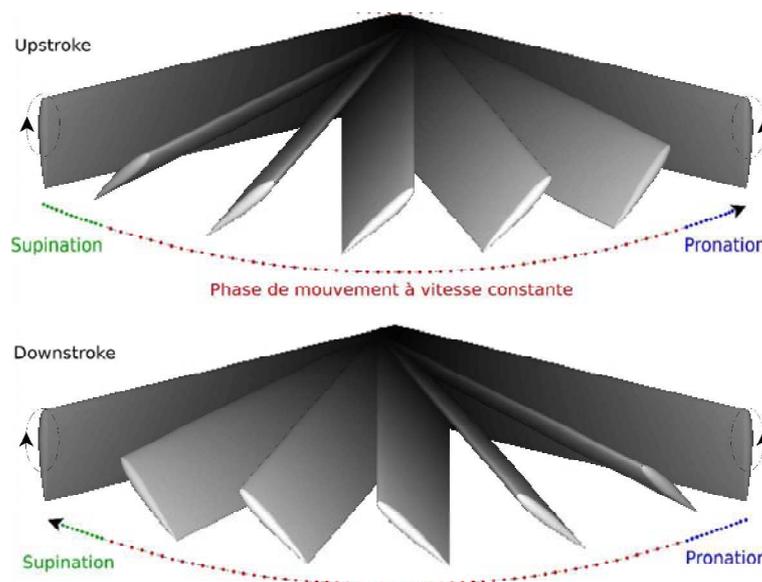


FIGURE 2.1 – Représentation des différentes phases composant une période de battement.

## 2.3 Présentation des mécanismes instationnaires du vol battu

Dans la nature, les insectes et autres animaux utilisant le vol battu comme mode de déplacement se servent des mécanismes instationnaires générés par le mouvement de leurs ailes afin d'adapter la production de portance et de force de propulsion à leurs besoins. Les caractéristiques des ailes et du mouvement adopté influencent la génération et l'évolution des mécanismes instationnaires. Il est donc important de comprendre la dynamique tourbillonnaire afin de connaître son influence sur la production d'efforts et les liens entre leur évolution et les caractéristiques principales du vol battu (à savoir le mouvement mis en œuvre et les caractéristiques des ailes et du fluide).

### 2.3.1 Décollement de l'écoulement

Le décollement de l'écoulement, ou décrochage dynamique, intervient en aérodynamique instationnaire et précède généralement une chute brutale de portance. Ce phénomène se produit lorsqu'un profil est mis en mouvement dans un fluide réel à forte incidence et à partir d'une certaine vitesse de l'écoulement. Les lignes de courant décollent alors au niveau du bord d'attaque, pour recoller en aval. Le bulbe de recirculation, aussi appelé tourbillon de bord d'attaque (ou LEV, pour leading edge vortex) ainsi généré sur l'extrados de l'aile est dépressionnaire. L'apparition d'une telle structure implique alors une augmentation des efforts subis par le profil. Dans le cadre d'un écoulement bidimensionnel, le tourbillon de bord d'attaque est alimenté par le mouvement et croît en taille jusqu'à une dimension critique pour laquelle le recollement en aval n'est plus possible. Le LEV est alors convecté dans le sillage (sous l'impulsion notamment de la formation d'un tourbillon au niveau du bord de fuite, TEV pour Trailing Edge Vortex, à la manière d'une allée de tourbillon de Karman), impliquant une chute brutale de portance.

Dans le cadre de la sustentation par vol battu, l'observation du décrochage dynamique est réalisée expérimentalement par **Maxworthy (1979)**. Le LEV généré par le mouvement sur l'extrados de l'aile n'est pas lâché dans le sillage de la même manière pour un cas réel (profil tridimensionnel en mouvement de révolution) que pour un cas bidimensionnel. Certains phénomènes, dont les caractéristiques principales seront développées ultérieurement dans ce chapitre, limitent sa croissance et permettent une évolution stable du LEV sur l'extrados du profil. Cette évolution induit alors une dépression sur la surface du profil, à l'origine d'une augmentation des efforts moyens au cours du mouvement.

### 2.3.2 Effet Wagner

La mise en mouvement d'un profil initialement au repos génère une circulation autour de celui-ci. Contrairement aux approximations résultant de l'approche quasi-stationnaire, l'effet **Wagner (1925)** traduit le fait que la circulation du fluide s'établit progressivement pour atteindre un état stationnaire. Le délai observé entre la mise en mouvement du profil et l'établissement de l'état stationnaire de la circulation provient de la combinaison de deux phénomènes. Tout d'abord, il existe un temps de latence fini avant l'établissement d'un état quasi-stationnaire, lié à la viscosité du fluide. Ensuite, la mise en mouvement d'un profil en incidence implique la formation d'un tourbillon au bord de fuite (ou SV, pour starting vortex). Ce tourbillon est rapidement lâché dans le sillage, impliquant entre temps une évolution de la circulation autour du profil. La circulation est maximale une fois le SV suffisamment éloigné du profil. L'effet Wagner est étudié dans une étude expérimentale bidimensionnelle par **Dickinson & Götz (1993)**, qui indiquent que cet effet est négligeable aux faibles nombres de Reynolds adoptés dans le cadre du vol battu.

### 2.3.3 Masse ajoutée

Lorsqu'une force est appliquée à un corps, celle-ci lui communique une accélération. Dans le cas où le corps est immergé, la force est partiellement utilisée pour communiquer une accélération aux particules fluides situées au voisinage du corps. Le concept de masse ajoutée reflète l'influence de ce phénomène lors des phases d'accélération sur les efforts subis par le corps immergé. Cependant, l'apparition rapide de structures tourbillonnaires est également favorisée lors de ces phases, ce qui rend l'influence de la masse ajoutée difficilement identifiable.

### 2.3.4 Effet Kramer

Lors des phases de pronation et de supination, le profil entre variation d'incidence, et la vitesse de translation (ou de révolution) diminue. La variation d'incidence couplée au mouvement de translation du profil implique alors une modification du positionnement du point de recollement. La rotation de l'aile génère une circulation supplémentaire, participant au rétablissement de la condition de Kutta, et influençant les efforts subis par le profil. Le déphasage entre variation d'incidence et ralentissement/accélération de l'aile à chaque fin de demi-cycle implique, suivant les cas, une augmentation ou une diminution des efforts générés par l'interaction de l'écoulement avec le profil. **Dickinson *et al.* (1999)** utilisent une approche expérimentale pour étudier les efforts générés par l'écoulement autour d'un profil d'aile. Si au milieu d'un demi-cycle de battement, les efforts sont principalement dus au mouvement de translation, en fin de demi-cycle, les forces sont affectées par la rotation du profil. En faisant varier le déphasage entre variation d'incidence et ralentissement de la vitesse de translation, les auteurs identifient des pics dans les efforts subis dans la zone où le profil est en rotation. De tels efforts peuvent alors être utilisés pour effectuer une rotation passive de l'aile.

### 2.3.5 Interaction du sillage sur le profil

Les travaux de **Jardin (2009)** suggèrent la décomposition de l'interaction du sillage sur le profil en effets directs et indirects.

- Les effets directs proviennent de l'interaction de structures tourbillonnaires et du profil, en phase de pronation ou de supination. Le mouvement de rotation du profil suivant l'axe de son envergure implique alors l'apparition d'un tourbillon au bord de fuite (RV). Le dipôle contra-rotatif formé par le LEV et le RV génère dans un premier temps une dépression sur l'extrados du profil. Lorsque le sens de translation du profil s'inverse, le profil commence un nouveau mouvement de battement, de sens inverse au précédent. Ce changement de signe de la vitesse du profil implique alors l'impact de structures précédemment générées sur l'intrados de l'aile. Cet impact favorise l'apparition de nouvelles structures LEV, TV (pour Tip Vortex, ou tourbillon marginal) et SV sur l'extrados du profil.
- Les effets indirects proviennent de jets impactant (issus de dipôles tourbillonnaires), du flux descendant et de la perturbation globale de la dynamique tourbillonnaire. Le flux descendant généré au cours du mouvement résulte du bilan de quantité de mouvement. **Birch & Dickinson (2003)** étudient l'écoulement généré autour d'un modèle de drosophile mécanique pour un nombre de Reynolds 160 par mesure de champs de vitesse bidimensionnels et mesure d'efforts par des capteurs situés à la base des deux ailes. Les auteurs observent la position du LEV par rapport à l'aile au cours du mouvement sur plusieurs périodes, et constatent un rapprochement de la structure tourbillonnaire à l'extrados du profil à partir de la seconde période de mouvement. Ce phénomène est imputé à l'apparition du flux descendant au cours du mouvement. Ce flux a pour effet de réduire l'angle d'attaque du profil par rapport à

l'écoulement et donc de modifier l'évolution des structures tourbillonnaires générées. **Aono *et al.* (2008)** observent l'évolution des structures au cours d'un mouvement périodique de vol battu d'un drosophile (simulation numérique, à  $Re = 134$ ). Les auteurs étudient alors l'influence du flux descendant présent dans le sillage et résultant du mouvement de battement des périodes précédentes par comparaison des efforts lors des premier, second et troisième cycles de battement. Les efforts générés au cours des second et troisième cycles de battement, lorsque le flux descendant (ou downwash) est établi, présentent une réduction de la portance moyenne de 22.5% par rapport au premier cycle, alors que le flux descendant n'est pas encore présent dans l'écoulement. Les observations montrent que le downwash s'établit pleinement à la fin du premier cycle, et que les efforts lors des second et troisième battements ne montrent aucune différence notable, ce qui met en évidence le temps d'établissement de ce flux.

## 2.4 Influence de la nature du mouvement sur l'écoulement

### 2.4.1 Écoulement bidimensionnel

L'écoulement généré autour d'un profil en mouvement de vol battu pour un cas bidimensionnel se caractérise par l'apparition et le lâcher successif de structures tourbillonnaires générées sur l'extrados du profil, au niveau du bord d'attaque (LEV) et du bord de fuite (TEV). La taille des tourbillons générés par le mouvement augmente jusqu'à une valeur critique pour laquelle le tourbillon est lâché dans le sillage. On observe alors l'apparition de nouveaux LEV et TEV d'intensités décroissantes. On note que les valeurs instantanées de portance les plus élevées sont obtenues lors des phases d'attachement des LEVs. **Dickinson & Götz (1993)** observent sur une étude bidimensionnelle la formation du LEV, et la corrélation entre la présence de celui-ci et une portance accrue. Ce mécanisme tourbillonnaire semble alors donner une explication satisfaisante au déficit d'effort prédit par l'approche quasi-stationnaire par rapport aux valeurs nécessaires à l'obtention d'efforts suffisants pour la sustentation.

### 2.4.2 Mouvement de translation dans un écoulement tridimensionnel

Jusqu'à récemment, les approches bidimensionnelles étaient régulièrement envisagées pour l'étude du vol battu, afin de recourir à des méthodes d'investigation moins lourdes que celles nécessaires dans le cadre d'une approche tridimensionnelle. Avec les progrès technologiques, tant au niveau de la puissance de calcul disponible qu'au niveau des matériels de mesure, l'approche tridimensionnelle est devenue plus envisageable. Ce type d'approche permet notamment l'étude de l'influence d'une extrémité libre de l'aile et du tourbillon marginal qui y est généré.

La figure 2.3 représente les champs de vitesse transverse (suivant l'envergure) et les iso-contours du critère  $\lambda_2^* = -0.1, -1$  et  $-2$  adimensionnés. Ces résultats sont obtenus par DNS sur des plans P0.5, P1, P2 et P3 situés à respectivement 0.5, 1, 2 et 3 cordes du saumon. Les travaux de **Jardin (2009)** mettent en évidence l'influence de l'extrémité libre sur la dynamique tourbillonnaire. Le mouvement de translation implique l'apparition d'un tourbillon marginal (aussi appelé TV, pour tip vortex). Ce tourbillon entre en interaction avec le LEV en bout d'aile. L'interaction entre ces structures tourbillonnaires et la présence d'un flux longitudinal sur l'extrados, dirigé vers le bout d'aile, implique une extraction de la vorticité de LEV vers le sillage par le biais du TV. Ce phénomène entraîne une stabilité accrue du LEV dans la zone d'influence du TV.

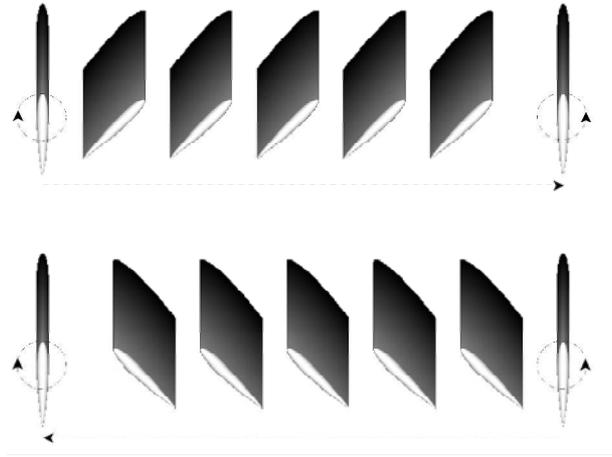


FIGURE 2.2 – Représentation schématique d'un mouvement de vol battu en translation : le mouvement se décompose en une phase d'upstroke (en haut) et une phase de downstroke (en bas).

L'écoulement le long de l'envergure est alors séparé en trois zones (cf figure 2.3) : côté emplanture, les effets bidimensionnels observés sont prépondérants. côté saumon, l'éjection du fluide contenu dans le LEV semble favoriser une plus grande stabilité de la structure tourbillonnaire. Une zone intermédiaire, de transition, est observée entre ces deux régions. Cependant, bien que le TV contribue de manière importante dans la génération d'efforts par le biais de la stabilisation du LEV sur l'extrémité de l'aile, ce tourbillon génère une augmentation de la traînée.

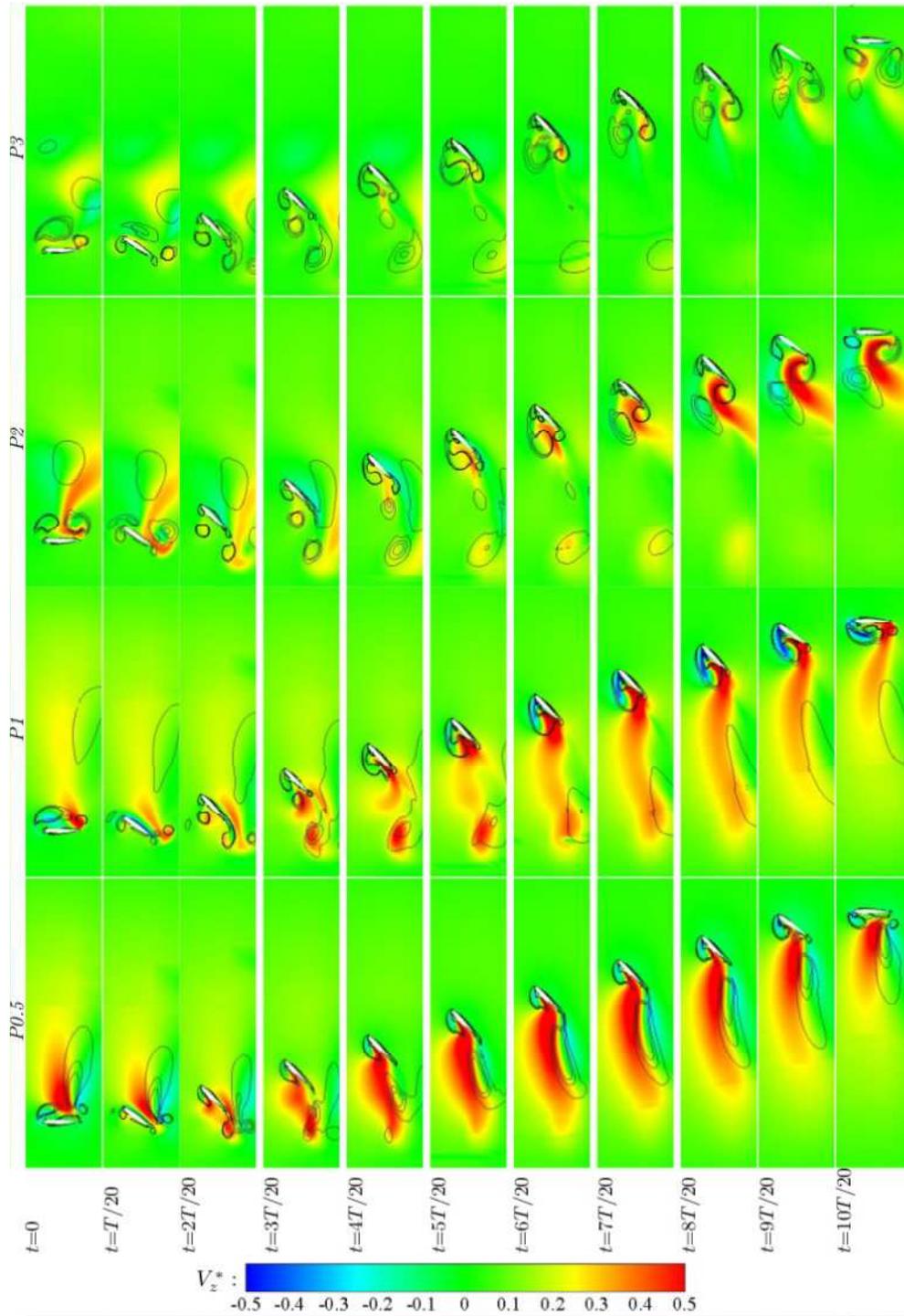


FIGURE 2.3 – Champs de vitesse transverse et iso-contours  $\lambda_2^* = -0.1, -1$  et  $-2$  adimensionnés obtenus par DNS dans les plans P0.5, P1, P2 et P3 pour un profil d'allongement 4 en mouvement de vol battu en translation (Jardin, 2009).

### 2.4.3 Mouvement de révolution dans un écoulement tridimensionnel

Dans la nature, le vol battu adopté par certains insectes se caractérise par un mouvement complexe de rotation des ailes sur les 3 axes (variation d'incidence, mouvement de révolution autour de l'emplanture, et éventuellement mouvement hors plan). Les lois de mouvements adoptées au cours de cette thèse impliquent des mouvements de rotation : 1) sur un axe orthogonal à l'envergure et au mouvement de l'aile (mouvement de révolution d'angle  $\psi$ ), et 2) sur l'axe de l'envergure (variation de l'incidence  $\alpha$ ). Les travaux de **Jardin (2009)**, et plus récemment **Kim & Gharib (2010)** illustrent les différences observées respectivement numériquement et expérimentalement entre les écoulements générés autour de profils en mouvement de translation et de révolution. La différence majeure est la présence d'un gradient de vitesse le long de l'envergure de l'aile résultant de la révolution de l'aile autour de son emplanture, ce qui engendre un comportement différent des structures tourbillonnaires le long de l'envergure. En effet, l'énergie reçue par un tourbillon généré dans le voisinage du profil est dépendante de la vitesse relative du fluide par rapport à l'aile. Cette vitesse variant le long de l'envergure, le tourbillon est plus énergétique à mesure que l'on s'approche du saumon. La variation d'intensité du LEV sur l'extrados implique à son tour un gradient de pression sur la longueur de l'aile qui a une influence sur le flux transverse (dirigé de l'emplanture vers le saumon) présent sur l'extrados. Ce flux transporte le fluide de l'emplanture vers le bout d'aile et résulte de l'interaction du LEV et du TV, son intensité étant amplifiée par les effets inertiels dus au mouvement de révolution. Le flux axial sur l'extrados permet l'évacuation de vorticités générées dans le LEV par le biais de l'interaction entre ce tourbillon et le TV. La croissance des structures tourbillonnaires sur l'extrados est réduite. Par rapport à un cas de translation pure, le LEV est stable durant le mouvement sur une plus large portion de l'envergure. Cette structure se détache du profil à partir d'une certaine distance de l'emplanture pour laquelle la vitesse relative du fluide par rapport à l'écoulement est trop élevée. Ce phénomène permet donc l'obtention d'efforts moyens plus importants sur une période. Le TV formé sur le bout d'aile évolue dans le sillage en formant une structure elliptique attachée au saumon, et se séparant du profil pour en suivre le mouvement dans son sillage.

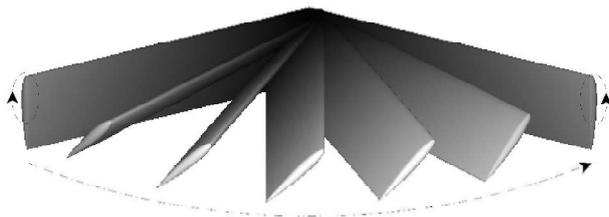


FIGURE 2.4 – Schéma représentant l'évolution du profil pour un mouvement de vol battu en révolution au cours d'une demi-période.

Plus récemment, **Jardin *et al.* (2011 et 2012)** étudient l'écoulement généré autour d'un profil NACA 0012 en mouvement de vol battu en révolution par simulation numérique. Les auteurs constatent au cours du mouvement l'apparition et l'interaction d'un LEV (généré sur l'extrados, au niveau du bord d'attaque), d'un TV (généré sur le bout d'aile, et prolongé dans son sillage) et d'un SV (starting vortex, généré sur l'extrados du profil au niveau du bord de fuite et lâché dans le sillage au début d'un cycle de battement). L'interaction entre ces trois tourbillons forme une structure annulaire générant en son sein un flux descendant. Les auteurs constatent également au cours du mouvement, suite au lâcher du premier SV, l'apparition d'un TEV en interaction avec un autre TV de plus faible intensité. Les deux TV, en interaction avec le LEV d'une part et le LEV d'autre part, forment une structure contra-rotative dans le sillage de la trajectoire du saumon.

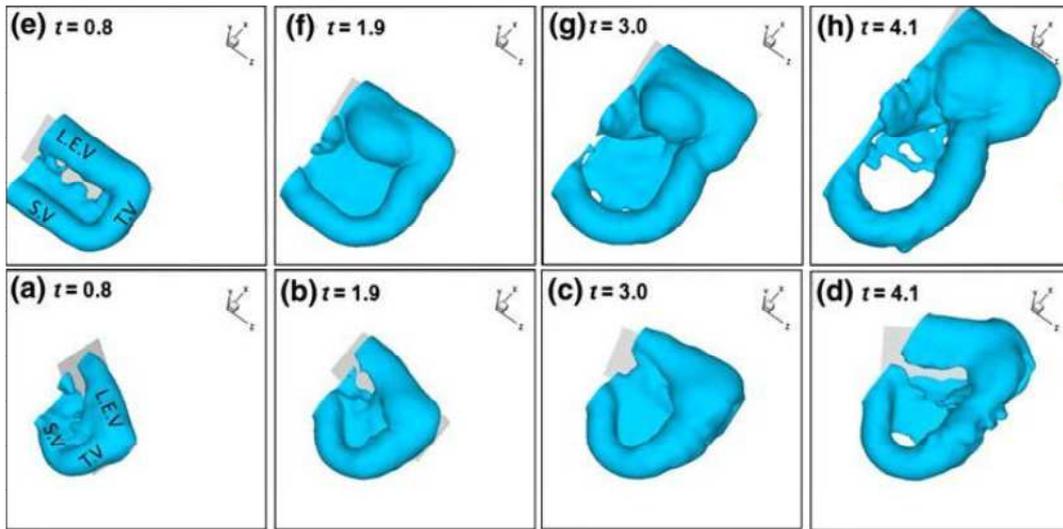


FIGURE 2.5 – Structures vorticitaires générées par le mouvement en translation (en haut) et en révolution (en bas) d'une plaque plane rectangulaire à  $Re = 1100$  à différents instants, adapté de **Kim & Gharib (2010)**. Les iso-surfaces de vorticité ( $|\omega| = 1$ ) sont représentées en bleu. Les tourbillons de bord d'attaque (LEV), de départ (SV) et de bout d'aile (TV) sont indiqués sur le premier instant pour chacun des deux mouvements.

## 2.5 Influence des paramètres liés à l'évolution des structures tourbillonnaires

Le mouvement de vol battu génère une dynamique tourbillonnaire dont les caractéristiques diff rent suivant les paramètres relatifs :

-   la nature du mouvement, tels que la vitesse de révolution de l'aile  $\frac{\partial \psi}{\partial t}$  dans le plan de battement et son évolution au cours d'une période. L'inclinaison  $\beta(t)$  du plan de battement par rapport à l'horizontale a une influence sur la répartition des efforts sur les composantes horizontale (traînée) et verticale (portance). Le mouvement de l'aile hors du plan de battement (mouvement de déviation), implique un 3 me degré de liberté en rotation. Ce mouvement permet par exemple un mouvement en 8 de l'aile. Ce paramètre peut être intéressant afin de modifier la reprise de sillage, notamment lors des phase de pronation ou de supination. Les paramètres restants sont l'amplitude de battement ainsi que l'angle d'attaque  $\alpha(t)$  et son évolution au cours d'une période.
-   l'aile, tel que sa forme, son allongement, sa corde ou encore sa flexibilité.

### 2.5.1 Influence des paramètres du mouvement

#### Nombre de Reynolds et fréquence de battement

Le nombre de Reynolds  $Re$  relatif au vol battu est calculé en fonction des caractéristiques du fluide environnant, de la corde du profil, et de sa vitesse de translation sur une position suivant l'envergure. De manière générale, ce paramètre représente le rapport entre l'influence des forces inertielles généralement dues au mouvement, et des effets de la viscosité du fluide. La dynamique tourbillonnaire générée par le mouvement et qui est responsable des efforts subis par le profil est fonction du nombre de Reynolds, ou, pour une aile et un mouvement donnés, de la fréquence de battement.

Les observations effectuées dans la littérature pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 100, notamment les travaux de **Birch & Dickinson (2001)** et **(2004)**, puis de

**Poelma *et al.* (2006)** ou encore **Shyy & Liu (2007)**, reflètent une action prépondérante des effets visqueux. Ce phénomène se caractérise par une évolution stable de structures tourbillonnaires généralement cohérentes. Lors de la mise en mouvement, une structure continue se forme autour du profil, en forme de fer à cheval (figure 2.6), qui se compose des tourbillons de bord d'attaque (LEV) et de bord de fuite (SV). Le transport convectif axial (dans la direction de l'envergure) n'est pas présent au début du mouvement, et croît jusqu'à atteindre une valeur stable. Le SV se détache presque immédiatement du profil tout en restant en interaction avec le TV, pour former une structure dans le sillage, le long de la trajectoire du saumon. Le LEV n'est généralement pas lâché dans le sillage au cours du battement, mais en fin de cycle lorsque le profil ralentit. Lors de l'inversion de la direction de translation du profil, celui-ci rencontre les traces laissées dans son sillage lors du précédent battement, généralement constituées d'un dipôle tourbillonnaire induisant un flux en direction du profil.

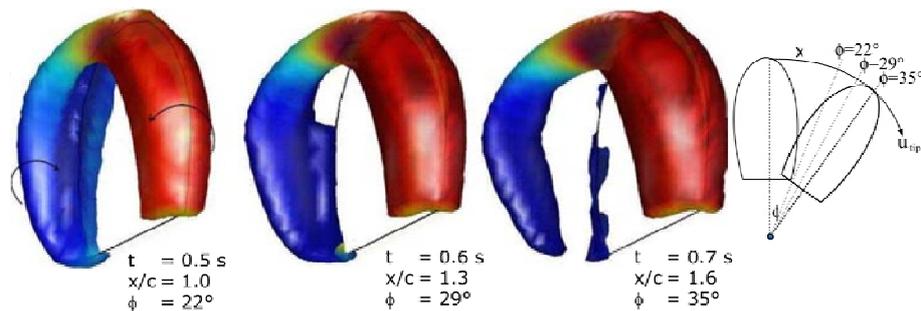


FIGURE 2.6 – Visualisation de l'écoulement autour d'une aile en départ impulsif à angle d'attaque constant ( $\alpha = 50^\circ$ ,  $Re = 256$ ) à trois instants consécutifs (illustrés schématiquement sur la droite). Les visualisations ont été obtenues par **Poelma *et al.* (2006)** en traçant une iso-surface du second invariant du tenseur de gradient afin de mettre en évidence la structure tourbillonnaire. Les couleurs sur l'iso-surface indiquent le sens de rotation de la structure, à savoir bleu dans le sens des aiguilles d'une montre, et rouge dans le sens trigonométrique.

**Birch & Dickinson (2001)** observent expérimentalement un écoulement résultant d'un mouvement d'aile de drosophile à  $Re=160$ . L'intensité du flux transverse sur l'extrados est d'environ 2% à 5% de la vitesse en bout d'aile. L'influence du transport convectif sur l'attachement du LEV au profil est étudié en bloquant ce flux, ce qui n'a aucun effet sur la stabilité du tourbillon. Les auteurs suggèrent que pour un écoulement à faible nombre de Reynolds, la prépondérance des effets visqueux sur les forces inertielles ainsi que le flux descendant présent dans le sillage réduisent l'angle d'attaque de l'aile par rapport à l'écoulement, ce qui participe à la stabilité du LEV.

**Poelma *et al.* (2006)** étudient expérimentalement le mouvement de vol battu d'un drosophile à faible nombre de Reynolds ( $Re = 256$ ) en mesurant des champs de vitesse tridimensionnels résolus en temps dans un volume de mesure englobant l'aile. Si la topologie des écoulements décrits est similaire aux autres observations effectuées dans la littérature, les auteurs observent pour le cas d'un départ impulsif en mouvement de révolution l'apparition d'une nouvelle structure stable. Suite au lâcher initial du SV formé au bord de fuite, une nouvelle structure apparaît (TEV pour trailing edge vortex). Ce tourbillon est en interaction avec un second  $TV_2$  sur le bout d'aile. L'écoulement généré par le mouvement d'aile atteint un état quasi-stationnaire après une révolution de  $90^\circ$ , ce qui est équivalent à un déplacement du bout d'aile de 4 cordes (figure 2.7). L'écoulement se caractérise par la présence d'un LEV et d'un TEV stables, connectés à 2 TVs contra-rotatifs en bout d'aile, formant un dipôle. Ce dipôle génère un fort flux axial (50 à 70% de la vitesse en bout d'aile) dirigé de l'emplanture vers le saumon. Le premier TV, noté  $TV_{LEV}$  est dans

## 2.5 Influence des paramètres liés à l'évolution des structures tourbillonnaires

un premier temps en interaction avec le LEV et le SV. Le SV est lâché dans le sillage après une révolution de  $29^\circ$ , équivalent à un déplacement du bout d'aile d'environ une corde. Suite au lâcher du SV, le  $TV_{LEV}$  reste en interaction avec le LEV et se courbe en suivant le mouvement du profil, ce qui forme une structure elliptique dans le sillage. Le second TV, noté  $TV_{TEV}$  se forme en bout d'aile, en interaction avec le TEV. Ce tourbillon croît graduellement après le lâcher du tourbillon de départ, et donc l'apparition du TEV. L'étude des efforts générés par l'écoulement montre des pics lors de création de vorticité, avec un maximum qui précède le lâcher du tourbillon de départ. Bien que le fait que le LEV continue de s'intensifier, le détachement du SV et son éloignement induit une chute des efforts malgré la présence d'une nouvelle structure générée à proximité du bord de fuite du profil. L' tat quasi-stationnaire obtenu après une rotation de  $90^\circ$  est conservé sur l'intégralité de l'amplitude du mouvement ( $180^\circ$ ).

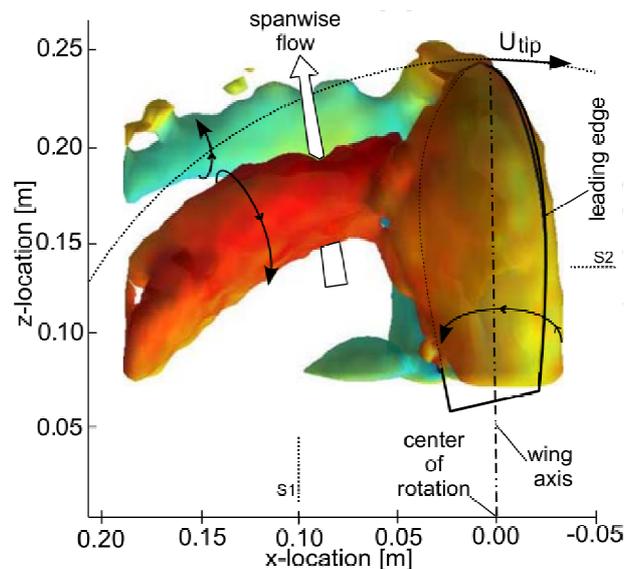


FIGURE 2.7 – Visualisation de l'état quasi-stationnaire atteint par l'écoulement autour de l'aile en révolution à  $Re = 256$  et  $\alpha = 50^\circ$ , effectuée par **Poelma et al. (2006)**. Le point de vue est du dessus. L'emplanture et le saumon de l'aile sont respectivement en bas à droite et en haut à droite. La couleur indique la vorticité dans la direction  $x$  (approximativement dans la direction du mouvement de l'aile), des flèches montrent le sens de rotation des TV, et le vecteur représente la composante axiale (dans la direction de l'envergure) de l'écoulement.

Pour de plus grandes valeurs du nombre de Reynolds, la stabilité du LEV est influencée par le rapport entre les forces inertielles et les effets de la viscosité. La taille des LEVs générés augmente, et leurs structures perdent en cohérence.

Dans une approche numérique visant à la compréhension de l'influence du nombre de Reynolds sur la structure et l'évolution de l'écoulement, **Shyy & Liu (2007)**  tudient les écoulements générés autour d'un profil en mouvement de vol battu en révolution pour différents Reynolds. Si pour des nombres de Reynolds de 10 et 120 l'écoulement se caractérise par une évolution stable des structures tourbillonnaires générées comme précédemment décrit dans ce chapitre, l'étude du mouvement d'aile de sphinx ( $Re > 6000$ ) montre la formation d'un intense LEV conique et d'un fort flux sur l'extrados de l'aile accompagné d'un important gradient de pression. Le LEV se détache ensuite de l'aile à environ 75% de l'envergure côté saumon, au milieu du battement, ce qui n'est pas le cas pour les écoulements générés à plus faible Reynolds.

**Birch & Dickinson (2004)**  tudient les écoulements générés expérimentalement

autour d'une aile robotisée de drosophile pour des nombres de Reynolds de 120 et 1400. Leurs résultats montrent que les efforts et les écoulements pour les 2 nombres de Reynolds sont stables. Cette stabilité est maintenue par un équilibre entre :

1) la création de vorticité due au mouvement, permettant la croissance du LEV et les efforts que celui-ci transmet au profil.

2) le transport de cette vorticité dans le sillage, issu de l'action conjuguée du flux axial sur l'extrados en direction du bout d'aile, et de l'interaction entre le LEV et le TV.

Les auteurs notent cependant des différences entre les deux écoulements. En effet, pour un Reynolds de 120, le flux convectif dans le LEV reste négligeable. La faible intensité de ce flux n'empêche pas un comportement stable. Les moins grandes forces et circulations à faible Reynolds sont imputées à une plus grande influence de la viscosité, ce qui a pour effet de contribuer à la stabilité du LEV.

Pour un nombre de Reynolds de 1400, un LEV conique avec un fort flux transverse (environ 150% de la vitesse en bout d'aile) est observé. La moindre influence de la viscosité par rapport au cas  $Re = 120$  permet le développement d'un tel LEV conique. La stabilité du LEV dans ce cas est principalement imputée à l'intensité du flux axial. Les auteurs suggèrent que la source de la plus importante circulation et de plus importants efforts adimensionnés obtenus pour un Reynolds de 1400 soit une influence de la viscosité moins importante. Cependant, l'origine de la forme conique du LEV n'est pas claire. Si ce phénomène n'est pas observé par les auteurs pour un nombre de Reynolds de 120, **Ellington (2006)** suggère que les LEVs générés à faible nombre de Reynolds soient néanmoins coniques bien que leurs formes soient moins perceptibles.

**Wu & Sun (2004)** adoptent une approche numérique afin d'étudier l'influence du nombre de Reynolds sur les efforts obtenus. Si les résultats démontrent une insensibilité des coefficients aérodynamiques obtenus face au nombre de Reynolds dans la gamme [100; 1800], les coefficients sont significativement affectés pour des nombres de Reynolds inférieurs à 100. L'étude de **Kurtulus (2005)** dans le cadre d'écoulements numériques bidimensionnels pour des Reynolds de 500, 1000 et 2000 suggère également une telle insensibilité. Plus récemment, **Swanton et al. (2008)** adoptent une approche expérimentale visant à étudier la stabilité d'un LEV sur une aile en fonction de la fréquence de battement. Une plaque plane rectangulaire d'allongement 3.75 est mise en mouvement pour des fréquences comprises entre  $1Hz$  et  $5.5Hz$ , correspondant à des nombres de Reynolds allant de 1000 à 5500. L'étude des différentes fréquences de battement montre une augmentation du niveau de vorticité dans le LEV avec l'augmentation de la fréquence de battement, et une position approximativement constante de ce tourbillon par rapport au profil. Les auteurs notent que le LEV se stabilise à partir d'une fréquence de 3 Hz (soit un nombre de Reynolds de 3000). Pour des fréquences inférieures, le LEV instable génère un lâcher de vorticité le long de la corde, impliquant une large région caractérisée par de fortes instationnarités le long de l'aile. L'augmentation de la fréquence a pour effet de réduire les instabilités générées, jusqu'à ce que le LEV atteigne un niveau d'énergie suffisamment important. Il est cependant à noter que la taille du LEV ne varie pas de manière notable en fonction de la fréquence de battement. Les auteurs placent ensuite sur l'aile un dispositif permettant d'empêcher la formation d'un flux axial dans le LEV, afin de déterminer l'influence d'un tel flux sur l'attachement du tourbillon. Les résultats montrent alors une absence de point de recollement sur l'extrados, et une évolution comparable aux cas bidimensionnels, avec des lâchers tourbillonnaires périodiques. Ces travaux, en accord avec la littérature, confortent l'effet du transport convectif au sein du LEV sur la stabilité de ce dernier pour les mouvements de vol battu en révolution à haut nombre de Reynolds. Contrairement à ce fait, pour les cas à plus faible nombre de Reynolds, le mécanisme de stabilisation provient majoritairement d'une plus grande influence de la viscosité.

Dans une expérimentation de vol battu par révolution d'un profil (plaque plane rectangulaire d'allongement 2.5, avec une amplitude de mouvement de  $270^\circ$  et un angle d'attaque de  $45^\circ$ ), **Ansari et al. (2009)** observent l'évolution de l'écoulement, et l'effet

## 2.5 Influence des paramètres liés à l'évolution des structures tourbillonnaires

du nombre de Reynolds en comparant des écoulements à deux nombres de Reynolds 500 et 15000. Les observations mettent en évidence l'apparition des LEV et TEV au début de la rotation de l'aile ( $\phi = 5^\circ$ ), puis la croissance du LEV et le lâcher du TEV (à  $\phi = 10^\circ$  ou  $15^\circ$ ). Le mouvement de l'aile ainsi que les structures tourbillonnaires générées induisent l'apparition d'un flux descendant, plus prononcé proche de l'emplanture de l'aile. La mise en révolution implique l'apparition d'un flux transverse sur l'extrados. Le LEV forme une structure en spirale dont le niveau d'énergie est fonction de son éloignement par rapport à l'emplanture de l'aile. Le LEV est également en interaction avec le TV en bout d'aile. L'étude de l'influence du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement montre que si la taille du LEV augmente avec le nombre de Reynolds, sa structure perd en cohérence (figure 2.8). Une autre caractéristique de l'écoulement à haut nombre de Reynolds est la présence d'une instabilité de Kelvin-Helmoltz. Les auteurs constatent dans leur cas que le flux axial sur l'extrados du profil et transportant le fluide de l'emplanture vers le bout d'aile est légèrement plus prononcé pour le cas à nombre de Reynolds 15 000. Les résultats sont en accord avec **Ellington (2006)**, qui suggère que le flux au sein du LEV existe pour tous les régimes, mais que la nature en spirale de cette structure est moins discernable à faible nombre de Reynolds.

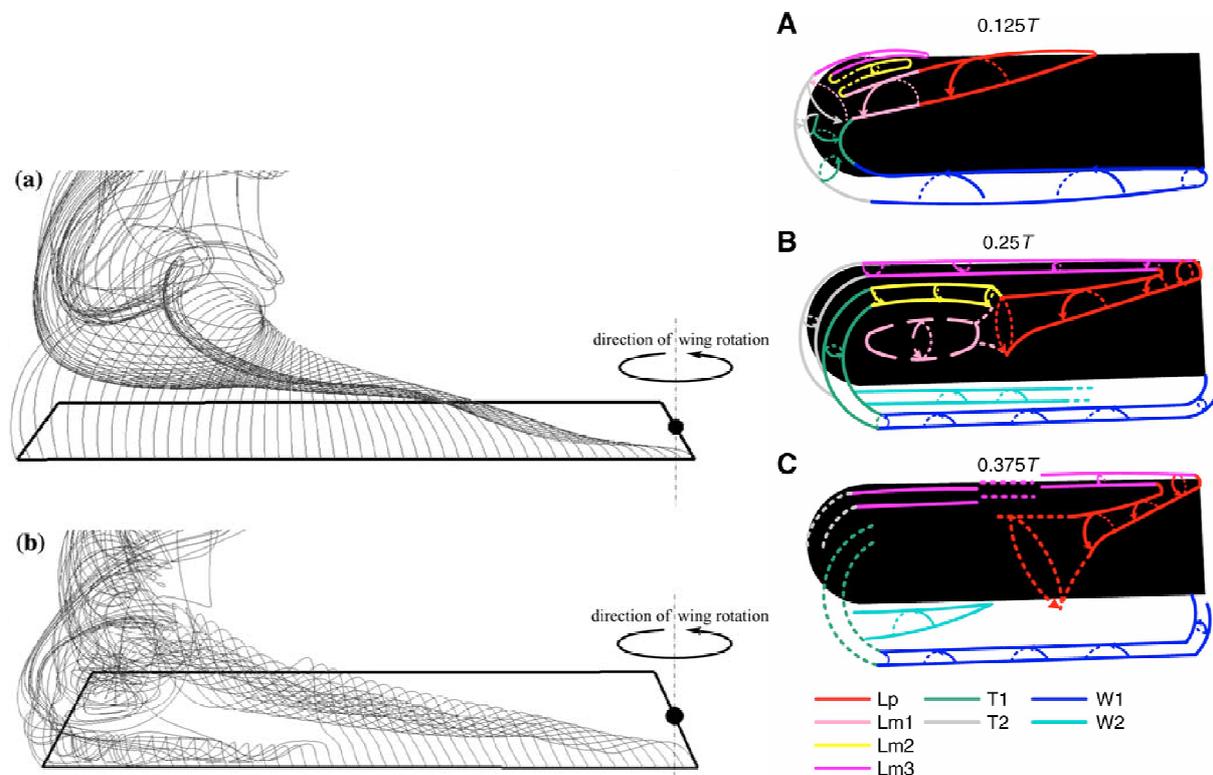


FIGURE 2.8 – A gauche, les résultats CFD de **Wilkins *et al.* (2006)** montrent l'effet du nombre de Reynolds sur le LEV. Les images donnent une vue en perspective de l'extrados de l'aile, avec le trajet de particules libérées dans l'écoulement à partir de points le long du bord d'attaque. Le centre de rotation est indiqué par une ligne en pointillé, et son sens par une flèche. **a**  $Re = 500$ , **b**  $Re = 15000$ . A droite, un schéma de l'évolution des structures tourbillonnaires dans le voisinage d'un profil en mouvement de révolution à un nombre de Reynolds 1624 (**Lu & Shen, 2008**). L'aile est représentée en noir. Les lignes en pointillé indiquent la rupture ou dissipation d'un tourbillon.

**Lu & Shen (2008)** étudient de manière expérimentale l'évolution des structures tourbillonnaires générées autour d'un modèle simplifié d'aile de libellule d'allongement 5.8, pour un nombre de Reynolds de 1624. Les observations effectuées sur les mesures tridimensionnelles de l'écoulement à trois instants au cours d'un battement ( $t =$

$0.125T; 0.25T; 0.375T$ ) montrent une évolution complexe des structures tourbillonnaires. Au début du mouvement, au cours de l'accélération du mouvement de révolution, un LEV principal se forme ( $L_p$ ) à partir de la moitié de l'envergure. Ce tourbillon transporte le fluide vers le bout d'aile en formant une spirale, et entre en interaction avec le TV sur le saumon. Trois autres LEVs ( $L_{m1}$ ,  $L_{m2}$  et  $L_{m3}$ ) forment une instabilité de Kelvin-Helmholtz sur le bout d'aile entre la partie supérieure de l'écoulement et la partie dans le sillage direct de l'aile, où un gradient de vitesse est présent. Un TEV ( $W_1$ ) se forme également en début de mouvement, présentant également un transport convectif vers le bout d'aile et une interaction avec le TV ( $T_1$ ). L'ensemble des tourbillons générés en début de mouvement forme une structure en épingle à cheveux, entourant le contour du profil sur son extrados (figure 2.8). L'évolution se complexifie ensuite au milieu du demi-cycle de battement ( $t = 0.25T$ ) où la vitesse de révolution de l'aile atteint son maximum. Le  $L_p$  s'étend jusqu'à l'implanture de l'aile, et se détache à partir du milieu de l'envergure. Le TV, dont l'interaction avec le  $L_p$  est rompue, induit un flux axial inverse (du saumon vers l'implanture) dans les structures générées sur le bord d'attaque ( $L_{m2}$  et  $L_{m3}$ ). Ce flux se propage jusqu'au point où le LEV principal se détache du profil, à 66% de l'envergure. Les TEV et TV précédemment générés sont détachés du profil alors que d'autres tourbillons apparaissent ( $W_2$  et  $T_2$ ), formant une nouvelle structure en épingle à cheveux. Les structures lâchées dans le sillage ( $L_{m2}$ ,  $T_2$  et  $W_2$ ) restent cependant en interaction. Les auteurs suggèrent que l'interaction du flux axial inverse généré par les tourbillons de bout d'aile et se propageant au cœur des tourbillons de bords d'attaque soit la cause du décalage du  $L_p$  vers l'implanture de l'aile, et de son détachement du profil à 66% de l'envergure, générant un lâcher de vorticité dans le sillage à cet endroit. Lors de la phase de décélération, l'ensemble de la structure vorticitaire dans le sillage se dissipe. La zone à laquelle le  $L_p$  se détache du profil présente une géométrie complexe. La vitesse du flux axial présent dans le  $L_p$  s'intensifie, et domine de nouveau l'extrados de l'aile. Les auteurs notent, d'après leurs résultats, que l'influence du transport convectif au sein du LEV sur la stabilité de cette structure est limitée.   certains instants du mouvement, le flux axial inverse présent au cœur des structures secondaires de bord d'attaque ( $L_{m2}$  et  $L_{m3}$ ) bloque ce transport de la vorticité du  $L_p$  dans le sillage. La vorticité s'accumule alors, causant des instabilités et éventuellement le détachement du tourbillon.

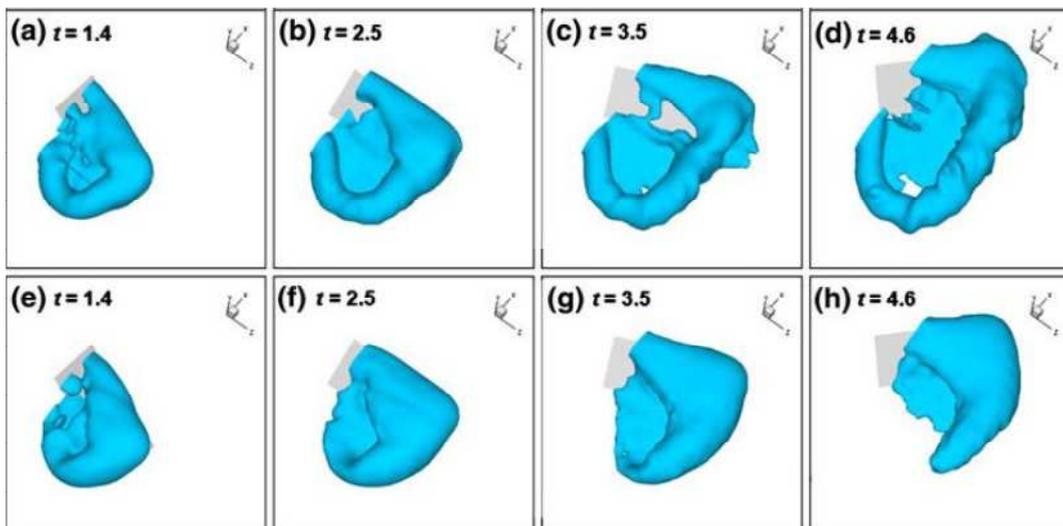


FIGURE 2.9 – Structures vorticitaires générées par le mouvement en révolution d'une plaque plane rectangulaire à  $Re = 8800$  (a, b, c et d) et    $Re = 60$  (e, f, g et h)   différents instants (Kim & Gharib, 2010). Sont représentées en bleu les iso-surfaces de vorticité,  $|\omega| = 1$ . Les tourbillons de bord d'attaque (LEV), de départ (SV) et de bout d'aile (TV) sont indiqués sur le premier instant.

## 2.5 Influence des paramètres liés à l'évolution des structures tourbillonnaires

L'analyse de **Kim & Gharib (2010)** présente des écoulements autour de profils en révolution à des nombres de Reynolds de 60, 1100 et 8800. Cette étude montre des similarités sur la répartition de vorticité pour les cas  $Re = 1100$  et  $Re = 8800$ , et une corélation entre la décroissance du nombre de Reynolds, la décroissance des efforts subis par le profil et l'augmentation de la diffusion visqueuse de la vorticité. Ce dernier phénomène affecte principalement les mécanismes tourbillonnaires en permettant une évolution généralement plus stable à faible nombre de Reynolds, et la répartition de la vorticité dans l'axe du mouvement des LEV et TV. Cependant, la plus faible intensité du flux axial sur l'extrados participe à la diffusion de la structure contra-rotative dans le cas  $Re = 60$  dans la région interne de l'écoulement (le long de l'envergure, en direction du bout d'aile). Ce changement de distribution est donc considéré comme source de la réduction des efforts transmis au profil.

**Shyy & Liu (2007)** utilisent une approche numérique visant à la compréhension de la différence des écoulements générés autour de profils en révolution à différents nombres de Reynolds. Les résultats comparés sont ceux d'un sphinx à  $Re=6000$  et d'une mouche à  $Re=120$ . L'étude de l'influence du downwash (flux descendant s'installant dans l'écoulement et résultant du mouvement de l'aile) montre que celui-ci induit une baisse de production de portance de 17%    $Re = 6000$  et 22%    $Re = 120$ .

### Caractéristiques de la cinématique de battement

Pour un profil et un nombre de Reynolds donnés, les temps d'accélération et de décélération (des angles d'attaque  $\alpha$  et de révolution  $\psi$ ), l'angle d'attaque maximum et la déviation du mouvement de l'aile par rapport au plan de battement influencent l'évolution des structures tourbillonnaires qui sont en grande partie à l'origine des efforts transmis au profil.

#### 1) L'angle d'attaque

L'angle d'attaque du profil par rapport à l'écoulement a un rôle majeur dans la création de structures tourbillonnaires au voisinage du profil. Ces structures apparaissent à partir d'une certaine valeur de l'angle d'attaque en fonction des caractéristiques du profil, de son mouvement, et des caractéristiques du fluide environnant. Ces structures sont également lâchées dans le sillage à partir d'une valeur critique de l'angle d'attaque.

**Sane & Dickinson (2001)** comparent 171 cinématiques de battement pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 100, effectuées sur un modèle robotique en faisant varier l'angle d'attaque et l'amplitude de battement. Dans le cas de lois de mouvement faisant intervenir un plan de battement horizontal, les auteurs obtiennent des rapports entre portance et traînée optimaux pour des angles d'attaques compris entre 40  et 50  et des amplitudes de battement maximales. Ce dernier point est en partie dû à la stabilité des structures tourbillonnaires générées par le mouvement de révolution à faible nombre de Reynolds.

Par comparaison de résultats numériques obtenus pour différentes lois de mouvement pour des cas bidimensionnels à nombre de Reynolds 110, **Bos et al. (2008)**  tudient l'influence de l'évolution de l'angle d'attaque au cours d'une période sur les efforts instationnaires générés. Les auteurs comparent les cas d'une évolution harmonique du déplacement en translation, et d'une évolution trapézoïdale d'une part et harmonique d'autre part de l'angle d'attaque afin de cerner l'influence de l'évolution de l'angle d'attaque. Le LEV obtenu dans le cas d'une évolution trapézoïdale de l'angle d'attaque est plus énergétique en début de demi-période. Ce phénomène est lié à la plus forte rotation engendrée dans ce cas, impliquant une accélération de la croissance du LEV lors de cette phase. Cependant, une baisse de performance de 33% (par comparaison des valeurs de  $\frac{\overline{C_L}}{\overline{C_D}}$ ) est observée pour des variations trapézoïdales de l'angle d'attaque au cours d'une période par comparaison à une évolution harmonique de l'angle. Cette baisse d'efficacité est alors liée :

- à un angle d’attaque proche de  $90^\circ$  lors des phases de variation d’incidence impliquant des efforts majoritairement distribués sur la composante horizontale.
- à une meilleure adaptation des mouvements de variation d’incidence et de révolution pour le modèle harmonique.

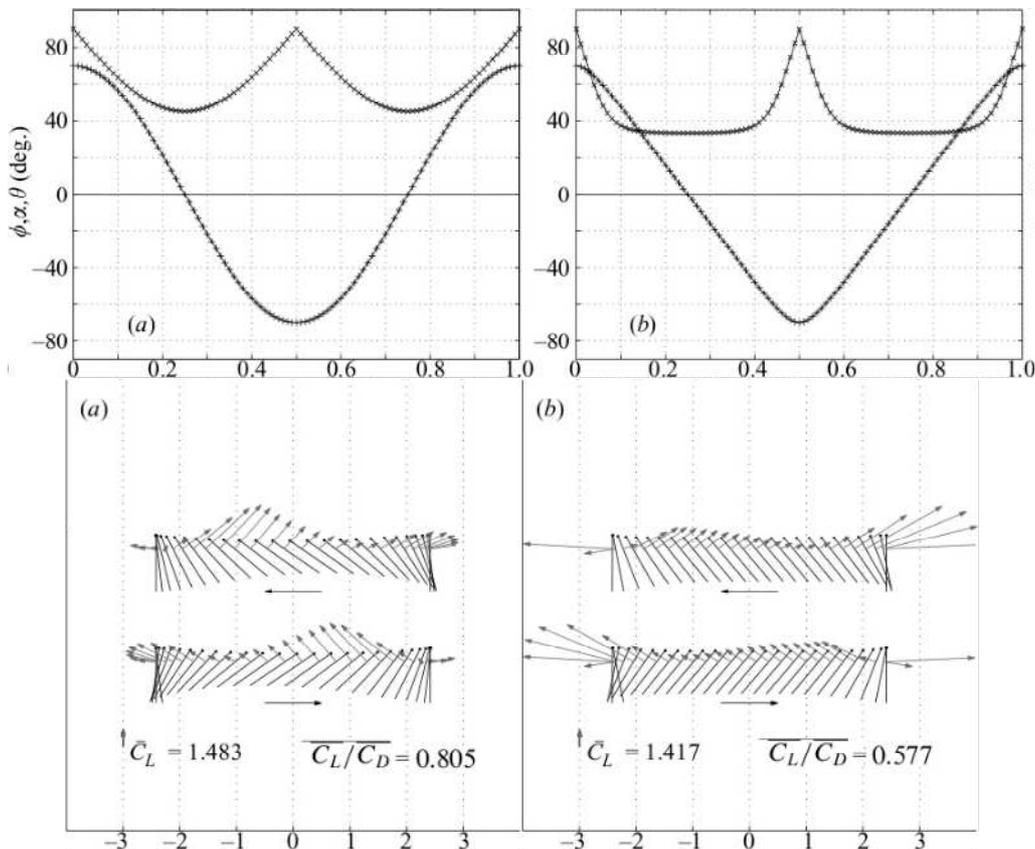


FIGURE 2.10 – En haut, représentation des cinématiques angulaires des modèles harmonique (a) et Robotfly (b), avec le déplacement en translation + et les angles d’attaque  $\times$  et de déviation par rapport au plan de battement – (nul pour ces deux cas). En bas, les schématisques représentent les vecteurs force durant chaque demi-période et la position du profil. Les valeurs de la portance moyenne et du rapport portance / traînée moyen sur une période pour (a) le modèle Robotfly et (b) le modèle harmonique représentent respectivement l’action de sustentation et l’efficacité du mouvement. Cette figure est adaptée de la présentation proposée par **Bos et al. (2008)**.

Plus récemment, **Jardin (2009)** compare des lois de mouvement asymétriques dans le cadre de profils bidimensionnels en sustentation pure. L’angle du plan de battement par rapport à l’horizontale est calculé de manière à ce que l’effort de traînée moyen sur une période soit nul. La phase de downstroke se caractérise alors généralement par un angle d’attaque supérieur à la phase d’upstroke durant laquelle des efforts minimaux sont recherchés. Ce procédé permet d’améliorer le rapport moyen  $\bar{C}_y/\bar{C}_D$  sur une période, représentatif de l’efficacité : 1) en basculant la majorité des efforts fournis lors du downstroke sur la composante verticale (de part la position quasiment verticale du profil) et 2) en minimisant les efforts lors de la phase d’upstroke (afin d’éviter la production de portance négative). Les lois testées font intervenir lors des phases de downstroke un angle d’attaque maximal de  $45^\circ$ , et lors des phases d’upstroke des angles de  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ . L’efficacité du mouvement est fortement influencée par l’asymétrie de la loi. Le cas ( $45^\circ$  ;  $10^\circ$ ) se détache des autres par une portance négative en phase d’upstroke. Le flux descendant résultant du mouvement implique dans ce cas un angle d’attaque relatif du profil par rapport à l’écoulement en phase d’upstroke négatif.

### 2) Les temps d'accélération et de décélération

Le mouvement de révolution autour de l'axe de l'emplanture se caractérise par une phase d'accélération, une éventuelle phase de vitesse angulaire constante, et une phase de décélération de la vitesse angulaire. Les temps d'accélération et de décélération des mouvements de l'angle d'attaque et de révolution et le déphasage entre ces mouvements ont une forte influence sur l'évolution des structures tourbillonnaires en phase de pronation ou de supination.

Les résultats numériques de **Bos *et al.* (2008)** permettent la comparaison des efforts obtenus en fonction des caractéristiques du mouvement. Les lois de mouvement étudiées, représentées sur la figure 2.10, se caractérisent d'une part par leur temps d'accélération et de décélération, et d'autre part par les angles d'attaque  $\alpha$  maximaux qu'elle font intervenir. Les résultats montrent une évolution des efforts générés dans les deux cas présentés globalement similaires. Cependant, les efforts en début de demi-cycle qui découlent principalement de la croissance rapide du LEV durant les phases d'accélération sont plus importants dans le cas du modèle Robotfly (à droite sur la figure). Ce phénomène est dû aux plus importantes accélérations en translation, impliquant d'une part une plus importante contribution des effets de masse ajoutée, et d'autre part une croissance accélérée du LEV. Le plan de battement est horizontal, ce qui implique une réponse des efforts dus aux effets de masse ajoutée sur la composante horizontale, relative à l'effort de traînée. De plus, la loi de mouvement impose un angle d'attaque du profil de  $90^\circ$  lorsque celui-ci est en fin de demi période, à l'amplitude de mouvement maximale. Lorsque le mouvement du profil s'inverse, la reprise de sillage implique des efforts majoritairement normaux à la surface du profil, et donc principalement distribués sur la composante horizontale. Ces phénomènes contribuent à une hausse de l'efficacité d'environ 40% pour le cas du modèle harmonique par rapport au modèle robotfly qui génère de fortes accélérations en début de mouvement lorsque l'incidence du profil varie.

**Ozen & Rockwell (2010)** étudient expérimentalement le mouvement de révolution d'une plaque plane à angle d'attaque  $\alpha = 90^\circ$  constant. Une vitesse constante est imposée à l'écoulement dans la direction de l'axe de rotation du profil. Cette vitesse du fluide couplée au mouvement de battement du profil induit alors un angle d'attaque relatif du profil par rapport à l'écoulement inférieur à  $90^\circ$ . La comparaison de l'écoulement généré autour de l'aile pour deux lois de mouvement différentes (triangulaire et sinusoïdale) montre une évolution globalement similaire, mais retardée dans le cas du mouvement sinusoïdal. Le mouvement triangulaire, induisant une plus importante accélération en début de battement, permet une croissance plus rapide des structures tourbillonnaires et donc un temps de réponse plus faible pour la transmission d'efforts au profil.

### 3) La déviation (mouvement hors plan de battement)

L'étude de résultats numériques de cas bidimensionnels concernant des modèles de drosophile (dont la cinématique est présentée sur la figure 2.11) effectuée par **Bos *et al.* (2008)** se caractérise par une évolution de l'aile hors du plan de battement. L'aile effectue alors un mouvement en forme de huit. L'influence de la déviation sur les efforts instationnaires est observable en début et fin de demi-cycle, lorsque les vitesses hors plan sont les plus importantes ce qui modifie l'angle d'attaque relatif à l'écoulement. Les résultats montrent un faible changement de la portance moyenne, mais une baisse de 30% de la traînée moyenne pour le modèle réel par rapport au modèle harmonique. La diminution de traînée est imputée à l'évolution de l'aile hors du plan de battement, notamment en début et fin de demi-cycle, impliquant ensuite un mouvement descendant de l'aile durant le mouvement de battement. Le LEV formé sur l'extrados entraîne alors quasiment exclusivement une augmentation de portance, et non de traînée. Le mouvement en début de demi période, lors des phase d'accélération n'étant plus strictement horizontal, la composante des efforts dus au terme de masse ajoutée n'implique plus un effort exclusivement de traînée. Les auteurs constatent au niveau des efforts transmis au profil que l'influence de la déviation sur les efforts moyens de portance est négligeable, mais que le rapport  $\frac{C_y}{C_D}$

est nettement amélioré dans le cas des modèles de drosophile.

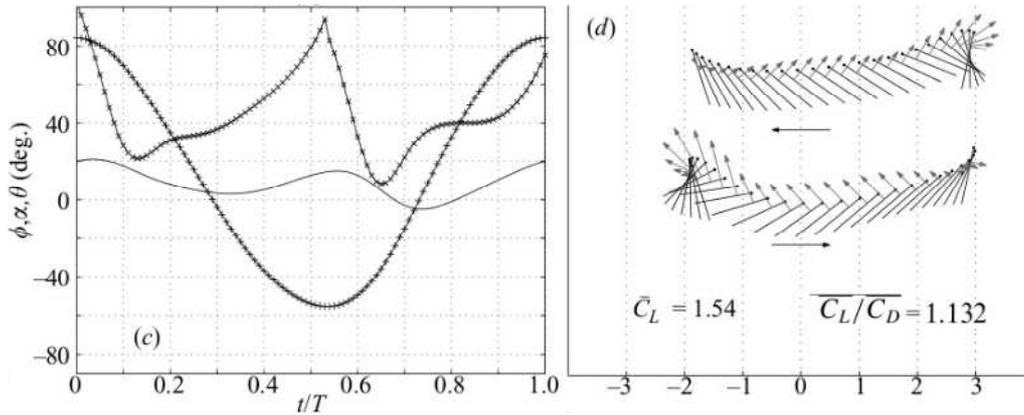


FIGURE 2.11 – Représentation adaptée (**Bos et al., 2008**) de la cinématique angulaire du modèle de drosophile (c), avec le déplacement en translation + et les angles d’attaque  $\times$  et de déviation par rapport au plan de battement –, et (d) les vecteurs force durant chaque demi période et les valeurs de la portance moyenne et du rapport portance / traînée moyen sur une période.

#### 4) Le déphasage entre les mouvements de révolution et de variation d’incidence

Le déphasage entre la rotation liée au mouvement de révolution et la variation d’incidence modifie l’évolution des efforts et des structures tourbillonnaires, notamment en début et fin de demi-cycle de battement. Les études effectuées à ce sujet (**Sane & Dickinson, 2001**; **Wang et al., 2004**; **Wu & Sun, 2004**) permettent la comparaison des résultats pour variations d’incidence avancées, en phase, ou retardées par rapport au changement de sens de translation. Les coefficients moyens de portance et de traînée obtenus par **Wang et al. (2004)** dans un cadre expérimental pour un écoulement tridimensionnel et des lois impliquant des rotations avancées (schématisé sur la figure 2.12), en phase, et retardées sont respectivement  $\{1.1; 1.36\}$ ,  $\{0.82; 1.44\}$  et  $\{0.19; 1.21\}$ .

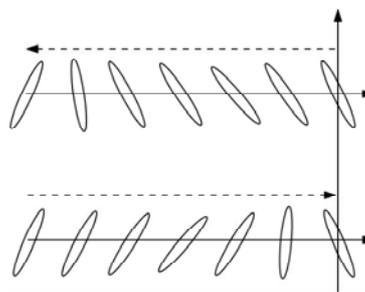


FIGURE 2.12 – Figure adaptée de **Hsieh et al. (2009)** représentant la schématisation du mouvement du profil pour un déphasage avancé de  $-\frac{\pi}{4}$  du mouvement de variation d’incidence par rapport au mouvement de translation. Le mouvement du profil est indiqué en pointillé.

Les différences sont expliquées en partie par une contribution plus ou moins importante de l’effet Kramer suivant le déphasage appliqué, mais également par l’angle d’attaque du profil en fin de battement. Une configuration à rotation avancée impliquera alors d’une part la création d’un tourbillon de bord de fuite plus intense en fin de mouvement, permettant une hausse des efforts, et d’autre part un angle d’attaque inférieur à  $90^\circ$  en début de période, impliquant une distribution des efforts sur l’axe vertical. Les figures 2.12 et 2.13 montrent respectivement une représentation schématisée de la cinématique

## 2.5 Influence des paramètres liés à l'évolution des structures tourbillonnaires

correspondant à un déphasage avancé de  $\pi/4$ , et le coefficient de portance moyen et les termes utilisés pour le calculé en fonction du déphasage. Ce graphique dénote une portance maximale pour un déphasage avancé de  $\pi/4$ .

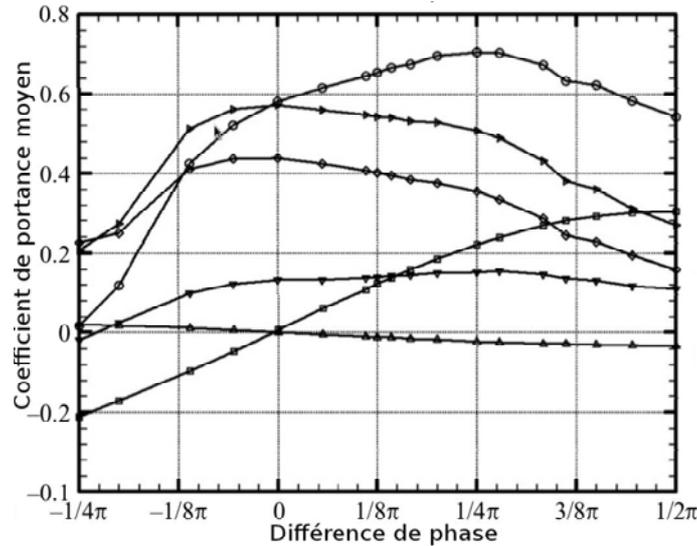


FIGURE 2.13 – Figure adaptée de Hsieh *et al.* (2009) représentant les coefficients de portance moyens obtenus en fonction du déphasage  $\delta$  ( $\circ$ ,  $C_L$ ;  $\triangle$ ,  $C_{Lm}$ ;  $\square$ ,  $C_{La}$ ;  $\diamond$ ,  $C_{Lv}$ ;  $\nabla$ ,  $C_{Ls}$ ;  $\triangleright$ ,  $\overline{C_{Ls}} + \overline{C_{Lv}}$ ).  $C_L$  est le coefficient aérodynamique de portance, et  $C_{Lm}$ ,  $C_{La}$ ,  $C_{Lv}$  et  $C_{Ls}$  les termes le composant et représentant respectivement les contributions de la vitesse de l'aile, de l'accélération de l'aile, des forces de pression dues à la vorticité de l'écoulement, et de la vorticité et de la friction à la surface de l'aile.

### 2.5.2 Influence de la forme du profil

Taira & Colonius (2009)  tudient par simulation numérique les écoulements tridimensionnels générés autour de profils de faibles allongements (inférieurs ou égaux à 4). Les simulations sont effectuées pour de faibles nombres de Reynolds (entre 100 et 500) en mouvement de vol battu en translation couplé de rotation. On précise que ce cas numérique impose le mouvement de profils dont les 2 extrémités sont libres. L'approche numérique est validée par comparaison à un cas expérimental (translation dans une cuve d'eau d'une plaque plane pour un angle d'attaque de  $30^\circ$ , à nombre de Reynolds 100). L'écoulement autour du profil d'allongement 2 atteint un état stationnaire, dû aux effets stabilisateurs du TV et de son interaction avec le LEV, et à la viscosité. Les auteurs précisent qu'un mouvement d'aile similaire dans un cas bidimensionnel n'implique pas cette stabilisation, mais un lâcher périodique des LEVs et TEVs générés. La comparaison des écoulements autour de profils de différents allongements (1, 2 et 4)   nombre de Reynolds 300 et angle d'attaque  $\alpha = 30^\circ$  montre une évolution initiale similaire suivant l'allongement étudié. L'évolution des structures tourbillonnaires diffère ensuite suivant l'allongement considéré. Pour le profil d'allongement 1 l'écoulement atteint un état stationnaire, les TV couvrant l'intégralité de l'envergure et étant suffisant pour stabiliser le développement du LEV. Dans le cas des allongements 2 et 4, les TVs générés ne suffisent pas à ralentir la croissance des LEVs, qui se détachent de manière non-périodique pour l'allongement 2, et périodique pour l'allongement 4. Les auteurs notent alors que :

- Les angles droits de la forme en plan de la plaque plane au niveau du saumon réduisent les interactions TV-LEV en séparant leurs c eurs.
- Le lâcher du LEV dans le sillage indique un manque de transport convectif dans la direction de l'envergure au sein de cette structure tourbillonnaire.

- Pour la translation d’une plaque plane rectangulaire, à partir d’un certain allongement il n’y a pas de mécanisme permettant de libérer suffisamment de vorticité générée dans le LEV afin d’éviter son détachement de l’extrados du profil. Les mécanismes d’évacuation de cette énergie sont alors la diffusion et les lâchers tourbillonnaires, intervenant lorsque la structure atteint un niveau d’énergie critique.
- Les écoulements générés pour de mêmes cas à nombre de Reynolds 500 sont similaires.

L’attachement du LEV lors du mouvement de battement d’un profil est en partie issu de l’interaction de ce tourbillon avec le TV, formant alors une structure continue. La figure 2.14 représente l’évolution des structures tourbillonnaires obtenue par la mise en mouvement de profils elliptique, semi-circulaire et rectangulaire. Les écoulements générés autour des profils elliptique et semi-circulaire se caractérisent par une continuité de la structure tourbillonnaire formée par les TVs et le LEV. Le détachement du LEV intervient alors plus tard (la période de mouvement avec LEV attaché est alors quasiment doubl  e), ce qui met en évidence le rôle joué par le profil, notamment pour ce qui est de l’interaction TV-LEV.

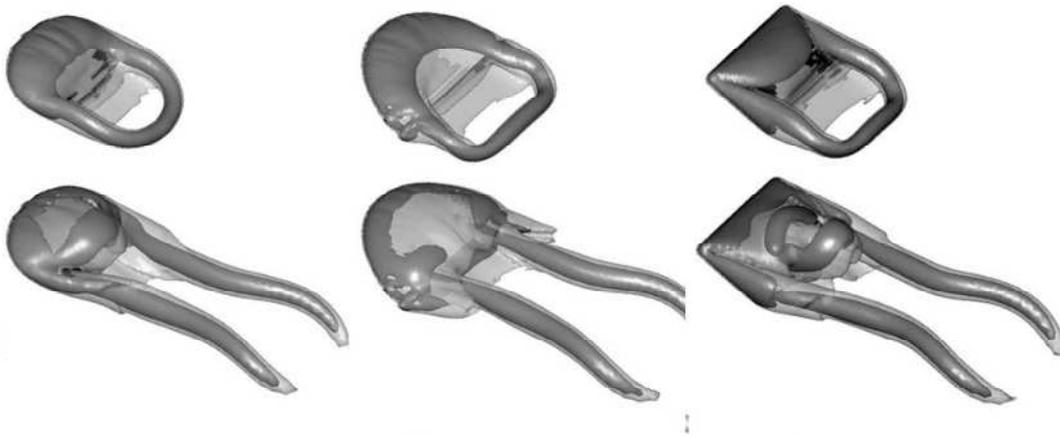


FIGURE 2.14 – Vorticité dans le sillage de profils elliptique, semi-circulaire et rectangulaire, pour des allongements respectivement de 2,  $\frac{4}{\pi}$  et 2. Le profil évolue pour un angle d’attaque  $\alpha = 30^\circ$  et pour un nombre de Reynolds 300. Iso-surface de  $\|\omega\|_2 = 3$  en gris clair, et centres des structures tourbillonnaires visibles en gris foncé ( $Q = 3$ ) pour 2 instants consécutifs suite à un départ impulsif (Taira & Colonius, 2009)

Plus récemment, Jardin *et al.* (2011) adoptent une approche numérique afin d’étudier l’influence de l’allongement pour le cas d’un mouvement de vol battu en translation. La comparaison des écoulements générés autour de profils d’allongements 2, 4 et 6 montre que l’augmentation de l’allongement équivaut à étendre la partie de l’envergure autour de laquelle l’écoulement est caractéristique d’un cas bidimensionnel. Autrement dit, le tourbillon marginal a une influence sur une portion constante de l’aile, indépendamment de son allongement. Ce phénomène implique un meilleur rapport  $\frac{C_y}{C_D}$  pour de faibles allongements, étant donné le manque d’extraction de vorticité générée dans les structures tourbillonnaires, impliquant leur lâcher dans le sillage et donc une réduction des efforts transmis au profil.

## 2.6 Conclusion

- Le mouvement de translation d’une aile à extrémité libre implique la formation de structures tourbillonnaires sur l’extrados (LEV) et le bout d’aile (TV). Ces tourbillons sont en interaction au niveau du bout d’aile, ce qui induit un flux axial sur l’extrados du profil. L’interaction LEV-TV permet l’extraction de la vorticité générée dans le LEV vers le sillage, par le biais du TV (**Jardin, 2009**; **Taira & Colonius, 2009**; **Kim & Gharib, 2010**).
- Le mouvement de révolution de l’aile autour de son emplanture implique la présence d’un gradient de vitesse le long de l’aile. Le LEV formé sur l’extrados se comporte alors de manière variable sur l’envergure. Son intensité croissante en direction du bout d’aile implique un gradient de pression négatif. Ce phénomène produit un flux axial sur l’extrados du profil de plus forte intensité que pour un cas de translation. Le résultat est une stabilité accrue du LEV le long de l’envergure et au cours du mouvement, et donc une augmentation des efforts moyens (**Kim & Gharib, 2010**; **Jardin, 2011 & 2012**). Cet effet permet d’obtenir un LEV stable, et donc des efforts plus importants pour une aile de plus grand allongement que pour un mouvement de translation. Ce point souligne l’intérêt d’une comparaison des écoulements et des efforts obtenus pour des profils de différents allongements dans le cadre d’un mouvement de révolution.
- La loi de mouvement adoptée joue un rôle fondamental dans la génération d’efforts transmis au profil. Au cours des phases de pronation et de supination, les accélérations et décélérations du profil concernant les mouvements de révolution et de variation d’incidence ont une influence sur la vitesse d’apparition et l’intensité des structures tourbillonnaires et donc des efforts. Les angles d’attaque maximaux, lors des phases d’upstroke et de downstroke, ont une influence sur l’intensité des structures tourbillonnaires générées. Le mouvement de révolution de profil sur un plan de battement implique des efforts de traînées opposés lors des deux phases. L’augmentation du rapport  $\overline{C_y}/\overline{C_D}$  est donc obtenue par dis-symétrisation de la loi de mouvement. Des études sur des cas bidimensionnels sont disponibles dans la littérature (**Jardin, 2009**), mais peu traitent de cas de mouvement de révolution.

Dans cette étude, nous nous intéresserons aux écoulements de vol battu en révolution pour lesquels nous chercherons à caractériser l’influence de l’envergure du profil sur l’attachement du LEV et les efforts obtenus pour différentes lois de mouvement.

	type étude type de mouvement nombre de Reynolds	forme du profil allongement $\alpha_{\max}$	caractéristiques loi de mouvement points traités
Ansari <i>et al.</i> (2009)	expérimental révolution $Re = 500, 15000$	rectangulaire $\lambda = 2.5$ $\alpha = 45^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• mouvement à <math>\alpha = \text{cst}</math></li> <li>• dynamique tourbillonnaire</li> <li>influence flux axial</li> </ul>
Aono, Liang & Liu (2009)	numérique révolution $Re = 134$	Drosophile (modèle complet) (aile + corp) $\lambda = 3.06$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• mouvement basé sur un modèle naturel</li> <li>• dynamique tourbillonnaire</li> <li>efforts, interactions</li> <li>profil/sillage</li> </ul>
Birch, Dickson & Dickinson (2003)	expérimental révolution $Re = 120, 1400$	Drosophile $\lambda \approx 2$ $\alpha \in [-10^\circ; 100^\circ]$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• mouvement à <math>\alpha = \text{cst}</math></li> <li>• comportement du LEV</li> <li>influence de <math>\alpha</math> sur les efforts obtenus</li> </ul>
Birch & Dickinson (2001)	expérimental révolution $Re = 120, 1400$	Drosophile $\lambda \approx 2$ $\alpha_{\max} = 45^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• battement</li> <li>• LEV, flux descendant</li> <li>efforts</li> </ul>
Birch & Dickinson (2003)	expérimental révolution $Re = 160$	Drosophile $\lambda \approx 2$ $\alpha \in [-10^\circ; 100^\circ]$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\alpha</math> constant</li> <li>• comportement du LEV</li> <li>influence de <math>\alpha</math> sur les efforts obtenus</li> </ul>
Jardin (2009) & (2011)	expérimental : translation numérique : translation et révolution $Re = 1000$	Naca 0012 $\lambda = \{2; 4; 6\}$ $\alpha_{\max} = 45^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• battement :</li> <li><math>\alpha</math> : loi trapézoïdale</li> <li><math>\psi</math> : loi triangulaire</li> <li>• influence de la dynamique tourbillonnaire et de l'interaction profil/sillage sur les efforts pour les cas de translation et de révolution, et effet de l'allongement (translation)</li> </ul>
Kim & Gharib (2010)	expérimental révolution et translation $Re = 60; 1100; 8800$	rectangulaire $\lambda = 4$ $\alpha = 45^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\alpha</math> constant</li> <li><math>\psi</math> : lois trapézoïdale et sinusoidale</li> <li>• dynamique tourbillonnaire</li> </ul>
Lu & Shen (2008)	expérimental révolution $Re = 1624$	Libellule $\lambda = 5.8$ $\alpha_d = 60^\circ$ $\alpha_u = 30^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\alpha</math> : loi sinusoidale</li> <li><math>\psi</math> : loi trapézoïdale</li> <li>• dynamique tourbillonnaire</li> </ul>

	type étude type de mouvement nombre de Reynolds	forme du profil allongement $\alpha_{\max}$	caractéristiques loi de mouvement points traités
Lua <i>et al.</i> (2010)	expérimental révolution $Re = 7800; 11700$	sphingidé $\lambda \approx 2.75$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• loi sinusoidale</li> <li>• loi avec mouvements hors plan</li> <li>• dynamique tourbillonnaire, rigidité de l'aile</li> <li>efforts instantanés</li> </ul>
Poelma, Dickson & Dickinson (2006)	expérimental révolution $Re = 256$	Drosophile $\lambda \approx 2$ $\alpha_{\max} = 50^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• départ impulsif, battement</li> <li><math>\alpha</math> : loi trapézoïdale</li> <li><math>\psi</math> : loi triangulaire</li> <li>• dynamique tourbillonnaire</li> <li>efforts instantanés</li> </ul>
Ringuette, Milano & Gharib (2007)	expérimental translation $Re = 3000$	rectangulaire $\lambda = \{2; 6\}$ $\alpha = 30^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\alpha</math> constant</li> <li>• comportement des LEV et TV, efforts</li> </ul>
Sane & Dickinson (2001)	expérimental révolution $Re$ de l'ordre de $10^2$	melanogaster $\lambda = 4$ $\alpha \in [0^\circ; 90^\circ]$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• <math>\alpha</math> : loi trapézoïdale</li> <li><math>\psi</math> : loi triangulaire</li> <li>• influence de <math>\alpha(t)</math>, amplitude de battement, mouvements hors plan</li> <li>sur les efforts instantanés</li> </ul>
Swanton, Vanier & Mohseni (2009)	expérimental révolution $Re \in [1000; 5500]$ $\alpha_u = 50^\circ$ $\alpha_v = 50^\circ$	rectangulaire $\lambda = 3.75$ $\alpha_d = 50^\circ$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• mvts hors plan (figure en 8)</li> <li>lois sinusoidales</li> <li>• stabilité du LEV</li> <li>Nombre de Reynolds</li> <li>flux sur l'extrados</li> </ul>
Taira & Colonius (2008)	numérique translation $Re = \{300; 500\}$	rectangulaire elliptique et semi-circulaire $\lambda = \{1; 2; 4\}$ $\alpha \in [0^\circ; 60^\circ]$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• mouvement à <math>\alpha = \text{cst}</math></li> <li>• étude paramétrique sur la stabilité du LEV et les efforts obtenus</li> </ul>
Wu & Sun (2004)	numérique révolution $Re \in [20; 1800]$	forme basée sur une mouche $\lambda = 3$ $\alpha_{\max} \in [25^\circ; 60^\circ]$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• lois sinusoidales</li> <li>• étude paramétrique sur la stabilité du LEV et les efforts obtenus</li> </ul>

TABLEAU 2.1 – Tableau récapitulatif d'articles traitant d'études tridimensionnelles du vol battu



# Chapitre 3

## Méthodes d'investigation

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>30</b>
3.1.1	Cinématique de battement	30
3.1.2	Similitude de Reynolds	31
<b>3.2</b>	<b>Description du montage expérimental</b>	<b>31</b>
3.2.1	Systèmes de déplacement du profil	32
3.2.2	Système de mesure	33
3.2.3	Caractéristiques et mise en œuvre du système de mesure	34
3.2.4	Exemples de résultats expérimentaux	40
<b>3.3</b>	<b>Approche numérique</b>	<b>42</b>
3.3.1	Objectifs	42
3.3.2	Équations générales	42
3.3.3	Mise en œuvre	43
<b>3.4</b>	<b>Critère d'identification des structures tourbillonnaires</b>	<b>45</b>
3.4.1	Vorticité $\omega$	45
3.4.2	Critère Q	45
3.4.3	Critère $\lambda_2$	45
<b>3.5</b>	<b>Coefficients aérodynamiques</b>	<b>46</b>

---

### 3.1 Introduction

Cette étude porte sur l'analyse de l'écoulement généré autour d'une aile effectuant un mouvement de vol battu. Dans un premier temps, nous présenterons la cinématique adoptée pour un profil NACA 0012 à un nombre de Reynolds 1000. Le caractère tridimensionnel et instationnaire des écoulements générés nécessite dans le cadre de l'étude de l'évolution des structures tourbillonnaires des méthodes permettant une caractérisation volumique. Ce chapitre se concentre sur la description des méthodes expérimentale et numérique mises en œuvre afin d'obtenir une telle description de l'écoulement. Nous poursuivrons par une brève analyse des différents critères d'identification des structures tourbillonnaires. Enfin, nous examinerons les coefficients aérodynamiques représentant différents paramètres adimensionnés et permettant une comparaison globale de cas différents.

#### 3.1.1 Cinématique de battement

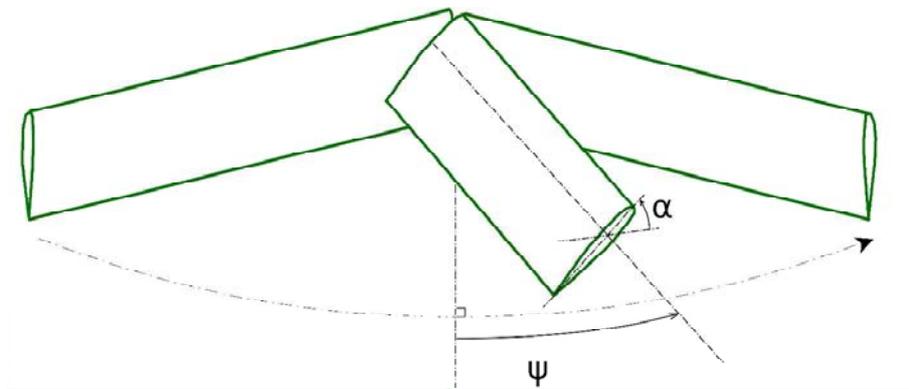


FIGURE 3.1 – Représentation des angles  $\alpha$  d'incidence et  $\psi$  de révolution.

La figure 3.1 représente les angles d'incidence ( $\alpha$ ) et de révolution ( $\psi$ ). Les centres de ces rotations sont respectivement au quart de corde du profil, et à l'implanture. L'amplitude de mouvement est de  $120^\circ$ ,  $\psi$  évoluant entre  $-60^\circ$  et  $60^\circ$ . La figure 3.2 représente l'évolution des angles d'incidence et de révolution au cours d'une période de mouvement ( $T = 51$  s). L'incidence  $\alpha$ , entre la corde et l'horizontale et déterminée en fonction du sens du mouvement, évolue au cours du battement entre  $45^\circ$  et  $90^\circ$ .

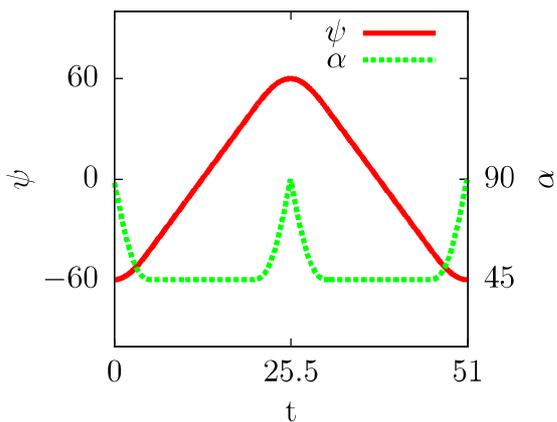


FIGURE 3.2 – Cinématique angulaire mise en œuvre expérimentalement.

La loi de mouvement de référence précédemment décrite se compose pour chaque demi-période des mouvements suivants :

- Le profil commence une période de mouvement à  $t = 0$ , à l'extrémité de son mouvement de révolution et en position verticale ( $\alpha = 90^\circ$ ).

- De  $t = 0$  à  $t = 0.109T$ , l'aile subit une accélération de rotation pour son mouvement de révolution (autour d'un axe vertical situé à l'emplanture). Le profil est également en mouvement de rotation autour d'un axe parallèle à l'envergure, et situé au quart de corde du profil (variation de l'incidence  $\alpha$  de  $90^\circ$  à  $45^\circ$ ).
- De  $t = 0.109T$  à  $t = 0.391T$ , le profil est en mouvement de révolution à vitesse constante et angle d'attaque constant ( $45^\circ$  pour le cas de référence).
- De  $t = 0.391T$  à  $t = 0.5T$ , le mouvement de révolution de l'aile ralentit jusqu'à l'arrêt. L'angle d'attaque  $\alpha$  évolue de  $45^\circ$  à  $90^\circ$ .

Le profil a alors effectué un mouvement d'une amplitude de  $\Psi = 120^\circ$ .

### 3.1.2 Similitude de Reynolds

Les travaux effectués au cours de cette thèse concernent l'étude de l'écoulement généré autour d'un profil NACA 0012 en révolution. Le mouvement de vol battu imposé à l'aile de corde 1 cm et d'allongement 4 s'effectue pour un nombre de Reynolds de 1000 (équation 3.1). On précise ici que le nombre de Reynolds est déterminé en fonction de la corde  $c$ , de la vitesse  $\vec{V}_0$  du profil en phase de vitesse constante au  $2/3$  de son envergure côté saumon, et des caractéristiques  $\rho$  et  $\mu$  du fluide.

$$Re = 1000 = \frac{\rho \|\vec{V}_0\| c}{\mu} \quad (3.1)$$

Si le fluide utilisé dans le cadre de la DNS est de l'air, afin de se rapprocher des conditions réelles, les expérimentations sont effectuées dans l'eau. Un nombre de Reynolds de 1000 dans les conditions expérimentales présente les avantages de dimensions plus importantes du profil ainsi qu'une vitesse de référence relativement faible, permettant une mesure volumique de l'écoulement par PIV 3D3C. Les lois de mouvement relatives aux cas expérimentaux ont été adaptées à partir des lois de mouvement utilisées pour les cas numériques en respectant la similitude de Reynolds. Ainsi, en notant  $c_e$ ,  $V_{0_e}$ ,  $\rho_e$  et  $\mu_e$  les caractéristiques du cas expérimental, le mouvement est adapté en conservant l'égalité suivante :

$$Re = 1000 = \frac{\rho \|\vec{V}_0\| c}{\mu} = \frac{\rho_e \|\vec{V}_{0_e}\| c_e}{\mu_e} \quad (3.2)$$

Le tableau 3.1 permet une comparaison globale des caractéristiques des cas numérique et expérimental, où  $T$  représente la période du mouvement, et  $\dot{\psi}_0$  la vitesse angulaire de révolution en phase de mouvement à vitesse constante.

	fluide	$c$ (en m)	$T$ (en s)	$\dot{\psi}_0$ (en tr.s <sup>-1</sup> )	$\ \vec{V}_0\ $ (en m.s <sup>-1</sup> )
DNS	air	0.01	0.098	17.354	1.454
Montage expérimental	eau	0.06	51.4	0.017	0.016

TABLEAU 3.1 – Comparaison des caractéristiques adoptées pour les montages numérique et expérimental.

## 3.2 Description du montage expérimental

Les essais expérimentaux sont réalisés dans une cuve à eau en Altuglas de section octogonale et de dimensions  $1 * 1 * 1,5 \text{ m}^3$ . L'aile, de corde 0.06 m et d'allongement 4 ( $\lambda = \frac{\text{Surface}_{\text{aile}}}{c}$ ) est de forme en plan rectangulaire, par continuité aux travaux précédents

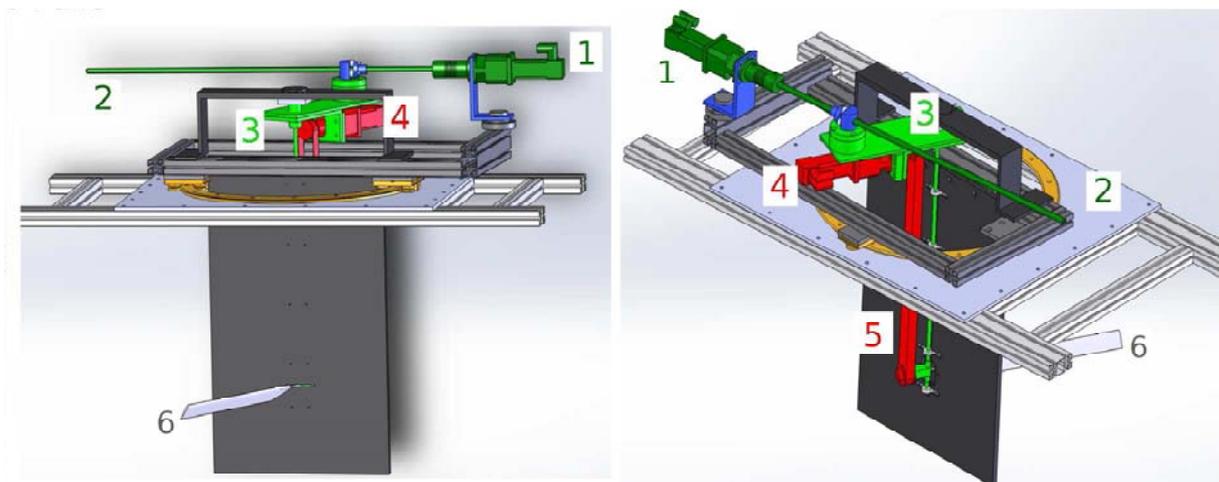
(Jardin, 2009) afin de limiter le nombre de paramètres influençant les résultats. Celle-ci est composée de résine transparente et a été construite par moulage. Dans le cadre de l'expérimentation, l'ordre de grandeur des efforts qui lui sont transmis par l'écoulement implique qu'elle puisse être considérée comme indéformable. L'aile est fixée à un support intégré à une plaque de garde, et mise en mouvement de révolution de manière périodique.

### 3.2.1 Systèmes de déplacement du profil

#### Description

La figure 3.3 représente le système de déplacement du profil. Les mouvements de variation d'incidence et de révolution sont assurés indépendamment l'un de l'autre par deux moteurs asservis :

- Le mouvement de révolution s'effectue au moyen d'une vis sans fin (2) entraînant un axe (3) en rotation, sur lequel est fixé le profil. Le moteur (1) est fixé sur le bâti, lié à la vis sans fin par un cardan permettant le déplacement angulaire de la vis sans fin au cours du mouvement.
- La variation d'incidence est transmise du moteur (4) au profil à l'aide d'une courroie montée sur deux poulies (5). On précise que l'ensemble moteur (4) et courroie + poulies (5) est fixé sur l'axe de révolution (3) et entre donc en rotation de la même manière que le profil. Ce procédé permet de simplifier la transmission du mouvement de variation d'incidence du moteur au profil lorsque ce dernier est en mouvement. Ce mécanisme est disposé à l'arrière d'une plaque de garde noire, de manière à ne pas perturber les mesures optiques et de simuler un plan de symétrie de l'écoulement à l'emplanture. La symétrie de l'écoulement est simulée par forçage (adhérence du fluide à la paroi) et ne représente donc pas parfaitement un écoulement symétrique.



1 : moteur lié au mouvement de révolution

2 : vis sans fin

3 : axe sur lequel sont fixés le moteur 4, le système courroie + poulies et le profil

4 : moteur lié à la variation d'incidence

5 : système courroie + poulies

6 : aile

FIGURE 3.3 – Système de déplacement du profil.

Le dispositif de mise en mouvement est déposé sur la cuve à eau de manière à ce que le profil et la plaque de garde soient immergés.

### Estimation des incertitudes de mouvement

Un tour moteur est décrit par 65536 points codeurs (16 bits). Compte tenu du rapport de réduction ( $RR = 5$ ) équipant chaque moteur, et du pas de la vis sans fin (4 mm), un point codeur représente un déplacement de respectivement  $2.5^\circ \cdot 10^{-6}$  et  $0.001^\circ$  pour les mouvements de révolution et de variation d'incidence. Les lois de mouvements sont discrétisées au centième de seconde, ce qui induit une incertitude de l'ordre de 300 et 10 points codeurs au cours d'un cycle de battement. Les déplacements parasites dus à l'application de la loi de mouvement n'excèdent donc pas  $0.00075^\circ$  et  $0.01^\circ$  en révolution et en variation d'incidence. Une légère vibration est également induite par les systèmes de transmission de couple entre le système de vis sans fin et l'axe de transmission du mouvement de révolution. Cette source d'erreur est difficilement quantifiable, mais non cumulative au cours du mouvement. Une vérification de la répétabilité du cycle a toutefois été réalisée par comparaison du positionnement du profil avant et après 50 périodes de battement. On obtient alors un décalage du mouvement de révolution inférieur à  $0.03^\circ$ .

### 3.2.2 Système de mesure

On cherche ici à faire des mesures de vitesse dans un écoulement tridimensionnel instationnaire. Une technique PIV 3D3C sera alors privilégiée par rapport aux méthodes PIV 2D ou stéréo-PIV qui nécessiteraient une quantité de mesure importante afin de reconstruire l'écoulement dans un volume et de nombreux réglages.

Deux méthodes permettent actuellement la mesure volumique d'écoulement par PIV :

- Par l'utilisation de plusieurs capteurs, et en éclairant la totalité du volume de mesure. Les positions des particules sont alors déterminées à partir des images acquises par les différents capteurs par des algorithmes de reconstruction algébrique (**Scarano, 2013**). Ce procédé impose néanmoins un volume d'une faible épaisseur afin de pouvoir dissocier les particules correctement.
- Par l'utilisation d'un capteur unique, mais en balayant le volume de mesure avec une nappe lumineuse. Ce procédé permet alors la mesure d'un volume de plus grande dimension, limitée dans le plan par le capteur d'image et dans l'épaisseur par l'optique utilisée, l'image devant être nette sur l'épaisseur du volume. On notera cependant que l'acquisition du volume n'est pas effectuée instantanément, elle dure le temps que le plan laser balaie la profondeur du volume (**David et al., 2012**).

La technique de mesure par balayage sera privilégiée étant donné les dimensions de la région de l'écoulement à mesurer. L'étude portant sur des écoulements instationnaires, il convient de s'assurer que la fréquence caractéristique des différentes échelles de l'écoulement peut être considérée comme faible devant la fréquence de capture d'images.

### Principe

La tomographie par balayage est une technique de mesure optique non-intrusive permettant la détermination des trois composantes du champ de vitesse dans un volume de mesure. Cette méthode repose sur l'enregistrement consécutif d'images tridimensionnelles d'un écoulement ensemencé de particules. Les images sont obtenues par la répétition à haute fréquence d'enregistrements planaires en plusieurs tranches adjacentes. Les images volumiques sont ensuite reconstruites à partir des enregistrements. Les champs de vitesse sont obtenus par comparaison des positions des particules au cours du temps.

La figure 3.4 représente plusieurs plans laser relatifs à l'enregistrement d'une image volumique. On note ici que, le cuve étant de section octogonale, les mesures seront effectuées en conservant une position fixe du dispositif laser afin que les plans laser et l'axe de la caméra soient respectivement parallèle et orthogonal à la paroi de la cuve. Le dispositif de mise en mouvement du profil est orientable en rotation afin de permettre l'enregistrement de volumes à différentes positions au cours du mouvement de battement.

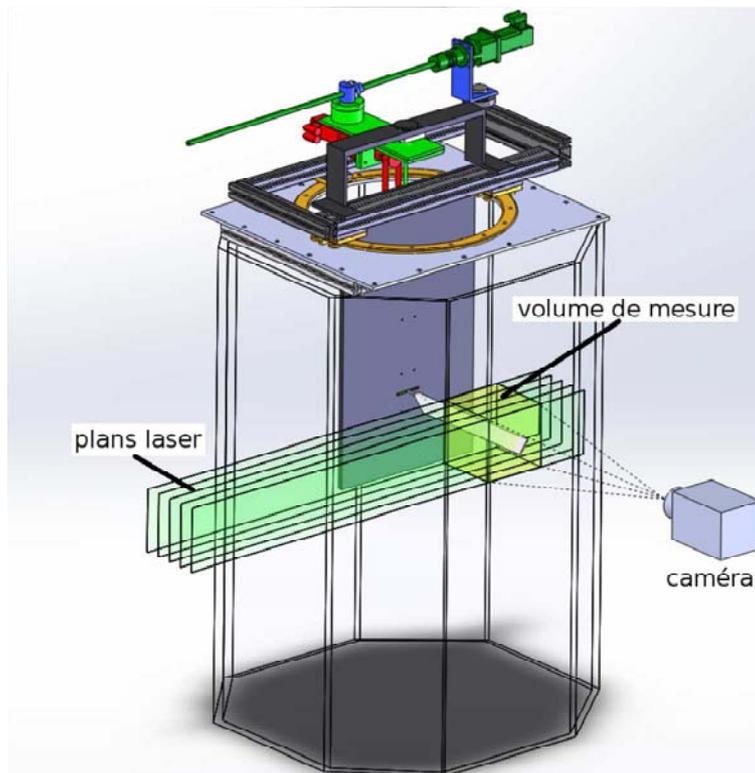


FIGURE 3.4 – Représentation de la mesure d'un volume.

### 3.2.3 Caractéristiques et mise en œuvre du système de mesure

#### Ensemencement

La cuve estensemencée de billes de verre creuses de diamètre  $dp = 56\mu m$  et de masse volumique  $\rho = 1.016g.cm^{-3}$ . La procédure de corrélation permettant la déduction des champs de vitesse impose une quantité moyenne de 10 particules par volume d'interrogation de  $2.4 * 10^{-7} m^3$ . La masse introduite est  $m = 6g$ , soit une concentration de  $C \approx 43 * 10^6 p.m^{-3}$ , supérieure à la concentration théorique afin de palier au phénomène d'agrégation des particules impliquant la chute des agglomérats au fond de la cuve.

#### Source LASER

L'éclairage du volume de mesure est réalisé à l'aide d'un système LASER Quantronix Darwin-Duo Nd :YLF de puissance  $2 * 18mJ$  couplé à un miroir oscillant. Le faisceau laser passe au travers une série d'éléments optiques (Cf figure 3.5) :

- un système télescopique convergent permettant de réduire le diamètre du faisceau à hauteur du miroir,
- une lentille divergente accentuant l'angle de débattement du miroir oscillant,
- une lentille convergente redressant le faisceau lumineux de manière à assurer le parallélisme des plans laser,
- un barreau étalant le faisceau laser en un plan laser.

L'oscillation du miroir est imposée par un générateur basse fréquence délivrant un signal triangulaire asymétrique et périodique de fréquence 20 Hz discrétisé sur 1000 points. La période est fixée à 50 ms et se compose d'un mouvement aller (17 ms) durant lequel les mesures sont effectuées, et un mouvement retour, plus lent (33 ms), durant lequel aucune mesure n'est effectuée. L'oscillation mécanique du miroir étant à l'origine d'effets inertiels perturbant la linéarité du mouvement, il convient d'effectuer les mesures PIV lors des phases linéaires de sorte que l'équidistance entre les plans LASER soit respectée. La phase linéaire est repérée par un marqueur en rouge sur la figure 3.6 qui indique

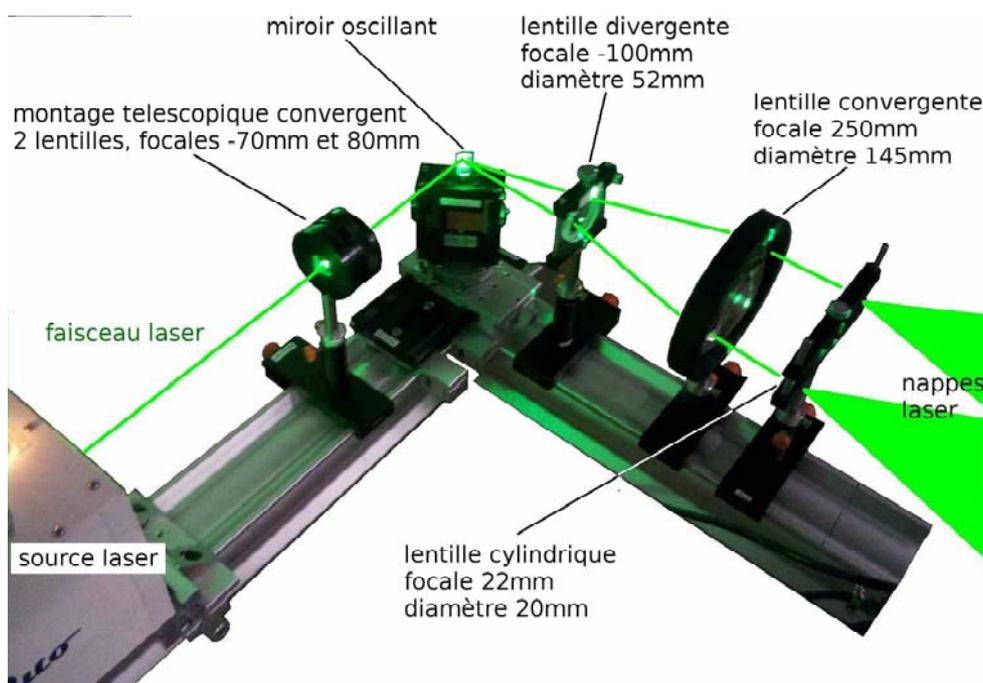


FIGURE 3.5 – Système optique (lentilles + miroir oscillant) permettant le balayage d'une zone par une nappe laser.

le déclenchement des prises de vue successives des 100 plans constituant un volume de mesure. La mesure d'un volume s'effectue donc sur une durée de 12.5 ms. Le mouvement du miroir oscillant n'est pas symétrique. D'une part les mesures planaires doivent être effectuées le plus rapidement possible afin de figer l'écoulement sur un volume, et d'autre part il convient de séparer deux images volumiques d'un temps suffisant, déterminé par les vitesses caractéristiques de l'écoulement. La phase retour est plus lente afin de permettre un déplacement des particules entre deux mesures volumiques.

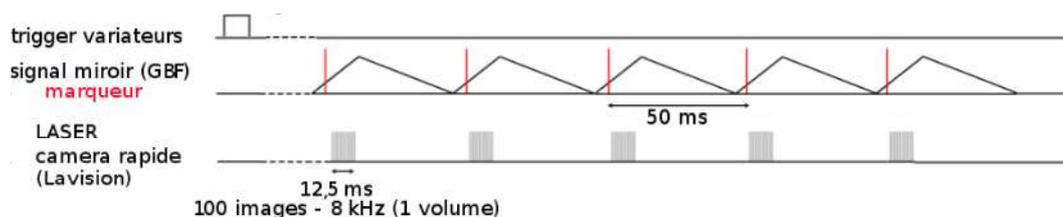


FIGURE 3.6 – Chronogramme de la procédure d'acquisition du système PIV3D-3C pour une fréquence d'enregistrement des plans de 8 kHz.

Plusieurs remarques peuvent être faites :

- Le passage du faisceau à travers le profil en résine transparente produit un déficit d'intensité lumineuse à l'arrière de celui-ci. La partie de l'écoulement la plus intéressante étant le sillage du profil, les mesures sont effectuées avec la source lumineuse placée du côté du bord d'attaque. De ce fait, pour une position du laser et du montage sur la couronne, seule une demi-période peut être mesurée.
- La plaque métallique sur laquelle est fixée l'aile obstrue le passage du faisceau laser à partir de certaines positions angulaires du système de déplacement (relatives aux mesures en fin de demi-période), et provoque une déviation des faisceaux vers l'objectif de la caméra dans d'autres positions du système (relatives aux mesures en

début de demi-période). On précise que l'amplitude de mesure sur l'angle de révolution dépend également de la position du volume de mesure le long de l'envergure du profil. Les mesures seront donc effectuées pour 17 positions pour le bloc 1, et 11 positions pour le bloc 2 (définition des blocs de mesure dans le paragraphe suivant).

### Acquisition

Le système LASER est synchronisé avec une caméra rapide Photron SA1 (capteurs de résolution  $1024 * 1024$  pixels et dynamique de codage 16 bits), équipée d'un objectif Nikon d'ouverture  $F_{\#} = 11$  et de focale 105 mm. La caméra et le laser sont fixes par rapport à la cuve. Les mesures sont effectuées de telle sorte que les images constituant un volume soient orthogonales à l'envergure du profil. Le nombre de mesures d'images volumiques ainsi que la fréquence d'enregistrement sont définis en fonction des éléments suivants :

- La détermination d'un champ de vitesse par corrélation nécessite la connaissance d'un minimum de deux volumes consécutifs.
- Les champs d'accélération, nécessaires pour le calcul des efforts subis par le profil (dont le procédé est détaillé ultérieurement au chapitre 4) sont obtenus par un schéma d'ordre 2 centré impliquant la connaissance de deux champs de vitesse consécutifs. Afin d'obtenir un couple de champs de vitesse et d'accélération au même instant, un minimum de trois mesures volumiques consécutives sont nécessaires.
- De plus, l'effet de perspective schématisé sur la figure 3.7 entraîne un masquage du domaine de mesure à proximité du profil. Ce masquage est amplifié par le mouvement de révolution du profil, ce qui explique que peu d'images consécutives puissent être enregistrées.

La figure 3.7 représente de façon exagérée les positions du profil au cours des 5 séries d'enregistrements volumiques. Afin de limiter le masquage de l'écoulement par le profil par effet de perspective, les mesures d'images volumiques sont centrées autour d'une position du profil telle que son envergure soit orthogonale aux plans laser. L'enregistrement des volumes commence après 7 périodes de mouvement du profil, une fois l'écoulement établi. Les mesures sont ensuite effectuées successivement au cours de 25 périodes de mouvement.

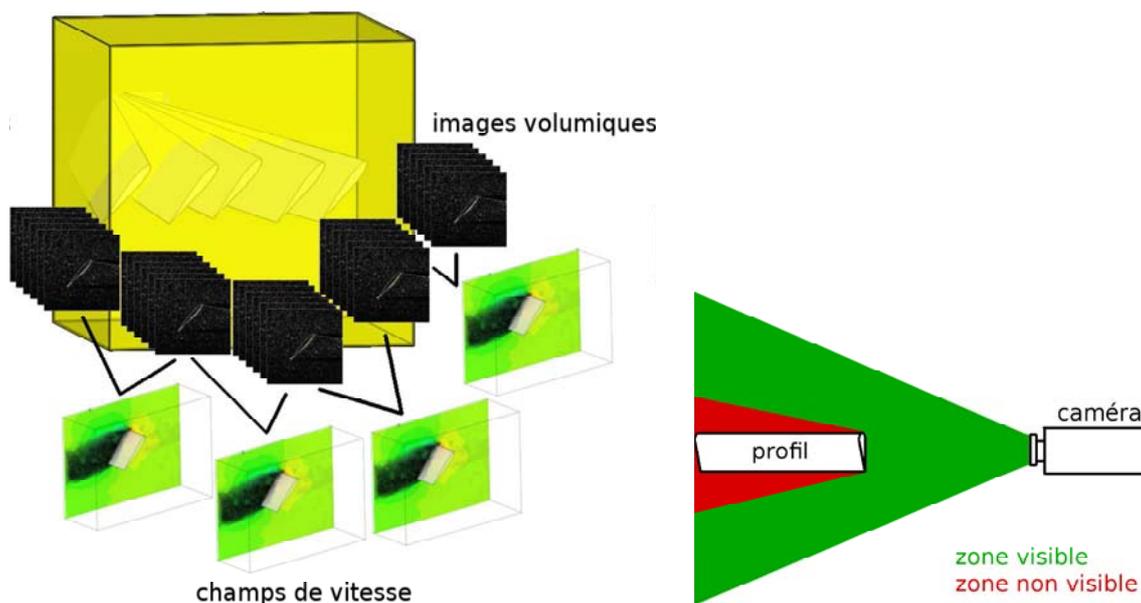


FIGURE 3.7 – Représentations schématiques exagérées du déplacement du profil au cours des 5 enregistrements consécutifs à gauche, et de l'effet de perspective à droite.

La mesure consécutive des 100 plans constituant un volume de mesure est effectuée à une fréquence  $8kHz$ , ce qui implique plusieurs restrictions :

- La vitesse d’enregistrement des images sur la mémoire de la caméra étant limitée, les volumes peuvent être enregistrés à pleine résolution ( $1024*1024$ ) jusqu’à une fréquence de 5.4 kHz. Les mesures, effectuées à une fréquence de 8 kHz par la caméra (enregistrement des 100 plans sur 12.5 ms) auront donc les dimensions suivantes :  $1024*752$  pixels.
- L’énergie lumineuse du LASER restituée aux capteurs CCD est relativement faible compte tenu de la fréquence d’éclairement, ce qui impose une ouverture relativement importante de l’objectif. En revanche, la profondeur du volume de mesure nécessite une faible ouverture afin d’obtenir des images nettes pour chaque plan de mesure. Ces deux points déterminent en conséquence le choix d’une ouverture de l’objectif de  $F_{\#} = 11$ .

La synchronisation entre le mouvement du profil et les mesures, schématisée sur la figure 3.6, se décompose de la manière suivante :

- 1) Un signal trigger est émis par les variateurs à chaque début de période.
- 2) Une ligne à retard est utilisée pour synchroniser la position de mesure du profil avec la réception du signal trigger par le système de mesure. Le retard correspond alors au temps que met le profil pour se déplacer de la position initiale de début de période à la position telle que son envergure soit orthogonale aux plans de prise de vue.
- 3) Le signal retardé ouvre une porte logique déclenchant l’envoi des signaux TTL (marqueurs de début de phase linéaire du mouvement du miroir) au mécanisme de prise de vue. L’acquisition des images par la caméra est déclenchée par la réception du signal TTL. 5 blocs sont alors successivement enregistrés à une fréquence de 20 Hz.

### Corrélation

Le calcul des champs de vitesse est effectué par corrélation sub-pixel avec un code développé en interne en s’appuyant sur la librairie SLIP. Cette librairie est en libre accès sur le site [www.sic.sp2mi.univ-poitiers.fr/slip/](http://www.sic.sp2mi.univ-poitiers.fr/slip/). La taille des volumes d’interrogation, constante au cours du processus, est de  $32 * 32 * 8$  voxels. On précise ici que l’on recherche l’isotropie du maillage résultant du calcul en prenant de telles dimensions pour les volumes. Le calcul, effectué en deux passes, intègre un filtre médian (en moyenne, moins de 1% des vecteurs sont corrigés).

En se basant sur une vitesse caractéristique  $V_0$  égale à la vitesse de translation maximale du profil aux  $2/3$  de son envergure, on obtient un déplacement des particules de 1.67 mm. Ce déplacement correspond à environ 4.5 et 2 voxels dans les directions respectivement longitudinales ( $x, y$ ) et transverse (profondeur  $z$ ), c’est-à-dire proche du septième de fenêtre dans les directions longitudinales, et du quart de fenêtre dans la direction transverse. La figure 3.8 représente les déplacements de particules en mm et pixel suivant leur position par rapport à l’envergure ( $z$ ). Les positions du profil et des deux volumes de mesures adoptées sont également représentées.

### Positionnement des volumes de mesure

Les volumes d’illumination des particules sont de dimensions  $2c*2c$  dans les directions longitudinales, et  $1.33c$  dans la direction transverse (avec  $c$  la corde du profil). L’écoulement autour du profil est mesuré en utilisant deux volumes le long de l’envergure du profil qui se recouvrent de 10 mm (comme indiqué sur la figure 3.9). Les mesures sont effectuées autour de 17 positions du profil au cours d’une demi-période pour le volume 1, et 11 positions pour le volume 2, relatives aux angles de révolution  $\psi = \{0^\circ, \pm 10^\circ, \pm 20^\circ, \pm 30^\circ, \pm 40^\circ, \pm 45^\circ, \pm 50^\circ, \pm 55^\circ, \pm 58.5^\circ\}$ .

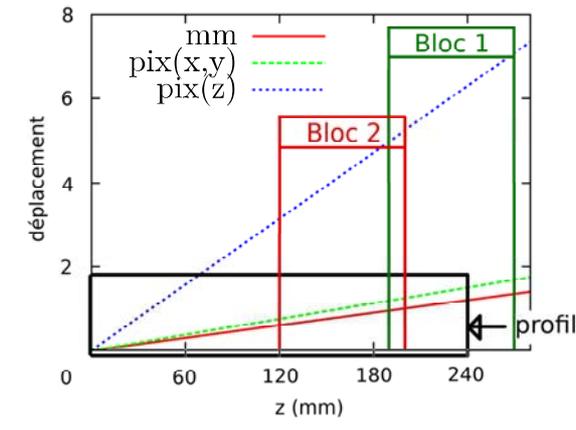


FIGURE 3.8 – Déplacement des particules en mm et en pixel (suivant les axes longitudinaux x et y, ou transverse z) par rapport à leur position suivant l'envergure du profil pour une fréquence d'enregistrement de la caméra de 8 kHz

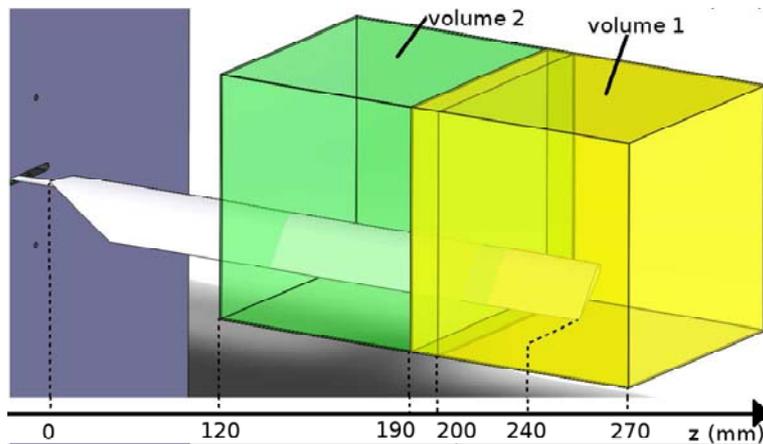


FIGURE 3.9 – Représentation des volumes de mesure.

## Paramètres de traitement

### 1) Reconstruction des images volumiques

La dimension des pixels sur les images composant un volume de mesure est fonction de l'éloignement du plan de mesure par rapport à l'objectif de la caméra. Les images planaires sont donc redimensionnées afin de reconstruire des images volumiques dans un repère lié à la cuve. Ce procédé nécessite une étape de calibration durant laquelle les mesures sont effectuées en plaçant une mire dans le volume de mesure à différentes profondeurs, afin de déduire la matrice de transformation entre le repère lié aux mesures et le repère lié à la cuve.

### 2) Calcul des champs de vitesse

Les mesures des images volumiques sont effectuées consécutivement à 5 instants, représentés sur la figure 3.10. Les champs de vitesse sont déterminés par corrélation des volumes de particules pour 4 instants situés entre chaque couple d'images volumiques consécutivement mesurées. La corrélation est effectuée sur deux passes sur des volumes d'interrogation de  $32 * 32 * 8$  pixels avec un taux de recouvrement de 75%.

Le post-traitement des champs de vecteurs est effectué au cours du processus de calcul, pour chacune des deux passes. Les données sont corrigées par un filtre médian  $3 * 3 * 3$ , les valeurs sont remplacées si l'écart entre la norme et la norme médiane sur la fenêtre utilisée est supérieur à 1.2 fois la valeur rms déduite de cette même fenêtre.

### 3) Calcul des champs d'accélération

Les champs d'accélération sont calculés à l'instant central de chaque groupe de 5 mesures (cf figure 3.10), en appliquant un schéma centré d'ordre 2 sur les champs de vitesse 1 et 4. Un champ de vitesse correspondant à cet instant est également déterminé en effectuant une moyenne des champs de vitesse 2 et 3 pour les calculs d'efforts.

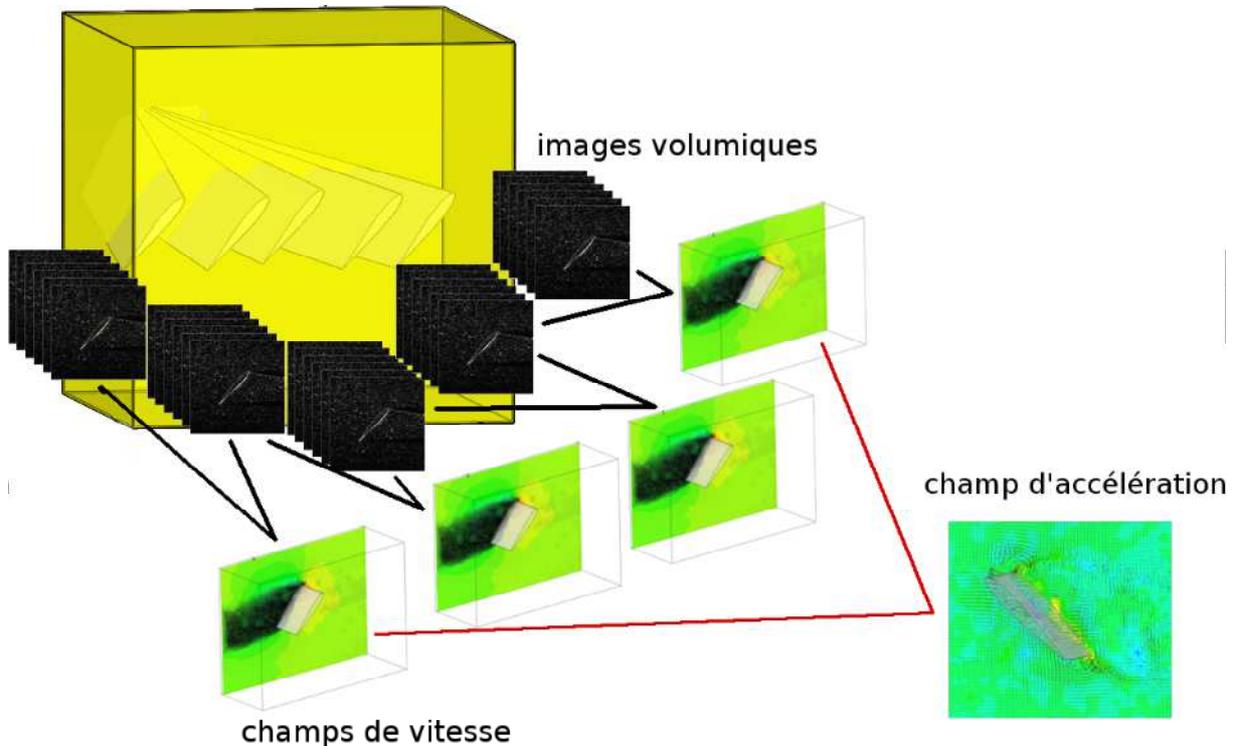


FIGURE 3.10 – Représentation du procédé de calcul des champs de vitesse et d'accélération.

### Estimation des erreurs

Les erreurs de mesure ont ici principalement deux origines :

- Les erreurs liées aux prises de vues planaires des particules qui suivent le déplacement du fluide. Les différentes causes peuvent être :
  - 1) Un ensemencement localement insuffisant.
  - 2) Un fort gradient de vitesse. Les caractéristiques physiques des particules diffèrent de celles du fluide considéré, ce qui implique un comportement non similaire des particules d'ensemencement et du fluide si les particules ne sont pas adaptées.
  - 3) Des réflexions parasites (surbrillance proche du profil et déficit lumineux en aval des bords de fuite et d'attaque).
  - 4) Des déplacements de particules hors du volume de mesure.
  - 5) Un mouvement transverse des particules (sur un axe orthogonal aux plans de mesure). Le déplacement maximal des particules sur cet axe est d'environ  $n_{vox} = 1$  voxel, ce qui implique qu'une particule mesurée à un temps  $t$  sur un plan  $p$  peut se trouver au temps  $t + \delta_t$  sur un plan  $p \pm 1$ . Étant donné la fréquence d'acquisition d'un volume de  $f_{acqui} = 8$  kHz, l'incertitude liée à la discrétisation temporelle est de l'ordre de  $\frac{n_{vox}}{f_{acqui}} = 0.125$  ms, ce qui implique une incertitude au niveau du déplacement inférieure à 0.005 mm.
- Les erreurs liées au calcul des champs de vitesse par corrélation croisée :
  - 1) L'erreur de biais est relative à l'écart entre les déplacements réels et les déplacements mesurés, et se note :

$$E_b(f) = \sqrt{\frac{1}{n_p} \sum_{i=1}^{n_p} [\Delta D_{\text{réel}}(i, f) - \Delta D_{\text{mesuré}}(i, f)]^2} \quad (3.3)$$

Avec  $n_p$  le nombre de particules,  $\Delta D_{\text{réel}}$  et  $\Delta D_{\text{mesuré}}$  les déplacements réel et mesuré et  $f$  la fenêtre considérée. Cette erreur provient du fait que les particules mesurées sont placées sur un maillage discret de voxels. La détection du pic de corrélation étant effectué sur un maillage discret, les valeurs des déplacements tendent vers des valeurs entières en pixel si les données ne sont pas correctement échantillonnées (phénomène de peach-locking).

2) L'erreur rms reflète la fluctuation des déplacements mesurés autour de la moyenne.

$$E_{rms}(f) = \sqrt{\frac{1}{n_p} \sum_{i=1}^{n_p} [|\Delta D_{\text{réel}}(i, f) - \Delta D_{\text{mesuré}}(i, f)| - E_b(f)]^2} \quad (3.4)$$

### 3.2.4 Exemples de résultats expérimentaux

La figure 3.11 est un exemple de champ de vitesse instantané obtenu par PIV à gauche et une moyenne de phase sur 25 périodes à droite. Les vitesses transverses sont représentées sur un plan vertical situé à approximativement 3.2 cordes de l'emplanture. Une iso-surface  $V_z = V_0 = 0.016$  m/s montre le flux sur l'extrados en direction du saumon.

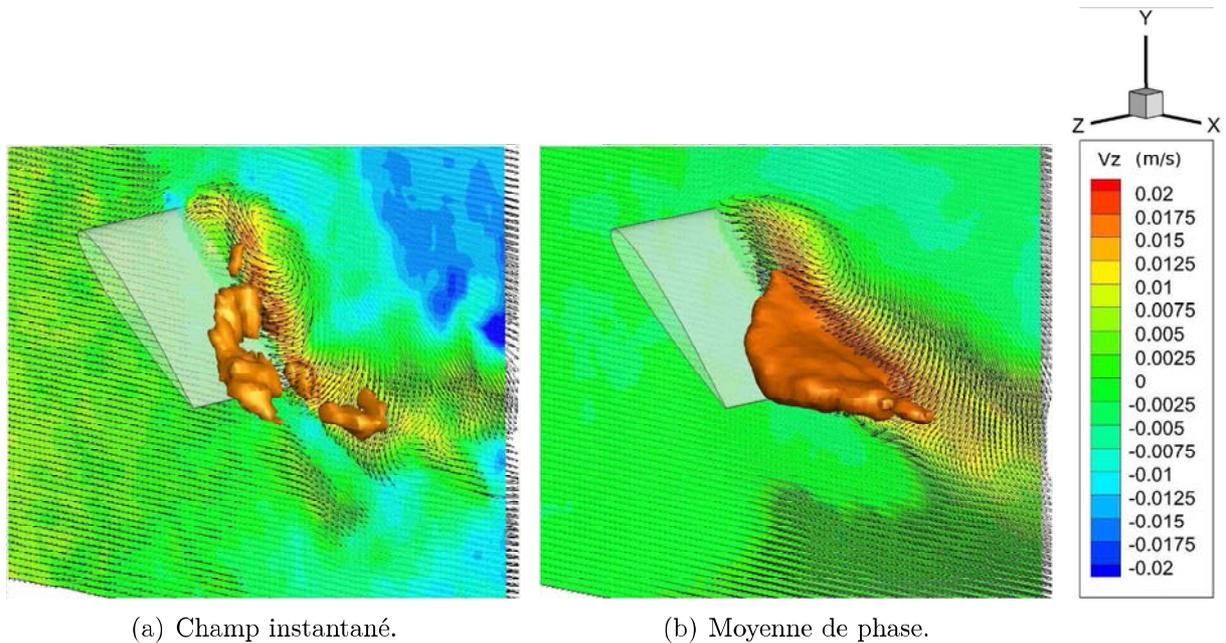


FIGURE 3.11 – Champs de vitesse hors plan avec vecteurs vitesse relative au mouvement du profil, et iso-surface  $V_z = 0.016$  m.s<sup>-1</sup>.

La figure 3.12 montre les champs de divergence de la vitesse obtenue par PIV pour des données instantanées à gauche et moyennées en phase à droite. La distribution relativement aléatoire de divergence pour les données instantanées indique les sources principales d'erreurs, situées proches du profil et dans le sillage du bord de fuite. On note pour le cas de la moyenne de phase une distribution uniforme relativement nette représentant les zones du domaine de mesure où l'écoulement est le plus instationnaire. Les valeurs les plus importantes de la divergence se situent à proximité immédiate du profil, sur le saumon et sur l'extrados.

Afin d'analyser l'erreur obtenue sur la détermination des champs de vitesse et due uniquement à la mesure et à l'étape de corrélation, l'étude suivante est effectuée en masquant la zone du domaine de mesure sur laquelle le profil se situe sur les images volumiques utilisées lors du calcul de la vitesse. Les erreurs expérimentales sont caractérisées en utilisant une méthode présentée par **Atkinson *et al.* (2011)** basée sur l'étude de la divergence. La valeur moyenne de la divergence au cours des essais expérimentaux est de l'ordre de 0.001 pixels/pixel, et le maximum est en moyenne de 0.025 pixels/pixel. Ce résultat indique une incertitude sur le calcul des champs de vitesse réduite de moitié par rapport aux précédentes mesures effectuées par **David *et al.* (2012)**, avec une incertitude maximale inférieure à 0.4 pixels. Les sources d'erreurs obtenues par **David *et al.* (2012)** se situent principalement :

- sur les plans situés à l'extrémité du volume de mesure, en raison d'une netteté dégradée des images volumiques sur ces zones.
- à proximité du profil, étant donné le mouvement relatif de l'aile par rapport au système de mesure et les réflexions lumineuses à proximité du profil.

Le mouvement relatif du profil par rapport au système d'acquisition implique des positions différentes de l'aile pour les images volumiques utilisées pour le calcul de la vitesse, mais aussi un effet de masquage de l'écoulement à proximité du profil par effet de perspective. De plus, le passage du plan laser dans le profil d'aile en résine transparente produit d'une part une intensité lumineuse plus forte sur la surface du profil et d'autre part un déficit de lumière à l'arrière des bords de fuite et d'attaque par déviation du faisceau laser sur ces parties courbes de l'aile.

Le système d'acquisition par PIV 3D3C se différencie de celui utilisé par **David *et al.* (2012)** par une fréquence d'acquisition des plans relatifs à un volume de mesure plus rapide (8 kHz ici par comparaison à 4kHz) de même que par l'utilisation d'un montage optique permettant d'obtenir des images nettes pour chaque plan constituant un volume de mesure. Ces points expliquent la différence des divergences moyenne et maximale de respectivement 0.001 pixels/pixel et 0.025 pixels/pixel obtenues ici contre respectivement 0.002 et 0.06 pixels/pixel pour les mesures de **David *et al.* (2012)**.

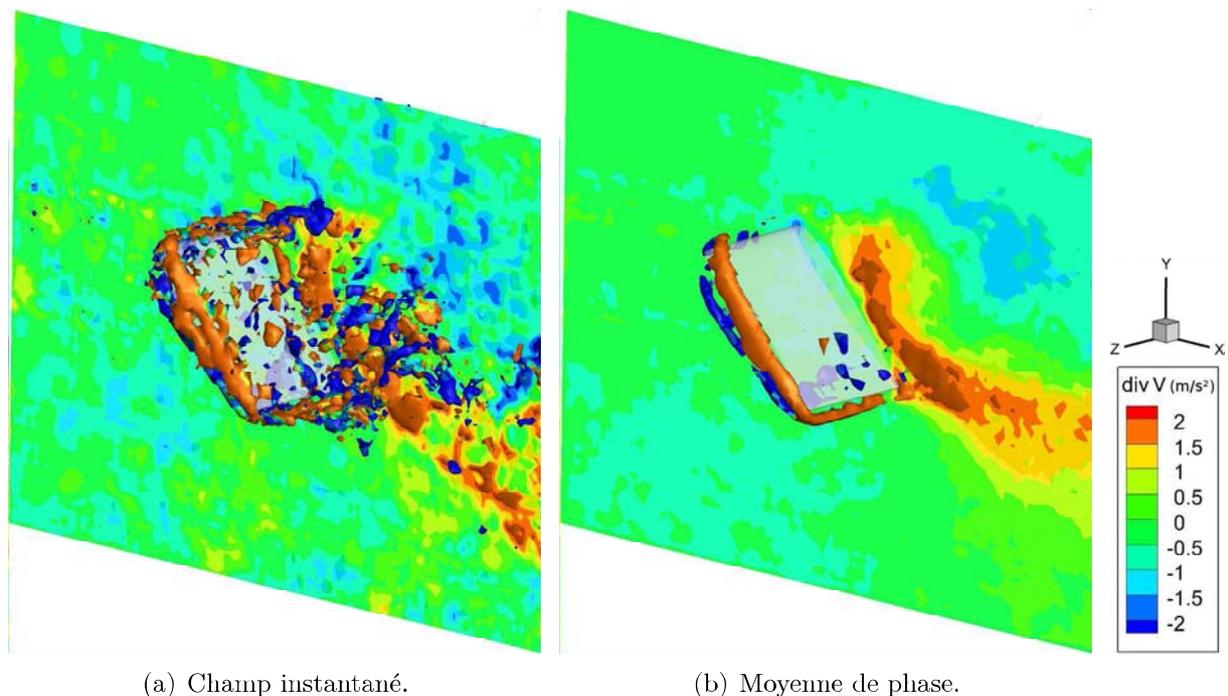


FIGURE 3.12 – Divergence des champs de vitesse obtenus par PIV 3D-3C, et iso-surface de la valeur absolue de la divergence ( $|\text{div}(\mathbf{u})| = 2$ ). Le plan vertical se situe à 5/6 de corde du saumon.

Ces données permettent alors une analyse des structures tourbillonnaires, notamment par la visualisation des champs de vecteur et de vorticité. La figure 3.13 montre des champs de rotationnel dans la direction du mouvement pour des cas expérimentaux instantanés et moyennés. Les champs de vitesse et de rotationnel indiquent la présence d'un tourbillon marginal dans le sillage de l'aile. On constate cependant une forte baisse des valeurs pour le cas de la moyenne de phase ainsi qu'une position différente du centre du tourbillon, ce qui met en évidence l'instationnarité de l'écoulement généré.

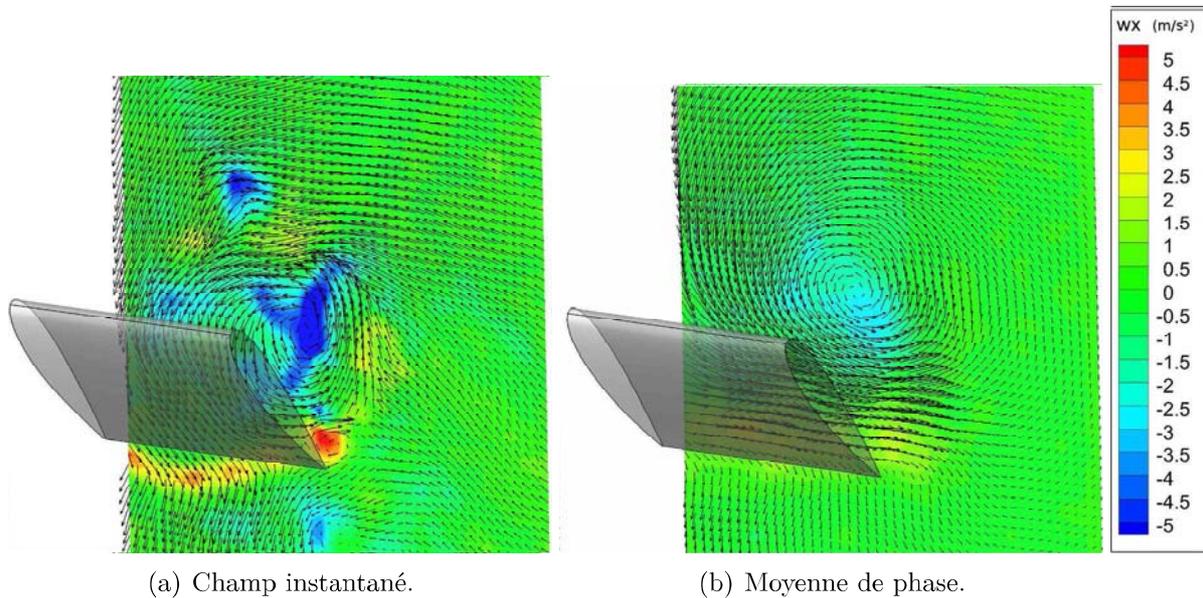


FIGURE 3.13 – Rotationnel du champ de vitesse dans la direction du mouvement de l'aile et vecteurs tangents des plans verticaux parallèles à l'envergure du profil, situés un cinquième de corde en aval de l'aile.

### 3.3 Approche numérique

#### 3.3.1 Objectifs

Les objectifs de la simulation numérique sont d'effectuer une étude comparative de la dynamique tourbillonnaire au sein de l'écoulement et des efforts instationnaires résultant pour différents allongements (2, 4 et 6) et différentes lois de mouvement (symétriques et dissymétriques). La corde de l'aile rectangulaire de profil NACA 12 est de 1cm et la vitesse de rotation est ajustée pour obtenir un nombre de Reynolds basé sur la corde égal à 1000 au 2/3 de l'envergure. Le fluide est de l'air.

#### 3.3.2 Équations générales

En raison du faible nombre de Reynolds et du caractère fortement instationnaire de l'écoulement, on opte pour une simulation directe des équations de Navier-Stokes (DNS) sous leur forme incompressible :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{(\partial u_i \partial u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial u_i^2}{\partial x_j^2}$$

où  $u_i$  sont les composantes de la vitesse dans le repère absolu,  $p$  la pression,  $\rho$  la masse volumique et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air.

### 3.3.3 Mise en œuvre

La résolution numérique s'effectue à l'aide du code de calcul industriel Starccm+ (version 7.02) installé sur une station de travail équipée de 2 processeurs Xéon 64 bits quadricoeurs et de 16 Go de mémoire. Starccm+ est un code qui utilise une discrétisation de type volumes finis et qui permet, depuis la version 7, de modéliser l'écoulement autour de corps en mouvement par une approche de type "maillage chimère".

#### Maillage

Le domaine de calcul est décomposé en 2 sous-domaines qui se chevauchent et qui sont maillés séparément (voir figure 3.14) :

- Le domaine externe  $D_b$  (background) représente l'ensemble du volume fluide dans lequel l'aile va se mouvoir. C'est un domaine fixe comportant environ  $5 \cdot 10^5$  cellules.
- Le domaine interne  $D_o$  (overset) est destiné à mailler plus finement le voisinage de l'aile et il se déplace avec elle. Il contient  $1,25 \cdot 10^6$  cellules. Près de la paroi de l'aile, le maillage se raccorde à un maillage structuré (prism layer) afin de mieux prendre en compte les éventuelles couches limites.

Dans ces deux domaines, les cellules sont hexaédriques. Les raffinements de maillage locaux se font par dichotomie.

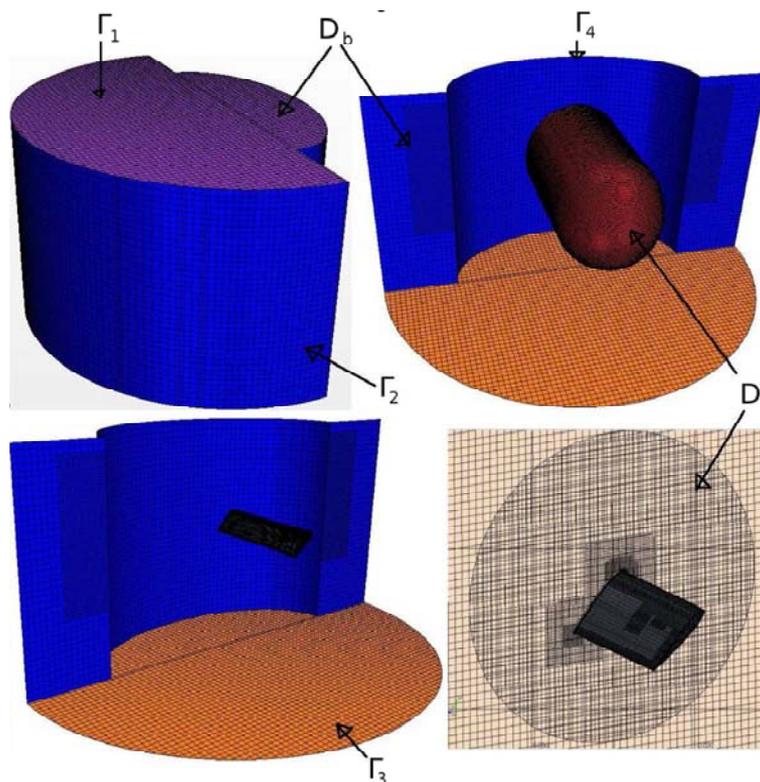


FIGURE 3.14 – Représentation des surfaces extérieures du maillage fixe en haut à gauche, de la surface extérieure du maillage mobile, en rouge en haut à droite, et de la position du profil par rapport à l'ensemble en bas à gauche. La résolution spatiale du maillage mobile sur un plan orthogonal à l'envergure est représentée en bas à droite.

A chaque pas de temps, le domaine de calcul est reconstruit par union du domaine interne  $D_o$  et de la partie de domaine externe  $D_b$  extérieure à  $D_o$ . A l'interface entre  $D_b$

et  $D_o$ , une couche de cellules (acceptor cells) est remodelée géométriquement pour assurer la continuité topologique. La solution est projetée sur ce maillage reconstruit par une méthode d'interpolation au second ordre.

### Conditions aux limites

Sur le profil, on applique une condition d'adhérence en imposant au fluide la vitesse locale de la paroi de l'aile.

Sur les surfaces du domaine  $D_b$  (figure 3.14), on applique les conditions aux limites suivantes :

- Sur  $\Gamma_1$  : la vitesse est supposée normale à la paroi ; son module est estimé à partir d'une pression totale constante, le niveau de la pression étant extrapolé à partir de sa valeur dans les cellules adjacentes.
- Sur  $\Gamma_2$  et  $\Gamma_3$  : la pression est supposée constante, égale à la pression à l'infini. La vitesse sur les faces de cette frontière est extrapolée à partir des cellules adjacentes en utilisant le gradient de vitesse.
- Sur  $\Gamma_4$  : une condition de symétrie est appliquée, la vitesse normale à cette frontière et le gradient normal de vitesse tangentielle sont supposés nuls.

A l'instant initial, le champ de vitesse est initialisé par une valeur nulle et la pression est partout égale à la pression à l'infini. L'écoulement simulé correspond à un écoulement infini avec un plan de symétrie verticale à l'emplanture. Cette simulation ne correspond donc pas parfaitement à la nature de l'écoulement obtenue dans les conditions expérimentales (écoulement dans une cuve à eau).

### Méthode de résolution

Les équations de quantité de mouvement sont résolues de façon découplée par un schéma semi-implicite du second ordre en temps ; le pas de temps est égal à  $1/1000^{\text{ème}}$  de la période de battement, soit  $10^{-4}$  s. La résolution spatiale du domaine externe est variable, avec des cellules de taille minimale  $5.10^{-4}$  m et de taille maximale  $2.10^{-3}$  m. La résolution spatiale du domaine interne est également variable avec une couche limite de  $5.10^{-4}$  m d'épaisseur composée de 15 couches de cellules de taille croissante, avec un rapport de 1.3. La taille maximale des cellules du domaine interne est de  $10^{-3}$  m. L'application de la condition d'incompressibilité, et le calcul de la pression qui en résulte, est mis en œuvre par un schéma itératif classique de type SIMPLE. Le processus consiste à injecter un champ de pression initial dans les équations de quantité de mouvement afin de déduire un champ de vitesse intermédiaire. L'équation de continuité est ensuite modifiée afin d'estimer une correction du champ de pression à partir du déséquilibre des flux de masse locaux du champ de vitesse intermédiaire. Le nombre maximum d'itérations est fixé entre 25 et 40 suivant les simulations.

### Solveurs internes

Les systèmes d'équations linéaires résultant de l'ensemble de la modélisation sont résolus par une méthode multigrille algébrique, accélérée par un pré-conditionnement de type gradients conjugués. Le code gère en interne et optimise dynamiquement la stratégie de changement de grille à partir d'une analyse de l'évolution des résidus (Flex Cycle).

### Application

Le calcul est effectué au long de 7 périodes de mouvement afin d'obtenir un écoulement établi, de la même manière que pour l'expérimentation. On précise ici que le calcul s'effectue sur la station de travail précédemment décrite pour une durée d'environ une journée par période de mouvement. Les résultats obtenus au cours de la septième période sont utilisés pour la comparaison avec les données expérimentales. De plus, les résultats

numériques seront interpolés sur un maillage cartésien comparable à celui obtenu à la suite du processus de calcul de champs de vitesse à partir des données PIV. Ces résultats seront utilisés pour évaluer la validité des méthodes présentées dans le chapitre suivant.

## 3.4 Critère d'identification des structures tourbillonnaires

L'étude des données numériques et expérimentales repose sur l'analyse des champs de vitesse tridimensionnels obtenus par résolution numérique directe (DNS) et tomographie par balayage rapide. A ces données s'ajoutent les efforts instationnaires et les champs de pression obtenus par DNS. La mise en évidence des structures tourbillonnaires est effectuée par l'application des critères locaux tels que la vorticité  $\omega$  et les critères  $Q$  et  $\lambda_2$  sur des champs de vitesse absolue et relative au mouvement du profil.

### 3.4.1 Vorticité $\omega$

La vorticité est le rotationnel de la vitesse, c'est-à-dire une quantité liée à la vitesse angulaire subie localement par le fluide :

$$\vec{\omega} = \overrightarrow{rot} \vec{V} \quad (3.5)$$

Ce critère ne permet pas de discerner une structure tourbillonnaire d'une zone de cisaillement, de plus son usage est limité par le repère utilisé. Cependant, la vorticité permet d'obtenir des indications sur l'intensité et le sens de la vitesse angulaire. Son utilisation en parallèle à un autre critère d'identification peut donc s'avérer utile.

### 3.4.2 Critère $Q$

Le critère d'identification  $Q$ , introduit par **Hunt *et al.* (1988)**, est le second invariant du tenseur des gradients de vitesse :

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad \text{avec} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i}) \quad \text{et} \quad S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (3.6)$$

où  $\Omega$  représente le terme de rotation et  $S$  le terme de cisaillement. Par conséquent, les structures tourbillonnaires sont identifiées par des valeurs positives du paramètre  $Q$ .

### 3.4.3 Critère $\lambda_2$

Le critère  $\lambda_2$ , développé par **Jeong & Hussain (1995)**, est formulé sur la base du minimum de pression au cœur du tourbillon. Le gradient des équations de Navier Stokes donne :

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} - \nu S_{ij,kk} = -\frac{1}{\rho}p_{,ij} \quad (3.7)$$

avec  $S$  et  $\Omega$  les parties symétrique et antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse. En supprimant les termes de cisaillement instationnaire et des effets visqueux, l'équation 3.7 donne l'identification de minimum local de pression par la présence de deux valeurs propres négatives du tenseur  $S^2 + \Omega^2$ . En notant  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$  ces valeurs propres, telles que  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ , on détermine la présence d'une structure tourbillonnaire par une valeur négative de  $\lambda_2$ . Ce critère ne permet cependant pas de quantifier l'intensité tourbillonnaire.

### 3.5 Coefficients aérodynamiques

La comparaison des performances aérodynamiques obtenues dans le cadre d'une étude paramétrique sur des configurations de vol battu en sustentation repose sur l'analyse de coefficients adimensionnés dérivés de la mécanique du vol. Les efforts  $\vec{F}(t)$  subis par le profil se décomposent en deux repères distincts :

- Un repère lié au mouvement de révolution, de composante horizontale et orthogonale à l'envergure du profil  $F_x(t)$ , et verticale  $F_y(t)$ .
- Un repère aérodynamique de composante colinéaire au mouvement lié à la révolution  $F_D(t)$  (traînée), et orthogonale au plan de battement  $F_L(t)$  (portance).

On précise que la composante  $F_D$ , liée à la traînée, est exprimée suivant le sens du mouvement du profil. De cette manière, l'effort de traînée exprimé est globalement positif au cours d'une période de mouvement. Afin d'exprimer l'effort suivant le mouvement dans un repère lié au mouvement de révolution mais indépendant du sens de révolution du profil, on introduit  $F'_D$ . Ainsi, les valeurs de  $F'_D$  seront globalement opposées lors des mouvements d'upstroke et de downstroke.

Les formes adimensionnelles de ces composantes se notent respectivement  $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_D$  et  $C_L$ , telles que :

$$C_k(t) = \frac{F_k(t)}{\frac{1}{2}\rho S V_0^2} \quad (3.8)$$

Avec  $\rho$  la masse volumique du fluide et  $S$  la surface caractéristique du profil. La vitesse du profil est traditionnellement utilisée pour calculer les coefficients aérodynamiques. Le mouvement de révolution imposant un gradient de vitesse le long du profil, la vitesse maximale  $V_0$  du profil au deux tiers de son envergure est utilisée afin de calculer des coefficients permettant la comparaison des différents cas étudiés.

Afin d'étudier les performances moyennes du vol battu, on notera les expressions moyennées des coefficients de la manière suivante :

$$\overline{C_k} = \int_0^T C_k dt \quad (3.9)$$

$$\overline{C_k^u} = \int_0^{T/2} C_k dt \quad (3.10)$$

$$\overline{C_k^d} = \int_{T/2}^T C_k dt \quad (3.11)$$

Avec  $\overline{C_k^u}$  et  $\overline{C_k^d}$  les coefficients moyens au cours des phases d'upstroke et de downstroke.

Le coefficient représentatif de l'efficacité du mouvement de sustentation est défini comme rapport entre le coefficient d'effort vertical moyen  $C_y$  et le coefficient de traînée moyen  $C_D$ , s'opposant au mouvement du profil :

$$\overline{C_{eff}} = \frac{\overline{C_y}}{\overline{C_D}} \quad (3.12)$$

On précise que ce rapport caractérise l'efficacité du mouvement pour un cas de sustentation pure uniquement. De plus, les effets de rotation liés à la variation d'incidence ne sont pas pris en compte.

# Chapitre 4

## Méthode de calcul des efforts

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>48</b>
4.1.1	Calcul des efforts subis par un corps immergé	48
4.1.2	Calcul d'un champ de pression	48
<b>4.2</b>	<b>Description de la méthode utilisée</b>	<b>49</b>
4.2.1	Calcul des efforts par bilan de quantité de mouvement	49
4.2.2	Calcul du champ de pression sur un maillage tridimensionnel	51
<b>4.3</b>	<b>Validation</b>	<b>54</b>
4.3.1	Calcul de la pression	54
4.3.2	Calcul des efforts subis par le profil	63
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>68</b>

---

## 4.1 Introduction

### 4.1.1 Calcul des efforts subis par un corps immergé

L'étude des efforts aérodynamiques sur un corps immergé met en œuvre généralement deux types de méthodes. La première consiste en une mesure directe des efforts subis par le profil, au moyen de balance ou par mesure et intégration des efforts de pression et de frottement sur la surface du corps. La seconde méthode est indirecte, elle résulte de l'application d'un bilan de quantité de mouvement dans un domaine judicieusement choisi.

La détermination d'efforts aérodynamiques par bilan de quantité de mouvement (et ses variantes) (**Noca 1997**, **Unal 1997**, **Noca 1999...**) est une méthode permettant le calcul des efforts à partir de champs de vitesse obtenus par mesures optiques résolues en temps. L'équation de bilan de quantité de mouvement est alors appliquée sous forme intégrale à un volume de contrôle englobant le profil, de sorte que la résultante des efforts subis par le corps soit intégrée à l'équation par le biais de l'intégrale du tenseur des contraintes sur la frontière du domaine. La résultante des efforts est alors fonction des champs de vitesse et de pression sur la surface de contrôle, et de la dérivée temporelle de la vitesse sur le volume de contrôle. Ce type d'approche non-intrusive permet en outre d'avoir une corrélation exacte entre la topologie de l'écoulement et les efforts qui en résultent. La méthode peut prendre plusieurs formes, elles ont été implémentées et testées dans la littérature pour des écoulements bidimensionnels (**Spedding et al. 2008**). Dans l'équipe, elle a été appliquée par **Kurtulus et al. (2007)** pour étudier l'écoulement autour d'un cylindre carré puis améliorée dans le cadre de l'étude du vol battu (**Jardin et al., 2009**; **David et al., 2010**) pour des écoulements 2D autour de profil en mouvement.

La principale difficulté liée à cette approche est la détermination du terme de pression, qui est déterminé généralement par l'intégration de son gradient à l'aide des équations de Navier Stokes. Par ailleurs, différentes approches permettent la suppression de ce terme de pression, notamment celles découlant de l'introduction du concept de vorticités impulsives proposé par **Moreau (1952)**. Le calcul des efforts découle alors de l'intégration d'un moment de rotationnel sur le domaine fluide.

**Noca et al. (1999)** montrent une certaine convergence des résultats suivant les variantes de la méthode utilisée.

### 4.1.2 Calcul d'un champ de pression

Dans le cadre de l'étude d'un profil immergé dans un écoulement tridimensionnel, l'application de la formulation de base nécessite le calcul du champ de pression sur la surface du volume de contrôle, qui est fonction :

- des équations utilisées pour le calcul du gradient de pression.
- de la méthode d'intégration utilisée (intégration directe du gradient ou résolution de l'équation de Poisson pour la pression en prenant la divergence de l'équation de quantité de mouvement).

Différentes approches ont été testées et comparées dans la littérature (**Charonko et al. 2010**). On peut également se référer à un article tout récent de synthèse sur le calcul de la pression à partir de la PIV (**Van Oudheusden, 2013**)

#### 1) Intégration directe du gradient de pression

En ce qui concerne un cas bidimensionnel, la pression est déterminée sur un contour (courbe fermée). Pour une intégration directe du gradient, deux critères vont avoir une influence majeure : le point de départ (où la pression est fixée) et le chemin d'intégration. **Baur & Koengeter (1999)** implémentent cette approche en minimisant l'influence de ces paramètres en effectuant la moyenne pour plusieurs chemins d'intégration.

Pour un cas tridimensionnel, le champ de pression est déterminé sur une surface (surface du volume de contrôle). **Liu & Katz (2006)** effectuent une intégration du gradient en utilisant un schéma d'intégration multiple couplé à une limite virtuelle à l'extérieur du domaine. Le principe est ici de calculer la valeur de la pression en un point quelconque par moyenne de différents chemins d'intégration. Le calcul est traité sur le domaine sans conditions aux bords, qui sont repoussées à l'extérieur par l'utilisation d'un domaine virtuel plus grand.

### 2) Résolution d'équation de Poisson pour la pression

Une seconde approche du calcul du champ de pression consiste à prendre la divergence de l'équation de bilan de quantité de mouvement pour obtenir une équation de Poisson (équation 4.1). Les variantes de cette méthode diffèrent principalement sur les équations gouvernantes associées à des conditions aux bords de type Neumann ou Dirichlet.

$$\nabla^2 P = \nabla \cdot \left[ -\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) + \mu (\nabla^2 \mathbf{u}) \right] \quad (4.1)$$

L'équation est généralement résolue par l'utilisation d'une méthode de Liebmann itérative avec un paramètre de sur-relaxation (**Gurka (1999)**, **Fujisawa (1999)**) avec des conditions aux bords de type Dirichlet sur les surfaces extérieures et des conditions de Neumann sur la paroi.

## 4.2 Description de la méthode utilisée

### 4.2.1 Calcul des efforts par bilan de quantité de mouvement

#### Équations générales

Une équation bilan en mécanique des milieux continus quantifie le taux de variation d'une quantité extensive au sein d'un domaine en fonction des échanges entre le domaine et l'extérieur, et des sources au sein du domaine. L'équation de bilan de quantité de mouvement pour un domaine non matériel indéformable  $D(t)$  de frontière  $\partial D(t)$  et animé d'un mouvement propre  $\vec{W}(x, y, z, t)$  s'écrit :

$$\underbrace{\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{D(t)} \rho \vec{V} dv}_{\text{taux de variation}} + \underbrace{\iint_{\partial D(t)} \rho \vec{V} (\vec{V}_r \cdot \vec{n}) ds}_{\text{flux convectif}} = \underbrace{\iint_{\partial D(t)} \bar{\sigma} \cdot \vec{n} ds}_{\text{flux diffusif}} + \underbrace{\iiint_{D(t)} \rho \vec{f} ds}_{\text{source}} \quad (4.2)$$

avec :

- $\vec{V}$  la vitesse absolue
- $\vec{V}_r = \vec{V} - \vec{W}$  la vitesse relative du fluide par rapport au mouvement du domaine
- $\vec{n}$  la normale extérieure à la surface  $\partial D(t)$
- $\bar{\sigma}$  le tenseur des contraintes
- $\vec{f}$  représente les forces volumiques.
- $\frac{\delta}{\delta t}$  la variation au cours du temps d'une grandeur selon le repère associé au mouvement du domaine  $D(t)$ .  $\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{D(t)} \rho \vec{V} dv$  représente donc la variation de quantité de mouvement au sein du domaine  $D(t)$  au cours de son déplacement. En particulier, si le domaine est immobile, alors  $\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{D(t)} \rho \vec{V} dv = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{D(t)} \rho \vec{V} dv$ .

En imposant une frontière commune du domaine avec un solide indéformable et imperméable au fluide, la surface  $\partial D(t)$  du domaine peut se décomposer en  $\partial D_f(t) + \partial D_p(t)$ , avec  $\partial D_f(t)$  la surface du domaine séparant des zones constituées de fluide, et  $\partial D_p(t)$  la surface entre le fluide et un solide immergé. L'équation se réécrit alors de la manière suivante :

$$\frac{\delta}{\delta t} \iiint_{D(t)} \rho \vec{V} dv + \iint_{\partial D_f(t)} \rho \vec{V} (\vec{V}_r \cdot \vec{n}) ds = \iint_{\partial D_f(t)} \bar{\sigma} \cdot \vec{n} ds + \underbrace{\iint_{\partial D_p(t)} \bar{\sigma} \cdot \vec{n} ds}_{\vec{F}_{\text{solide/fluide}}} + \iiint_{D(t)} \rho \vec{f} ds \quad (4.3)$$

Avec  $\vec{F}_{\text{solide/fluide}}$  la résultante des efforts du profil sur le fluide.

### Simplification et application pratique

Le domaine d'application du bilan de quantité de mouvement  $D(t)$  est un parallélépipède situé autour du profil, représenté sur la figure 4.1. Lors d'un mouvement de révolution de l'aile sans variation d'incidence, le profil est fixe par rapport au volume de contrôle. Les effets de la pesanteur sont négligés. L'équation finale utilisée pour le calcul des efforts  $\vec{F}(t)$  transmis au profil s'écrit donc :

$$\vec{F}(t) = \underbrace{-\rho \frac{\delta}{\delta t} \iiint_{D(t)} \vec{V} dv}_{\text{terme instationnaire}} - \underbrace{\rho \iint_{\partial D_f(t)} \vec{V} (\vec{V}_r \cdot \vec{n}) ds}_{\text{terme convectif}} - \underbrace{\iint_{\partial D_f(t)} p \vec{n} ds}_{\text{terme de pression}} + \underbrace{\iint_{\partial D_f(t)} \bar{\tau} \cdot \vec{n} ds}_{\text{terme de viscosité}} \quad (4.4)$$

Avec :

$$\bar{\tau} = \mu (\vec{\nabla} \otimes \vec{V} + \vec{\nabla} \otimes \vec{V}^t) \quad (4.5)$$

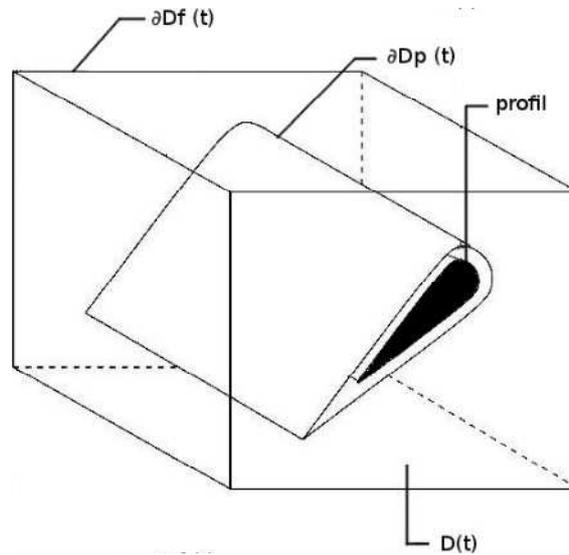


FIGURE 4.1 – Représentation du volume de contrôle utilisé pour l'équation de bilan de quantité de mouvement, et du profil d'aile.

En pratique, les termes instationnaire, convectif et de viscosité sont directement déduits des champs de vitesse. Ils représentent respectivement la variation de quantité de mouvement au sein du volume de contrôle, la convection et l'effet des forces visqueuses sur la surface du volume de contrôle. Le calcul du terme de pression nécessite la connaissance du champ de pression relative sur la surface extérieure du volume de contrôle, obtenu par intégration de son gradient (procédé décrit dans le paragraphe suivant).



$$\begin{aligned}
 P_{ijk}^{n=0} &= 0 \quad \forall ijk \\
 P_{i,j,k}^{n+1} &= \frac{1}{S} \left[ \delta_A \cdot A_{i,j,k}^n + \delta_B \cdot B_{i,j,k}^n + \delta_C \cdot C_{i,j,k}^n + \delta_D \cdot D_{i,j,k}^n + \delta_E \cdot E_{i,j,k}^n + \delta_F \cdot F_{i,j,k}^n \right] \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned}
 S &= \delta_A + \delta_B + \delta_C + \delta_D + \delta_E + \delta_F \\
 A_{i,j,k}^n &= P_{i-1,j,k}^n + \delta_x \frac{\frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{i-1,j,k} + \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{i,j,k}}{2} \\
 B_{i,j,k}^n &= P_{i+1,j,k}^n - \delta_x \frac{\frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{i+1,j,k} + \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{i,j,k}}{2} \\
 C_{i,j,k}^n &= P_{i,j-1,k}^n + \delta_y \frac{\frac{\partial P}{\partial y} \Big|_{i,j-1,k} + \frac{\partial P}{\partial y} \Big|_{i,j,k}}{2} \\
 D_{i,j,k}^n &= P_{i,j+1,k}^n - \delta_y \frac{\frac{\partial P}{\partial y} \Big|_{i,j+1,k} + \frac{\partial P}{\partial y} \Big|_{i,j,k}}{2} \\
 E_{i,j,k}^n &= P_{i,j,k-1}^n + \delta_z \frac{\frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{i,j,k-1} + \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{i,j,k}}{2} \\
 F_{i,j,k}^n &= P_{i,j,k+1}^n - \delta_z \frac{\frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{i,j,k+1} + \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{i,j,k}}{2} \\
 \delta_A &= 1 \text{ si le point } M_{i-1,j,k} \text{ est situé dans le domaine } D(t), 0 \text{ sinon} \\
 \delta_B &= 1 \text{ si le point } M_{i+1,j,k} \text{ est situé dans le domaine } D(t), 0 \text{ sinon, etc...}
 \end{aligned}$$

Par exemple, le schéma de calcul de la pression sur le point  $M_{N_i-1, N_j-1, N_k-1}$  s'écrit :

$$P_{N_i-1, N_j-1, N_k-1}^{n+1} = \frac{1}{3} \left[ A_{N_i-1, N_j-1, N_k-1}^n + C_{N_i-1, N_j-1, N_k-1}^n + E_{N_i-1, N_j-1, N_k-1}^n \right]$$

Le schéma d'intégration ne prend pas en compte la pression et le gradient de pression situés sur des nœuds hors du domaine de calcul. Les conditions aux frontières sont donc ici implicites, et prises en compte lors du calcul du gradient de pression sur les points situés sur la surface  $\partial D(t)$  du domaine qui fait intervenir les dérivées spatiales (première et seconde) de la vitesse. Ces dérivées sont déterminées sur la surface  $\partial D(t)$  par l'utilisation d'un schéma centré d'ordre 2 et nécessitent la connaissance de la vitesse du profil sur  $\partial D_p(t)$  et de la vitesse du fluide à l'extérieur du volume sur  $\partial D_f(t)$ .

## 2/ Application

Afin d'accélérer la convergence de l'algorithme, le champ de pression à l'itération  $n$  n'est pas conservé pour le calcul des valeurs du champ de pression à l'itération  $n+1$ , mais réactualisé après chaque calcul sur un point du maillage. L'intégration du gradient de pression dépend alors en partie du chemin d'intégration adopté. Afin d'éviter de privilégier un sens pour la propagation de l'information et des erreurs, l'algorithme utilise successivement des directions alternées pour chaque itération.

### Remarque :

Le calcul des efforts par bilan de quantité de mouvement nécessite la connaissance du champ de pression uniquement sur la surface du domaine de calcul. Cependant, le calcul du champ de pression est effectué sur tout le domaine où les données sont disponibles, de manière à intégrer au processus de calcul le plus d'informations possible.

## Filtre

Le calcul du champ de pression dépend des valeurs locales des champs de vitesse par le biais du calcul du gradient de pression. Cette dépendance implique une sensibilité aux erreurs locales, et à leur propagation au fur et à mesure des itérations du processus de calcul.

Afin de limiter ce phénomène, le domaine de calcul  $D$  est découpé en  $N$  sections  $D_n$  en fonction de la fiabilité locale des données. On considère ici un point  $M_{ijk}$  comme appartenant à une zone comportant moins d'erreurs en comparant la norme de Frobenius du tenseur gradient de vitesse par rapport à la valeur moyenne de ce terme sur le domaine.

$$\|\overline{\text{grad}}\vec{V}\|_F = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)^2} \quad (4.9)$$

$D_N$  représente la partie du domaine dans laquelle les données sont jugées les plus fiables, généralement située où l'écoulement est le moins perturbé. La partie  $D_0$  contient des données que l'on suppose les plus bruitées, généralement proches du profil. Le calcul de la pression en chaque point appartenant à un sous-domaine  $D_n$  de  $D$  est effectué en excluant du calcul les sous-domaines  $D_k$  tels que  $k < n$ . De cette manière, la transmission de l'information sur le domaine d'intégration au cours des itérations se fait uniquement des parties  $D_n$  vers les parties  $D_k$ . Le calcul sur le sous-domaine  $D_N$  est donc effectué de manière séparée au reste du domaine  $D$  (il doit donc y avoir un unique sous-domaine  $D_N$ ).

Ce procédé nécessite dans un premier temps l'établissement d'un critère pour définir les différents sous-domaines. L'objectif étant une application sur des données PIV 3D résolues en temps, le critère doit être défini en fonction des champs de vitesse. On peut en effet légitimement considérer que la qualité des mesures est altérée dans les zones à fort gradient de vitesse instantanée. On propose donc ici de procéder par comparaison de la norme du tenseur gradient de vitesse (équation 4.9) locale par rapport à la valeur moyenne sur le domaine de calcul. De plus, il est nécessaire qu'il existe une frontière commune de chaque sous-domaine  $D_n$  avec un domaine  $D_{n+1}$  afin d'utiliser la surface de  $D_{n+1}$  comme condition au bord de  $D_n$ .

## Convergence

L'intégration est considérée comme étant convergée lorsque la somme des écarts entre chaque composante du calcul de la pression est convergée, c'est-à-dire :

$$\sum \epsilon_{er}^n < \epsilon \quad (4.10)$$

avec :

$$\begin{aligned} \sum \epsilon_{er}^n = \sum_i \sum_j \sum_k \left( & \left| P_{i,j,k}^n - A_{i,j,k}^{n-1} \right| + \left| P_{i,j,k}^n - B_{i,j,k}^{n-1} \right| + \right. \\ & \left| P_{i,j,k}^n - C_{i,j,k}^{n-1} \right| + \left| P_{i,j,k}^n - D_{i,j,k}^{n-1} \right| + \\ & \left. \left| P_{i,j,k}^n - E_{i,j,k}^{n-1} \right| + \left| P_{i,j,k}^n - F_{i,j,k}^{n-1} \right| \right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

Cependant, la discrétisation des données initiales introduit des imprécisions, générant des erreurs qui se propagent durant le processus de calcul. C'est-à-dire que même si les champs de vitesse initiaux sont parfaitement exacts, un bruit sera présent lors de l'intégration. Ce phénomène participe au fait que pour de nombreux cas, la valeur  $\sum \epsilon_{er}^n$  ne tende pas vers 0. Le but est alors de déterminer une valeur suffisamment faible pour que l'information se soit largement propagée durant le processus d'intégration, mais suffisamment élevée pour d'une part être supérieure à  $\lim_{n \rightarrow +\infty} \sum \epsilon_{er}^n$  (valeur inconnue), et d'autre part

éviter un nombre d'itérations excessif. En effet, à partir d'un certain nombre d'itérations seul du bruit se transmet lors du processus de calcul, et le champ de pression n'évolue alors plus que de manière négligeable au cours des itérations.

## 4.3 Validation

Dans un premier temps, les méthodes de calcul du champ de pression et des efforts subis par le profil sont appliquées aux champs de vitesse obtenus par simulation numérique directe (DNS). On considère ici un profil NACA 0012 de corde  $c = 0.01\text{m}$  et d'allongement 4 en mouvement de révolution périodique ( $T = 0.0982\text{s}$ ), dans la configuration décrite au chapitre 3.

L'intérêt consiste à comparer les champs de pression calculés à partir des champs de vitesse à ceux retournés par le code DNS. On précise que les champs de vitesse obtenus par DNS sont interpolés sur un maillage structuré régulier comparable à celui obtenu expérimentalement par PIV, et dont la résolution est définie à 40 mailles par corde pour chaque axe. Les champs de pression sont intégrés sur un domaine de  $3 * 3$  cordes centré sur le quart de corde du profil, et sur les 4.5 cordes d'envergure. Le domaine de calcul comprend donc un nombre de mailles de  $120 * 120 * 180$ .

Dans un second temps, les efforts subis par le profil sont calculés par l'approche par bilan de quantité de mouvement. Une comparaison de ces résultats avec les efforts retournés par le code DNS est alors effectuée afin de d'évaluer la faisabilité de la méthode.

### 4.3.1 Calcul de la pression

#### Application du filtre lors de l'intégration du gradient de pression

On va s'attacher à étudier l'influence du filtre lors de l'étape d'intégration du gradient sur les résultats obtenus. L'étape de filtrage consiste en une séparation du domaine de calcul en plusieurs sous-parties, caractérisées par la norme du tenseur gradient de vitesse des points du maillage. La norme moyenne sur le domaine de calcul est déterminée, et les sous-parties  $D_k$  sont définies telles que :

$$\begin{aligned} M \in D_2 & \text{ si } \overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_{F_M} < L_0 \overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_F \\ M \in D_1 & \text{ si } L_0 \overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_F < \overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_{F_M} < L_1 \overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_F \\ M \in D_0 & \text{ si } L_1 \overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_F < \overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_{F_M} \end{aligned}$$

Avec  $\overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_{F_M}$  la norme du tenseur gradient de vitesse au point  $M$ ,  $\overline{\|\overrightarrow{\text{grad}}V\|}_F$  la norme moyenne sur le domaine de calcul des tenseurs gradient de vitesse, et  $L_0$  et  $L_1$  les paramètres réglables du filtre.

La figure 4.2 représente la densité de probabilité d'erreur obtenue sur le calcul de champs de pression au cours d'une demi-période (l'erreur est déterminée par comparaison aux données issues du calcul DNS). Les calculs sont effectués sans et avec application du filtre et en adoptant différentes valeurs pour les paramètres  $L_0$  et  $L_1$ , à 10 instants consécutifs au cours d'une demi-période de mouvement.

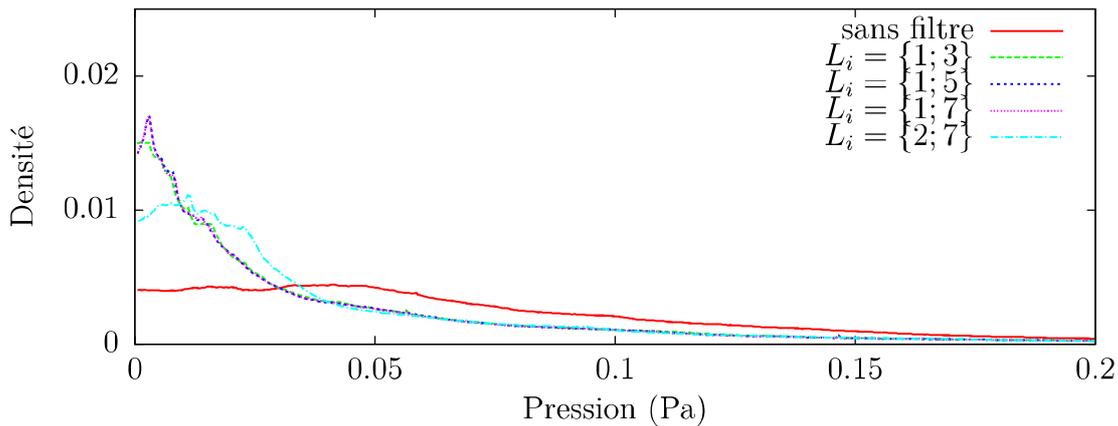


FIGURE 4.2 – Densité de probabilité d’erreur obtenue sur le calcul de champs de pression sans et avec application du filtre, en adoptant différentes valeurs des paramètres  $L_i$  du filtre lors de l’intégration du gradient de pression.

Les résultats obtenus avec application du filtre montrent une sensible hausse du nombre de points du domaine de calcul où l’erreur effectuée est inférieure à 0.03 Pa. Par comparaison avec les résultats obtenus sans application du filtre, on constate un effet de tassement de l’erreur vers les faibles valeurs. De plus, la qualité des résultats semble plus sensible à la modification de la borne inférieure (ici 1 et 2) que de la borne supérieure, dont l’influence semble négligeable. Le tableau 4.1 est un comparatif de l’erreur moyenne en Pascal, obtenue avec et sans application du filtre. La différence de niveau d’erreur est importante entre avec et sans application du filtre (on obtient une baisse d’erreur supérieure à 50%). Cependant, la modification des paramètres  $L_i$  du filtre semble pour les cas étudiés avoir une influence négligeable sur l’erreur moyenne.

	sans filtre	$L_i = \{1; 3\}$	$L_i = \{1; 5\}$	$L_i = \{1; 7\}$	$L_i = \{2; 7\}$
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa)	0.1349	0.0593	0.0585	0.0586	0.0596

TABLEAU 4.1 – Comparatif de l’erreur moyenne absolue en Pascal obtenue sur le calcul de la pression sans et avec utilisation d’un filtre lors de l’intégration du gradient de pression.

Le tableau 4.2 est un comparatif des erreurs moyennes absolues sur les différents sous-domaines de calcul  $D_0$ ,  $D_1$  et  $D_2$ . En moyenne, sur les calculs effectués, les sous-domaines  $D_0$ ,  $D_1$  et  $D_2$  représentent respectivement environ 10%, 10% et 80% de la taille du domaine de calcul total. Les résultats montrent un niveau d’erreur sur chaque sous-domaine différent et globalement de même ordre de grandeur suivant les paramètres utilisés. Les sous-domaines où les données sont a priori les moins fiables ( $D_0$ ) se caractérisent par un niveau supérieur d’environ 400% par rapport aux sous-domaines  $D_2$ . Ce point permet de souligner la variabilité de la qualité des données au sein d’un domaine de calcul, et donc l’intérêt de l’application d’un filtre. De la même manière que par l’observation de la densité de probabilité d’erreur, on constate un changement visible lors de la modification de la borne inférieure du filtre (1 ou 2) mais négligeable lors de la modification de la borne supérieure.

	$L_i = \{1; 3\}$	$L_i = \{1; 5\}$	$L_i = \{1; 7\}$	$L_i = \{2; 7\}$
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa), $M \in D_0$	0.1544	0.1586	0.1605	0.2097
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa), $M \in D_1$	0.0744	0.0804	0.0845	0.1219
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa), $M \in D_2$	0.0404	0.0397	0.0398	0.0461

TABLEAU 4.2 – Comparatif de l’erreur moyenne absolue en Pascal obtenue sur le calcul de la pression sur chaque sous-domaine de calculs  $D_k$ .

Les champs de pression sont calculés pour différents instants au cours du mouvement du profil. La cinématique adoptée se caractérise par une phase d’accélération, une phase à vitesse constante, et une phase de décélération. L’évolution de l’écoulement à proximité du profil, sur le domaine de calcul du champ de pression, implique alors une variation temporelle de l’erreur obtenue. La figure 4.3 représente l’évolution au cours d’une demi-période de l’erreur moyenne absolue sur le calcul des champs de pression. Les paramètres  $L_i$  adoptés lors de l’intégration sont ici  $\{1; 5\}$ .

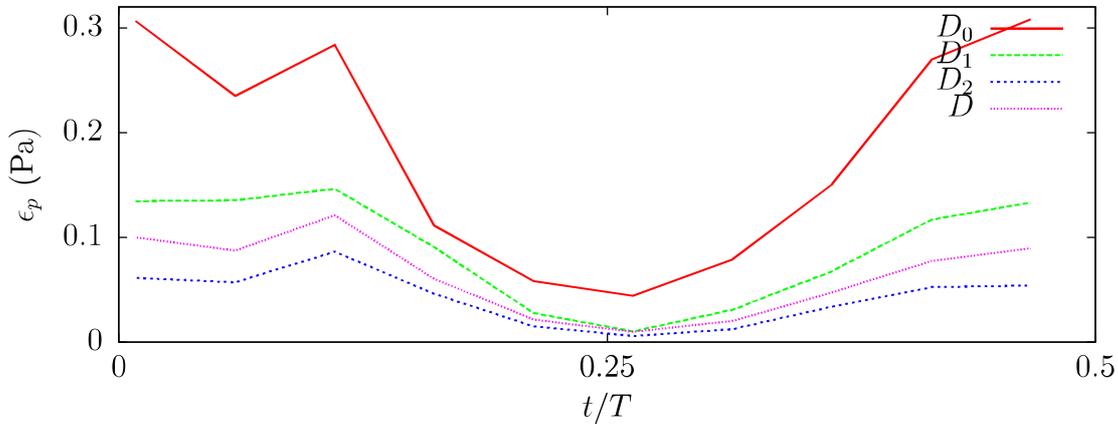
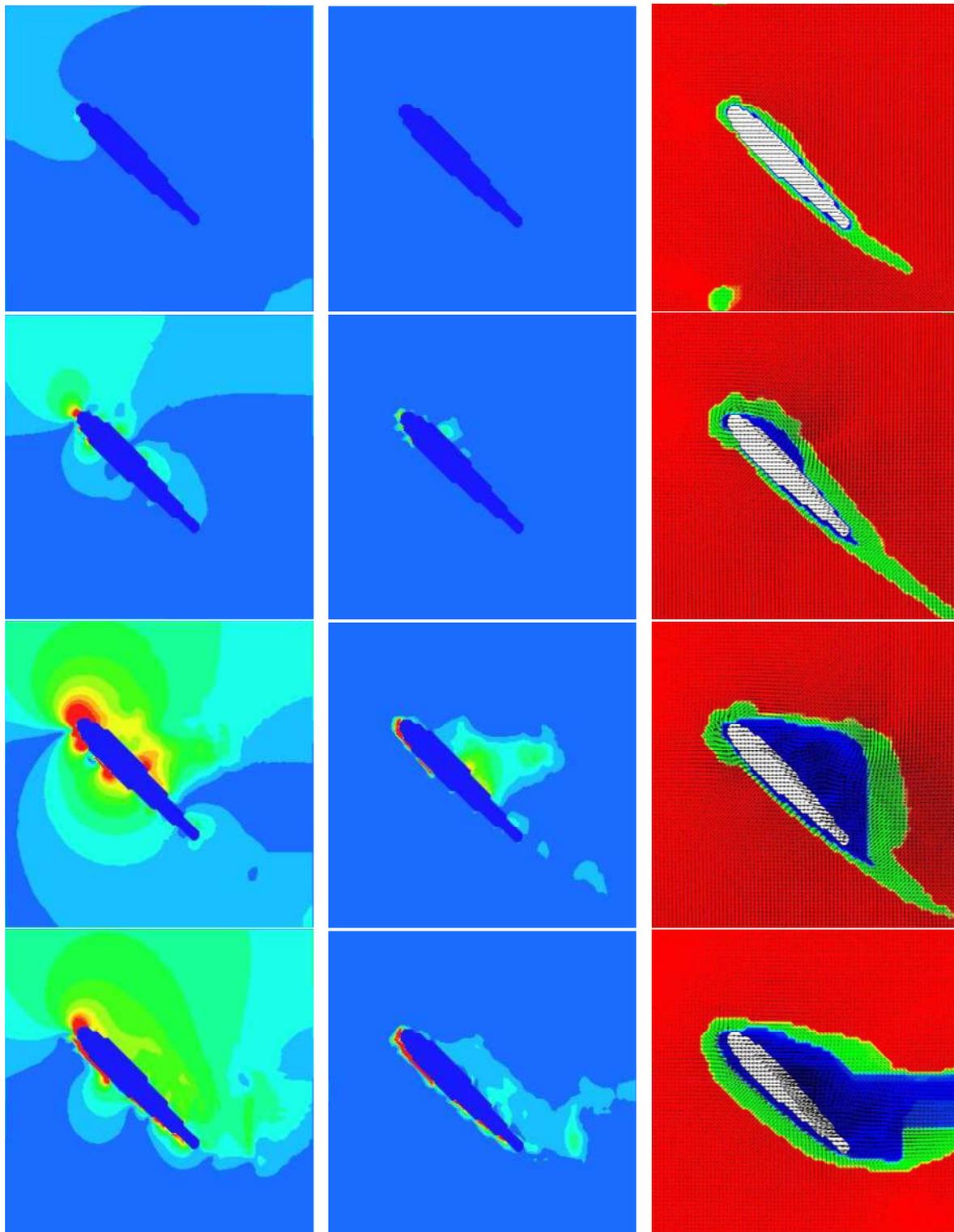


FIGURE 4.3 – Erreurs moyennes absolues obtenues sur le calcul de champs de pression au cours d’une demi-période, sur le domaine  $D$  et les sous-domaines de calcul  $D_k$ .

Ces résultats suggèrent la nécessité d’adapter le filtre appliqué lors de l’intégration à chaque cas traité. Bien que cette méthode puisse être améliorée, les calculs suivants seront effectués en utilisant les paramètres  $L_i = \{1; 5\}$ . Ces paramètres ne sont probablement pas optimaux, mais permettent néanmoins une réduction d’erreur moyenne d’environ 50%.

La figure 4.4 représente la différence absolue entre la pression obtenue par DNS et la pression calculée par intégration, sans (à gauche) et avec (à droite) l’application du filtre lors de l’intégration du gradient de pression. Les plans représentés sont orthogonaux à l’envergure, et situés de haut en bas à 1, 2, 3 et 4 cordes de l’emplanture. La série de plans à droite représente les sous-domaines de calculs adoptés pour l’intégration du gradient de pression. Cette figure met en évidence la réduction d’erreur apportée par l’application du filtre lors du calcul du champ de pression.



(a) Sans application du filtre      (b) Avec application du filtre      (c) Sous-domaines de calcul et vecteurs vitesse absolue

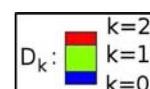
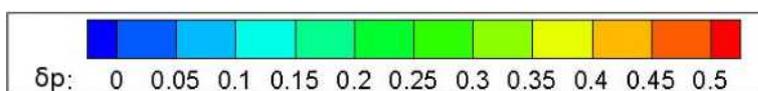


FIGURE 4.4 – Erreur absolue  $\delta p$  obtenue sur le calcul d'un champ de pression à gauche et au milieu, et représentation des sous-domaines de calculs à droite. Les plans orthogonaux à l'envergure sont situés de 1 à 4 cordes de l'emplanture de haut en bas.

### Influence de la discrétisation

On s'attache maintenant à évaluer l'influence de la discrétisation (spatiale et temporelle) des données initiales. Les résultats obtenus pour le cas de référence, dont les résolutions spatiales et temporelle sont fixées respectivement à environ 40 mailles par corde et  $10^{-4}$  s, sont comparés avec des résultats issus du même processus de calcul en faisant varier les pas en espace et en temps. Les résolutions spatiales et temporelle ont une influence directe sur le calcul du gradient de pression (équation 4.8) et donc sur le résultat du calcul du champ de pression.

### Résolution temporelle

La figure 4.5 représente la densité de probabilité d'erreur obtenue sur le calcul de champs de pression, par comparaison aux données issues du calcul DNS. Les calculs sont effectués en adoptant différentes résolutions temporelles à deux instants d'une demi-période de mouvement (en phase de mouvement à vitesse constante d'une part, et en phase d'accélération d'autre part). L'abscisse représente l'erreur absolue en Pascal, et l'ordonnée le nombre de points du domaine de calcul tel que l'erreur absolue obtenue appartienne à l'intervalle  $[5 \cdot 10^{-4} * k, 5 \cdot 10^{-4} * (k + 1)]$ ,  $k \in \mathbb{N}$ , divisé par le nombre total de points.

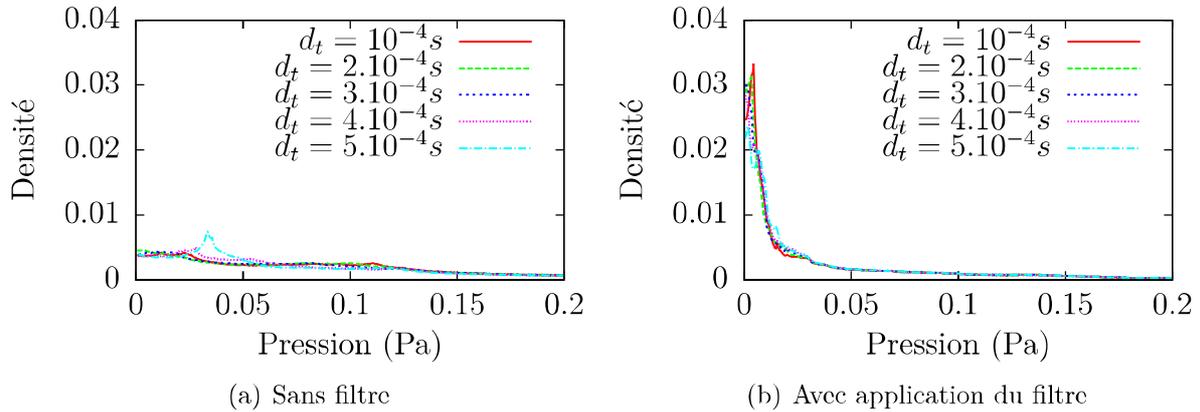


FIGURE 4.5 – Densité de probabilité d'erreurs moyennes obtenues sur le calcul de champs de pression, en adoptant différentes résolutions temporelles. Les densités sont obtenus par moyenne des données relatives aux instants  $t \approx 0.25T$  et  $t \approx 0.5T$ .

Les tableaux 4.3 et 4.4 représentent les erreurs moyennes absolues obtenues sur le calcul de champ de pression, lors des instants  $t \approx 0.25T$ , et  $t \approx 0.5T$ .

$\delta_t$	$10^{-4}$ s	$2 \cdot 10^{-4}$ s	$3 \cdot 10^{-4}$ s	$4 \cdot 10^{-4}$ s	$5 \cdot 10^{-4}$ s
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa), sans filtre	0.0619	0.0616	0.0593	0.0542	0.0494
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa)	0.0109	0.0125	0.0156	0.0199	0.0225

TABLEAU 4.3 – Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression en adoptant différentes résolutions temporelles, à environ  $t = 0.25T$ .

Pour le cas  $t \approx 0.25T$  (phase de révolution à vitesse constante), on constate une réduction de l'erreur avec l'augmentation du pas en temps lorsque le calcul est effectué sans appliquer l'étape de filtre lors de l'intégration du champ de gradient. L'erreur moyenne absolue semble constante pour les pas en temps en utilisant l'étape de filtre lors du calcul du champ de pression. Ces éléments indiquent a priori 1) une meilleure description des zones perturbées des accélérations avec une plus importante résolution temporelle d'une part, et 2) une meilleure description des champs d'accélération avec une faible résolution

temporelle dans les zones les moins perturbées. La différence de taux d'erreur sans et avec application du filtre justifie à posteriori son application.

$\delta_t$	$10^{-4}$ s	$2.10^{-4}$ s	$3.10^{-4}$ s	$4.10^{-4}$ s	$5.10^{-4}$ s
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa), sans filtre	0.1921	0.1919	0.1968	0.1947	0.1897
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa)	0.1037	0.1039	0.1043	0.1044	0.1046

TABLEAU 4.4 – Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression en adoptant différentes résolutions temporelles, à environ  $t = 0.5T$ .

Pour le cas  $t \approx 0.5T$  (phase de pronation), les résultats indiquent une erreur globalement constante pour les résolutions temporelles adoptées. Le taux d'erreur est réduit environ de moitié en adoptant le filtre lors du calcul de champ de pression. Contrairement au cas précédent, la phase de pronation se caractérise par un écoulement particulièrement complexe dans le voisinage du profil, ce qui explique la différence de niveau pour les erreurs effectuées sur le calcul du champ de pression entre les instants  $t \approx 0.25T$  et  $t \approx 0.5T$ .

### Résolutions spatiales

La figure 4.6 représente la densité de probabilité d'erreur moyenne sur la pression en adoptant différentes résolutions spatiales à dix instants consécutifs au cours d'une demi-période du mouvement. On précise ici que l'obtention d'une résolution inférieure consiste en la suppression de points du maillage original du champ de vitesse (40 mailles par corde).

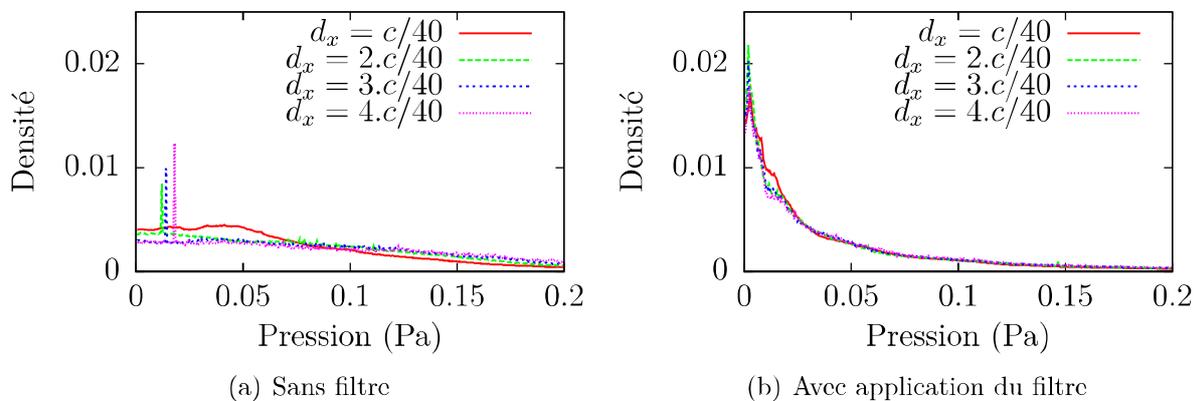


FIGURE 4.6 – Densité de probabilité d'erreurs moyennes obtenues sur le calcul de champs de pression, en adoptant différentes résolutions spatiales.

Les résultats obtenus pour le cas de référence dans le cadre des analyses sur les résolutions spatiales et temporelle indiquent une différence de niveau pour les faibles erreurs. Les figures 4.5 et 4.6 indiquent en effet un pic pour les faibles valeurs (pour les cas où le filtre est utilisé) de respectivement 0.03 pour l'étude de la résolution temporelle contre 0.02 pour l'analyse de la résolution spatiale. Les analyses effectuées font intervenir une moyenne des résultats obtenus pour dix instants au cours du mouvement pour les discrétisations en espace contre une moyenne de seulement deux instants pour l'étude sur la résolution temporelle. Il est donc probable que la différence de niveau obtenue pour les courbes de densité de probabilité d'erreur pour ces deux cas soit due à un échantillonnage plus représentatif pour le cas de l'analyse de la résolution spatiale.

De plus, si sans l'utilisation du filtre, on constate un léger tassement de la courbe de densité de probabilité d'erreur vers les faibles niveaux pour la résolution spatiale la plus

grande ( $d_t = 10^{-4}$  s), les résultats semblent peu affectés avec l'application du filtre. Ces résultats suggèrent logiquement une influence de la résolution spatiale négligeable dans les zones à faibles gradients de vitesse, et à l'inverse notable dans les zones à forts gradients de vitesse. Ainsi l'insensibilité à la résolution spatiale en utilisant le filtre est imputée à la séparation du domaine en plusieurs zones. Le tableau 4.5 qui représente une comparaison de l'erreur moyenne en Pascal pour les différentes configurations, suggère tout de même une légère baisse de l'erreur en augmentant la résolution spatiale avec application du filtre.

$\delta_x$ (adimensionné par la corde $c$ )	$c/40$	$2c/40$	$3c/40$	$4c/40$
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa), sans filtre	0.1349	0.1435	0.1520	0.1499
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa)	0.0585	0.0602	0.0619	0.0650

TABLEAU 4.5 – Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression en adoptant différentes résolutions spatiales.

### Influence du bruitage des données

Afin de simuler une erreur expérimentale, les vecteurs vitesse obtenus à l'issue du calcul DNS sont bruités par une erreur aléatoire de distribution uniforme. Cette erreur ajoutée représente une erreur expérimentale de l'ordre de 0.1 pixel dans le processus de traitement PIV. Si la comparaison des densités de probabilité d'erreur (figure 4.7) avec application du filtre montre un amortissement du niveau des faibles erreurs en bruitant les données, les résultats sont relativement identiques sans l'application du filtre. Ces résultats sont confortés par le tableau 4.6 qui indique les erreurs moyennes absolues obtenues sur le calcul du champ de pression, sans et avec bruitage des champs de vitesse. La différence de niveau d'erreur entre avec et sans utilisation du filtre suggère donc ici une influence négligeable du bruitage des données sur le résultat par rapport à l'influence qu'ont les zones à fort gradient de vitesse.

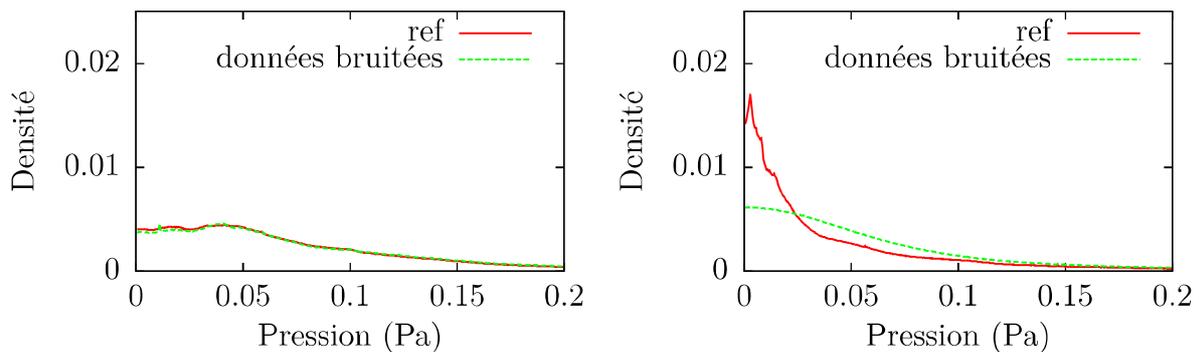


FIGURE 4.7 – Densité de probabilité d'erreurs moyennes obtenues sur le calcul de champs de pression, avec et sans bruitage des données initiales, respectivement sans et avec application du filtre à gauche et à droite.

	données non bruitées	données bruitées
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa), sans filtre	0.1349	0.1349
$ p - p_{DNS} _{i,j,k}$ (Pa)	0.0585	0.0774

TABLEAU 4.6 – Comparatif de l'erreur moyenne obtenue sur le calcul du champ de pression, avec et sans ajout de bruitage sur les données initiales.

### Application à des données expérimentales

La méthode de calcul de champs de pression est ici appliquée à un cas expérimental. Des champs de vitesse 3D3C sont mesurés par PIV à des instants consécutifs, et les champs d'accélération sont déterminés par l'utilisation d'un schéma centré d'ordre 2 (procédé décrit dans le chapitre précédent).

Les données expérimentales sont obtenues à 17 instants au cours d'une demi-période, et de manière répétée sur 25 périodes. Les dimensions du volume de mesure de  $22 * 16 * 8 \text{ cm}^3$  ( $x*y*z$ , avec  $x$  dans le sens du mouvement,  $y$  l'axe vertical, et  $z$  suivant l'envergure du profil). Les champs de pression calculés à partir des données expérimentales seront donc calculés sur chaque période de mouvement effectué. Ce procédé permettra entre autre de calculer les efforts à chaque période. La figure 4.8 représente des iso-surfaces de pression adimensionnée à  $t = 0.16T$  (phase de mouvement à vitesse constante) obtenue par simulation numérique à gauche, et calculée par intégration. Si qualitativement les résultats sont très similaires, on constate une légère différence de niveau. La figure 4.9 montre de façon similaire à la précédente figure la pression obtenue à partir de données PIV, à  $t = 0.18T$ . Les résultats représentés sont des instantanés pour (b) (c) et (d) et une moyenne de phase (figure 4.9 (a)) calculée sur 25 périodes. On observe sur les données instantanées un certain bruitage du résultat, bien qu'une certaine cohérence reste visible au travers de valeurs plus grandes. Au contraire, le champ de pression obtenu par moyenne de phase semble moins bruité, mais les valeurs obtenues sont plus faibles. Ce point est probablement dû à l'instationnarité de l'écoulement, notamment sur la région du saumon où les tourbillons de bord d'attaque et de bout d'aile entrent en interaction et ne sont pas situés exactement au même endroit d'une période à l'autre.

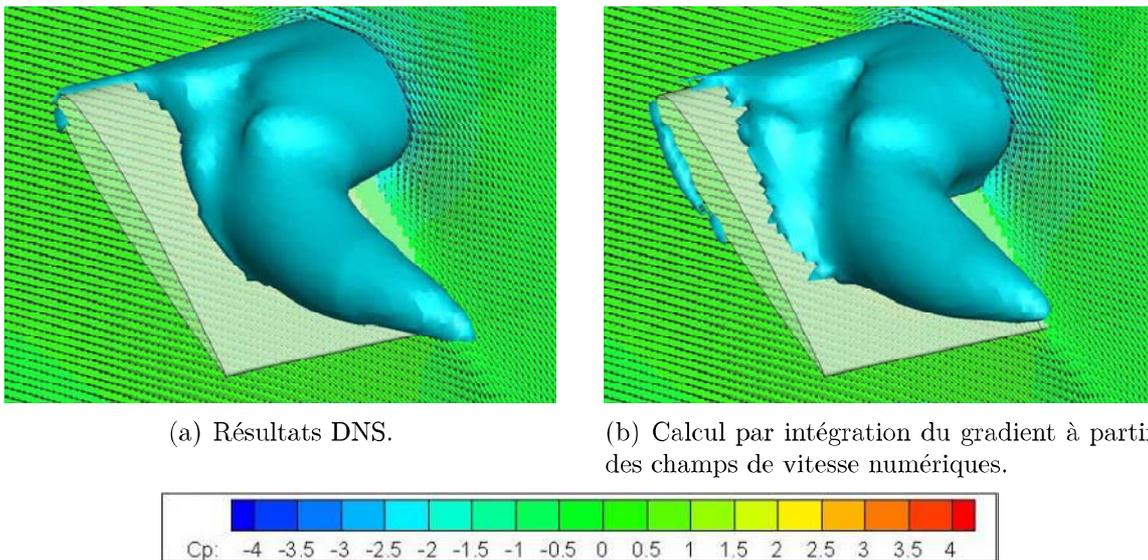


FIGURE 4.8 – Iso-surfaces de pression adimensionnée  $C_p = -2$  et champ de pression sur un plan orthogonal à l'envergure du profil, à  $5/6$  cordes du saumon ( $t = 0.16T$ ).

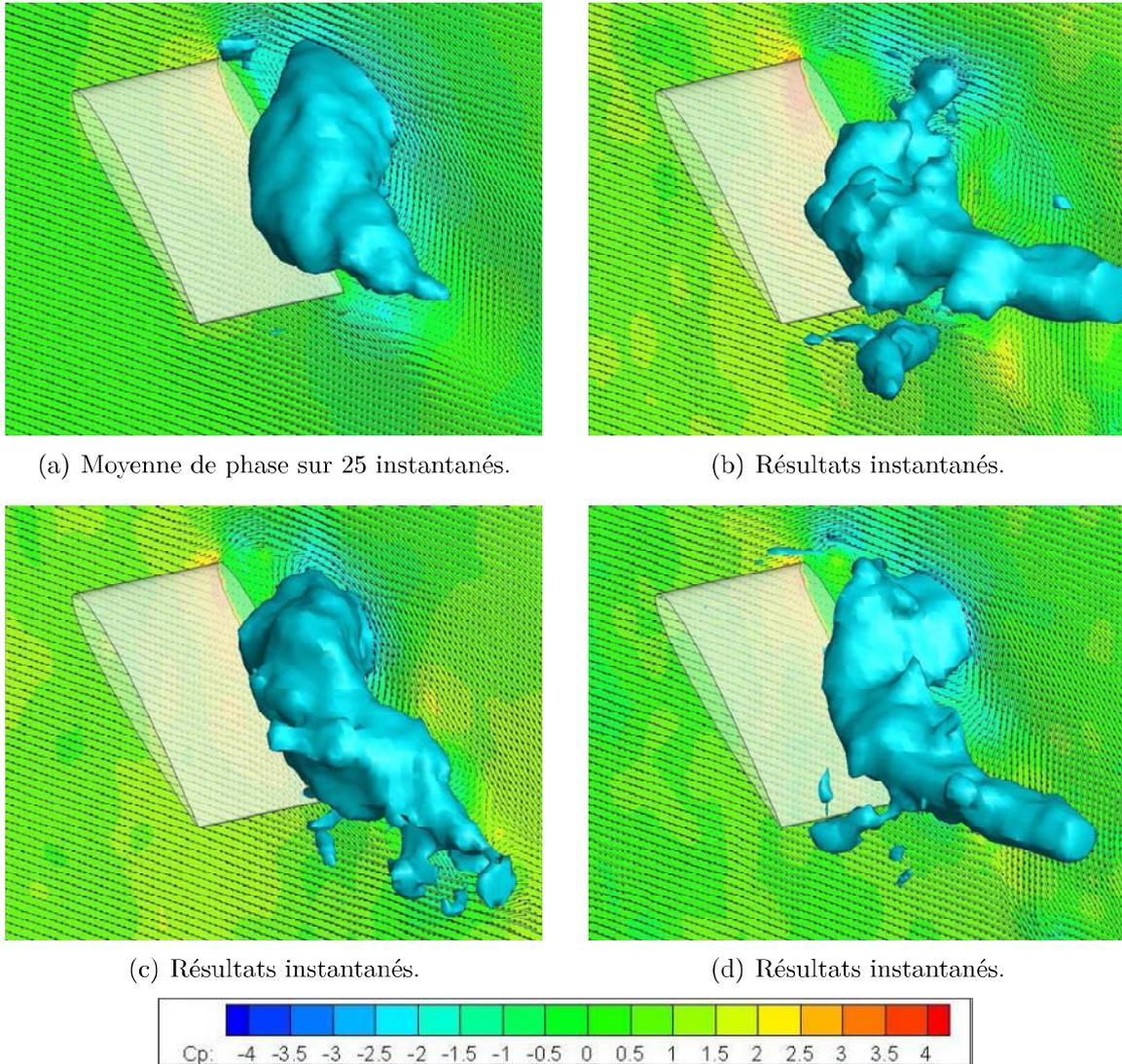


FIGURE 4.9 – Iso-surfaces de pression adimensionnée  $C_p = -2$  et champ de pression sur un plan orthogonal à l'envergure du profil, à  $5/6$  cordes du saumon ( $t = 0.18T$ ).

### 4.3.2 Calcul des efforts subis par le profil

On se concentre maintenant sur l'évaluation de la méthode de calcul des efforts par bilan de quantité de mouvement. Dans un premier temps, une étude paramétrique est effectuée à partir des données issues de la DNS afin d'évaluer l'influence des résolutions spatiales et temporelle du maillage adopté, mais également de certains paramètres relatifs au calcul de la pression ou encore aux dimensions du volume de contrôle.

La figure 4.10 représente l'évolution des efforts adimensionnés ( $C_k = F_k / (0.5\rho c^2 \lambda V_0^2)$ ), tels que définis dans le chapitre 3) subis par le profil au cours d'une demi-période. Les efforts représentés sont issus de la simulation numérique directe en rouge (DNS) et de la méthode d'évaluation des efforts par bilan de quantité de mouvement en vert. A titre indicatif, les efforts déterminés par intégration de la pression calculée à partir des champs de vitesse sur la surface du profil sont également représentés sur la figure 4.10 en bleu. On note dans l'ensemble une évolution des efforts calculés qualitativement comparable aux résultats DNS, bien qu'une différence plus importante soit observée dans le cas du calcul par BQM pour la composante de portance. Au contraire, la qualité des efforts obtenus par intégration de la pression sur la surface du profil (toujours dans le cadre de la portance) suggère un taux d'erreur suffisamment bas du champ de pression recalculé suivant la méthode exposée plus haut dans la zone proche du profil.

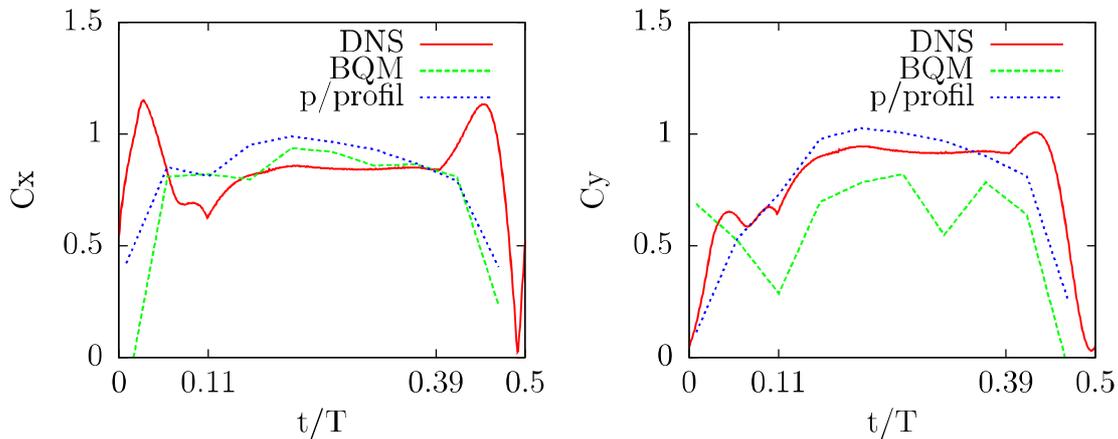


FIGURE 4.10 – Efforts adimensionnés subis par le profil, de traînée à gauche et de portance à droite, obtenus par le code DNS, par l'application de la méthode de quantité de mouvement (BQM), et par intégration du champ de pression calculé à partir du champ de vitesse sur la surface du profil (p/profil).

Étude paramétrique

Dimensions du volume de contrôle

Le calcul des efforts subis par le profil en adoptant l'approche par bilan de quantité de mouvement est dépendant du volume de contrôle utilisé. La figure 4.12 représente l'évolution des efforts de traînée et de portance au cours d'une demi-période pour différents volumes de contrôle. Les dimensions des différents volumes adoptés pour ces calculs sont :

- volume de référence :  
 $x_a = 0.4c, x_b = 0.8c,$   
 $y_a = 0.4c, y_b = 0.8c$
- volume V1 :  
 $x_a = x_b = y_a = y_b = 0.8c$
- volume V2 :  
 $x_a = x_b = y_a = y_b = c$
- volume V3 :  
 $x_a = x_b = y_a = y_b = 1.3c$

Avec  $c$  la corde du profil, et  $x_a, x_b, y_a$  et  $y_b$  des distances centrées sur le quart de corde du profil telles que définies sur la figure 4.11.

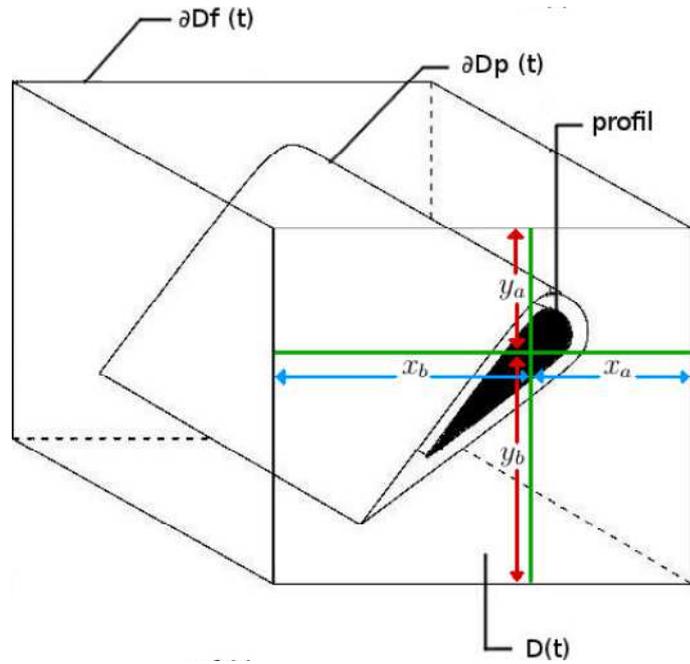


FIGURE 4.11 – Représentation du volume de contrôle utilisé pour l'équation de bilan de quantité de mouvement, et de ses paramètres de taille.

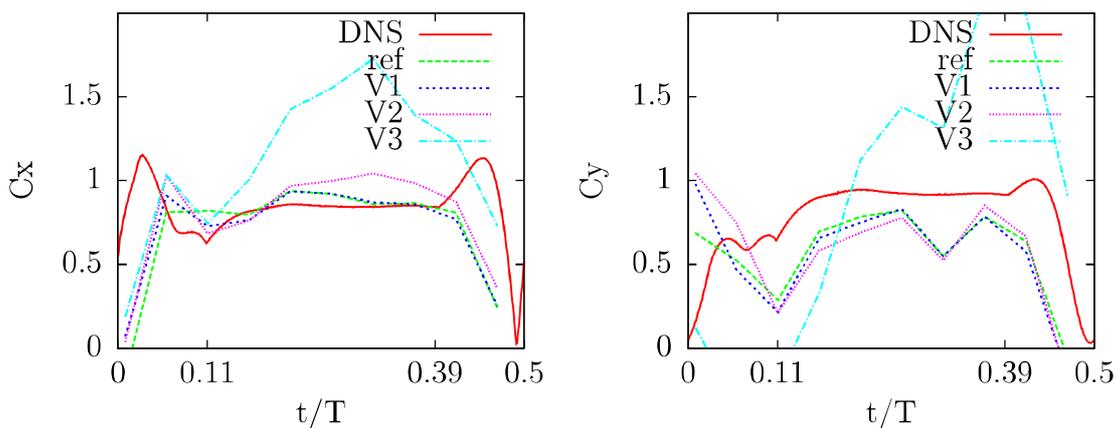


FIGURE 4.12 – Évolution des efforts adimensionnés subis par le profil, de traînée à gauche et de portance à droite, obtenus par le code DNS et calculés par BQM en utilisant différents volumes de contrôle.

Si une différence quantitative non négligeable est observable pour le volume de contrôle le plus grand, les résultats concernant les autres volumes testés sont très comparables.

### Influence de l'erreur due au calcul du champ de pression

Dans un premier temps, on s'attache à évaluer l'erreur introduite par le calcul des champs de pression sur la détermination des efforts. La figure 4.13 représente l'évolution des efforts subis par le profil calculés par BQM, mais en utilisant le champ de pression obtenu par DNS (et non le champ de pression calculé par intégration). Le calcul est effectué pour les volumes de contrôles précédemment décrits. Par comparaison à la figure 4.12, on observe une différence négligeable entre les efforts calculés par BQM à partir des champs de pression calculés par intégration d'une part, et par DNS d'autre part.

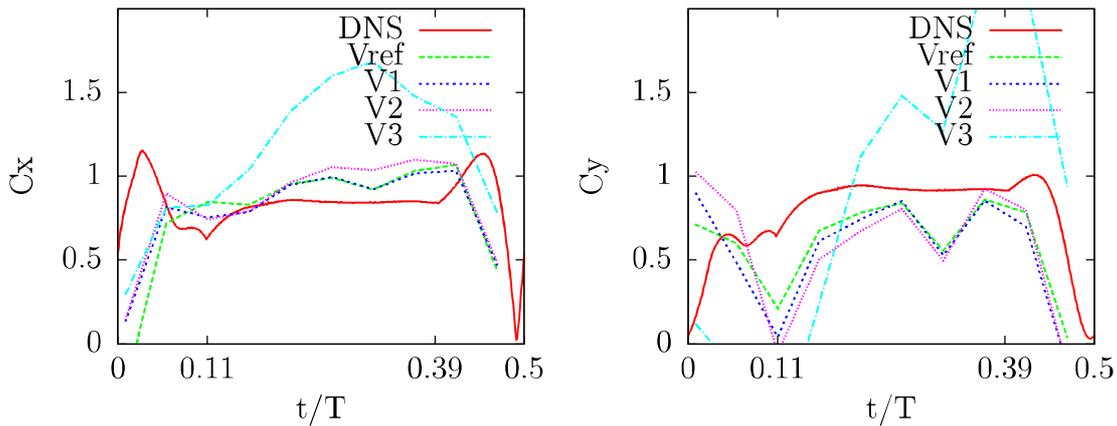


FIGURE 4.13 – Évolution des efforts adimensionnés subis par le profil, de traînée à gauche et de portance à droite, obtenus par le code DNS et calculés par BQM à partir des champs de pression obtenus par DNS.

Dans un second temps, on s'attache à évaluer l'influence de l'application et des paramètres du filtre lors de l'étape de calcul du champ de pression sur l'obtention des efforts. La figure 4.14 représente l'évolution des efforts calculés avec et sans application du filtre. Si les résultats indiquent une nette amélioration quantitative du calcul des efforts de traînée en appliquant le filtre, ce n'est pas le cas pour la composante verticale. Dans les deux cas, le niveau des efforts obtenus sans application du filtre est plus élevé qu'avec l'application du filtre.

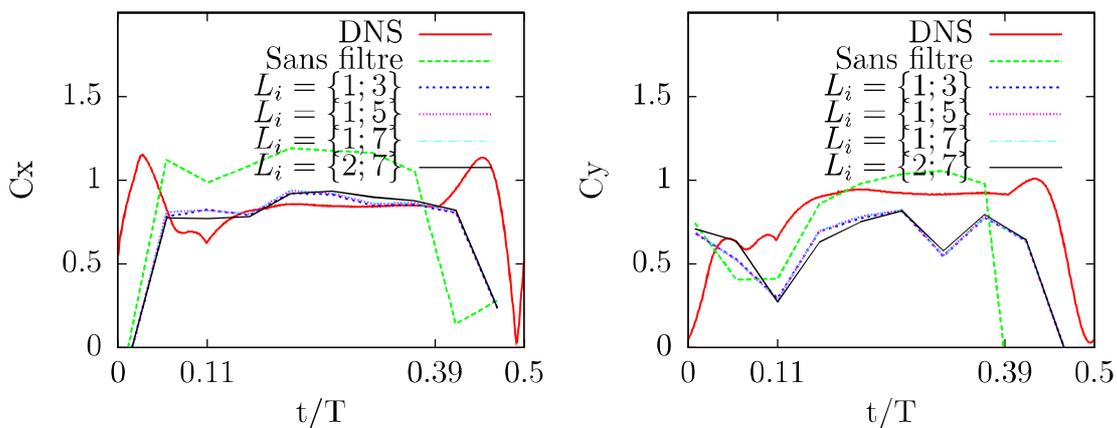


FIGURE 4.14 – Efforts adimensionnés obtenus par le code DNS et par l'application de la méthode de quantité de mouvement avec différentes valeurs du paramètre pour le filtre lors de l'intégration du champ de pression.

### Résolution temporelle

Les tableaux 4.7 et 4.8 indiquent les valeurs des composantes horizontale et verticale des efforts obtenus, ainsi que les termes de pression et instationnaire de l'équation de bilan de quantité de mouvement. Ces résultats montrent une sensibilité plus forte du terme instationnaire par rapport au terme de pression, et suggèrent que les résultats ne soient pas totalement stabilisés pour les résolutions temporelles étudiées. Les champs d'accélération sont ici déterminés à partir des champs de vitesse issus du calcul DNS, réinterpolés sur un maillage cartésien comparable à celui obtenu à l'issue du processus expérimental. Il est donc possible que ce procédé participe à la dégradation de la qualité obtenue sur le calcul de l'accélération, et donc que la description du terme instationnaire participe à la différence observée sur les efforts calculés par bilan de quantité de mouvement par comparaison à l'intégration directe du champ de pression sur la surface de l'aile.

$\delta_t$	$10^{-4}s$	$2.10^{-4}s$	$3.10^{-4}s$	$4.10^{-4}s$	$5.10^{-4}s$
$C_x$	0.8233	0.851	0.8701	0.8777	0.8661
$-\iint p \vec{n} ds. \vec{x}$	0.5897	0.5825	0.5749	0.5698	0.5623
$-\frac{\delta}{\delta t} \iiint \rho \vec{V} dv. \vec{x}$	0.0019	0.0369	0.0635	0.0763	0.0721
$C_y$	1.1947	1.192	1.1934	1.1963	1.1944
$-\iint p \vec{n} ds. \vec{y}$	0.3345	0.3337	0.3361	0.3395	0.3373
$-\delta/\delta t \iiint \rho \vec{V} dv. \vec{y}$	0.0037	0.0017	0.0007	0.0003	0.0006

TABLEAU 4.7 – Valeurs des efforts et des composantes de l'équation de bilan de quantité de mouvement pour différentes résolutions temporelles, à l'instant  $t = 0.25T$ .

$\delta_t$	$10^{-4}s$	$2.10^{-4}s$	$3.10^{-4}s$	$4.10^{-4}s$	$5.10^{-4}s$
$C_x$	1.0088	0.9977	0.9654	0.9339	0.9046
$-\iint p \vec{n} ds. \vec{x}$	0.5133	0.5123	0.5123	0.5119	0.5126
$-\frac{\delta}{\delta t} \iiint \rho \vec{V} dv. \vec{x}$	0.4326	0.4226	0.3902	0.3591	0.3292
$C_y$	0.6981	0.6954	0.6946	0.695	0.6947
$-\iint p \vec{n} ds. \vec{y}$	0.2429	0.2413	0.2403	0.2403	0.2391
$-\delta/\delta t \iiint \rho \vec{V} dv. \vec{y}$	-0.005	-0.006	-0.0058	-0.0054	-0.0046

TABLEAU 4.8 – Valeurs des efforts et des composantes de l'équation de bilan de quantité de mouvement pour différentes résolutions temporelles, à l'instant  $t = 0.48T$ .

### Résolution spatiale

La figure 4.15 représente une comparaison de l'évolution des efforts calculés avec différentes résolutions spatiales. Si les différences d'erreurs ne sont pas vraiment perceptibles sur la qualité des champs de pression, on constate ici une importante dégradation des résultats avec la diminution de la résolution spatiale. Ces résultats n'indiquent pas si la résolution adoptée dans le cas expérimental (correspondant environ à  $\delta_x = c/40$ ) est suffisante. Cette résolution spatiale imposée par des contraintes expérimentales apparaît ici comme étant la résolution spatiale minimale pour obtenir une évaluation réaliste des efforts.

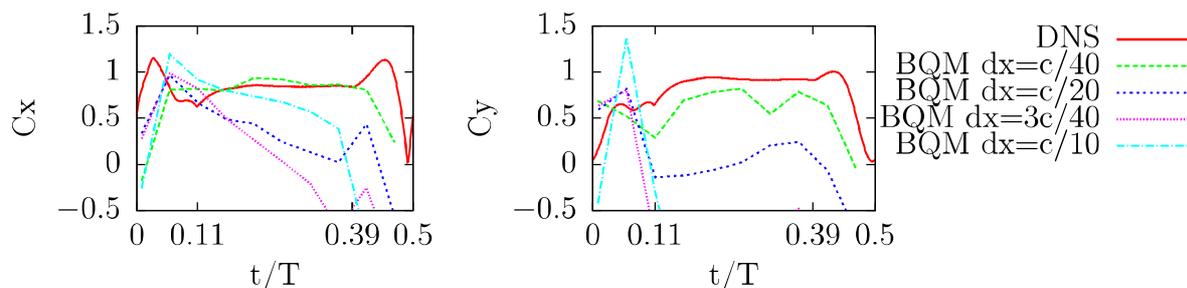


FIGURE 4.15 – Évolution des efforts adimensionnés obtenus par le code DNS et calculés par BQM en utilisant différentes résolutions spatiales, où  $c$  représente la corde du profil.

### Comparaison avec des données expérimentales

Les figures 4.16 et 5.24 représentent l'évolution des efforts adimensionnés subis par une partie de l'envergure d'une aile (5/6 d'une corde côté saumon) pour un cas expérimental par comparaison aux résultats DNS. Les efforts sont calculés par BQM à partir des données numériques (BQM) et expérimentales (expe) pour la figure 4.16, et par intégration des champs de pression expérimentaux sur la surface du profil pour la figure 5.24. Ces résultats sont obtenus par calcul des champs de pression puis des efforts sur chacune des 25 périodes de mouvement, puis moyennés et comparés aux résultats DNS.

Les efforts expérimentaux évoluent de manière qualitativement similaire aux résultats DNS, malgré la présence d'un pic en fin de mouvement. La composante horizontale des efforts déterminés par BQM présente un décalage important comparé au calcul par intégration. On constate néanmoins une évolution quantitativement identique suivant la méthode utilisée pour le cas de la portance. La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques est approfondie dans le chapitre 5.

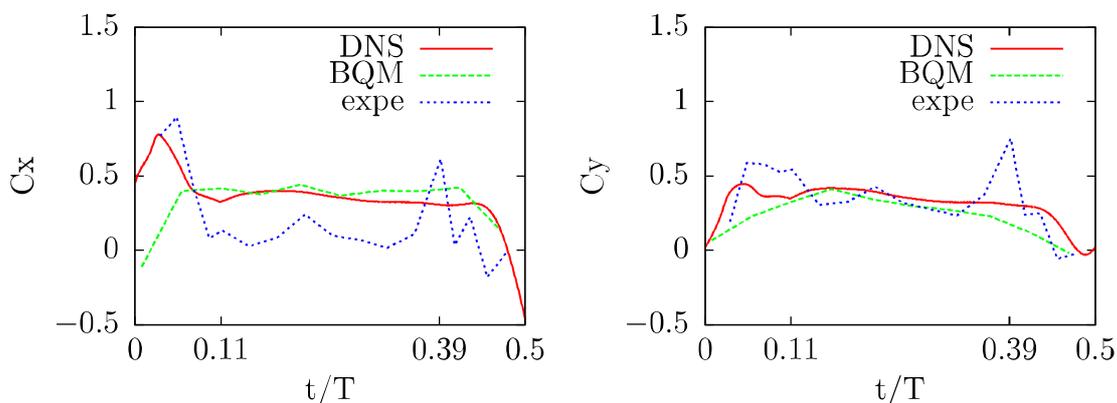


FIGURE 4.16 – Évolution des efforts obtenus par le code DNS et calculé par BQM à partir des résultats numériques (BQM) et expérimentaux.

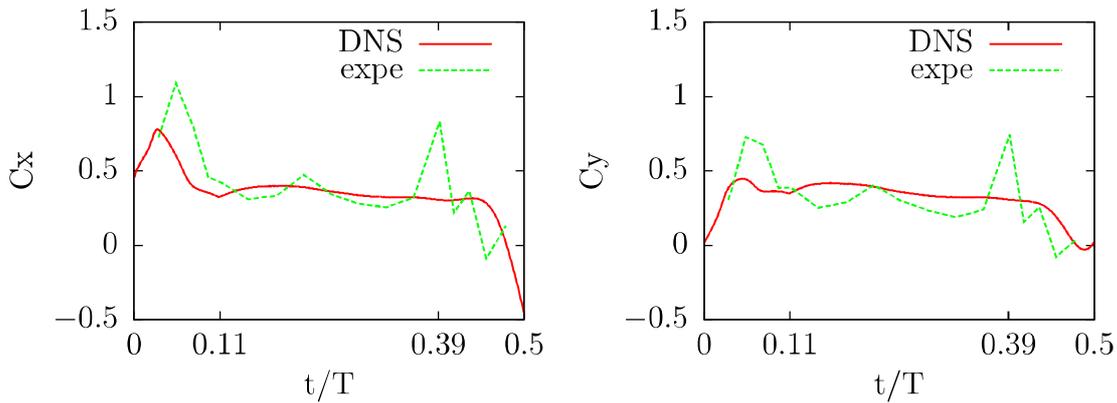


FIGURE 4.17 – Évolution des efforts obtenus par le code DNS et calculé par intégration du champ de pression sur la surface du profil, à partir des résultats expérimentaux.

## 4.4 Conclusion

La mesure directe des efforts expérimentaux dans le cadre d'un mouvement à Reynolds 1000 peut poser problème, les efforts subis que l'on cherche à mesurer étant noyés dans des effets d'inertie dus à la mise en mouvement de l'aile. Une méthode d'évaluation des efforts par bilan de quantité de mouvement est alors présentée et évaluée dans l'objectif de déterminer les efforts à partir des champs de vitesse uniquement. La difficulté principale de cette méthode est le calcul du champ de pression, nécessaire pour l'obtention des efforts. Une méthode d'intégration itérative est proposée afin de calculer le champ de pression à partir de son gradient déterminé à partir des équations de Navier Stokes.

Les résultats obtenus concernant le calcul de champ de pression par intégration suggèrent la faisabilité de la méthode. Bien que fortement dépendante de la qualité globale des données, et donc moins performante lors de l'étude d'écoulements particulièrement complexes tels que ceux générés en phase de pronation ou supination, la qualité des données est dans une certaine mesure préservée par l'application d'un filtre lors du processus de calcul. L'obtention du champ de pression sur l'intégralité du domaine, donc également à proximité immédiate du profil, est plus incertain étant donné la complexité accrue de l'écoulement, et la difficulté d'obtenir avec précision le champ de vitesse à proximité d'une paroi dans les cas expérimentaux. Cependant, la méthode de calcul peut être améliorée en étudiant plus en profondeur l'effet du filtre, de même qu'en appliquant un algorithme de séparation du domaine de calcul en sous-parties utilisant non pas des valeurs fixes pour les paramètres  $L_i$ , mais des paramètres déterminés en fonction de l'écoulement.

Une évolution qualitativement similaire est obtenue pour les deux cas. Des résultats acceptables ont été obtenus pour la portance, mais d'une qualité plus dégradée pour la traînée. Si la méthode ne permet pas d'obtenir des résultats d'une qualité suffisante pour une étude détaillée, les résultats sont a priori encourageants.

# Chapitre 5

## Présentation et analyse des résultats

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>70</b>
<b>5.2</b>	<b>Cas de référence</b>	<b>70</b>
5.2.1	Évolution des structures tourbillonnaires	71
5.2.2	Efforts subis par le profil	82
5.2.3	Comparaison avec les données expérimentales	86
<b>5.3</b>	<b>Étude paramétrique</b>	<b>92</b>
5.3.1	Influence de l'allongement de l'aile	92
5.3.2	Influence de la loi de mouvement	102
<b>5.4</b>	<b>Conclusion et discussion</b>	<b>107</b>
5.4.1	Cas de référence	107
5.4.2	Étude paramétrique	109

---

## 5.1 Introduction

On rappelle que l'objectif de l'étude est d'effectuer une corrélation entre l'écoulement généré par un profil en mouvement de vol battu et les efforts en résultant. Nous abordons ici en première partie une configuration de référence. Cette dernière est constituée par le mouvement de révolution symétrique d'un profil NACA 0012 à nombre de Reynolds 1000 ( $Re = \frac{\rho \vec{V}_0 c}{\mu}$ , défini au chapitre 3). L'étude est constituée d'une description des structures tourbillonnaires et des efforts obtenus par simulation numérique directe (DNS) puis d'une comparaison aux résultats expérimentaux.

En seconde partie, une étude paramétrique est effectuée afin d'évaluer l'influence de l'allongement de l'aile et de la loi de mouvement. Ce dernier paramètre, en adoptant des lois de mouvement asymétriques (où l'incidence lors des phases d'upstroke et de downstroke est différente), permet de modifier l'efficacité du vol. La compréhension des différences générées par la modification de ces paramètres favorisera l'optimisation du vol dans les conditions souhaitées, que ce soit au niveau de l'efficacité ou au niveau des efforts maximaux.

## 5.2 Cas de référence

On rappelle ici que la loi de mouvement de référence (définie au chapitre 3) appliquée au profil se compose de différentes phases schématisées sur la figure 5.1.

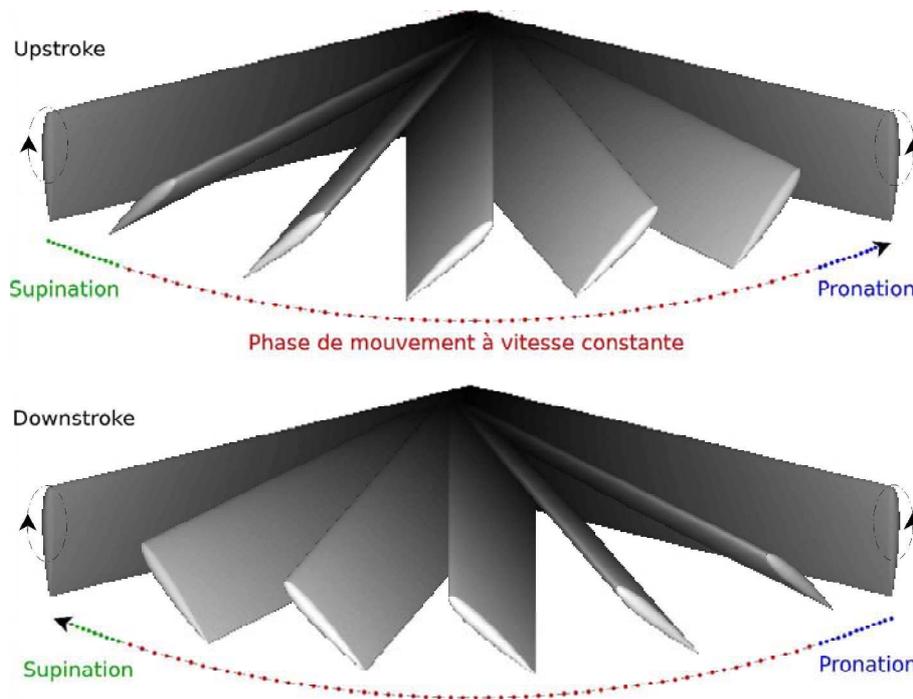


FIGURE 5.1 – Schématisation des différentes phases composant une période de battement.

Lorsque le plan de battement (sur lequel évolue l'aile, schématisé sur la figure 5.2) n'est pas horizontal, une période de battement correspond à un mouvement de l'aile vers le haut appelé upstroke et d'un mouvement vers le bas appelé downstroke. La loi de référence fait intervenir un mouvement symétrique sur ces deux demi-périodes, le plan de battement est en conséquence horizontal (on s'intéresse ici à un cas de sustentation pure, c'est-à-dire sans vitesse d'avancement). Les phases de variation d'incidence lorsque l'aile arrive à l'extrémité de son amplitude de battement sont appelées pronation pour le passage de l'upstroke au downstroke, et supination lors du passage du downstroke à

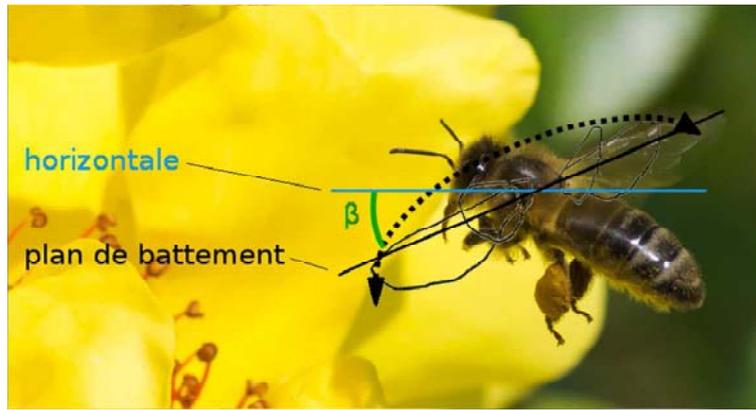


FIGURE 5.2 – Représentation du plan de battement et de l’angle  $\beta$  d’inclinaison par rapport à l’horizontale.

l’upstroke. La figure 5.1 montre également le repère absolu utilisé. Les composantes  $y$  et  $z$  sont respectivement verticale dirigée vers le haut, et horizontale, dirigée de l’implanture vers le saumon (lorsque l’aile est à mi-parcours de l’upstroke). Un repère mobile est utilisé au cours de cette analyse, celui-ci se déplace en rotation suivant l’axe  $y$ . L’axe  $z$  du repère mobile est alors constamment horizontal et parallèle à l’envergure de l’aile.

Les phases d’upstroke ou de downstroke se composent des mouvements suivants (avec  $T$  la période d’un cycle de battement) :

- Le profil commence une période de mouvement à  $t = 0T$  à l’extrémité de son mouvement de révolution et en position verticale ( $\alpha = 90^\circ$ ).
- De  $t = 0$  à  $t = 0.109T$ , l’aile subit une accélération de rotation pour son mouvement de révolution (autour d’un axe vertical situé à l’implanture). Le profil est également en mouvement de rotation autour d’un axe parallèle à l’envergure, et situé au quart de corde du profil (variation de l’incidence, de  $90^\circ$  à  $45^\circ$ ).
- De  $t = 0.109T$  à  $t = 0.391T$ , le profil est en mouvement de révolution à vitesse constante et angle d’attaque constant ( $45^\circ$  pour le cas de référence).
- De  $t = 0.391T$  à  $t = 0.5T$ , le mouvement de révolution de l’aile ralentit jusqu’à l’arrêt. L’angle d’attaque évolue de  $45^\circ$  à  $90^\circ$ .

L’étude du cas de référence est effectuée en deux parties. D’abord on présente une étude globale de l’évolution des structures tourbillonnaires. Par la suite, cette étude est approfondie puis mise en corrélation avec les efforts subis par l’aile. Les données obtenues par DNS concernant le cas de référence sont enfin comparées aux données du cas expérimental, afin de procéder à une validation du calcul DNS.

### 5.2.1 Évolution des structures tourbillonnaires

Les natures différentes des mouvements imposés au profil et des écoulements résultant lors des phases de pronation/supination, ou de mouvement à vitesse constante engendrent des comportements différents. Pour cette raison, les analyses des phases de mouvement à vitesse constante, de décélération ( $t \in [0.39T; T/2]$ ) et d’accélération ( $t \in [0; 0.11T]$ ) sont effectuées séparément.

Phase de révolution à vitesse constante ( $t \in [0.11T; 0.39T]$ )

La figure 5.3 représente la vorticité projetée suivant l'envergure du profil sur des iso-surfaces du critère  $\lambda_2^* = -1$  au cours de la phase de mouvement à vitesse constante pour quatre instants.

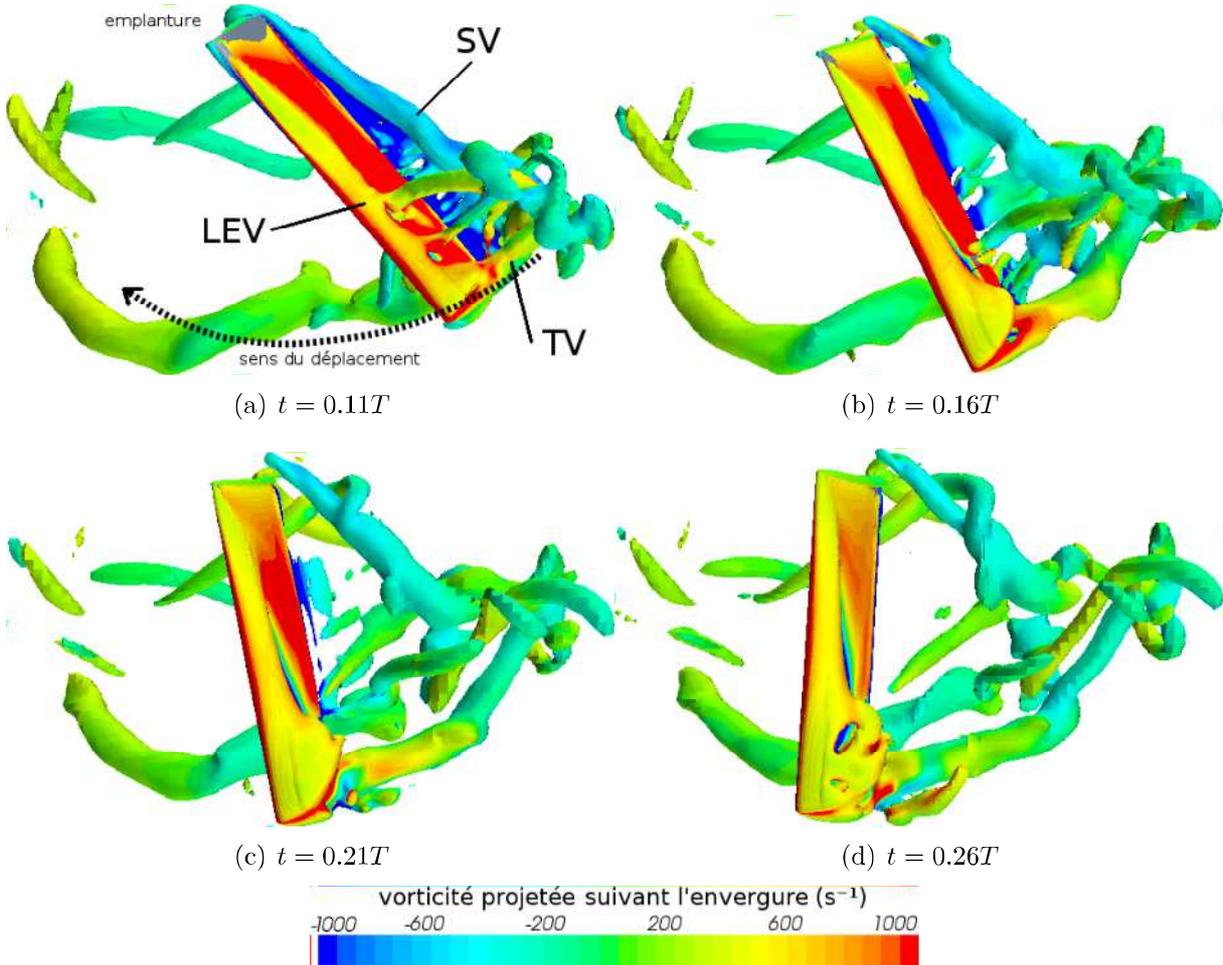


FIGURE 5.3 – Vorticité suivant l'envergure du profil sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

1/  $t = 0.11T$

La figure 5.3 (a) indique la présence des éléments suivants :

- Un LEV (pour Leading Edge Vortex ou tourbillon de bord d'attaque) faiblement développé sur l'extrados du profil (représenté par des couleurs jaune et rouge, à proximité du bord d'attaque).
- En amont du profil, des structures tourbillonnaires générées lors de la précédente demi-période de mouvement mais situées sous le plan de battement de l'aile.
- En aval du profil, un tourbillon de bord de fuite (SV pour starting vortex) est lâché dans le sillage. Ce tourbillon a été formé lors de la phase d'accélération. L'extrémité de ce tourbillon (côté saumon) présente une structure complexe.
- Trois tourbillons, dont les axes suivent le profil dans son mouvement. Une de ces structures se forme au saumon (TV pour tip vortex), les deux autres se forment à approximativement 2.5 et 3.5 cordes de l'emplature.

$$2/ t = 0.16T$$

La figure 5.3 (b) montre une croissance du LEV formé sur l'extrados dépendante de sa distance par rapport à l'emplanture. Ce phénomène est dû au gradient de vitesse le long de l'envergure, induit par le mouvement de révolution. Par comparaison à l'instant précédent, le tourbillon formé à 3.5 cordes de l'emplanture et dont l'axe suit le mouvement du profil semble ne plus être présent. Le TV s'est élargi, de plus, l'iso-surface forme un bulbe sur le bord d'attaque au niveau du saumon.

$$3/ t = 0.21T$$

La figure 5.3 (c) suggère une croissance du bulbe formé par l'iso-surface du critère  $\lambda_2$  sur le saumon de l'aile. On remarque également l'apparition d'une nouvelle structure côté saumon, au niveau du bord de fuite (à proximité immédiate du TV). Cette structure est un tourbillon contra-rotatif par rapport au TV, comme indiqué par l'iso-surface du terme  $\omega_x$  sur la figure 5.3.

$$4/ t = 0.26T$$

La figure 5.3 (d) indique une croissance du bulbe formé sur le saumon de l'aile, ayant entraîné une déformation complexe de cette structure. Il s'agit a priori d'une indication du début du détachement du LEV dans cette région, mais peut également être simplement représentatif d'une interaction complexe du LEV et du TV. La seconde structure tourbillonnaire formée au saumon et contra-rotative au TV semble s'enrouler autour ce tourbillon dans le sillage de l'aile.

La figure 5.4 représente la vorticité projetée suivant un axe horizontal et orthogonal à l'envergure sur trois iso-surfaces du critère  $\lambda_2^* = -1$  au cours de la phase de mouvement à vitesse constante.

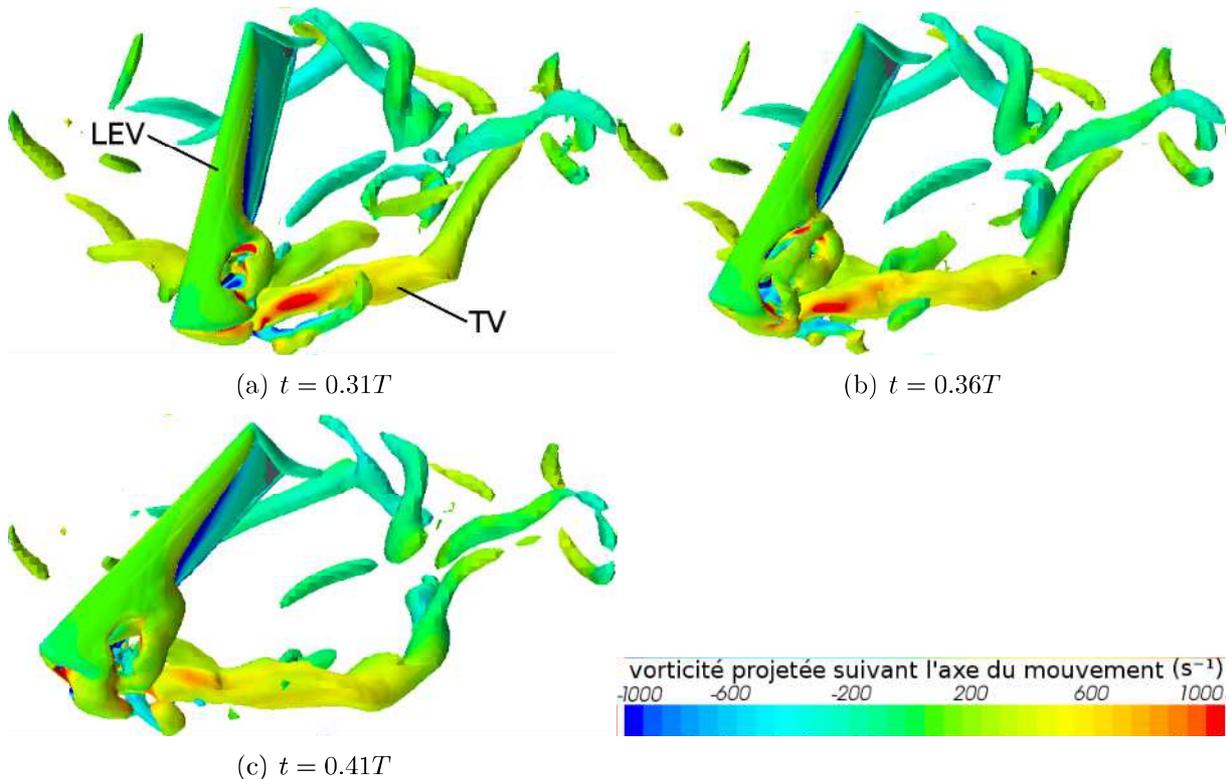


FIGURE 5.4 – Vorticité suivant la direction du mouvement (axe x du repère mobile) sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

$$5/ t = 0.31T$$

La figure 5.4 (a) montre la croissance de la structure formée au saumon, contra-rotative par rapport au TV. On distingue ici le TV, dont la vorticité suivant l'axe du mouvement est positive (en rouge sur la figure), et cette structure secondaire dont le diamètre est inférieur environ de moitié. Cette structure, comme à l'instant précédent, s'enroule autour du TV.

De plus, la zone proche du saumon où l'iso-surface du critère  $\lambda_2$  forme une structure complexe s'est élargie. Ce point indique un détachement du LEV évoluant vers l'emplanture au fur et à mesure du mouvement.

$$6/ t = 0.36T$$

La figure 5.4 (b) démontre également une complexification du bulbe formé par l'iso-surface de  $\lambda_2$  au saumon de l'aile. Cependant, cette zone semble avoir stoppé sa progression vers l'emplanture. Ce phénomène indique une stabilisation entre la génération de vorticité dans le LEV le long de l'envergure, et son extraction par le biais du flux transverse et de l'interaction LEV-TV.

$$7/ t = 0.41T$$

Les structures précédemment décrites sont toujours présentes. On remarque particulièrement :

- La présence d'un LEV fortement développé, et détaché du profil sur une région d'environ 1.5 cordes, côté saumon de l'aile.
- La présence d'un TV formant dans le sillage un arc de cercle représentatif de la trajectoire du saumon. La structure secondaire (et contra-rotative par rapport au TV) est toujours présente et de taille négligeable par comparaison au TV.

### Interaction LEV-TV

Les iso-surfaces de pression peuvent dans certains cas permettre une identification des structures tourbillonnaires principales. La figure 5.5 représente des iso-surfaces de pression pour une valeur de  $-2.5$  Pa sur l'extrados du profil, à différents instants répartis au cours d'une phase de mouvement à vitesse constante.

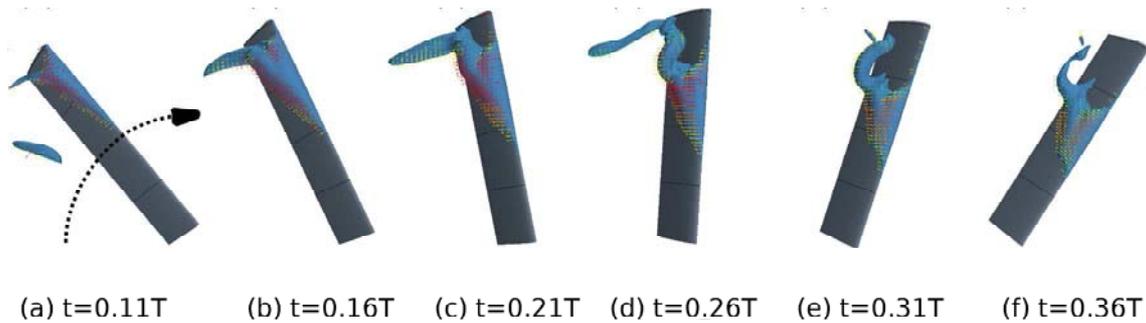


FIGURE 5.5 – Iso-surfaces de pression relative  $p = -2.5$  Pa au cours d'une phase de déplacement à vitesse constante.

Ces iso-surfaces indiquent principalement la dépression formée sur le bord d'attaque du profil résultant du gradient de vitesse, et la dépression présente au cœur des structures tourbillonnaires principales.

On remarque ainsi :

- une progression relativement continue de l'iso-surface vers l'emplanture de  $t = 0.11T$  à  $t = 0.31T$ .
- une croissance globalement constante du LEV de  $t = 0.11T$  à  $t = 0.21T$ , avec une interaction LEV-TV simple.
- une complexification de l'interaction LEV-TV à partir de  $t = 0.26T$ . Le LEV se détache du bord d'attaque à un point se déplaçant vers l'emplanture, jusqu'à un minimum d'environ 2.7 cordes de l'emplanture à partir de  $t = 0.31T$ .

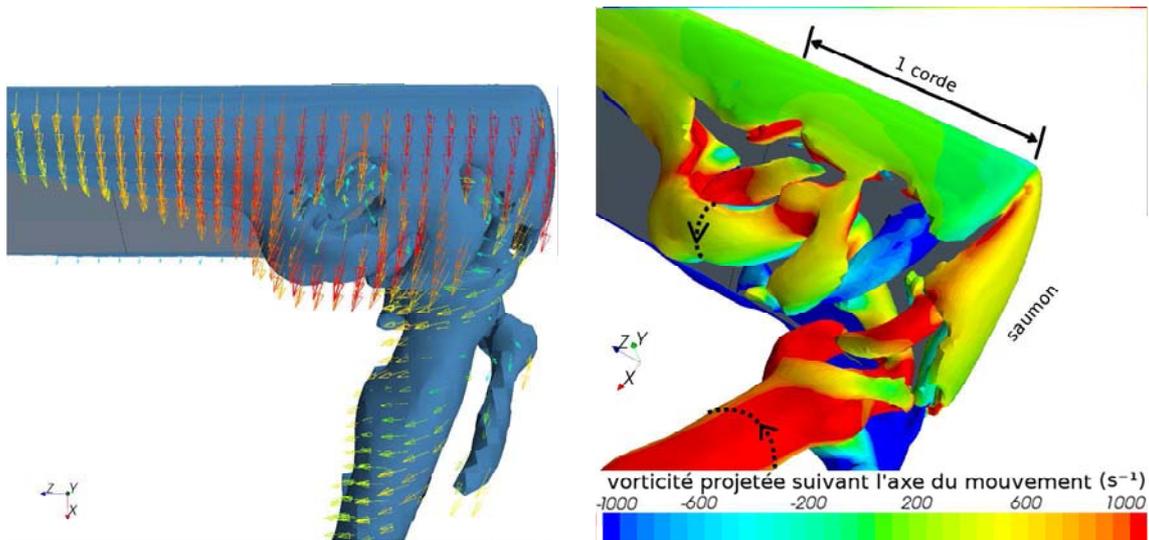


FIGURE 5.6 – Iso-surfaces du critère adimensionné  $\lambda_2^* = -5$  à gauche et  $\lambda_2^* = -10$  à droite, à  $t = 0.26T$ . Les vecteurs de la vitesse relative du fluide par rapport au profil sont représentés sur l'iso-surface, et colorés suivant la norme du vecteur. Le point de vue est côté extrados.

La figure 5.6 représente des iso-surfaces du critère adimensionné  $\lambda_2^* = -5$  et  $-10$ . La figure de gauche indique une vitesse relative du fluide par rapport au profil proche de 0 dans l'axe du mouvement dans le TV, mais plus importante dans la structure contra-rotative au TV. Ce point indique un entraînement du fluide dans la région du TV, alors que la seconde structure, contra-rotative et moins intense, ne semble pas engendrer ce phénomène.

La figure de droite représente une iso-surface de  $\lambda_2^*$  colorée par la vorticité dans l'axe du mouvement ( $\omega_x$ ), et souligne la complexité des structures formées en bout d'aile.

Le mouvement de vol battu participe à conserver le LEV formé sur l'extrados du profil par l'extraction de la vorticité générée par le biais d'un flux transverse résultant du mouvement de révolution. Bien qu'ici le LEV reste attaché au profil sur la majorité de l'extrados, il adopte une structure complexe en bout d'aile où le flux transverse est redirigé vers le bord de fuite.

Flux transverse

La figure 5.7 représente une iso-surface de la vitesse dans l'axe de l'envergure en direction du saumon ( $V_z = -1$  m/s), et des lignes de courant tracées dans le repère lié au mouvement du profil. Cette figure suggère un lien entre le flux transverse et le LEV. L'iso-surface forme une structure dont la taille augmente en s'approchant du saumon tant que le LEV (représenté par les lignes de courant) est attaché au bord d'attaque. Lorsque ce dernier semble se détacher à approximativement 3 cordes de l'emplanture, l'iso-surface se décale rapidement vers le bord de fuite. Les lignes de courant tracées dans le repère lié au profil suggèrent alors une complexification forte de l'écoulement dans la région de l'interaction entre le LEV et le TV.

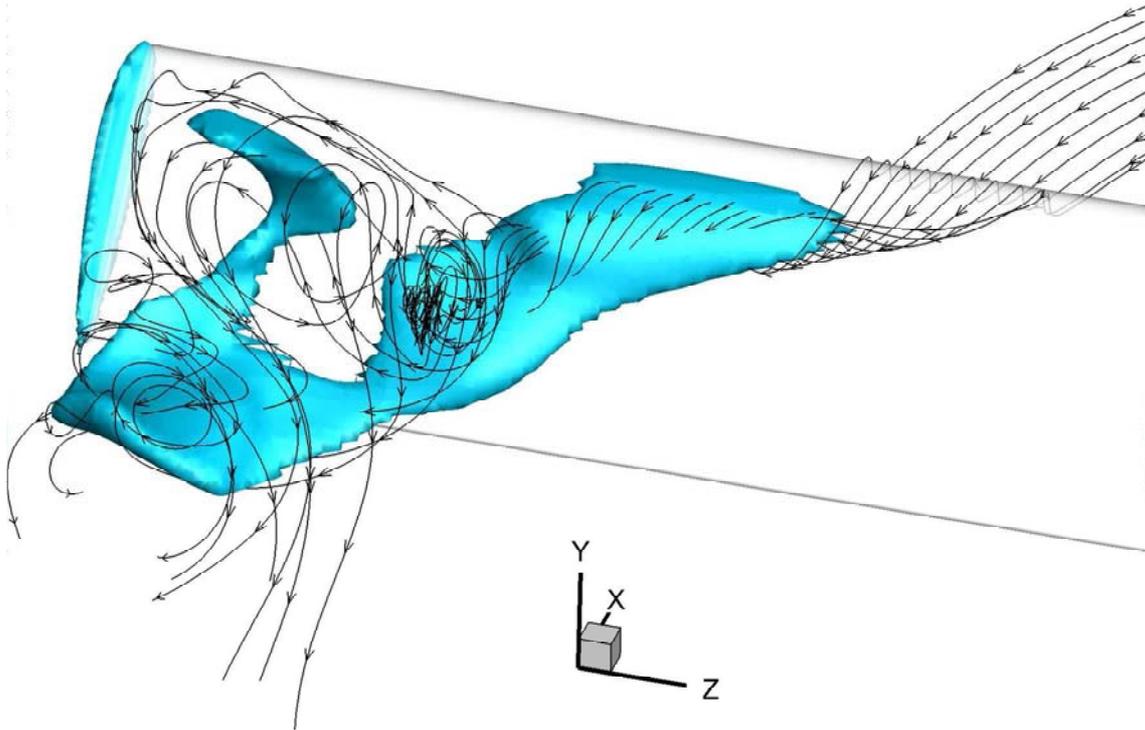


FIGURE 5.7 – Iso-surface de la vitesse dans l'axe de l'envergure en direction du saumon ( $V_z = -1$  m/s) et lignes de courant dans le repère lié au profil à  $t = 0.26T$ .

La figure 5.8 représente une série de plans verticaux et parallèles au profil à différentes positions sur l'envergure à  $t \approx 0.25T$ . Les vecteurs montrent le champ de vitesse relative du fluide par rapport au profil, et les lignes en bleu et en rouge indiquent les iso-contours de la composante en x de cette vitesse relative pour des valeurs de 0 et 0.37 m/s. La vitesse dans l'axe de l'envergure est indiquée par coloration avec en bleu le sens dirigé vers le saumon et en rouge le sens dirigé vers l'emplanture. On peut voir une certaine corrélation entre la position du LEV et le maximum d'intensité de la vitesse dans l'axe de l'envergure tant que le LEV reste attaché à l'extrados du profil. Le LEV se détache à approximativement 3 cordes de l'emplanture, où le flux transverse se décale vers le bord de fuite. Cette figure montre également un maximum de flux transverse en bout d'aile sur le bord de fuite, dans la région où se forme le tourbillon contra-rotatif au TV. Il est alors possible que cette dernière structure soit générée entre autres par les effets de ce flux transverse et du TV à proximité.

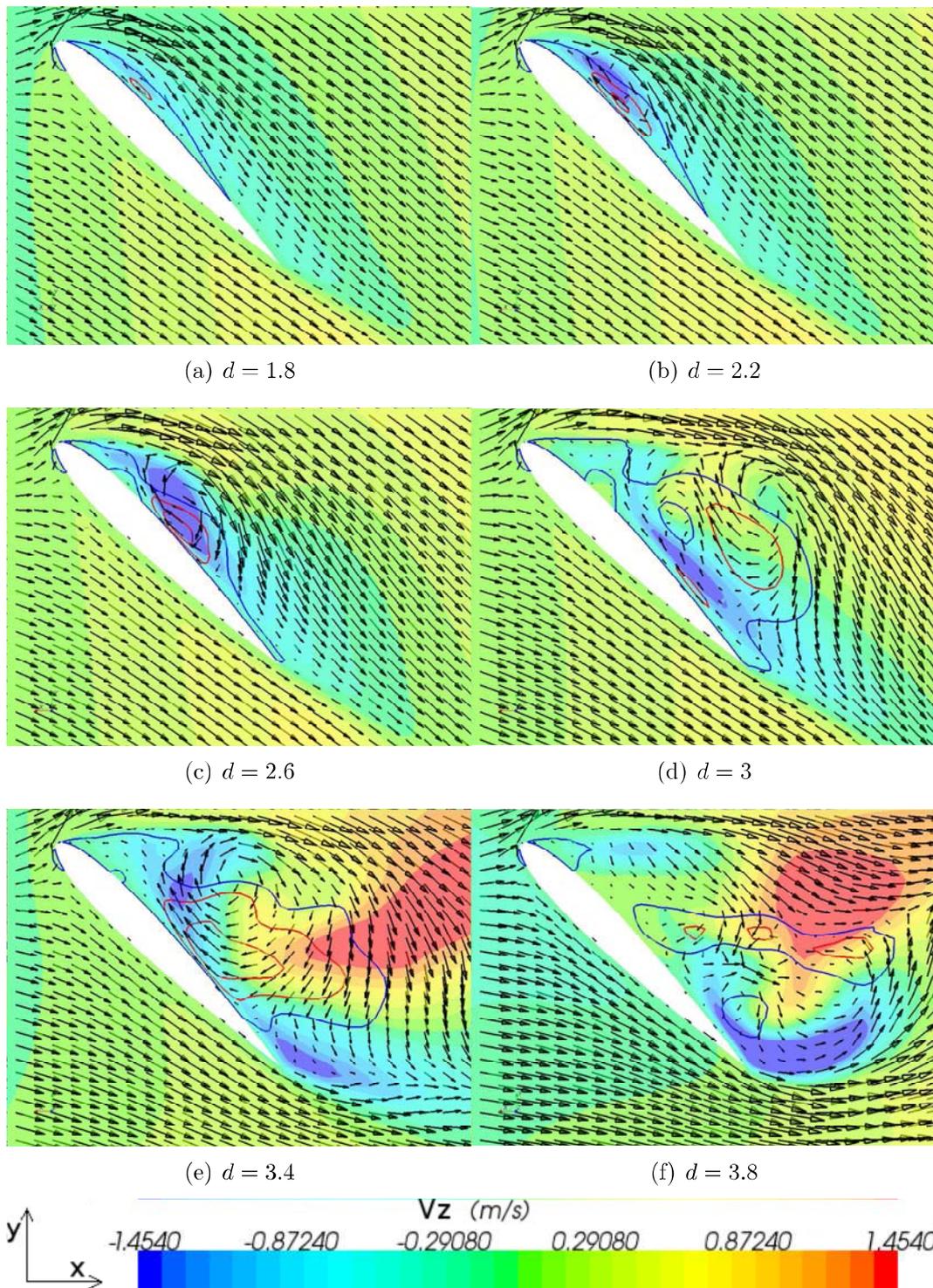


FIGURE 5.8 – Iso-contours de  $\vec{V}_r \cdot \vec{x} = 0$  m/s en bleu et 0.37 m/s en rouge et vitesses dans le repère lié au profil, sur des plans situés à une distance  $d$  (en corde) de l'emplanture. La vitesse orthogonale au plan est représentée par coloration : le bleu indique une vitesse vers le saumon et le rouge une vitesse vers l'emplanture.

Sillage

Le mouvement de révolution du profil engendre l'apparition de structures tourbillonnaires au bord d'attaque (LEV), et au niveau du saumon (TV) qui s'étire dans le sillage. Ces deux tourbillons d'une part et le déplacement du fluide engendré par le mouvement du profil à forte incidence d'autre part induisent l'apparition dans le sillage d'un flux descendant représenté sur la figure 5.9.

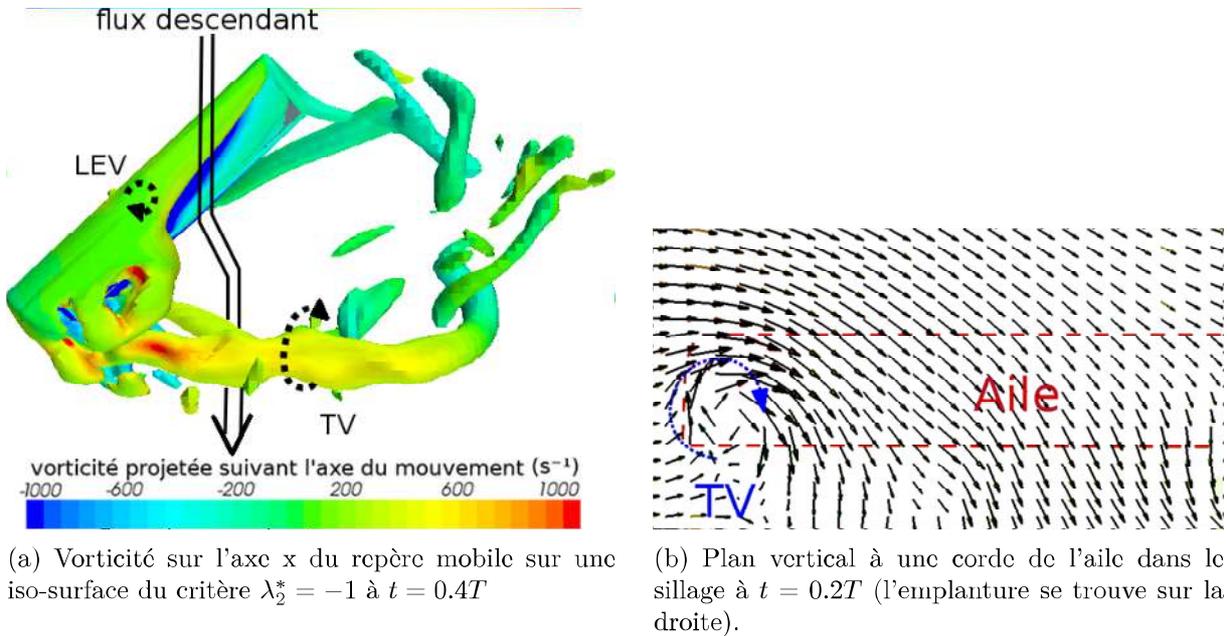


FIGURE 5.9 – Représentation du sillage.

Le flux descendant se concentre au cours d'une période dans la région proche de l'emplanture du profil où la valeur moyenne de la vitesse descendante est de l'ordre de 5% de la vitesse de référence. Ce flux a pour effet :

- de modifier l'incidence aérodynamique de l'aile, principalement en début d'upstroke et de downstroke lorsque le profil rencontre son sillage après avoir inversé sa vitesse de révolution.
- de déplacer les structures tourbillonnaires lâchées dans le sillage. En effet, le TV généré au cours d'un battement se décale vers le bas à mesure que l'aile avance, si bien que la reprise de sillage due à cette structure est grandement réduite. Ce phénomène se limite au tout début de mouvement en phase d'accélération.

Phase de décélération ( $0.39T < t < T/2$ )

Au début de cette phase, le mouvement de révolution ralentit et l'incidence augmente progressivement jusqu'à un arrêt du profil en position verticale, c'est alors que la vitesse de variation d'incidence est maximale. La figure 5.10 représente le terme  $\omega_z$  dans le repère du profil par coloration sur une iso-surface du critère adimensionné  $\lambda_2^* = -1$ . La variation d'incidence entraîne l'apparition d'un RV (pour rotation vortex) situé au bord de fuite sur l'intégralité de l'envergure du profil, en rouge et jaune sur la figure. Ce tourbillon est rapidement lâché dans le sillage. Le LEV reste sur l'extrados mais son intensité décroît à mesure qu'il se rapproche du profil en mouvement, pour finir par être annihilé contre la surface de l'aile.

Le TV principal formé au cours du mouvement de révolution est encore présent dans le sillage. La figure 5.11 est un zoom sur une iso-surface du critère  $\lambda_2$  à approximativement  $t = 0$ . Les vecteurs vitesse relative du fluide par rapport au profil sont indiqués sur l'iso-surface. Le fait que le mouvement de révolution du profil soit stoppé engendre en premier

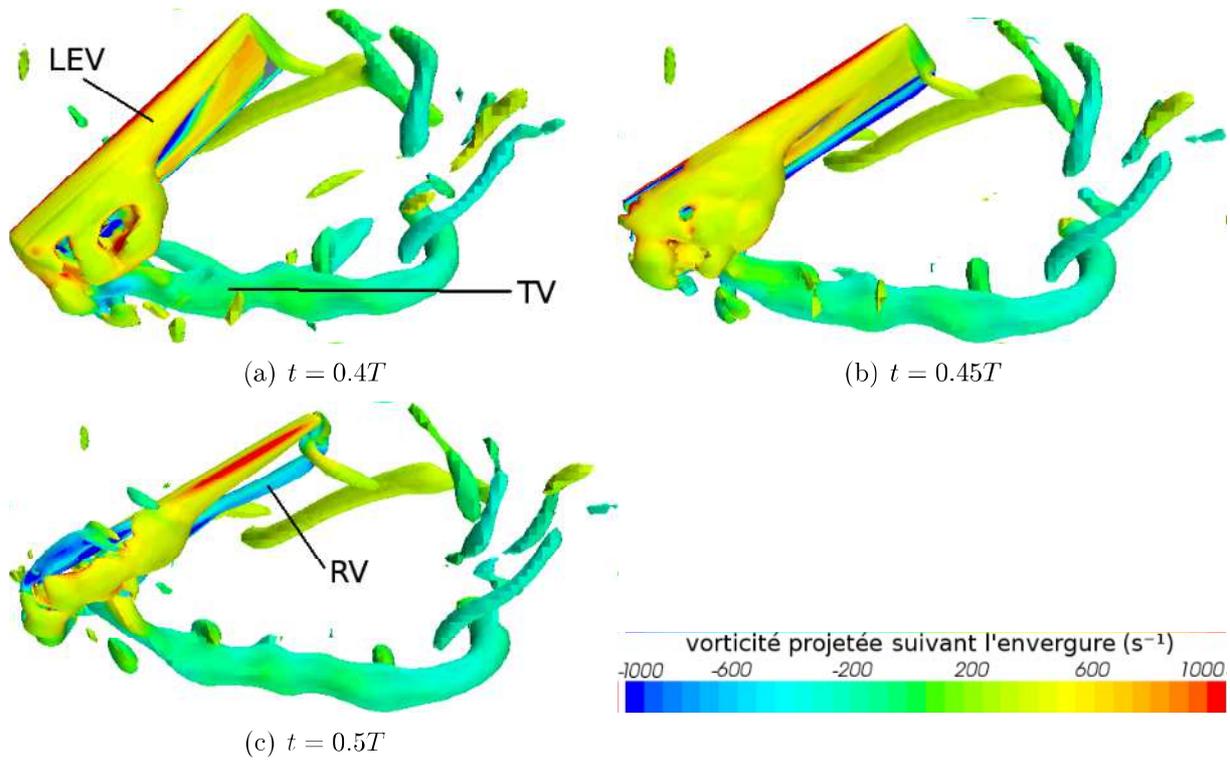


FIGURE 5.10 – Vorticité suivant l’axe de l’envergure sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

lieu l’arrêt de l’alimentation du TV. Cependant, le RV et les structures issues du LEV génèrent un flux dans la direction de l’aile qui participe probablement à augmenter la vitesse relative de l’aile par rapport à l’écoulement. Ces phénomènes aboutissent à une géométrie complexe des structures tourbillonnaires.

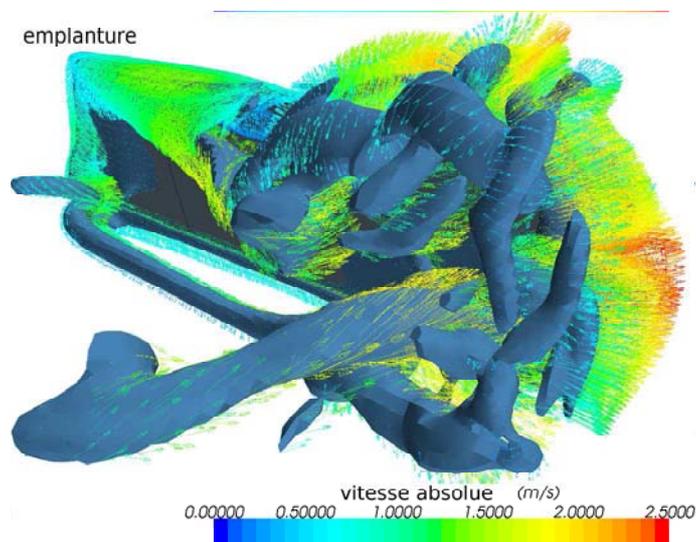


FIGURE 5.11 – Vecteurs vitesse absolue colorés par leur norme, représentés sur une iso-surface du critère adimensionné  $\lambda_2^* = -10$ , à  $t \approx 0.01T$ .

Phase d'accélération ( $0 < t < 0.11T$ )

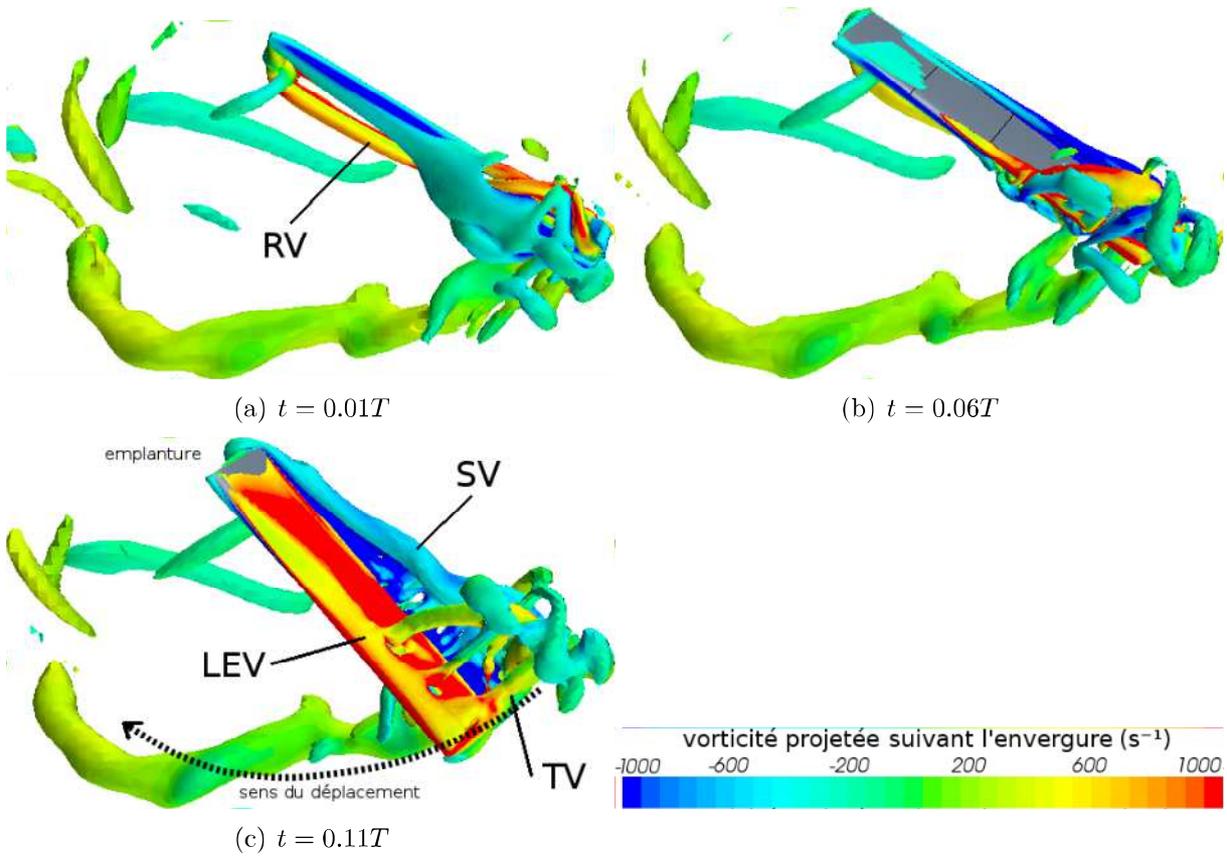


FIGURE 5.12 – Vorticité suivant l’axe de l’envergure sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

Au début de cette phase, le profil, à l’extrémité de son mouvement de révolution est à vitesse nulle : il va entrer dans une phase d’accélération jusqu’à  $t = T/2 + 0.11T$ . La vitesse de variation d’incidence est maximale ( $\alpha = 90^\circ$ ), et diminue progressivement jusqu’à  $\alpha = 45^\circ$ . Le profil subit alors une forte interaction avec le sillage du battement précédent. Ce phénomène est mis en évidence sur les figures 5.13 et 5.14 qui montrent :

- Le TV généré au mouvement précédent, encore présent dans le sillage.
- Le LEV, situé contre l’intrados du profil.
- La structure nouvelle du RV formée durant l’accélération de la variation d’incidence.
- un flux dans la direction de l’aile entre le LEV et le RV.

Le flux présent dans le TV est probablement amplifié par les LEV et RV contrarotatifs, et situés respectivement au-dessus et au-dessous du TV tels que représentés sur la figure 5.13 (a). Le flux dans le voisinage du TV et dans la direction de l’aile génère pendant cette phase d’accélération une surpression sur l’intrados, en rouge sur la figure.

La figure 5.13 (b) indique clairement la présence d’un flux dans la zone du TV qui vient impacter la région proche du saumon de l’aile. Un tourbillon d’axe vertical semble se former à droite de ce flux et du saumon, probablement en réponse à la variation d’incidence du profil d’une part, et au contournement du saumon par le flux présent près du TV d’autre part.

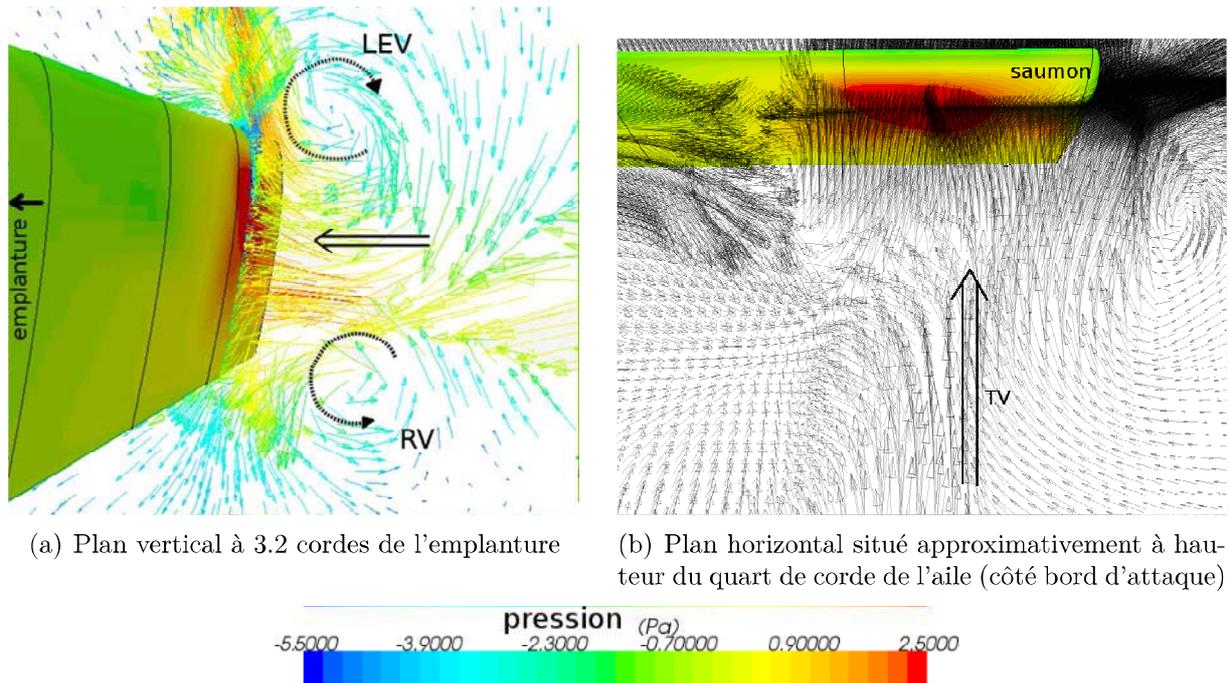


FIGURE 5.13 – Champs de pression sur la surface du profil et champs de vitesse à  $t = 0.05T$ .

La figure 5.14 montre par une iso-surface de pression ( $p = -0.75$  Pa) la présence du LEV et du RV sur une partie conséquente de l'envergure de l'aile. Cependant, la figure 5.13 indique que la surpression sur l'intrados est située sur une zone proche du saumon (entre 3 et 4 cordes de l'emplanture), ce qui suggère que le flux dans le TV dirigé vers l'aile soit principalement responsable de cette surpression.

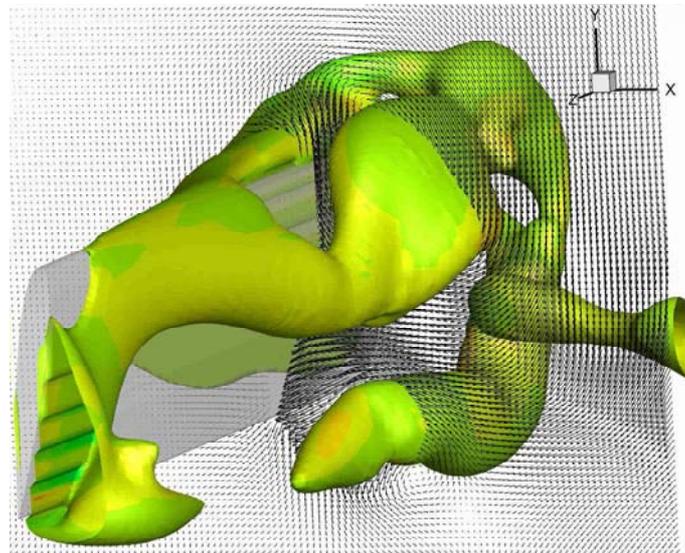


FIGURE 5.14 – Iso-surface de pression ( $p = -0.75$  Pa) et plan vertical orthogonal à l'envergure (situé à une corde du saumon), à  $t = 0.05T$ .

L'impact du flux présent dans le voisinage du TV sur le profil participe à l'apparition de nouvelles structures sur l'extrados mises en évidence sur la figure 5.15 par une iso-surface de pression ( $p = -2.5$  Pa). Deux tourbillons contra-rotatifs se sont formés sur les bords d'attaque et de fuite du profil, sur une partie d'environ une corde de l'envergure, du côté du saumon. L'iso-surface de pression suggère une structure tourbillonnaire continue en forme de U autour du profil sur le saumon, ce qui confirme l'influence de la reprise de sillage. Cette structure, visible sur la figure 5.15, est lâchée dans le sillage et se dissipe en une forme complexe. On note ici que la partie de la structure précédemment décrite et positionnée sur le bord d'attaque du profil est probablement également due à la variation d'incidence.

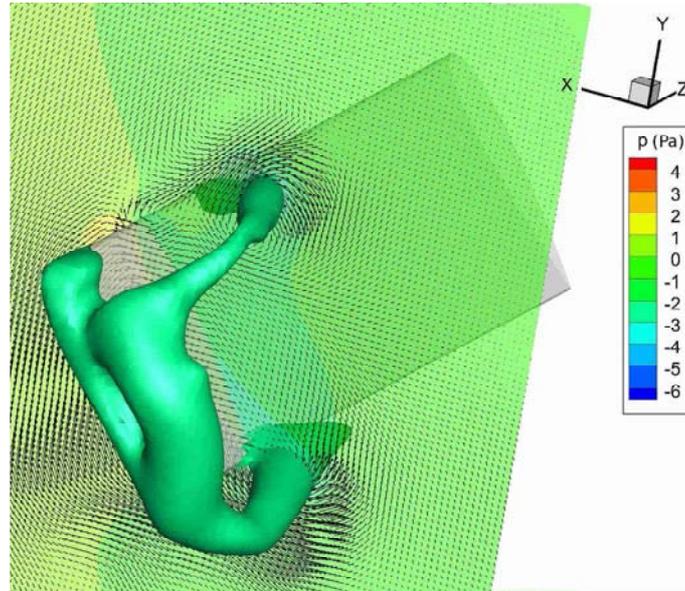


FIGURE 5.15 – Iso-surface de pression ( $p = -2.5$ ) et plan vertical orthogonal à l'envergure (situé à 0.8 corde du saumon), à  $t \approx 0.06T$ .

Un tourbillon se forme au niveau du bord de fuite du profil, principalement généré par l'accélération du mouvement de révolution. Ce tourbillon (Starting Vortex, ou SV) est lâché dans le sillage très rapidement. Ce phénomène est visible sur la figure 5.12 où le SV est représenté en bleu sur le bord de fuite, et lâché dans le sillage immédiatement (la position de la structure n'évolue plus à partir de  $t = 0.55T$ ).

### 5.2.2 Efforts subis par le profil

Les figures 5.17 et 5.18 représentent l'évolution des efforts adimensionnés tels que décrits au chapitre 3 ( $C_k = \frac{F_k}{1/2\rho SV^2}$ ). Les efforts de traînée et de portance au cours d'une demi-période sont calculés respectivement sur l'aile entière et sur 4 tronçons d'une corde de largeur répartis suivant l'envergure, comme indiqué sur la figure 5.16.

#### Phase d'accélération

Le pic de traînée en début de mouvement provient principalement :

- de l'impact du jet présent dans le voisinage du TV formé au battement précédent sur le profil.
- de l'accélération du mouvement de révolution.

L'impact du jet, visible par les fortes vitesses présentes dans le voisinage du TV en début de mouvement (figure 5.13) se concentre principalement sur une longueur d'une tranche de l'envergure, à proximité du saumon. Ce phénomène participe l'apparition sur

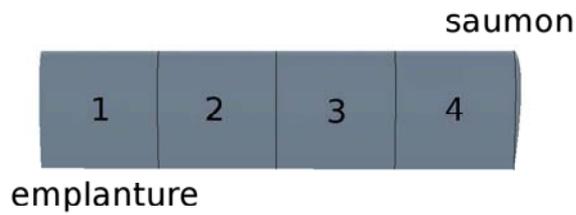


FIGURE 5.16 – Partition du profil en 4 zones.

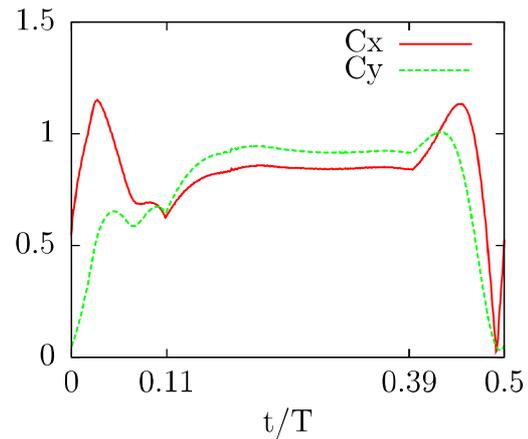


FIGURE 5.17 – Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période (DNS).

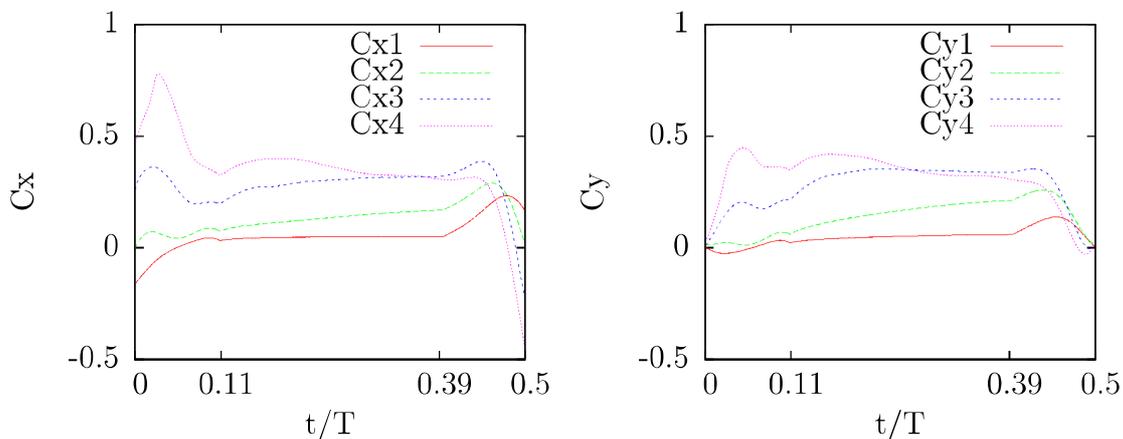


FIGURE 5.18 – Efforts adimensionnés de traînée à gauche, et de portance à droite. Les efforts subis par le profil au cours d'une demi-période sont calculés sur 4 parties du profil suivant son envergure (de l'emplanture vers le saumon).

l'extrados de nouvelles structures tourbillonnaires en forme de U autour du profil, sur le bout de l'aile.

Les efforts sont majoritairement placés sur la composante horizontale (efforts de traînée) étant donné l'incidence de l'aile lors de la phase d'accélération ( $\alpha$  évolue de  $90^\circ$  à  $45^\circ$ ). Les efforts de traînée sont suite au pic dû à l'accélération et à la reprise de sillage décroissants jusqu'à atteindre un minimum à la fin de la phase d'accélération, à  $t = 0.1T$ . Les efforts de portance sont quant à eux globalement croissants sur les tranches 1 à 3 de l'envergure, et se comportent sur la tranche 4 de manière qualitativement similaire aux efforts de traînée. Les faibles niveaux de portance obtenus sur les tranches 1 et 2 s'expliquent en partie par l'évolution de l'incidence de l'aile, et en partie par les faibles vitesses de révolution en début de cette phase et sur ces tranches. Le niveau plus important obtenu pour la tranche 4 s'explique principalement par le phénomène de reprise de sillage (impact sur l'intrados du flux dans la zone du TV). Le niveau des efforts de portance et de traînée sur la tranche 3 résulte probablement de la formation de structures tourbillonnaires sur l'extrados de cette partie de l'aile, suite à l'impact du flux sur l'intrados. En effet, une structure en forme de U est générée sur le pourtour du bout d'aile, composée d'un LEV et d'un SV. Si le SV est rapidement lâché dans le sillage, le LEV se comporte de manière

différente en progressant vers l'emplanture, puis en étant lâché à son tour. La progression sur la tranche 3 de cette structure est alors probablement responsable des efforts subis sur cette partie de l'aile.

### Phase de révolution à vitesse constante

Les efforts subis par l'aile sont croissants pendant cette phase jusqu'à environ  $t = 0.2T$ , pour atteindre un niveau stable. Cette évolution est due à la présence du LEV sur l'extrados. Le tourbillon se comporte différemment le long de l'envergure, principalement à cause 1) du mouvement de révolution engendrant un gradient de vitesse le long de l'envergure, et 2) de l'extrémité libre de l'aile et du tourbillon marginal qui s'y forme. L'intensité du LEV et la dépression en son sein sont donc croissantes le long de l'envergure vers le saumon, jusqu'à ce que le LEV atteigne une taille critique à partir de laquelle une croissance n'est plus possible sans détachement. Ce comportement est mis en évidence sur la figure 5.18. Les efforts subis par le profil sur les parties 1 et 2, proches de l'emplanture, sont croissants au cours de la phase de révolution à vitesse constante (de  $t = 0.109T$  à  $t = 0.391T$ ). Au contraire, les efforts sont relativement constants sur la partie 3 et légèrement décroissants sur la partie 4. Si les valeurs des composantes horizontale et verticale se comportent qualitativement de manière semblable et sont très proches, on constate tout de même des valeurs de portance supérieures à la traînée et ce sur l'intégralité de l'envergure au cours de cette phase de mouvement à vitesse constante.

### Phase de décélération

Le maximum d'efforts en fin de demi-période est dû à l'apparition d'un RV au début de cette phase, ce qui implique une forte dépression sur l'extrados due à l'action conjuguée du LEV et du RV. Le pic d'effort est alors plus important pour le terme de traînée étant donné l'incidence, qui évolue de  $45^\circ$  à  $90^\circ$ . On note également que le pic d'effort se distingue plus clairement sur les tranches proches de l'emplanture, ce qui s'explique par le gradient de vitesse le long de l'envergure résultant du mouvement de révolution de l'aile. Les efforts générés au cours du mouvement de révolution sont donc croissants le long de l'envergure à mesure que l'on s'approche du saumon, alors que les efforts résultant de l'apparition du RV lors de la variation d'incidence sont répartis globalement uniformément sur l'envergure.

La figure 5.19 représente les champs de pression sur la surface du profil au cours d'un demi-cycle de battement. La dépression sur l'extrados (à gauche) renseigne sur la formation et la position du LEV, tandis que la surpression sur l'intrados indique la reprise de sillage en début de mouvement ( $t \in [0; 0.1T]$ ). Cet intervalle correspond à la formation de la structure tourbillonnaire en forme de U sur le pourtour du bout d'aile. On remarque en effet une dépression sur la tranche près du saumon à  $t = 0$ , qui se déplace vers l'emplanture à  $t = 0.05T$  pour ensuite disparaître à  $t = 0.1T$ .

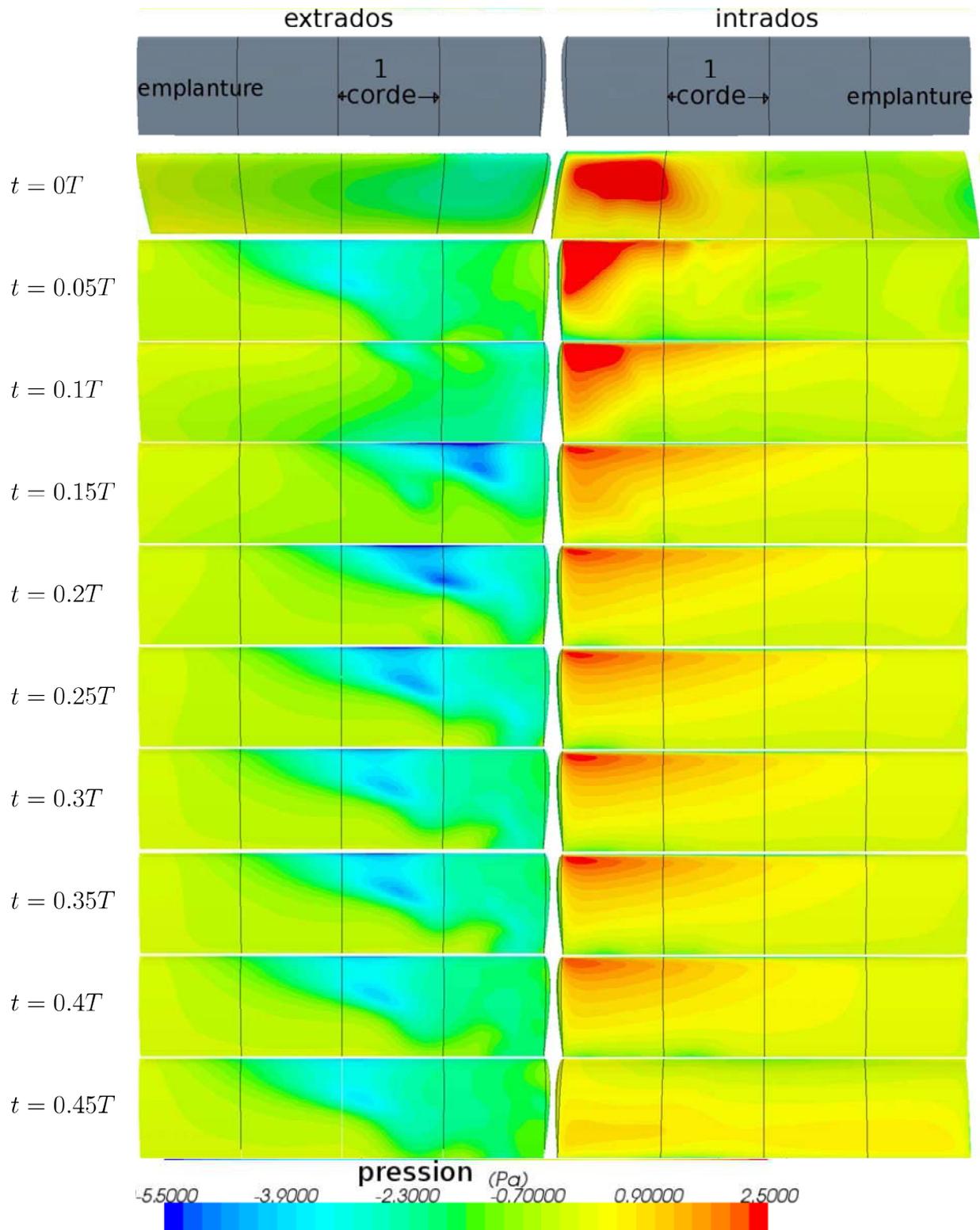


FIGURE 5.19 – Champs de pression sur l'extrados à gauche et l'intrados à droite du profil, pour  $t$  variant de 0 à  $0.45T$ .

### 5.2.3 Comparaison avec les données expérimentales

On s'intéresse ici à la comparaison des données issues du calcul DNS aux résultats expérimentaux obtenus par PIV 3D3C et moyennés en phase sur 25 périodes. Les champs de vitesse et de pression horizontaux situés à 0.8 corde du saumon sont analysés afin d'identifier les structures tourbillonnaires principales sur l'extrados de l'aile.

La comparaison des cas expérimentaux et numériques s'appuie principalement sur les figures 5.20, 5.21, 5.22 et 5.23 qui représentent les champs de pression et les vecteurs vitesse sur des plans verticaux situés à 5/6 de corde du saumon.

#### Phase d'accélération

Dans les deux cas, des structures tourbillonnaires dépressionnaires apparaissent aux bords d'attaque et de fuite du profil (les LEV et SV, suite à l'impact du jet formé dans le TV généré au battement précédent). Cependant les données expérimentales (figure 5.20) indiquent une dépression plus intense à  $t = 0.05T$ . Les champs de vitesse absolue montrent pour l'expérimentation des vitesses horizontales dans la direction du profil en amont de celui-ci. Le cas numérique se distingue par des vitesses en avant du profil à ce niveau de l'envergure essentiellement verticales et descendantes (indiquées par des flèches en amont du profil sur la figure 5.20). Ce point indique une influence moins importante du flux descendant pour le cas expérimental. Ce flux a pour effet principal pour les données DNS de repousser le TV généré au cours du mouvement vers le bas si bien que ce tourbillon ne se situe pas sur la trajectoire de l'aile qu'en début de phase d'accélération. Le flux horizontal dans le TV impacte alors le profil en générant une dépression et la génération d'une structure tourbillonnaire en forme de U composée du SV et d'un LEV en bout d'aile. Il est donc probable que le phénomène de reprise de sillage en phase d'accélération soit plus intense pour le cas expérimental étant donné ce plus faible flux descendant. L'impact du flux présent dans le TV formé au battement précédent se produit alors sur une partie plus large de la trajectoire de l'aile, ce qui participe à produire une dépression plus importante sur l'extrados du profil. Il est possible que la plus faible influence du flux descendant participe à cette forte dépression.

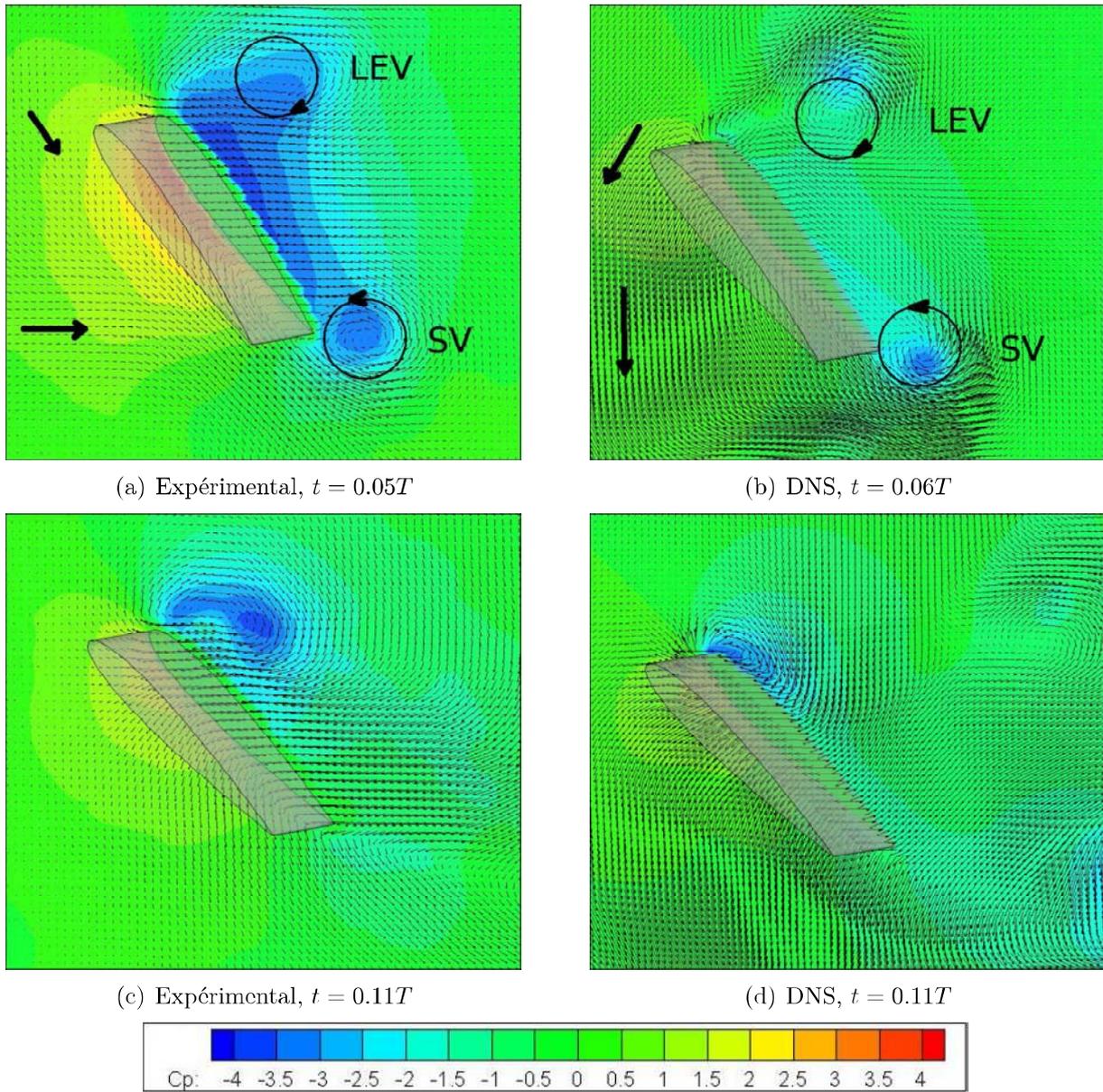


FIGURE 5.20 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse absolue sur un plan à 5/6 de corde du saumon (phase d'accélération).

Phase de révolution à vitesse constante

Les vecteurs vitesse relatifs au mouvement de l'aile sur les figures 5.21 (a) et 5.22 (a) et (c) indiquent l'absence de flux descendant en amont de l'aile pour le cas expérimental contrairement au cas numérique. Un tourbillon de bord de fuite (ou TEV pour Trailing Edge Vortex) se forme à partir de  $t = 0.2T$  (figure 5.21, a) et est lâché dans le sillage à partir de  $t = 0.35T$ . Il est possible pour les données issues du calcul DNS que l'incidence réduite par le flux descendant limite l'apparition du TEV et participe à modifier la position du LEV vers le bas.

Dans les deux cas, la partie du LEV proche du saumon est progressivement lâchée dans le sillage entre  $t = 0.25T$  et  $t = 0.35T$ . Les lâchers des TEV et LEV ne se produisent pas dans le cas expérimental de manière périodique, ce qui se traduit sur la moyenne de phase par une diffusion des valeurs négatives de pression sur l'extrados. L'apparition et la croissance du TEV semblent cependant se produire de manière relativement similaire au cours de la majorité des 25 périodes de mouvement étudiées expérimentalement avec un lâcher dans le sillage n'intervenant qu'après  $t > 0.25T$  (l'annexe B §2.2 contient les figures relatives aux données instantanées de plusieurs périodes de mouvement).

Les figures représentant les résultats expérimentaux se caractérisent par des vitesses descendantes et dans la direction de l'aile dans son sillage, alors que pour les résultats numériques les vitesses sont dirigées vers le sillage. Les positions des centres des TVs sont cependant globalement similaires dans le sillage pour les deux cas, ce qui suggère un effet d'entraînement plus important pour l'expérimentation, probablement en raison de la dépression sur l'extrados qui est plus intense.

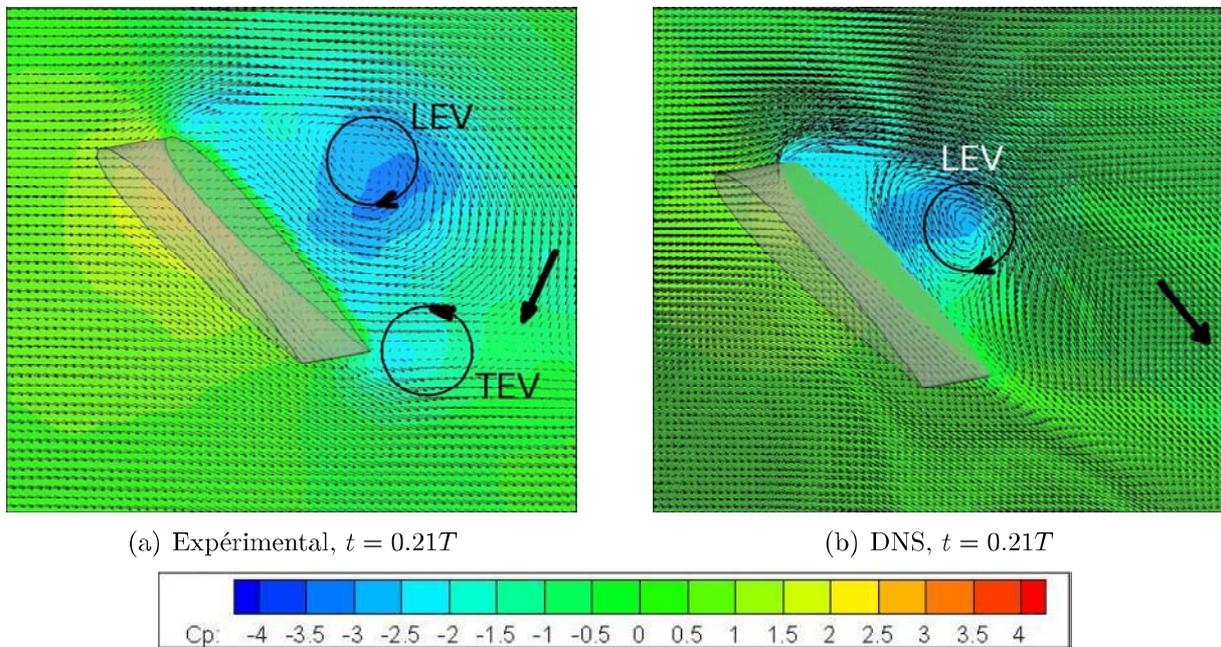


FIGURE 5.21 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse relative au mouvement de l'aile sur un plan à 5/6 de corde du saumon (phase de mouvement à vitesse constante).

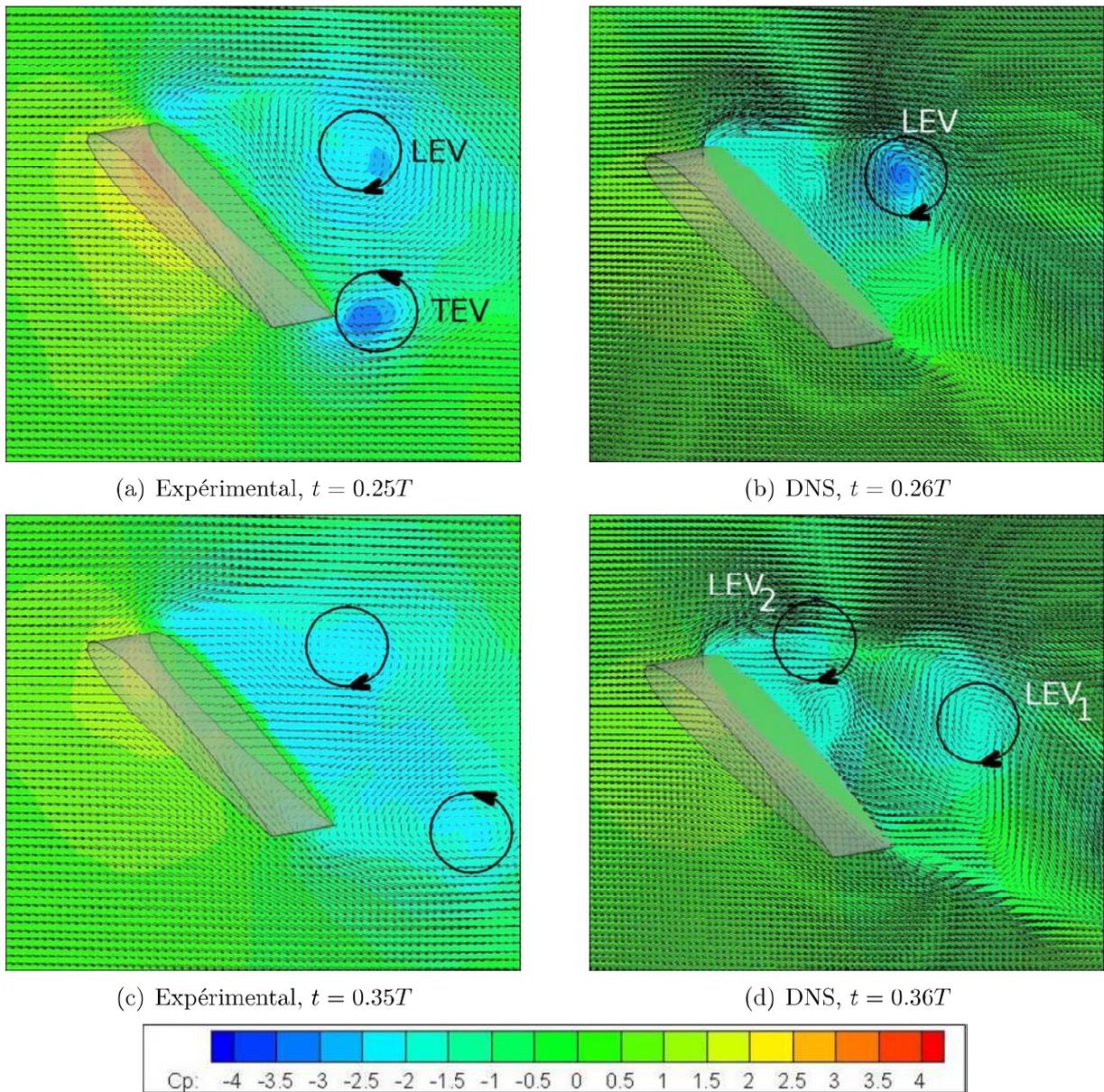


FIGURE 5.22 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse relative au mouvement de l'aile sur un plan à 5/6 de corde du saumon (phase de mouvement à vitesse constante).

### Phase de décélération

Pour les résultats numériques et expérimentaux, les tourbillons générés successivement au bord d'attaque et lâchés dans le sillage sont toujours présents à proximité de l'aile, et l'accélération de la variation d'incidence entraîne l'apparition d'un RV au niveau du bord de fuite. La dépression est plus importante sur la moyenne de phase calculée à partir des résultats expérimentaux en début de phase de décélération, et se répartit sur tout l'extrados du profil. La non-périodicité des lâchers successifs des LEVs (visibles sur les données expérimentales instantanées, fournies en annexe B, §2.2) participe à la diffusion des valeurs négatives de pression dans cette zone. Il est également probable que cette dépression soit due à la topologie de l'écoulement pour l'expérimentation qui se caractérise par l'absence de flux descendant sur la majorité de la trajectoire de l'aile et par l'apparition d'un TEV au cours du mouvement.

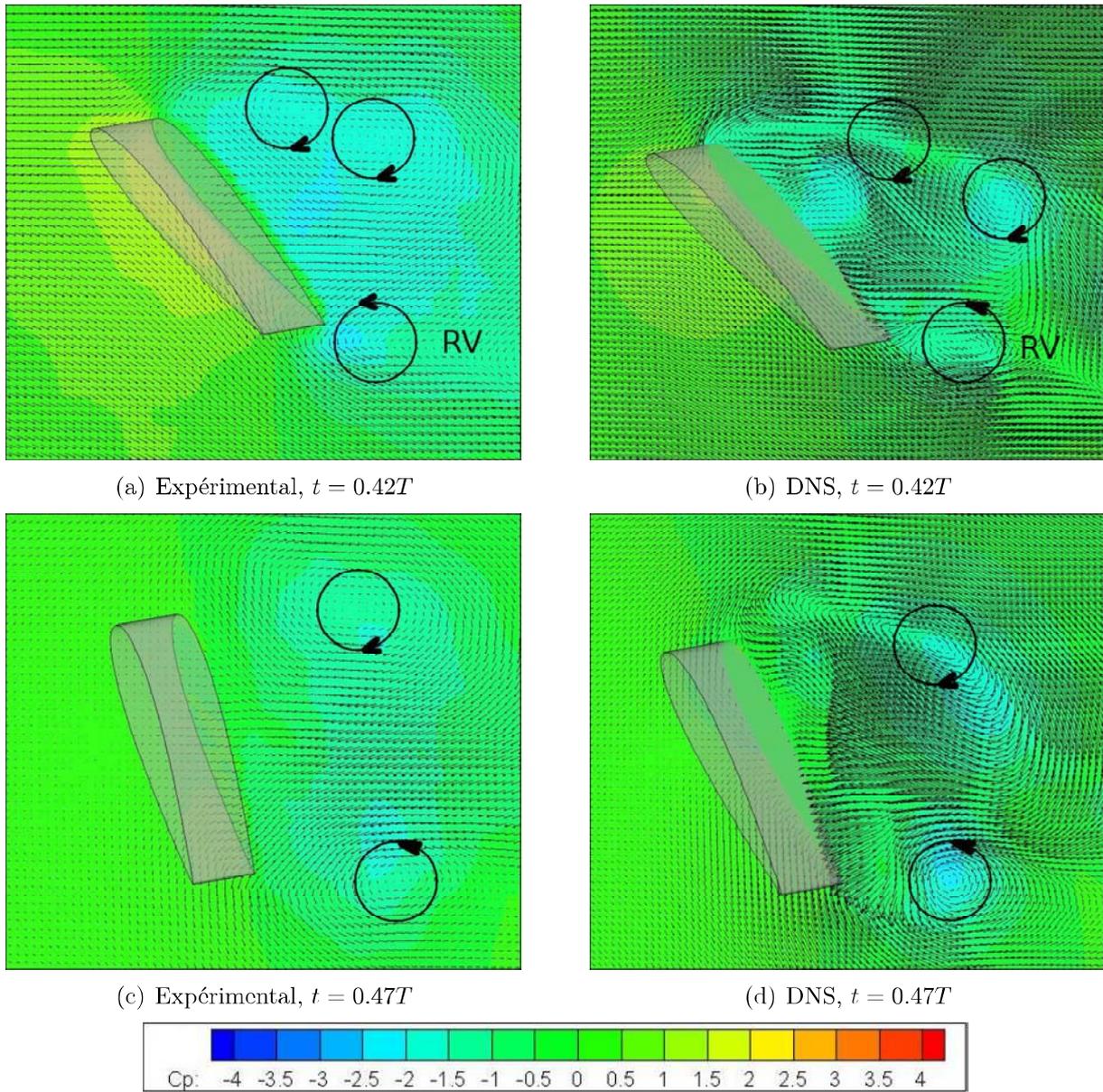


FIGURE 5.23 – Champs de pression adimensionnés et vecteurs vitesse sur un plan à  $5/6$  de corde du saumon (phase de décélération).

## Efforts aérodynamiques

La figure 5.24 montre l'évolution des efforts adimensionnés de traînée et de portance obtenus par simulation numérique et par les mesures en cuve. Les efforts sont déterminés par le logiciel de simulation DNS dans le cas numérique, et par intégration du champ de pression sur la surface du profil pour les données expérimentales. Les résultats issus de l'expérimentation sont moyennés en phase sur 25 périodes de mouvement, les champs de pression et les efforts étant déterminés pour chaque période de mouvement. Le procédé de calcul des champs de pression est décrit et évalué dans le chapitre 4.

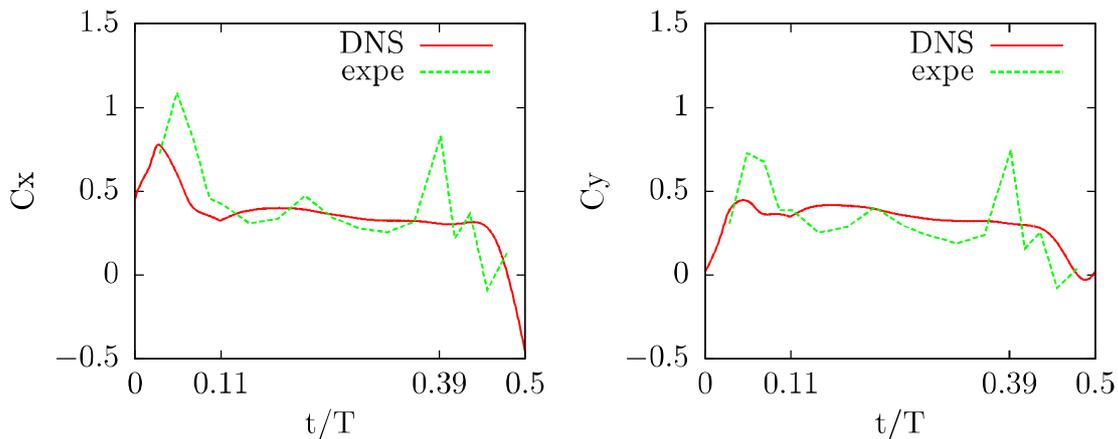


FIGURE 5.24 – Évolution des efforts de traînée à gauche et portance à droite, obtenus par le code DNS et calculés par intégration du champ de pression sur la surface du profil, à partir des résultats expérimentaux. Les efforts obtenus sur les 25 périodes sont moyennés.

On constate une évolution des efforts globalement comparable en phase d'accélération au niveau quantitatif comme qualitatif, avec un pic d'effort lié à la reprise de sillage et à l'accélération du mouvement de révolution. Ce pic d'effort, qui est plus important sur la composante horizontale étant donnée l'incidence de l'aile qui varie de  $90^\circ$  à  $45^\circ$ , se produit avec des valeurs plus élevées pour le cas expérimental. Dans les deux cas, une structure tourbillonnaire dépressionnaire en forme de U se forme en bout d'aile (composée du SV et d'un LEV) suite à la reprise du sillage du battement précédent, et est la principale source d'effort produisant ce pic.

Il est possible que le moins important flux descendant pour les expérimentations soit en partie responsable d'une dépression plus intense sur l'extrados du profil en phase d'accélération. En effet, ce flux induit pour le cas numérique une réduction de l'incidence aérodynamique, cependant celle-ci semble trop faible pour expliquer à elle seule cette différence.

Les efforts en phase de mouvement à vitesse constante sont quantitativement similaires dans les deux cas, cependant le cas expérimental se caractérise par un pic d'effort en milieu de battement ( $t \approx 0.2T$ ). Lors de cette phase, un TEV se forme au niveau du bord de fuite à partir de  $t = 0.2T$  et est lâché dans le sillage après  $t = 0.25T$ . La périodicité de l'apparition et du lâché dans le sillage des TEVs lors des phases de mouvement à vitesse constante pour les cas expérimentaux suggère que ce phénomène soit responsable du léger pic d'effort obtenu à  $t = 0.2T$ .

Les efforts expérimentaux se distinguent en début de phase de décélération par un pic d'effort. À cet instant, le profil subit une accélération en variation d'incidence et une décélération en révolution, ce qui conduit dans les deux cas à l'apparition d'un RV au niveau du bord de fuite.

## 5.3 Étude paramétrique

Dans cette étude numérique, trois allongements d'aile ( $\lambda = \{2; 4; 6\}$ ) ainsi que différentes cinématiques de battement sont étudiés afin d'évaluer l'influence de ces paramètres. Comme précédemment, le nombre de Reynolds est calculé en fonction de la vitesse maximale du profil au deux tiers de son envergure ( $Re = \frac{\rho c \|\vec{V}_0\|}{\mu}$ ).

### 5.3.1 Influence de l'allongement de l'aile

Le fonctionnement pour un nombre de Reynolds constant implique une vitesse de révolution plus rapide pour un allongement inférieur à 4, et plus lente à l'inverse. La période du mouvement et donc les durées des phases de variation d'incidence sont modifiées. Ce dernier point implique certaines différences quant à l'évolution des structures tourbillonnaires en phase de pronation ou de supination.

#### Allongement 2

##### Phase de révolution à vitesse constante

Durant cette phase, les structures principales formées autour d'un profil d'allongement 2 sont moins complexes que pour le cas de l'allongement 4. La figure 5.25 représente la vorticité dans l'axe du mouvement sur une iso-surface du critère adimensionné  $\lambda_2^* = -1$ . On observe la présence d'un LEV en interaction avec un TV sur le saumon, sans la présence d'un bulbe comparable au cas de référence.

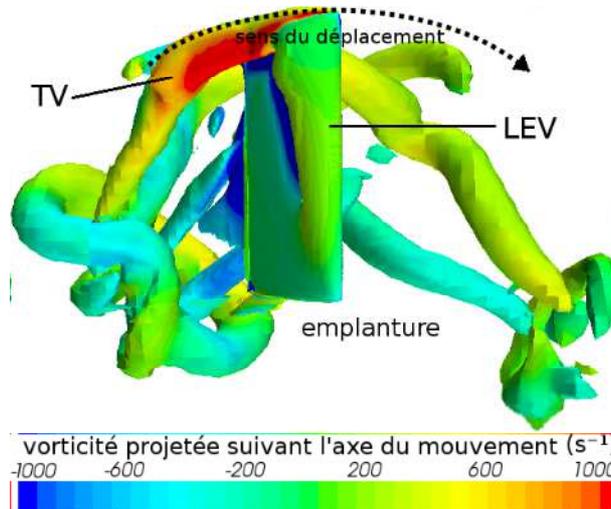


FIGURE 5.25 – Terme  $\omega_x$  sur une iso-surface de  $\lambda_2^* = -1$  à  $t = 0.25T$ .

Comme on peut le voir sur les champs de pression sur la figure 5.26, le LEV s'intensifie jusqu'à approximativement  $t = 0.2T$  et l'interaction LEV-TV reste en équilibre jusqu'à la phase de décélération.

Le sillage se compose des TVs générés aux battements précédents et d'anneaux tourbillonnaires résultant des mouvements de pronation et supination. De la même manière que pour le cas de référence, un flux descendant généré par le mouvement déplace les structures vers le bas, ce qui permet d'éviter en grande partie le phénomène de reprise de sillage.

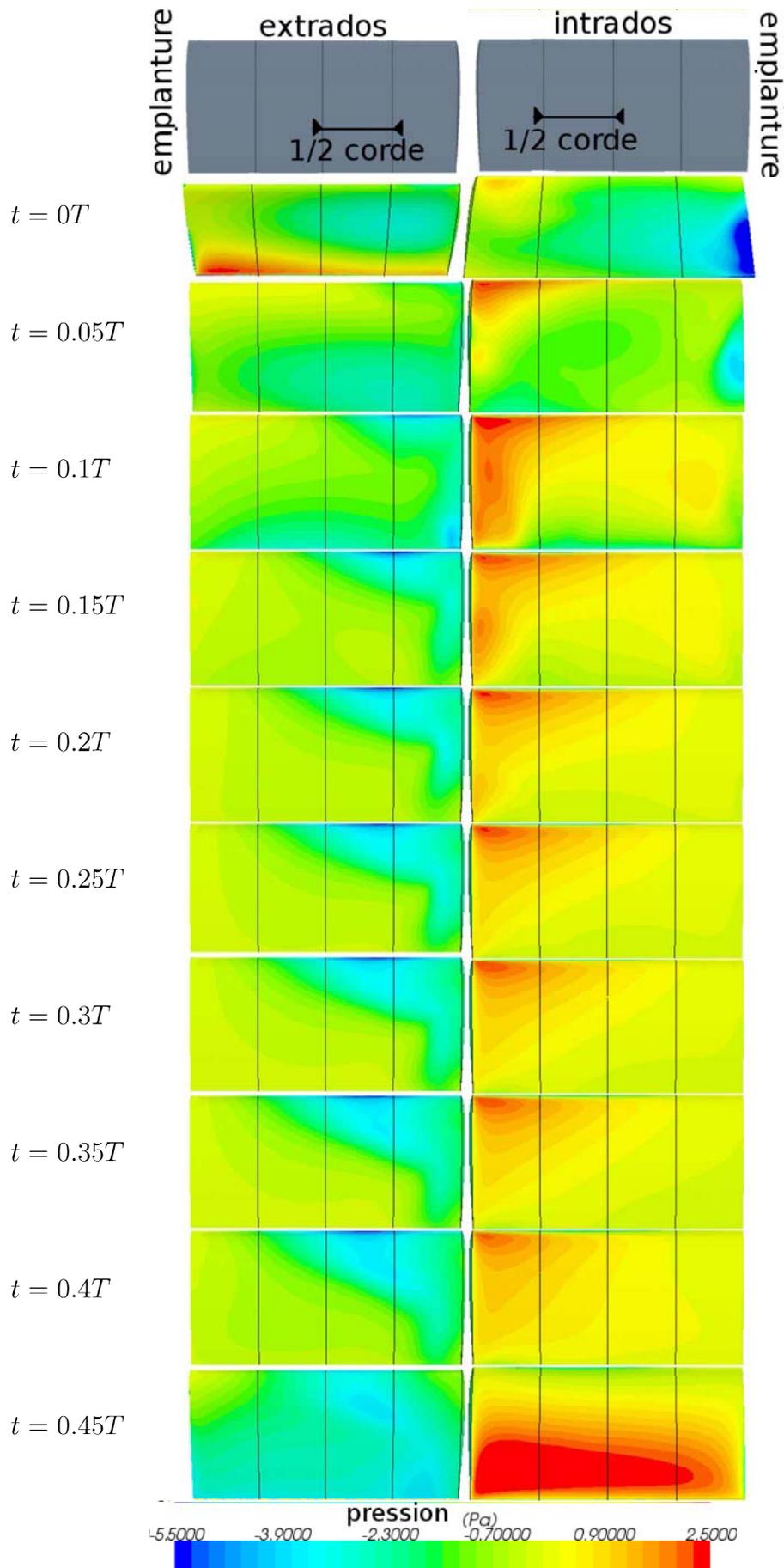


FIGURE 5.26 – Champs de pression sur l'intrados à gauche et l'extrados à droite du profil.

Phases de décélération

Durant cette phase, le vitesse de révolution se réduit et la vitesse de variation d'incidence augmente. Ce mouvement induit l'apparition d'un RV sur le bord de fuite du profil, en bleu sur la figure 5.27, qui représente la vorticité suivant l'axe de l'envergure sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^*$  à différents instants au cours du mouvement. La dépression sur l'extrados du profil, sur la figure 5.26, n'est pas observée pour le cas de référence. Ce phénomène est probablement dû à une accélération et une vitesse de variation d'incidence plus importantes.

Phases d'accélération

A partir de  $t = 0.5T$ , le mouvement de révolution s'inverse et le profil entre en accélération. La variation d'incidence (maximale à  $t = 0.5T$ ) se réduit jusqu'à un angle d'attaque de  $45^\circ$ . De la même manière que pour le cas de référence, on observe l'apparition d'un SV au bord de fuite. Cependant, cette structure se joint au RV pour former un tore dans le sillage. Cette structure n'est pas visible pour les allongements plus élevés.

De plus, l'impact sur l'intrados du jet formé dans le TV observé pour le cas de référence ne se produit pas pour ce plus faible allongement. Le TV semble se décaler verticalement sous la trajectoire de l'aile et limite de cette manière la reprise du sillage. Il est probable que ce phénomène soit dû à l'apparition du tore à l'arrière et sous le bord de fuite qui "aspire" le TV sous l'aile.

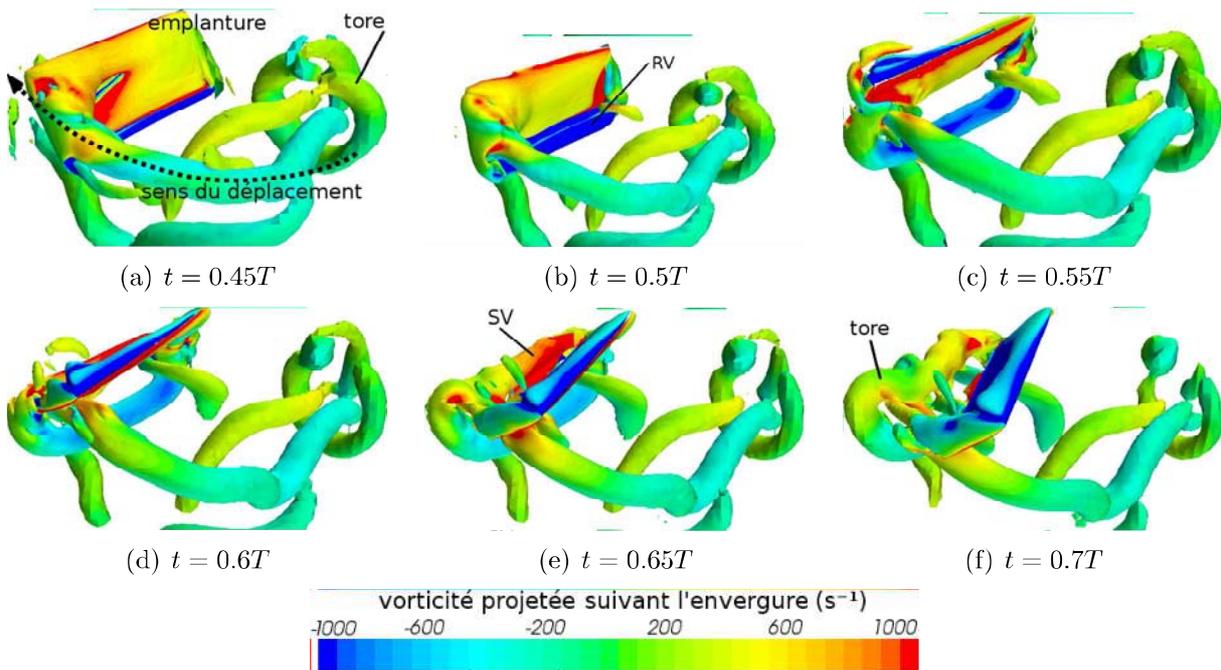


FIGURE 5.27 – Vorticité suivant l'axe de l'envergure sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

## Efforts subis par le profil

La figure 5.28 représente l'évolution des efforts adimensionnés de traînée et de portance au cours d'une demi-période pour le cas d'un profil d'allongement 2. La figure 5.30 représente l'évolution de ces mêmes efforts calculés séparément sur 2 portions de l'envergure de longueur 1 corde, représentée sur la figure 5.29. Les efforts globalement constants durant la phase de révolution à vitesse constante suggèrent un comportement stable du LEV.

Concernant la phase de décélération, on constate la présence d'un pic d'effort à  $t \approx 0.46T$  résultant de la dépression générée sur l'extrados lors de la variation d'incidence. Le fait que la période de mouvement dans le cas de l'allongement 2 soit inférieure au cas de référence implique une vitesse de variation d'incidence supérieure. Ce point induit une différence au niveau du comportement de l'écoulement, par une plus grande influence de l'effet Kramer.

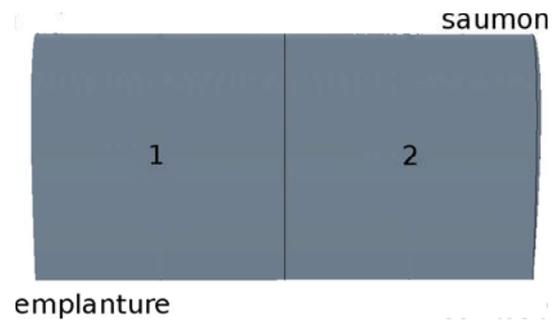
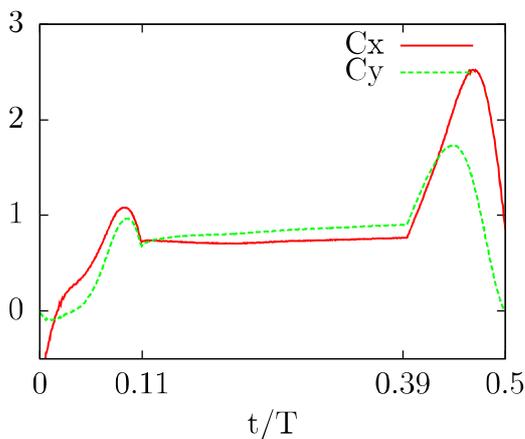


FIGURE 5.29 – Représentation du découpage du profil pour le calcul des efforts.

FIGURE 5.28 – Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période.

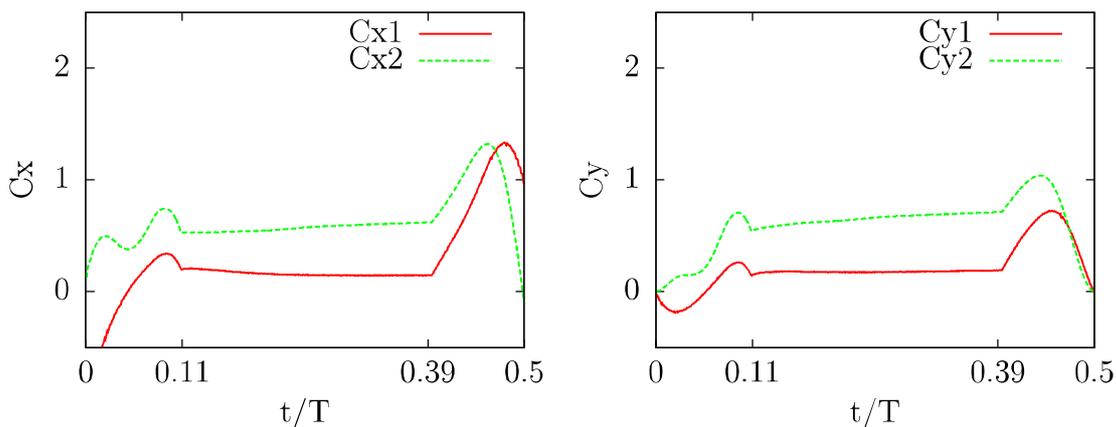


FIGURE 5.30 – Efforts adimensionnés de traînée à gauche et de portance à droite. Les efforts subis par le profil au cours d'une demi-période sont calculés sur 2 parties du profil suivant son envergure (de l'emplanture vers le saumon).

Concernant la phase d'accélération, on observe la présence d'un pic d'effort qui apparaît plus tard par comparaison avec le cas de référence. La figure 5.26 indique une suppression sur l'intrados en début de mouvement, probablement due à la reprise du sillage. Cependant, la suppression générée est plus faible que pour le cas de référence, et répartie sur une zone plus étroite.

Le RV généré lors de la décélération est plus intense que pour le cas de référence étant donné la vitesse de variation d'incidence plus importante. Les figures 5.31 (a) et (b) représentent une iso-surface du critère adimensionné  $\lambda_2^* = -1$  aux instants  $t = 0T$  et  $t = 0.05T$ . Comme le suggère cette figure, il est possible que le RV généré ait une influence sur les efforts en phase d'accélération, en redirigeant le flux généré par le TV vers le bas.

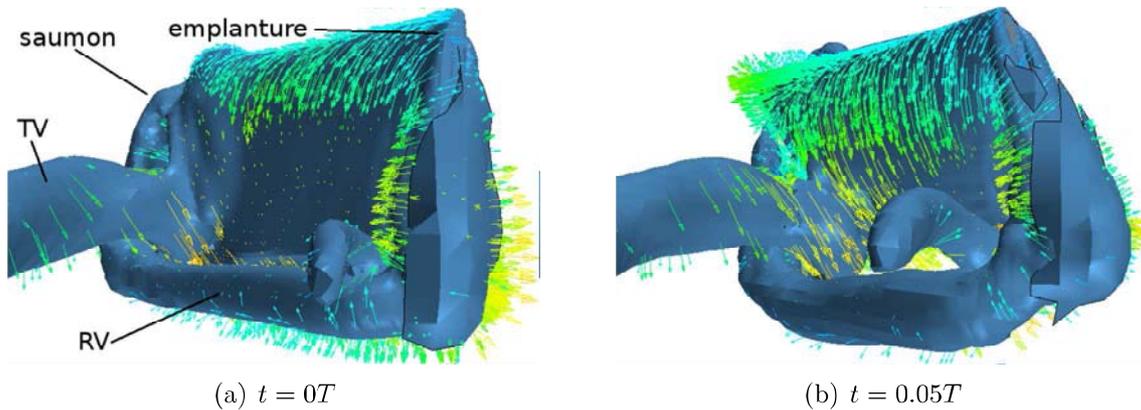


FIGURE 5.31 – Iso-surfaces du critère adimensionné  $\lambda_2^* = -1$  sur lesquelles sont représentés les vecteurs vitesse.

## Allongement 6

### Phase de révolution à vitesse constante

Lors de cette phase, l'évolution des structures tourbillonnaires est plus complexe que pour les allongements plus faibles, comme indiqué sur la figure 5.32.

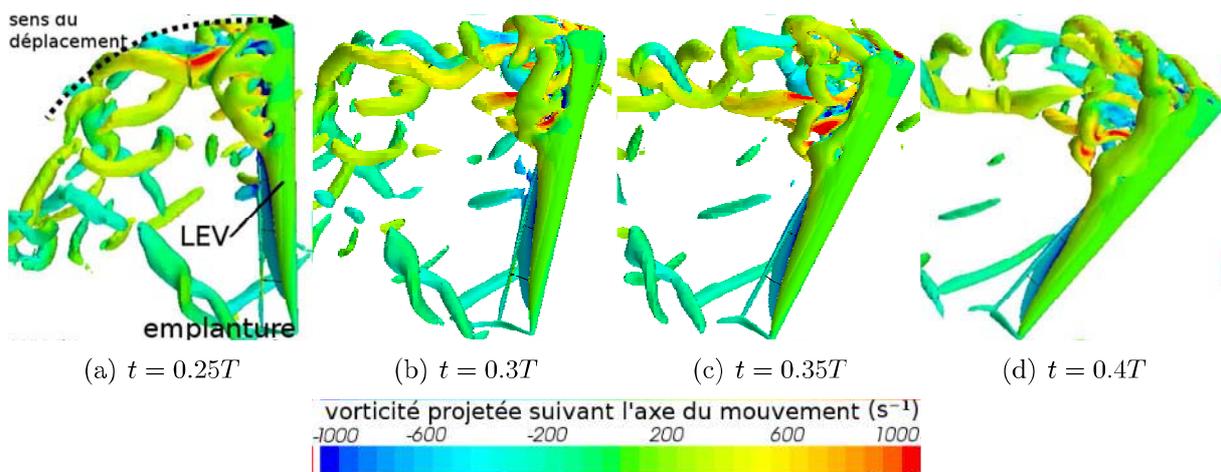


FIGURE 5.32 – Vorticité suivant l'axe x sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

Le LEV formé au début du mouvement reste attaché au bord d'attaque sur la moitié de l'envergure côté emplanture. Ce tourbillon se détache du profil sur un point se déplaçant le long de l'envergure (situé à environ 5 cordes de l'emplanture en début de cette phase, et jusqu'à environ 3.5 cordes de l'emplanture en début de phase de décélération).

Une dynamique complexe se met en place sur la région du bout d'aile où le LEV est détaché du profil. Des tourbillons de bord d'attaque apparaissent successivement pour être rapidement lâchés dans le sillage. De plus, un tourbillon contra-rotatif apparaît à proximité du TV (en bleu sur la figure 5.32). Cette structure est également visible pour les allongements 2 et 4, bien qu'elle semble ici plus intense. Le TV ne forme plus un arc de cercle dans le sillage en suivant le saumon dans son mouvement, mais est déformé par cette seconde structure.

Le sillage du profil se compose d'une structure en double hélice formée par les tourbillons de bout d'aile. Comparativement aux autres allongements étudiés, aucune structure cohérente ne persiste.

### Phases de décélération et d'accélération

De la même manière que pour les autres allongements, la variation d'incidence entraîne l'apparition d'un RV en phase de décélération (en bleu sur la figure 5.33). L'accélération en révolution entraîne également l'apparition d'un SV. On a également la présence d'un flux dans la région des TV impactant le profil en début de mouvement, visible par une surpression sur l'intrados du profil (figure 5.34). Cependant, la reprise de sillage provoque ici l'apparition de multiples structures plus étirées et s'approchant de filaments tourbillonnaires enchevêtrés.

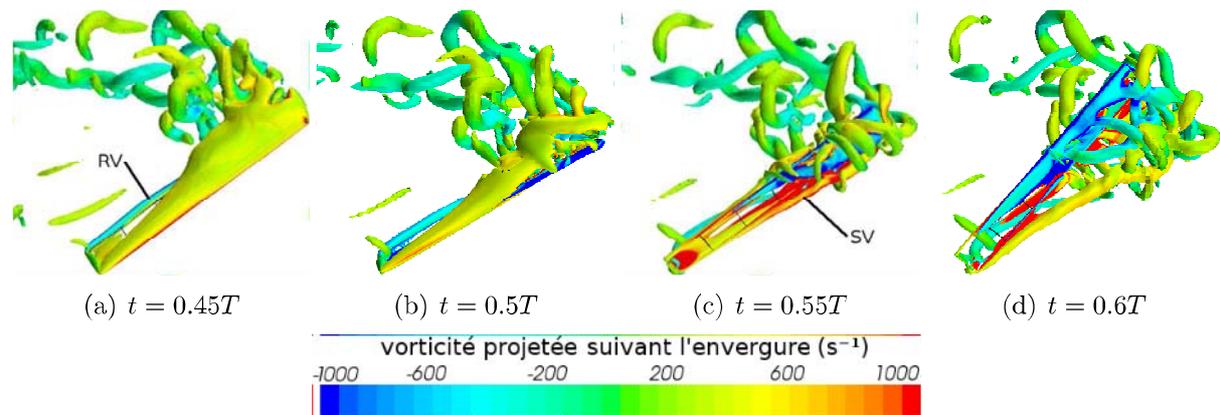


FIGURE 5.33 – Vorticité suivant l'envergure sur une iso-surface du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

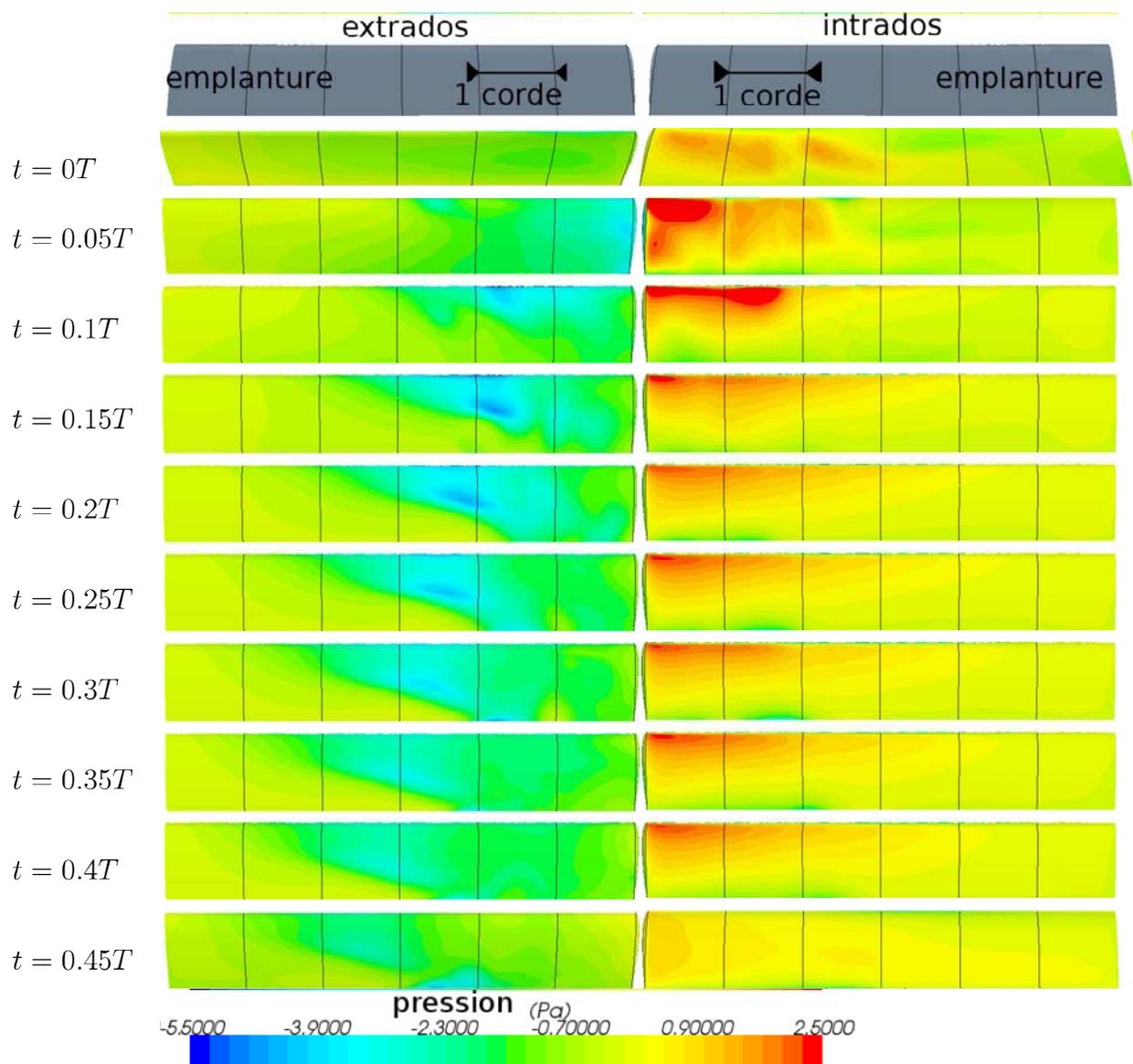


FIGURE 5.34 – Champs de pression sur l'intrados à gauche et l'extrados à droite au cours du mouvement.

### Efforts subis par le profil

La figure 5.35 représente les efforts adimensionnés de traînée et de portance obtenus au cours d'une demi-période pour un profil d'allongement 6. Un pic de traînée apparaît en début de mouvement. Cet effort est la conséquence de l'accélération et de la reprise de sillage en bout d'aile. De la même manière que pour le cas de référence, la phase d'accélération se caractérise par l'impact d'un flux sur le profil, visible par une surpression sur la région du bout d'aile sur la figure 5.34. Les efforts augmentent ensuite rapidement pour rester globalement constants jusqu'à la phase de décélération. Cette dernière phase se caractérise ici par une diminution des efforts.

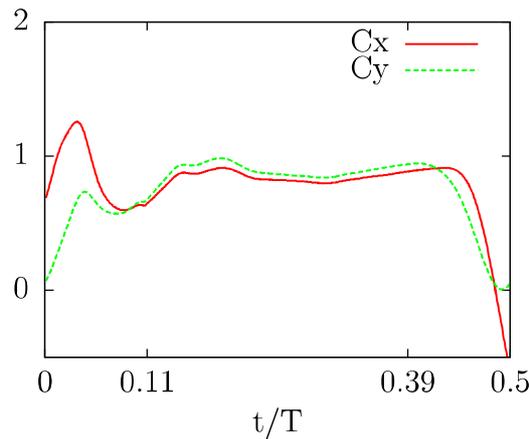


FIGURE 5.35 – Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période.

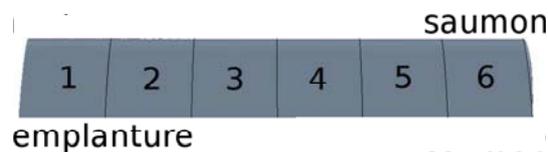


FIGURE 5.36 – Représentation du découpage du profil pour le calcul des efforts.

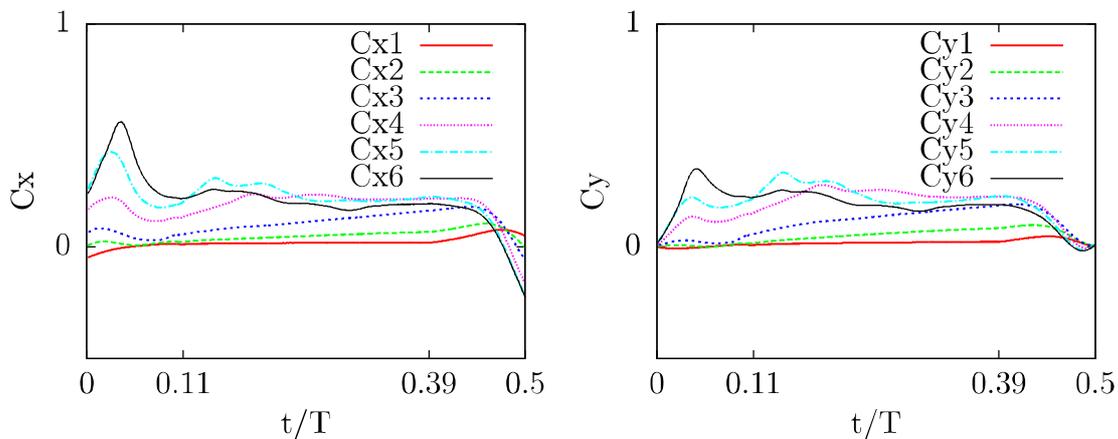


FIGURE 5.37 – Efforts adimensionnés de traînée à gauche et de portance à droite. Les efforts subis par le profil au cours d'une demi-période sont calculés sur 6 parties du profil suivant son envergure (de l'emplanture vers le saumon).

La figure 5.37 représente l'évolution des efforts adimensionnés de traînée et de portance calculés sur 6 parties le long de l'envergure, dont la numérotation est indiquée sur la figure 5.36. Les parties 1, 2 et 3 de l'aile subissent des efforts croissants au cours de la phase de mouvement à vitesse constante. Ce phénomène, également visible sur la figure 5.34 par une progression de la dépression sur l'extrados, suggère une croissance continue du LEV. Les trois parties les plus éloignées de l'emplanture se caractérisent par un comportement chaotique des structures tourbillonnaires, se traduisant sur les efforts par une évolution non régulière.

Un léger pic d'effort est observé en fin de demi-période sur les tranches 1 et 2, correspondant à l'effet Kramer. Ce phénomène est visible à proximité de l'emplanture étant donné le rapport de la vitesse de variation d'incidence sur la vitesse de révolution.

Comparaison

La figure 5.38 représente l'évolution des efforts au cours d'une demi-période pour des profils d'allongement 2, 4 et 6.

En phase d'accélération, les résultats obtenus pour les allongements 4 et 6 sont quasiment identiques, alors que pour l'allongement 2 le pic d'effort est obtenu plus tardivement. L'écoulement généré pour cet allongement se caractérise par une action plus faible de la reprise de sillage, la surpression sur l'intrados du profil étant située dans ce cas sur une étroite partie de l'aile sur le saumon. Le LEV se développe plus lentement, il n'est cependant pas lâché dans le sillage comparativement aux allongements supérieurs pour lesquels la structure en forme de U générée en bout d'aile par un LEV et un SV est lâchée dans le sillage. L'allongement 2 se caractérise donc par une faible reprise de sillage et l'apparition d'un LEV dont la croissance est continue. Les allongements supérieurs se caractérisent quant à eux par une forte reprise de sillage et par l'apparition et le lâcher de tourbillons sur le bout d'aile avant l'apparition d'un LEV qui reste attaché au profil au cours du mouvement. Les efforts obtenus pour l'allongement 2 lors de cette phase sont alors plus faibles.

Les efforts en phase de révolution à vitesse constante sont très comparables pour les allongements étudiés. La linéarité du comportement des efforts semble cependant augmenter avec l'allongement du profil, notamment à partir d'un allongement 4 où les tourbillons générés en bout d'aile commencent à se détacher. Les résultats obtenus pour les allongements 4 et 6 sont très similaires et se caractérisent par une efficacité légèrement inférieure.

Le comportement des efforts en phase de décélération est qualitativement identique pour les 3 allongements avec un pic d'effort lié à l'apparition d'un RV. La différence de niveau est alors exclusivement due aux différentes vitesses et accélérations du profil suivant les allongements. On constate que si pour l'allongement 6, les efforts liés à la dépression engendrée par la variation d'incidence sont noyés dans les efforts liés au LEV et au mouvement de révolution, ces mêmes efforts sont prépondérants dans le cas de l'allongement 2.

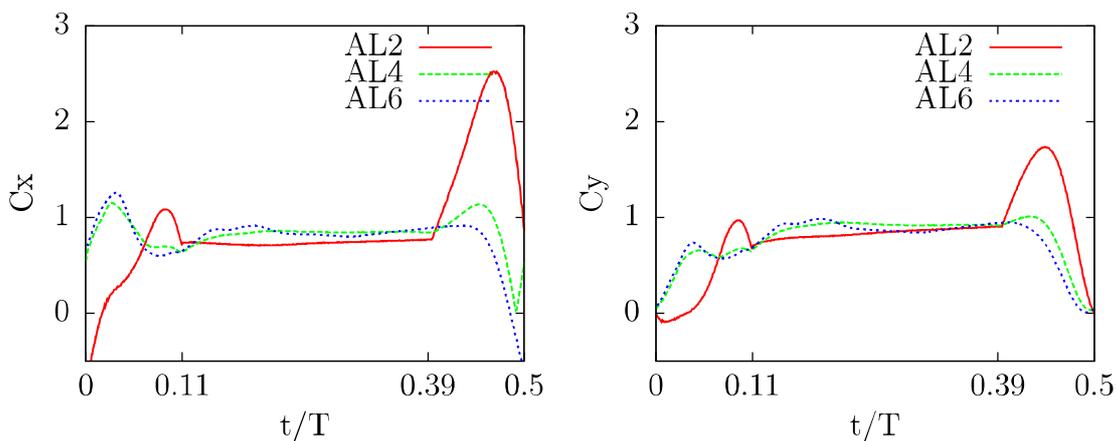


FIGURE 5.38 – Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période pour des profils d'allongement 2, 4 et 6.

Le tableau 5.1 représente les efforts moyens et les efficacités moyennes (rapport portance sur force d'opposition au mouvement défini au chapitre 3) sur une demi-période et sur chaque phase de mouvement pour les différents allongements étudiés. Le mouvement imposé aux ailes de différents allongements est symétrique, on impose donc un plan de battement horizontal de manière à ce que l'effort moyen horizontal soit nul sur une période afin d'obtenir un vol stationnaire (sans vitesse d'avancement). L'effort d'opposition au mouvement  $C_D$  se place alors sur la composante horizontale, on a donc  $C_D = C_x$ .

En phase d'accélération, on souligne d'une part la similarité des résultats pour les allongements 4 et 6, et d'autre part la plus faible influence de la reprise de sillage pour l'allongement 2, ce qui a pour effet d'obtenir une efficacité plus importante (de l'ordre de 15% par rapport aux allongements supérieurs).

La phase de révolution à vitesse constante se caractérise par une efficacité décroissante avec l'allongement de l'aile, ce qui est en accord avec les résultats de **Jardin *et al.* (2011)**. Les auteurs montrent pour un cas de mouvement en translation pure que l'attachement du LEV est obtenu sur une partie de l'envergure similaire pour des ailes d'allongement 2, 4 ou 6. Cependant, contrairement aux cas de révolution, les LEVs générés pour des mouvements de translation sont maintenus attachés au profil dans la région du saumon par l'effet d'une interaction avec le TV. La partie proche du saumon se caractérise alors par une évolution type bidimensionnelle avec des apparitions et des lâchers successifs de tourbillons. Pour les cas de révolution étudiés, le LEV se détache du profil pour les allongements 4 et 6 en fin de phase de mouvement à vitesse constante à respectivement 2.7 et 3 cordes de l'emplanture, ce qui suggère un comportement du LEV relativement indépendant de l'allongement.

À l'inverse, la phase de décélération se caractérise par une efficacité croissante avec l'allongement. Ce point n'est cependant dû qu'à la différence d'intensité des RVs générés par l'accélération en variation d'incidence qui est différente pour les allongements étant donné le fonctionnement à Reynolds constant appliqué lors de cette étude.

On constate donc que si l'efficacité moyenne au cours d'une période pour une aile d'allongement 2 est inférieure aux allongements supérieurs, il en serait autrement avec des phases de variation d'incidence identiques. Ainsi, il est probable qu'une aile d'allongement 2 montrerait une meilleure efficacité, alors que des ailes d'allongement 4 et 6 produiraient des efforts plus importants pour une efficacité décroissante. Cela reste cependant à vérifier.

Allongement		accélération	$\vec{V}$ constante	décélération	période
2	$\overline{C_x}$	0.46	0.73	1.75	0.9
	$\overline{C_y}$	0.34	0.83	1.18	0.8
	$\overline{C_y/C_x}$	0.74	1.13	0.68	0.89
4	$\overline{C_x}$	0.84	0.83	0.84	0.67
	$\overline{C_y}$	0.53	0.9	0.69	0.66
	$\overline{C_y/C_x}$	0.63	1.09	0.82	0.98
6	$\overline{C_x}$	0.86	0.84	0.59	0.68
	$\overline{C_y}$	0.55	0.89	0.57	0.69
	$\overline{C_y/C_x}$	0.64	1.06	0.96	0.99

TABLEAU 5.1 – Efforts adimensionnés moyennés par phase de mouvement et sur une période pour les différents allongements.

### 5.3.2 Influence de la loi de mouvement

La loi de mouvement de référence adoptée jusqu'ici se caractérise par une symétrie des deux demi-périodes. On se propose ici d'étudier des lois de mouvement asymétriques, faisant intervenir des angles d'attaque différents lors des phases d'upstroke et de downstroke. Ces lois sont mises en application de manière numérique sur un profil NACA 0012 d'allongement 4 pour un nombre de Reynolds 1000. Les efforts horizontaux moyens étant non nuls sur une période pour les cas asymétriques, le plan de battement est modifié afin d'obtenir un vol stationnaire.

Les mouvements étudiés sont caractérisés par l'angle d'attaque de downstroke ( $45^\circ$  pour chaque loi), et l'angle d'attaque d'upstroke. On introduit la notation suivante, 45XX, correspondant aux angles d'attaque des phases de downstroke et d'upstroke. Quatre lois de mouvement asymétriques sont étudiées pour des angles d'attaque d'upstroke de  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ .

On précise ici que les vitesses de variation d'incidence sont différentes pour chaque loi. Ce point découle des durées identiques des phases de pronation et de supination bien que les rotations à effectuer soient d'amplitudes variables selon les lois de mouvement étudiées.

L'analyse s'appuie principalement sur la figure 5.39 qui représente l'évolution des efforts en conservant un plan de battement horizontal afin de faciliter la comparaison des résultats, et les figures 5.40 et 5.42 qui représentent la vorticité suivant l'envergure sur des iso-surfaces du critère  $\lambda_2^* = -1$ .

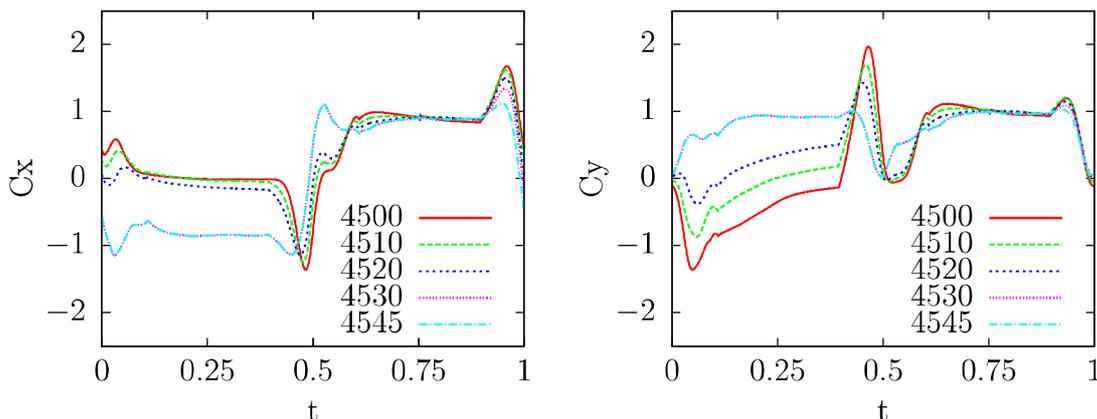


FIGURE 5.39 – Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une période (upstroke et downstroke) calculés sur un plan de battement horizontal.

#### Supination ( $t \in [0.89T; T] \cup [0; 0.11T]$ )

La phase de supination correspond à la variation d'incidence entre le downstroke et l'upstroke. L'angle d'attaque de downstroke ( $\alpha = 45^\circ$ )   tant identique pour les lois étudiées, les différences d'efforts et de comportement des structures tourbillonnaires en phase de décélération ( $t \in [0.89T; T]$ ) sont uniquement imputables à la différence de vitesse de variation d'incidence. L'apparition d'un tourbillon au bord de fuite (RV) co  incide avec la présence d'un pic d'effort au cours de la décélération ( $t \approx 0.95T$ ) dont le niveau dépend de l'intensité du RV et donc de la vitesse de variation d'incidence.

La période d'accélération lors de la supination ( $t \in [0; 0.11T]$ ) se caractérise :

- par la formation d'un second tourbillon au bord de fuite (SV) contra-rotatif au RV précédemment généré.
- par une forte interaction du sillage sur le profil.
- par une évolution différente de l'incidence de l'aile suivant les lois étudiées.

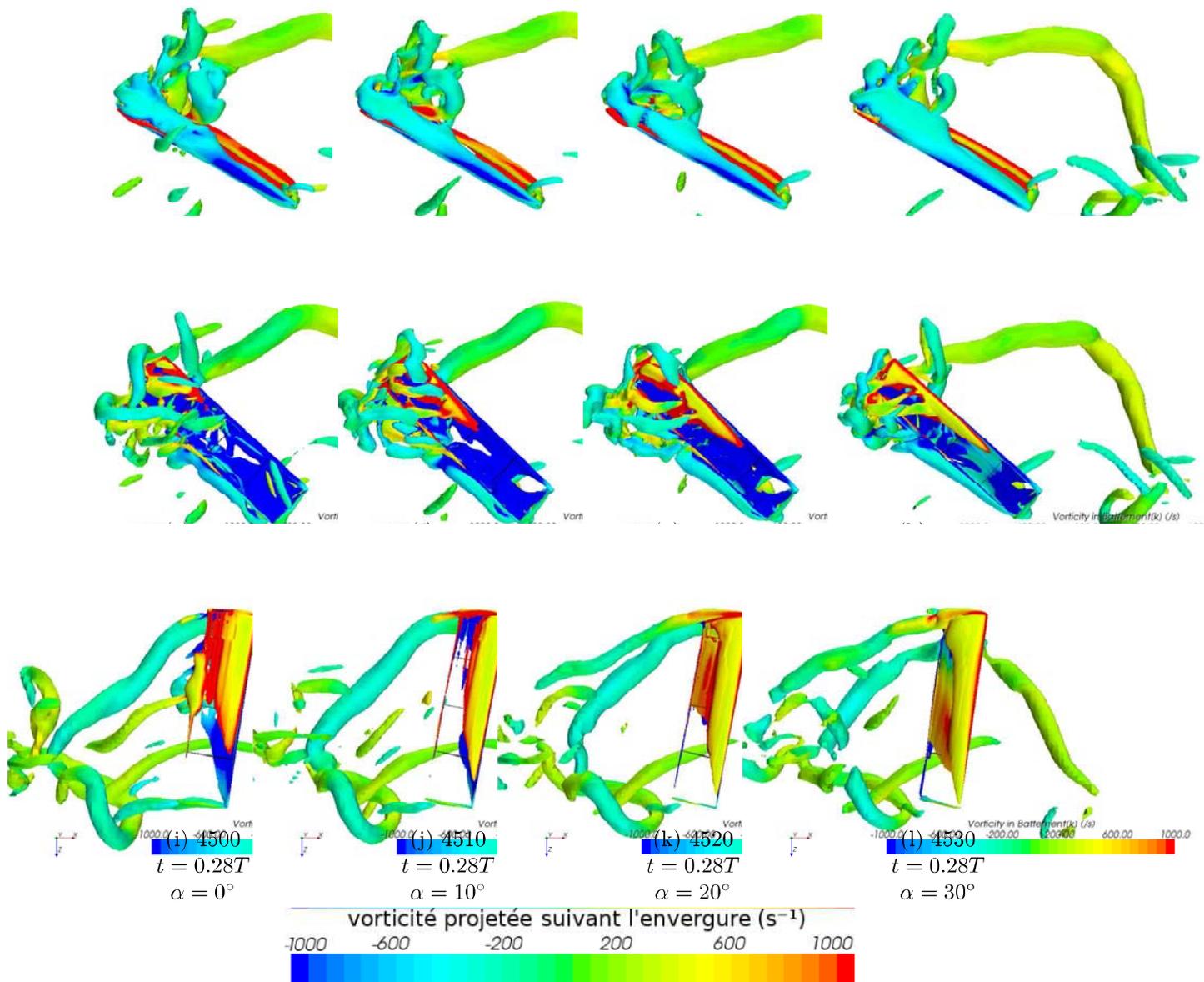


FIGURE 5.40 – Vorticité projetée suivant l’envergure sur des iso-surfaces du critère  $\lambda_2^* = -1$  à  $t = 0.2T$  pour les différentes lois asymétriques.

Ainsi, si le sillage généré au battement précédent est sensiblement similaire pour chaque loi, son influence sur les efforts va varier étant donné l’incidence de l’aile d’une part, et l’influence du RV d’autre part. Les lois 4530 et 4545 se caractérisent alors par un pic de traînée résultant de la reprise de sillage et par une portance positive qui indique la formation de structures tourbillonnaires dépressionnaires sur l’extrados du profil. Au contraire, les lois 4500 à 4520 indiquent une légère force de propulsion ( $C_x > 0$  pour  $t \in [0; 0.11T]$ ) ainsi qu’une portance négative. Ce comportement des efforts est imputable à l’incidence de l’aile d’une part, et à l’intensité du RV d’autre part. La vitesse de variation d’incidence plus élevée pour ces lois implique l’apparition de RVs d’intensité supérieure. Ceux-ci participent à convecter le flux présent dans le TV généré au battement précédent vers le bas, hors de la trajectoire de l’aile. L’incidence plus faible ainsi que le fait que le centre de rotation de la variation d’incidence soit placé au quart de corde du profil (côté bord d’attaque) limitent également la reprise de sillage.

Upstroke (phase de mouvement à vitesse constante)

L'angle d'attaque a une influence directe sur la génération de structures tourbillonnaires dépressionnaires sur l'extrados du profil. Un angle trop faible n'entraîne pas d'apparition de LEV, ce qui a pour effet de réduire les efforts subis par le profil, et explique en partie des efforts horizontaux globalement nuls en phase d'upstroke pour les lois 4500, 4510 et 4520. La similarité des résultats obtenus pour les lois 4530 et 4545 suggère un comportement identique des structures tourbillonnaires au cours du mouvement.

Le flux descendant moyen généré dans la zone balayée par le mouvement du profil dépend également directement de l'angle d'attaque du profil. Réduire l'angle d'attaque du profil a pour effet de réduire l'intensité du flux descendant moyen, ce qui augmente l'angle d'attaque relatif du profil par rapport à l'écoulement. Ce phénomène entraîne dans les cas extrêmes un angle d'attaque relatif à l'écoulement négatif (figure 5.41), d'où une portance négative obtenue lors de la phase d'upstroke pour la loi 4500. Les différences de niveau lors cette phase sont alors dues en partie à la présence ou non d'un LEV sur l'extrados, et en partie à l'influence du sillage par l'effet du flux descendant.

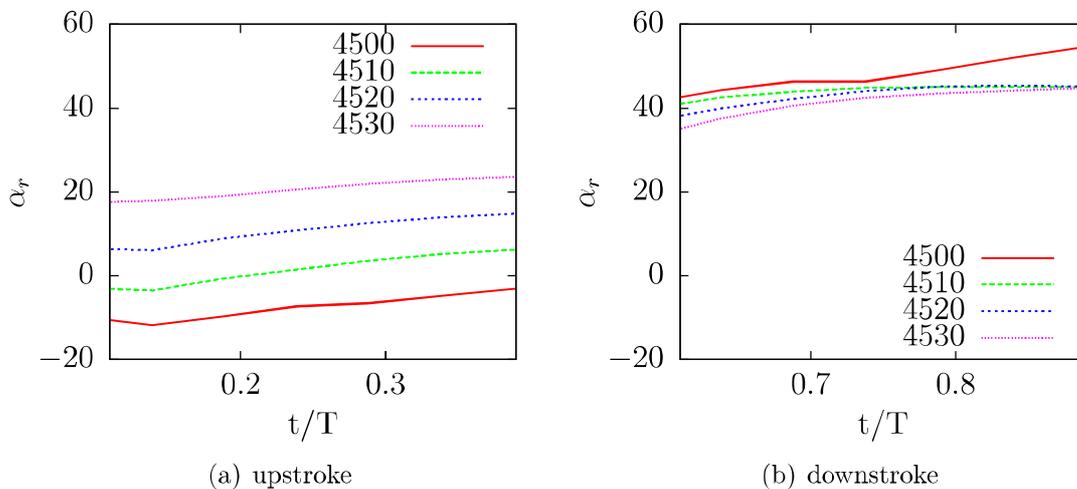


FIGURE 5.41 – Estimation de l'incidence aérodynamique  $\alpha_r$  à deux tiers de l'envergure à partir de l'emplanture pour la phase d'upstroke et downstroke.

**Pronation** ( $t \in [0.39T; 0.61T]$ )

On observe d'une part un pic d'effort en phase de décélération ( $t \approx 0.45T$ ) décroissant avec l'angle d'attaque d'upstroke, qui est directement généré par la formation d'un RV au bord de fuite dont l'intensité varie suivant la loi de mouvement. La loi 4500, dont les accélérations et vitesses de variation d'incidence sont les plus élevées, produit alors le pic d'effort le plus important. La phase d'accélération ( $t \in [0.5T; 0.61T]$ ) se caractérise ensuite par un comportement comparable des efforts pour les lois 4500, 4510 et 4520 d'une part, et 4530 et 4545 d'autre part. Les lois 4530 et 4545 se distinguent alors par une augmentation des efforts plus prononcée qui suggère une reprise de sillage plus importante pour ces lois. Au contraire, pour les trois autres lois impliquant de plus importantes vitesses de variation d'incidence, l'écoulement se comporte de manière plus comparable aux résultats obtenus pour l'allongement 2 avec un pic d'effort moins important en phase d'accélération.

Pour les lois 4500 à 4520, l'écoulement se caractérise par la formation d'un tore dans le sillage à la manière de ce qui se produit pour l'allongement 2, les structures générées en phase de supination pour la loi 4530 sont semblables à celles du cas de référence.

Les plus faibles valeurs des pics en phase d'accélération pour les lois caractérisées par une faible incidence en phase d'upstroke et donc par de fortes vitesses de variation

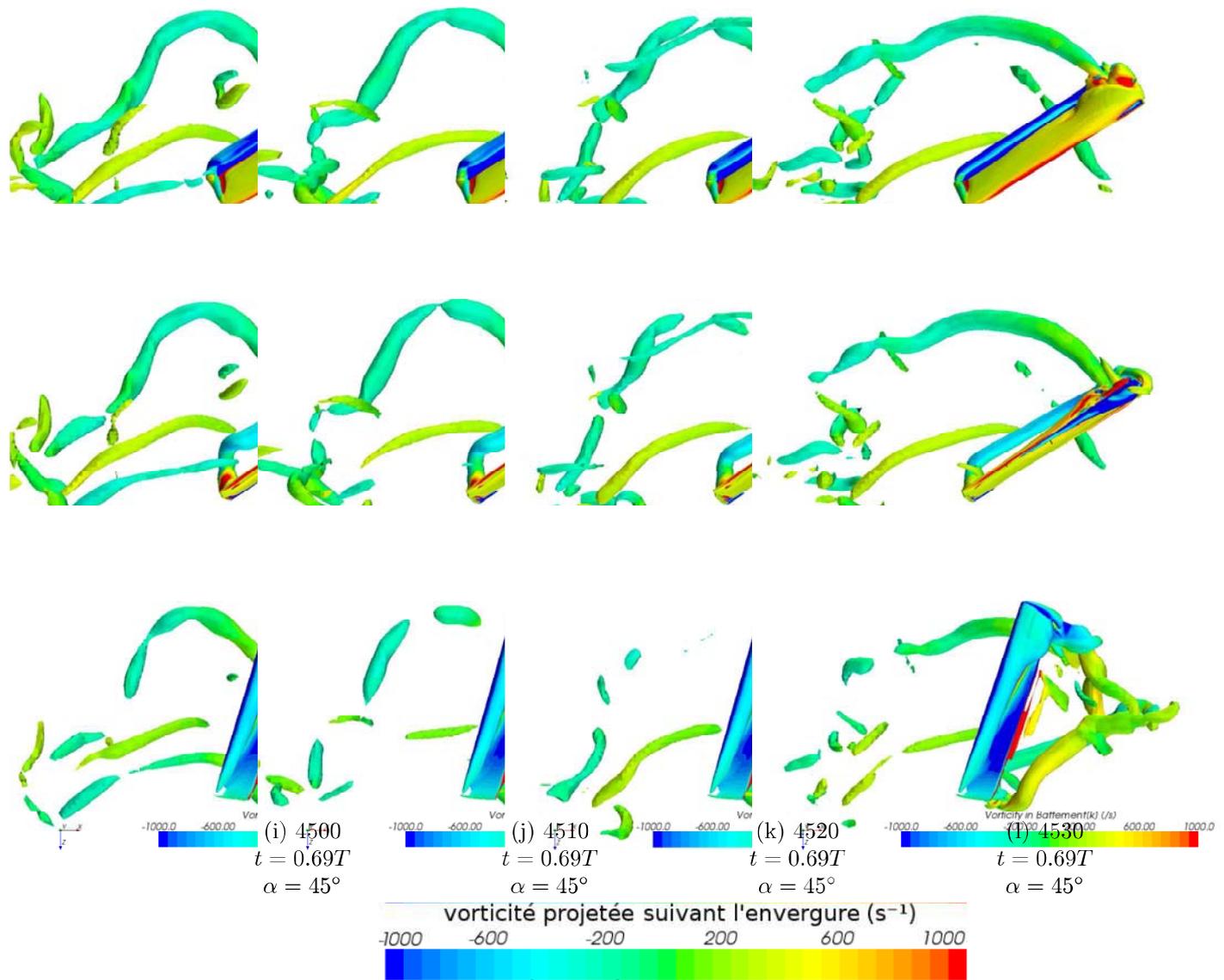


FIGURE 5.42 – Vorticité projetée suivant l’envergure sur des iso-surfaces du critère  $\lambda_2^* = -1$  à  $t = 0.2T$  pour les différentes lois asymétriques.

d’incidence coïncident avec la formation d’un tore lors de cette phase. Cependant, pour les lois 4530 et 4545, l’intensité des pics d’effort est principalement dépendante de l’intensité du flux généré dans le TV du battement précédent qui vient impacter l’aile lors de la phase d’accélération. La figure 5.42 indique pour les lois dont l’incidence au cours de l’upstroke est plus faible, d’une part l’absence de TV fortement développé et d’autre part une position plus en aval du RV. Ces deux points suggèrent que le comportement des efforts en phase d’accélération soit principalement imputable à la reprise du sillage, et que la formation éventuelle d’un tore ne soit qu’une conséquence du mouvement effectué sans nécessairement avoir beaucoup d’influence. L’influence du tore, et le fait qu’il soit une conséquence ou en partie à l’origine de la limitation du phénomène de reprise de sillage n’est cependant pas évidente.

Downstroke (phase de mouvement à vitesse constante)

Les mouvements générés lors des phases à vitesse constante du downstroke pour les différentes cinématiques sont strictement identiques. Les faibles différences en début de phase de mouvement à vitesse constante du downstroke ( $t \in [0.61T; 0.75T]$ ) sont imputées uniquement à l'interaction du sillage sur le profil par l'effet d'une part du flux descendant, et d'autre part des structures générées durant la variation d'incidence précédemment effectuée (sur l'intervalle  $t \in [0.39T; 0.61T]$ ).

Sustentation pure

La figure 5.43 représente les évolutions des efforts au cours d'une période, calculés tel que l'effort horizontal moyen sur une période soit nul (vol stationnaire). Le mouvement s'effectue alors pour un plan de battement tel que l'angle entre celui-ci et l'horizontale ( $\beta$ ) implique un effort horizontal moyen nul.

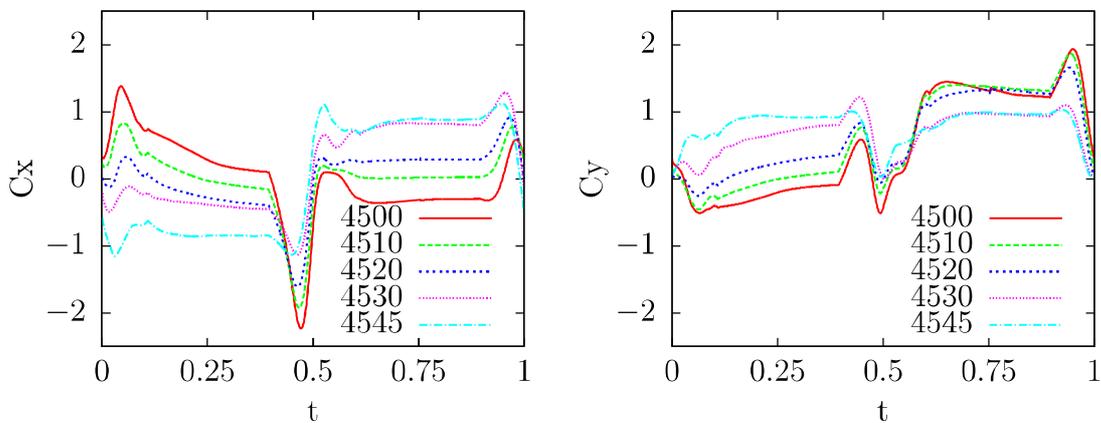


FIGURE 5.43 – Efforts adimensionnés de traînée et de portance subis par le profil au cours d'une demi-période pour les lois de mouvements étudiées. (cas de sustentation pure).

Sur le tableau 5.2, on peut voir les efforts moyens de traînée et de portance au cours des mouvements d'upstroke, de downstroke, et au cours d'une période. Le rapport  $\frac{\overline{C_y}}{\overline{C_D}}$ , représentatif de l'efficacité du mouvement au cours d'une période est également indiqué. Les efforts sont calculés sur un plan de battement tel que l'effort moyen sur une période soit uniquement vertical. On note donc ici  $C_D$  les efforts d'opposition au mouvement et  $C_y$  les efforts de sustentation, dirigés comme indiqué sur la figure 5.44.

loi	$\beta$	$\overline{C_{yu}}$	$\overline{C_{yd}}$	$\overline{C_D}$	$\overline{C_y}$	$\overline{C_y}/\overline{C_D}$
{45°; 0°}	55.81°	-0.152	1.115	0.445	0.439	1.12
{45°; 10°}	41.49°	0.006	1.167	0.467	0.588	1.26
{45°; 20°}	29.82°	0.2	1.096	0.512	0.649	1.267
{45°; 30°}	1.85°	0.599	0.778	0.85	0.689	0.811
{45°; 45°}	0°	0.78	0.78	0.84	0.78	0.932

TABLEAU 5.2 – Efforts adimensionnés moyens de traînée au cours de l'upstroke et du downstroke, et efforts moyens de traînée et de portance sur une période. Le rapport  $C_y/C_D$  est représentatif de l'efficacité du mouvement.

Les résultats obtenus indiquent d'une part une portance moyenne sur une période maximale pour la loi de référence, et d'autre part une portance moyenne lors du downstroke maximale pour la loi 4510, qui implique une position du profil quasi horizontale

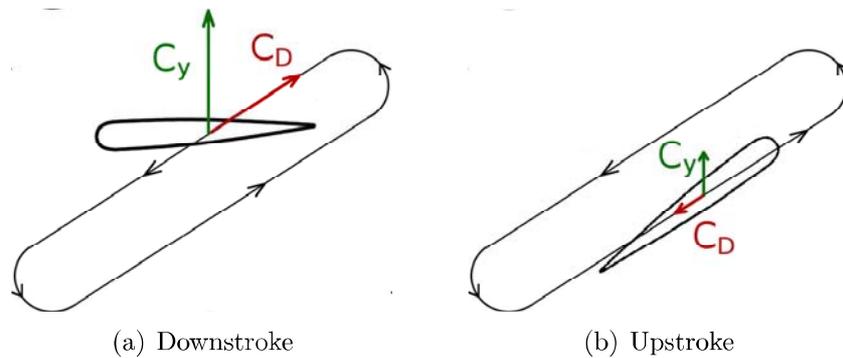


FIGURE 5.44 – Schématisation de la décomposition de l'effort total en composantes de sustentation ( $C_y$ ) et d'opposition au mouvement ( $C_D$ ).

lors de la phase de mouvement à vitesse constante du downstroke. De plus, les efforts d'opposition au mouvement sont globalement croissant avec la symétrisation de la loi de mouvement, ce qui mène à l'obtention d'un maximum d'efficacité. Les résultats obtenus suggère que ce maximum se produise pour une loi asymétrique similaire à celles étudiées impliquant une incidence lors de la phase d'upstroke comprise entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ .

Cette situation s'explique par :

- Une réduction des efforts transmis à l'aile avec la dissymétrie de la loi de mouvement. Ce point est principalement dû à l'absence de tourbillon de bord d'attaque en phase d'upstroke pour les lois impliquant des angles d'attaque lors de cette phase inférieur à  $30^\circ$ .
- Une distribution de l'effort sur les composantes de portance et d'opposition au mouvement dépendante du plan de battement. L'angle entre le plan de battement et l'horizontal augmente avec la dissymétrie du mouvement. Les efforts d'opposition au mouvement en phase de downstroke participent alors pour les lois dissymétriques à l'obtention de portance.

Si la portance augmente avec la symétrie du mouvement, l'efficacité diminue de manière non négligeable pour les lois 4530 et 4545 avec la formation d'un LEV permis par un angle d'attaque suffisant en phase d'upstroke. Il est donc très probable qu'un optimum d'efficacité existe pour une loi de mouvement impliquant un angle d'attaque maximal en phase d'upstroke compris entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ .

## 5.4 Conclusion et discussion

### 5.4.1 Cas de référence

Dans une première partie, ce chapitre a été axé sur l'analyse de l'écoulement et des efforts résultant du mouvement symétrique d'un profil NACA 0012 d'allongement 4. Cette analyse globale est effectuée en décomposant le mouvement en phases de mouvement à vitesse constante, de décélération et d'accélération. Ce procédé permet de dissocier les influences des mécanismes instationnaires générés lors de ces phases.

La structure tourbillonnaire générée au niveau du bord d'attaque (LEV) induit une forte dépression sur l'extrados du profil en grande partie responsable des efforts obtenus. Le LEV apparaît au cours du mouvement et reste attaché au profil sur la majorité de l'envergure. Dans la région proche du saumon, ce tourbillon est lâché dans le sillage à partir d'une position sur l'envergure qui évolue vers l'emplanture au cours du mouvement. L'écoulement semble se stabiliser à partir de  $t = 0.25T$ , le LEV se détache alors du profil à une distance d'environ 2.7 cordes. La partie de l'envergure entre ce point et le saumon se caractérise par des apparitions et des lâchers successifs de structures tourbillonnaires

au bord de fuite, à la manière des résultats obtenus par **Lu & Shen (2008)** pour un écoulement autour d'un profil d'allongement 5.8 pour un nombre de Reynolds de 1624. Leur observation montre un détachement du LEV à environ 4 cordes de l'emplanture, ce qui est comparable aux résultats obtenus par DNS pour le profil d'allongement 6 où le LEV se détache du profil à une distance progressant au cours du mouvement de 4 à environ 3.5 cordes de l'emplanture.

L'attachement du LEV sur l'extrados du profil est permis par le mouvement de révolution qui génère un gradient de vitesse le long de l'envergure. Ce gradient de vitesse implique la présence d'un gradient de pression le long de l'envergure qui mène à l'apparition d'un flux transverse sur l'extrados en direction du bout d'aile. Ce flux, observé expérimentalement par **Ellington (1984)**, participe à l'attachement du LEV par l'extraction de la vorticité générée en son sein vers le bout de l'aile. De la même manière que pour l'écoulement obtenu par **Birch & Dickinson (2004)**, il se concentre majoritairement au sein du LEV lorsque celui-ci est attaché au profil. Cependant, ce flux est redirigé vers le bord de fuite au niveau du saumon et participe ici probablement à l'apparition d'une structure tourbillonnaire dans le sillage contra-rotative au TV, de manière comparable au tourbillon observé par **Poelma *et al.* (2006)**. La région du bout d'aile se caractérise par une interaction entre le LEV et le TV qui favorise l'extraction de la vorticité au sein du flux transverse dans le sillage. Pour le cas de référence ( $\lambda = 4$ ), le tourbillon de bord d'attaque se détache du profil sur une région de l'envergure proche du saumon lors de la phase de mouvement à vitesse constante. Suite à ce lâcher, des LEVs se forment et se détachent successivement de l'extrados à la manière du phénomène observé par **Lu & Shen (2008)**. La position du maximum d'intensité du flux transverse au bord de fuite en bout d'aile n'est cependant pas due à la complexité de l'écoulement sur l'extrados    proximité du saumon car le même phénomène est observé pour un allongement 2.

Si pour la simulation numérique, seuls des LEV se forment sur l'extrados, les résultats expérimentaux montrent l'apparition et le lâcher d'un tourbillon de bord de fuite (TEV). Cette structure est observée dans les travaux publiés dans la littérature, notamment pour le cas d'un écoulement à nombre de Reynolds 256 étudié par **Poelma *et al.* (2006)** où le TEV entre en interaction avec un TV contra-rotatif en bout d'aile ce qui n'est pas le cas ici. **Lu & Shen (2008)** observent également l'apparition de tourbillons de bord de fuite pour le cas d'un mouvement en révolution d'un profil d'allongement 5.8 (    $Re = 1624$ ), cependant, l'incidence de l'aile est plus élevée ( $\alpha = 60^\circ$ ) que pour cette étude ( $45^\circ$ ).

Les résultats issus de la DNS montrent l'apparition d'une structure tourbillonnaire contra-rotative au TV en bout d'aile d'une manière comparable à l'écoulement obtenu par **Poelma *et al.* (2006)** où cette structure semble être en interaction avec un TEV formé au bord de fuite. Les résultats numériques obtenus au cours de cette thèse ne font pas apparaître de TEV, mais la structure contra-rotative au TV se forme au bord de fuite à proximité du saumon, où le flux transverse en direction du bout d'aile est le plus intense.

De plus, un flux descendant apparaît en réponse au mouvement du profil et à l'apparition des LEV et TV. Ce flux, dont l'intensité est limitée (en moyenne de l'ordre de 5% de la vitesse de référence) a une influence principalement en phase d'accélération. Celui-ci participe à réduire l'incidence aérodynamique de l'aile, mais également à déplacer les structures tourbillonnaires lâchées dans le sillage vers le bas. Ce déplacement limite alors de manière significative la reprise de sillage. Ce phénomène est couramment observé dans la littérature pour des mouvements de vol battu, mais n'est pas observé pour le cas expérimental.

Au cours de la phase de décélération, la vitesse de révolution du profil décroît alors que celui-ci entre en variation d'incidence. Cette phase se caractérise par une forte influence de l'effet Kramer, avec la génération d'un tourbillon au bord de fuite (RV), due au rapport entre la vitesse de révolution qui décroît et l'accélération en variation d'incidence. Le RV

dépressionnaire induit des efforts au profil qui sont fonction de l'intensité du tourbillon. Ce phénomène déjà observé est en accord avec les observations effectuées par **Jardin (2009)** sur des configurations expérimentale et numérique de vol battu en translation, et sur une configuration numérique de vol battu en révolution.

La phase d'accélération se compose d'un mouvement de variation d'incidence (dont la vitesse est décroissante) et d'une accélération du mouvement de révolution. L'accélération en révolution induit d'une part une force d'opposition au mouvement due à la mise en mouvement des particules fluides au voisinage du profil, et d'autre part la génération et le lâcher dans le sillage d'un tourbillon au bord de fuite (appelé SV). De plus, l'inversion du mouvement de révolution provoque une reprise de sillage directe, notamment par l'impact d'un jet en bout d'aile généré au battement précédent au voisinage du TV. Ce flux implique l'apparition d'une structure tourbillonnaire en forme de U sur le contour du profil en bout d'aile et d'un pic d'effort en début de mouvement qui est principalement distribué sur la composante horizontale étant donné l'incidence du profil qui varie de  $90^\circ$  à  $45^\circ$ . L'apparition d'une telle structure sur le pourtour de l'aile est observée dans la littérature, notamment par **Poelma et al. (2006)** pour un départ impulsif à  $Re = 256$ . Cependant, la partie située au bord d'attaque reste attachée au profil, tandis que la structure s'étire au cours du mouvement sur la trajectoire du saumon. Cette différence est probablement due au nombre de Reynolds favorisant les effets visqueux pour  $Re = 254$  ainsi qu'à l'absence de reprise de sillage.

### 5.4.2 Étude paramétrique

L'analyse s'est poursuivie en se concentrant sur les effets de l'allongement de l'aile, et de la loi de mouvement adoptée.

#### Influence de l'allongement

Si les efforts adimensionnés obtenus en phase de mouvement à vitesse constante pour les allongements différents sont comparables, on constate une forte différence au niveau du sillage avec une complexification croissante à partir du moment où l'allongement dépasse une valeur pour laquelle le LEV n'a plus un comportement stable près du saumon. Ce phénomène est similaire aux observations répertoriées dans la littérature, notamment celles de **Taira & Colonius (2009)** et **Jardin et al. (2011)** pour des cas de mouvement en translation. Pour les plus grands allongements ( $\lambda = \{4; 6\}$ ) le bout d'aile se caractérise par la formation et le lâcher successif de LEVs, ce qui participe à augmenter l'effort d'opposition au mouvement. Si un profil d'allongement 6 permet d'obtenir des efforts maximaux plus importants, un allongement plus faible n'entraînant pas de comportement instable du LEV se caractérisera par une meilleure efficacité de mouvement.

#### Influence de la loi de mouvement

La loi de mouvement adoptée a une influence directe sur la génération de structures tourbillonnaires, et donc d'efforts. Ainsi, si une loi symétrique permet d'obtenir des efforts de portance moyens maximaux, une loi asymétrique permet d'obtenir une efficacité maximale.

La loi de mouvement symétrique engendre une portance non négligeable lors des phases d'upstroke et de downstroke étant donné l'incidence aérodynamique élevée. Cependant, cette incidence génère également une force d'opposition au mouvement responsable de la baisse d'efficacité par rapport aux lois de mouvement asymétriques.

Le cas permettant d'obtenir une efficacité maximale se caractérise quant à lui par :

- une portance maximale lors de la phase de downstroke due à l'angle entre la corde du profil et l'horizontale (environ  $2.5^\circ$ ) impliquant une distribution des efforts majoritairement sur l'axe vertical.

- des efforts d’opposition au mouvement minimaux permis par une faible incidence (qui évolue entre  $-5^\circ$  et  $7^\circ$ ) lors de l’upstroke.

Ces résultats sont comparables à ceux obtenus par **Jardin (2009)** pour des écoulements bidimensionnels où une étude paramétrique suggère une efficacité optimale pour une loi caractérisée par un angle d’attaque maximal en phase d’upstroke de  $20^\circ$  pour des raisons identiques.

On souligne ici l’intérêt que représente l’optimisation de la loi de mouvement. Plusieurs études disponibles dans la littérature indiquent en effet une augmentation des performances aérodynamiques par le déphasage du mouvement de révolution par rapport à la variation d’incidence, ou encore par une modification des durées des phases d’accélération et de décélération. L’analyse de **Hsieh *et al.* (2009)** sur l’influence du déphasage suggère une portance moyenne accrue en effectuant le mouvement de variation d’incidence de manière avancée par rapport au mouvement de révolution. Ainsi, lors de la phase d’accélération, le profil est déjà dans une configuration où son incidence est réduite, ce qui a pour effet de modifier la distribution des efforts de manière entre les composantes horizontale et verticale. Il serait donc intéressant d’effectuer une analyse paramétrique afin d’étudier l’influence du déphasage sur des lois de mouvement symétriques et asymétriques.

De plus, les phases d’accélération et de décélération engendrent l’obtention d’efforts qui ne sont pas toujours bénéfiques au mouvement étant donné l’incidence de l’aile lors des phases de pronation et de supination. Il apparaîtrait alors judicieux d’adapter les accélérations en fonction de l’incidence aérodynamique de l’aile afin de limiter les forces d’opposition au mouvement, mais également en fonction de l’angle entre l’horizontale et la corde du profil afin par exemple dans un cas de sustentation pure de favoriser la génération d’efforts verticaux.

Les phases de pronation et de supination qui se caractérisent par une variation de l’incidence de l’aile peuvent également avoir une influence déterminante. En effet, une importante vitesse de variation d’incidence génère l’apparition de structures tourbillonnaires dépressionnaires ce qui se traduit au niveau des efforts par un pic. Cependant, les écoulements générés autour de profils dont les mouvements sont composés de fortes vitesses de variation d’incidence se caractérisent par l’apparition d’un tore en fin de phase d’accélération. Cette structure se forme par association des SV et RV générés au cours de la variation d’incidence et est probablement responsable d’une apparition retardée du pic d’effort en phase d’accélération. Ce pic, dû pour le cas de référence à une forte reprise de sillage (impact du flux présent dans le TV) se produit pour l’allongement 2 pour des raisons différentes. En effet, l’impact du flux horizontal n’est pas observé, et l’écoulement se caractérise alors par la formation progressive d’un LEV sur le bord d’attaque sans apparition d’une structure en forme de U en bout d’aile. Ce phénomène s’explique probablement par l’action du tore qui semble rediriger ou aspirer le flux présent dans le TV sous le profil. L’apparition dans ces circonstances de ce tore n’est pas observée dans les travaux publiés dans la littérature à ce sujet.

# Chapitre 6

## Conclusion générale

### 6.1 Synthèse

Le mode de sustentation par vol battu, caractérisé par des écoulements tourbillonnaires instationnaires, apparaît comme une alternative crédible par rapport aux autres types de sustentation. Une efficacité accrue à bas nombre de Reynolds, ainsi que de plus faibles émissions acoustiques semblent être ses principaux avantages.

Les études pionnières effectuées dans ce cadre et adoptant généralement une approche quasi-stationnaire ont rapidement démontré la nécessité d'une corrélation entre la dynamique tourbillonnaire et les efforts en résultant. L'analyse des mécanismes instationnaires suggère alors une forte influence :

- du décrochage aérodynamique, avec la génération de structures tourbillonnaires dépressionnaires sur l'extrados du profil qui sont la principale source d'efforts.
- de l'effet Kramer, relatif au mouvement de variation d'incidence qui se produit en phases de pronation et de supination. En fonction de la position du centre de cette rotation, des tourbillons peuvent apparaître au bord d'attaque ou de fuite. Dans le cas présent d'un axe de rotation situé au quart de la corde du côté du bord d'attaque, un tourbillon se forme au bord de fuite (RV pour Rotation Vortex) lors des phases de variation d'incidence. L'intensité de ce tourbillon et des efforts que celui-ci transmet au profil par le biais de la dépression générée, est dépendante du mouvement, et plus précisément des vitesses et accélérations de la variation d'incidence.
- de l'interaction profil sillage, dont l'influence peut être séparée entre d'une part les effets liés à une interaction directe notamment en début de battement après le retournement du mouvement de l'aile et d'autre part les effets du flux moyen généré par le mouvement de l'aile. On constate en effet généralement l'apparition d'un flux descendant qui a une influence sur l'incidence aérodynamique.

D'autres mécanismes ont également une influence sur les efforts générés, tels les effets de masse ajoutée ou encore l'effet Wagner, cependant ces mécanismes sont liés aux accélérations du mouvement et leur influence est souvent difficile à séparer des efforts générés à ces moments par l'apparition de structures tourbillonnaires.

Contrairement aux études initiales portant généralement sur des cas bidimensionnels, les travaux les plus récents portent sur des configurations tridimensionnelles, permises par des méthodes d'analyse tant expérimentales que numériques plus adaptées telles que des mesures de champs de vitesse tridimensionnels ou encore des simulations numériques directes d'écoulements tridimensionnels complexes. Dans ce cas, on observe l'apparition de nouvelles structures liées à l'extrémité libre de l'aile, ainsi qu'une dynamique propre au mouvement de révolution qui est spécifique aux cas tridimensionnels.

Dans ce contexte, les travaux effectués au cours de cette thèse ont pour objectif de fournir une analyse globale de l'évolution des mécanismes de génération d'efforts pour le cas d'un mouvement de vol battu à un nombre de Reynolds 1000 d'un profil NACA 0012. Cette analyse d'un cas de référence est appliquée sur le mouvement symétrique d'un

profil d'allongement 4, et est ensuite mise en comparaison avec des données résultant de différents allongements d'aile d'une part, et différentes cinématiques de battement d'autre part afin de déterminer l'influence de ces paramètres.

L'investigation menée dans cette étude nécessite alors une caractérisation globale de l'écoulement au cours du temps, ainsi que des efforts en résultant. Les méthodes appliquées pour atteindre cet objectif ont été de type expérimental pour valider les résultats obtenus par simulation, et numérique afin de pouvoir effectuer une étude paramétrique à faible coût.

La simulation numérique directe (DNS) de l'écoulement est effectuée par résolution des équations de Navier Stokes sur un maillage "chimère" comprenant un domaine fixe dont la taille est supérieure à la zone balayée par le profil au cours de son mouvement, et un domaine mobile contenant l'aile et dont la résolution spatiale est plus fine. Ce procédé permet d'appréhender plus facilement le mouvement complexe mis en œuvre dans le cas du vol battu. Les résultats DNS permettent l'analyse des champs de vitesse et de pression au cours du mouvement, ainsi que des efforts subis par le profil.

L'approche expérimentale repose quant à elle sur la mesure de champs de vitesse tridimensionnels par tomographie par balayage (PIV 3D3C) autour du profil. La mesure de champs de vitesse résolus en temps a permis de développer une méthode d'évaluation des efforts sur le profil en extrayant des champs de vitesse les données nécessaires à l'application d'un bilan de quantité de mouvement. La difficulté principale de cette méthode réside dans la nécessité du calcul du champ de pression sur la surface du volume de contrôle. On a proposé à cet effet un algorithme de calcul du champ de pression par intégration de son gradient préalablement déterminé à partir des champs de vitesse avec les équations de Navier Stokes. Cette méthode de calcul du champ de pression est validée en comparant des champs de pression calculés à partir de champs de vitesse numériques aux champs de pression issus du code DNS. Si la méthode d'évaluation des efforts par bilan de quantité de mouvement n'est pas encore en mesure de fournir des résultats d'une précision comparable aux résultats de mesures directes, les résultats restent très encourageants. En effet, la moyenne des résultats expérimentaux obtenus est proche des efforts fournis par la simulation numérique et les principales composantes sont capturées.

Ces moyens d'analyse sont appliqués dans un premier temps à un cas de référence faisant intervenir le mouvement de vol battu symétrique d'un profil NACA 0012 d'allongement 4 à un nombre de Reynolds 1000. Cette première analyse permet de mettre en évidence les influences des mécanismes principaux de génération d'efforts, tels que :

- L'apparition et le maintien sur l'extrados de l'aile d'une structure tourbillonnaire dépressionnaire de bord d'attaque (LEV) qui est à l'origine de la majorité des efforts fournis en phase de mouvement à vitesse constante. La vitesse d'apparition de ce tourbillon dépend principalement de l'accélération et de l'incidence du profil en début de mouvement. Si ce tourbillon reste globalement stable au cours du mouvement de part les effets du tourbillon marginal d'une part, et du gradient de vitesse suivant l'envergure d'autre part, on constate un début de détachement qui progresse vers l'emplanture au cours de cette phase de mouvement. Le détachement en bout d'aile du tourbillon semble cependant avoir une influence mineure sur la génération d'efforts.
- La phase de décélération, caractérisée par une forte variation d'incidence, engendre la génération d'un tourbillon au bord de fuite (RV). Cette structure dépressionnaire à une influence directe sur la génération d'efforts, qui dépend principalement des vitesses et accélérations en variation d'incidence et du rapport entre les vitesses de variation d'incidence et de révolution. De plus, le RV se forme à l'extrados en dessous du LEV généré au cours du battement. Ces deux structures contra-rotatives forment un dipôle en sein duquel un flux impactant en direction du profil est généré.
- La phase d'accélération est quant à elle caractérisée par une forte reprise de sillage

due principalement à l'impact du TV formé au battement précédent. Le flux, situé dans la zone du TV, est généré au cours du mouvement de l'aile par effet d'entraînement. Son intensité est probablement augmentée par les RV et LEV contra-rotatifs. On distingue ici le flux généré par les RV et LEV, présents sur une large partie du profil le long de son envergure du flux présent à proximité du TV, dont l'intensité est plus importante mais répartie sur une zone plus étroite située à proximité du saumon. Ce dernier flux participe alors à l'apparition de nouvelles structures tourbillonnaires sur l'extrados du profil, on constate en effet la génération d'un tourbillon continu en forme de U et suivant le contour du profil dans la région du saumon. L'accélération en révolution de l'aile engendre également l'apparition d'un tourbillon au bord de fuite (SV) qui est immédiatement lâché dans le sillage.

En ce qui concerne l'étude paramétrique, l'analyse de l'influence de l'allongement montre des écoulements générés et des efforts en résultant très comparables pour les allongements 4 et 6, alors que le cas de l'aile d'allongement 2 se caractérise par un retard du pic d'effort en début de mouvement. Ce phénomène suggère une plus faible influence de l'interaction profil sillage pour ce cas particulier, et plus particulièrement de l'impact du flux présent au voisinage du TV. La suppression générée à l'intrados du profil est alors décalée vers le saumon par comparaison aux allongements plus grands, ce qui suggère que la trajectoire du saumon dans ce cas d'allongement 2, à rayon de courbure plus faible, a probablement pour effet de réduire l'influence de la reprise de sillage. De plus, l'efficacité du mouvement en phase de vitesse constante décroît légèrement lorsque l'allongement augmente. Ce point suggère une efficacité accrue lorsque le LEV formé reste attaché au profil sur l'intégralité de son envergure, contrairement au cas des allongements 4 et 6 où le LEV formé au cours du mouvement se détache sur une zone proche du saumon.

L'analyse de l'influence du mouvement de l'aile est effectuée par comparaison des résultats obtenus en adoptant un mouvement symétrique à ceux issus de mouvements asymétriques. Pour un cas de sustentation pure (sans vitesse d'avancement), les cas asymétriques se caractérisent par une évolution de l'aile sur un plan de battement incliné de sorte que la traînée moyenne sur une période soit nulle. L'effort de sustentation résulte alors de la combinaison des efforts de traînée et de portance impliquant généralement une hausse de l'efficacité lors de la phase de downstroke, mais une diminution de ce terme pour la phase d'upstroke. Le principe d'une loi asymétrique réside alors dans la recherche d'un mouvement dont l'angle du profil par rapport à l'horizontale en phase de downstroke soit tel que les efforts subis soient majoritairement placés sur la composante de portance, et dont les efforts d'opposition au mouvement en phase d'upstroke soient minimaux. Un tel mouvement implique alors une efficacité accrue par rapport à une cinématique symétrique dont la forte incidence aérodynamique lors des phases d'upstroke et de downstroke génère des forces d'opposition au mouvement plus importantes. On obtient alors des efforts sustentateurs et d'opposition au mouvement moyens sur une période croissant avec la symétrie du mouvement. De plus, les efforts sustentateurs moyens en phase de downstroke sont maximaux pour la loi 4510 qui implique une position quasiment verticale du profil lors de cette phase (le plan de battement est alors incliné d'un angle  $\beta = 41.5^\circ$  par rapport à l'horizontale). On obtient alors une efficacité maximale pour les lois de mouvement 4510 ( $\overline{C}_y/\overline{C}_D = 1.26$ ) et 4520 ( $\overline{C}_y/\overline{C}_D = 1.267$ ), ce qui suggère la possibilité d'obtenir une efficacité supérieure en utilisant une loi de mouvement impliquant une incidence lors de l'upstroke comprise entre  $10^\circ$  et  $20^\circ$ . Ces différences fondamentales permettent de conclure à une adaptation particulièrement intéressante d'une cinématique asymétrique lors de la recherche d'une efficacité maximale alors qu'au contraire, une cinématique symétrique sera privilégiée dans le cadre de la recherche d'efforts sustentateurs maximaux. On obtient alors pour le cas de la loi de mouvement symétrique une efficacité de 0.93 pour un coefficient de portance moyen de 0.78.

## 6.2 Perspectives

La méthode d'évaluation des efforts par bilan de quantité de mouvement ne permet pas actuellement l'obtention d'une précision suffisante pour une analyse détaillée de l'évolution des efforts aérodynamiques. Cette précision, dépendante des données initiales d'une part et des processus de calcul d'autre part, peut néanmoins être améliorée. Il apparaît nécessaire d'adapter :

- la résolution spatiale des champs de vitesse. En effet, si la validation de la méthode au chapitre 4 montre un taux d'erreur suggérant une résolution acceptable, il est probable qu'une résolution plus fine améliore les résultats.
- le calcul des champs d'accélération expérimentaux dont la précision dépend en partie de celle des champs de vitesse et en partie de la résolution temporelle. Ce point est ici contraint par l'utilisation d'un système de mesure fixe sur une aile en mouvement. Le déplacement de l'aile produit alors sur les images un masquage de l'écoulement à proximité du profil par effet de perspective. Si réduire le temps entre deux mesures volumiques permet de réduire cet effet de masquage de l'écoulement, cela aura également un impact sur la détermination du champ d'accélération. Un laps de temps trop court impliquera de faibles changements entre deux champs de vitesse mesurés consécutivement, ce qui augmentera l'influence des incertitudes expérimentales sur le résultat.
- le calcul des champs de pression. La méthode présentée permet actuellement d'éviter en partie la propagation des erreurs lors de l'intégration sur le domaine, cependant le procédé de filtrage permettant cette limitation peut encore être amélioré.

L'analyse menée au cours de cette thèse suggère d'effectuer différentes recherches complémentaires afin de faire progresser la compréhension des mécanismes de génération d'efforts. Dans ce cadre, l'approfondissement de l'étude paramétrique est nécessaire. Il apparaît en effet intéressant :

- D'analyser d'autres lois de mouvement dans l'objectif d'améliorer encore son efficacité. En effet, l'analyse des travaux publiés dans la littérature indique qu'un déphasage entre les mouvements de variation d'incidence d'une part et de révolution d'autre part a une influence sur les efforts transmis au profil. Ainsi, avancer la phase de variation d'incidence par rapport au mouvement de révolution permet d'augmenter la portance moyenne. Une analyse de ce déphasage sur les lois symétriques et asymétriques apparaît intéressante car elle permettrait d'adapter le mouvement aux efforts souhaités.

Outre ce point particulier, la loi de mouvement peut être modifiée en fonction des accélérations et décélérations maximales transmises à l'aile, et donc en fonction des durées des phases de pronation et de supination. En effet, si les études disponibles dans la littérature suggèrent des efforts instantanés maximaux pour de fortes accélérations, il semble que des accélérations plus faibles et réparties au cours du mouvement permettraient d'obtenir une meilleure efficacité.

- De simuler le mouvement d'une aile de forme en plan différente afin d'étudier l'influence de la forme du profil sur la stabilité du LEV le long de l'envergure au cours du mouvement d'une part, et l'influence sur l'interaction LEV-TV d'autre part qui peut être favorisée en évitant une forme en plan rectangulaire au niveau du saumon.
- De comparer l'évolution des structures tourbillonnaires et des efforts obtenus pour différents allongements pour des vitesses identiques lors des phases de pronation et de supination, dans l'objectif d'analyser l'influence de l'allongement sur les phases de variation d'incidence. On rappelle ici que les allongements différents sont étudiés au cours de ces travaux en adoptant des cinématiques de battement à même nombre de Reynolds, ce qui implique des fréquences de battement différentes, et donc des accélérations et vitesses différentes en phase de variation d'incidence. De plus, seul

l'écoulement autour de l'aile d'allongement 2 se caractérise par la formation d'un tore et par un pic d'efforts en début de mouvement plus tardif que pour les allongements plus grands. Une telle analyse de l'influence de l'allongement en phase de variation d'incidence permettrait alors de savoir si la formation d'un tore est due à l'utilisation d'un petit allongement, à d'importantes vitesses et accélérations lors de la variation d'incidence, ou encore à l'influence de ces deux paramètres.

- D'effectuer des mouvements hors plan (loi de mouvement comportant des rotations sur les trois axes) afin d'étudier les possibilités de modification des efforts obtenus, principalement en phases de pronation et de supination. En effet, la possibilité d'un mouvement hors plan implique des possibilités supplémentaires d'adapter le mouvement pour améliorer son efficacité.

Enfin, les travaux effectués suggèrent des perspectives à un niveau plus général :

- La simulation de mouvements de profils de différentes rigidité serait intéressante dans le cadre de l'étude de la stabilité du LEV le long de l'envergure au cours du mouvement. En effet, il est possible qu'une déformation adaptée de l'aile puisse avoir une influence sur la génération d'efforts ou sur l'efficacité du mouvement.
- Il apparaît également intéressant d'analyser les résultats du point de vue de la mécanique du vol, particulièrement au niveau de la stabilité de ce type de sustentation, en particuliers vis à vis des perturbations extérieures inévitablement présentes en situation réelle.



# Annexe A

## Formation du tore en phase de variation d'incidence

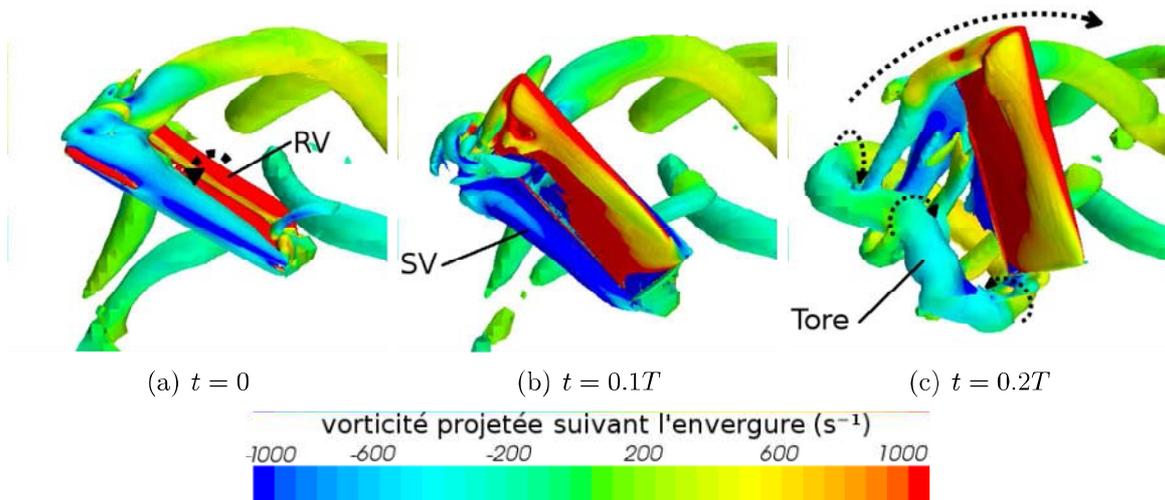


FIGURE A.1 – Vorticité projetée suivant l'envergure sur des iso-surfaces du critère  $\lambda_2^* = -1$  pour une configuration d'allongement 2 symétrique ( $\alpha_d = \alpha_u = 45^\circ$ ).

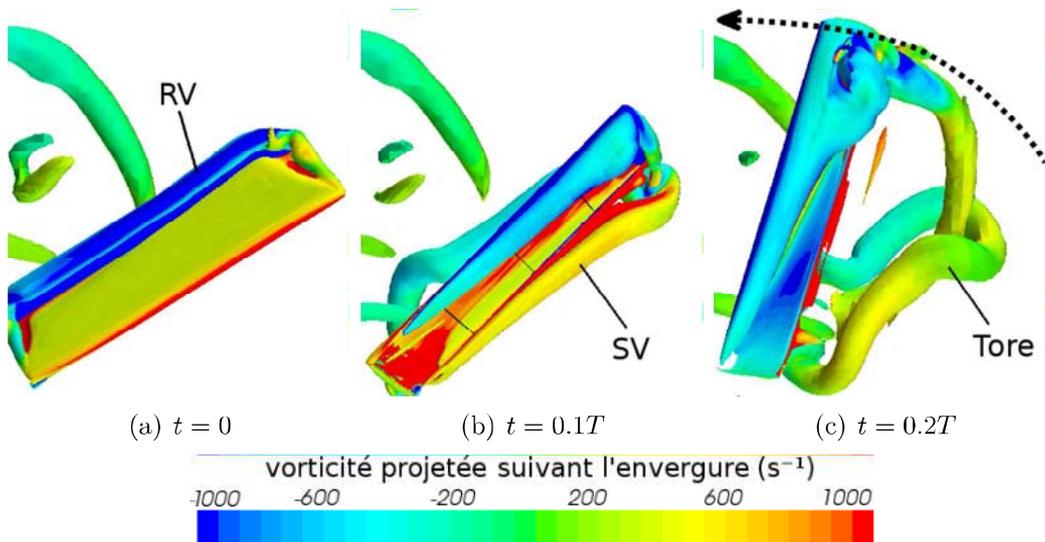


FIGURE A.2 – Vorticité projetée suivant l'envergure sur des iso-surfaces du critère  $\lambda_2^* = -1$  pour une configuration asymétrique ( $\alpha_d = 45^\circ$ ;  $\alpha_u = 0^\circ$ ) d'allongement 4 en phase de pronation ( $\alpha : 0^\circ \nearrow 90^\circ \searrow 45^\circ$ ).



# Annexe B

## Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

Les résultats présentés ici sont obtenus pour le mouvement de révolution à nombre de Reynolds 1000 d'un profil d'allongement 4 pour une loi de mouvement symétrique ( $\alpha_{\min} = 45^\circ$ ).

### B.1 Résultats numériques

Ces résultats sont obtenus par simulation numérique directe. Sept périodes de mouvement sont simulées, ces résultats présentent des champs instantanés au cours de la septième période.

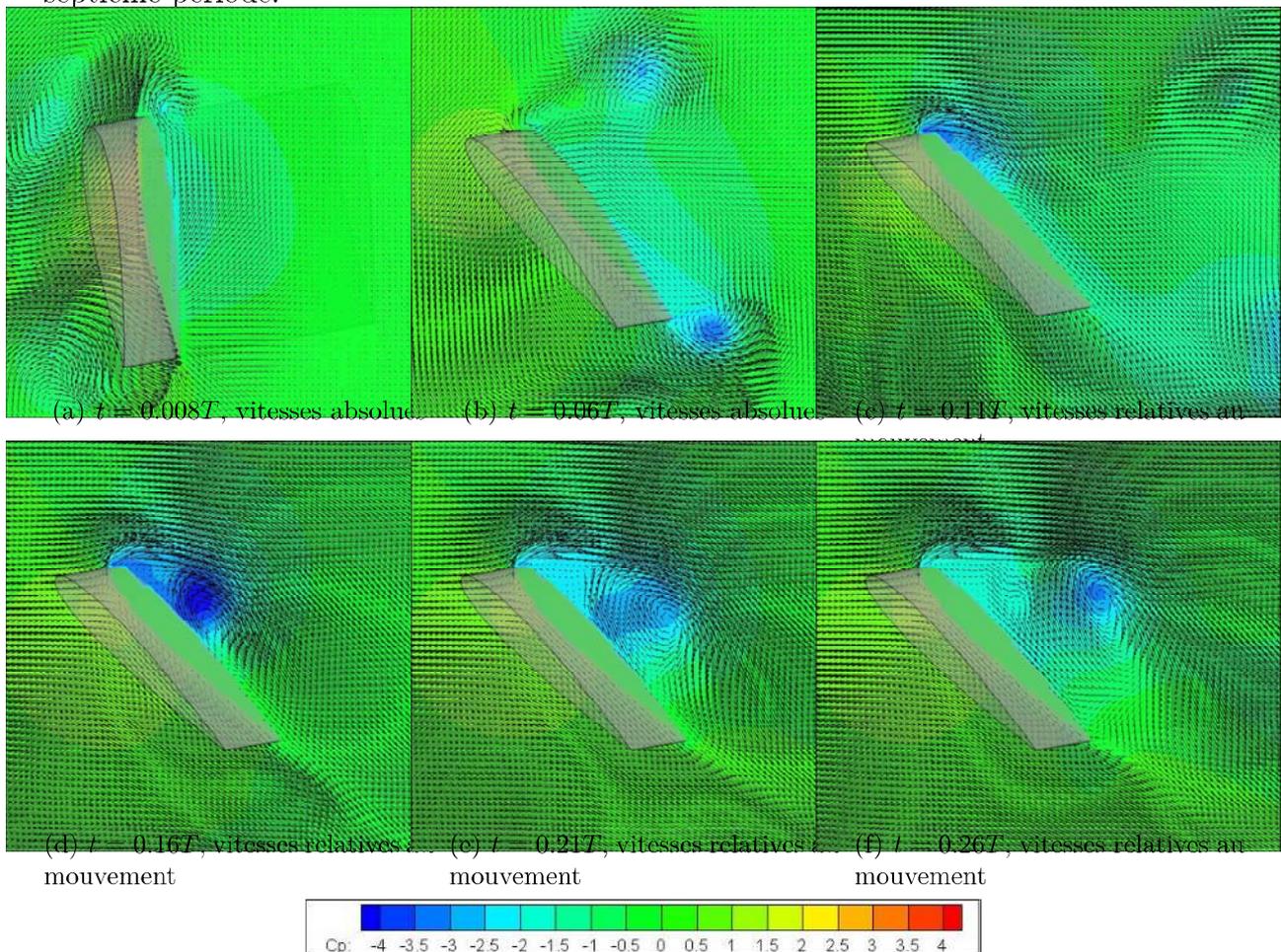


FIGURE B.1 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

## ANNEXE B. COMPARAISON DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES ET EXPÉRIMENTAUX

---

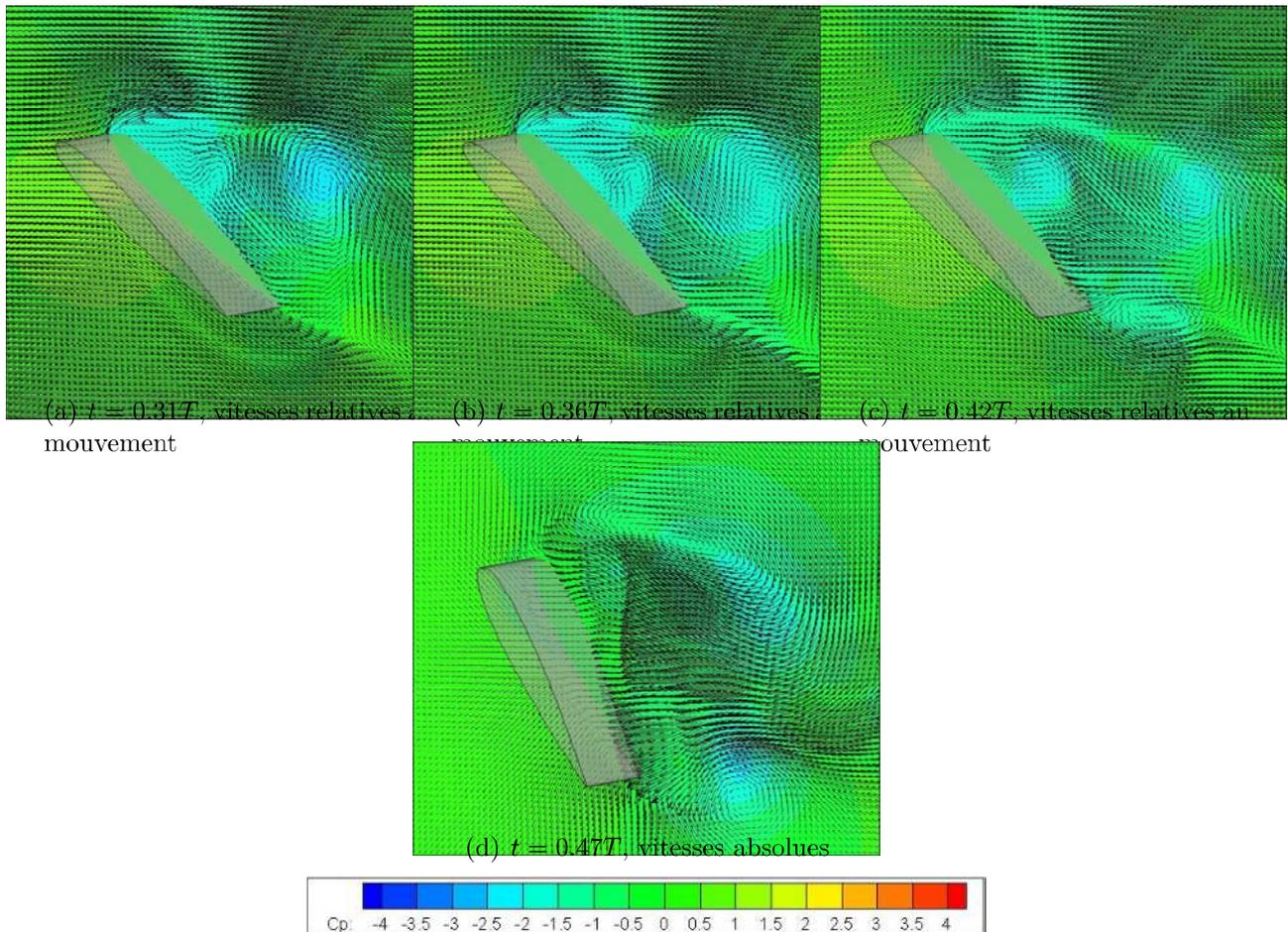


FIGURE B.2 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

## B.2 Résultats expérimentaux

### B.2.1 Champs moyennés en phase

Ces résultats présentent les champs de vitesse et de coefficient de pression obtenus par moyenne de phase à partir des champs obtenus au cours de 25 périodes de mouvement.

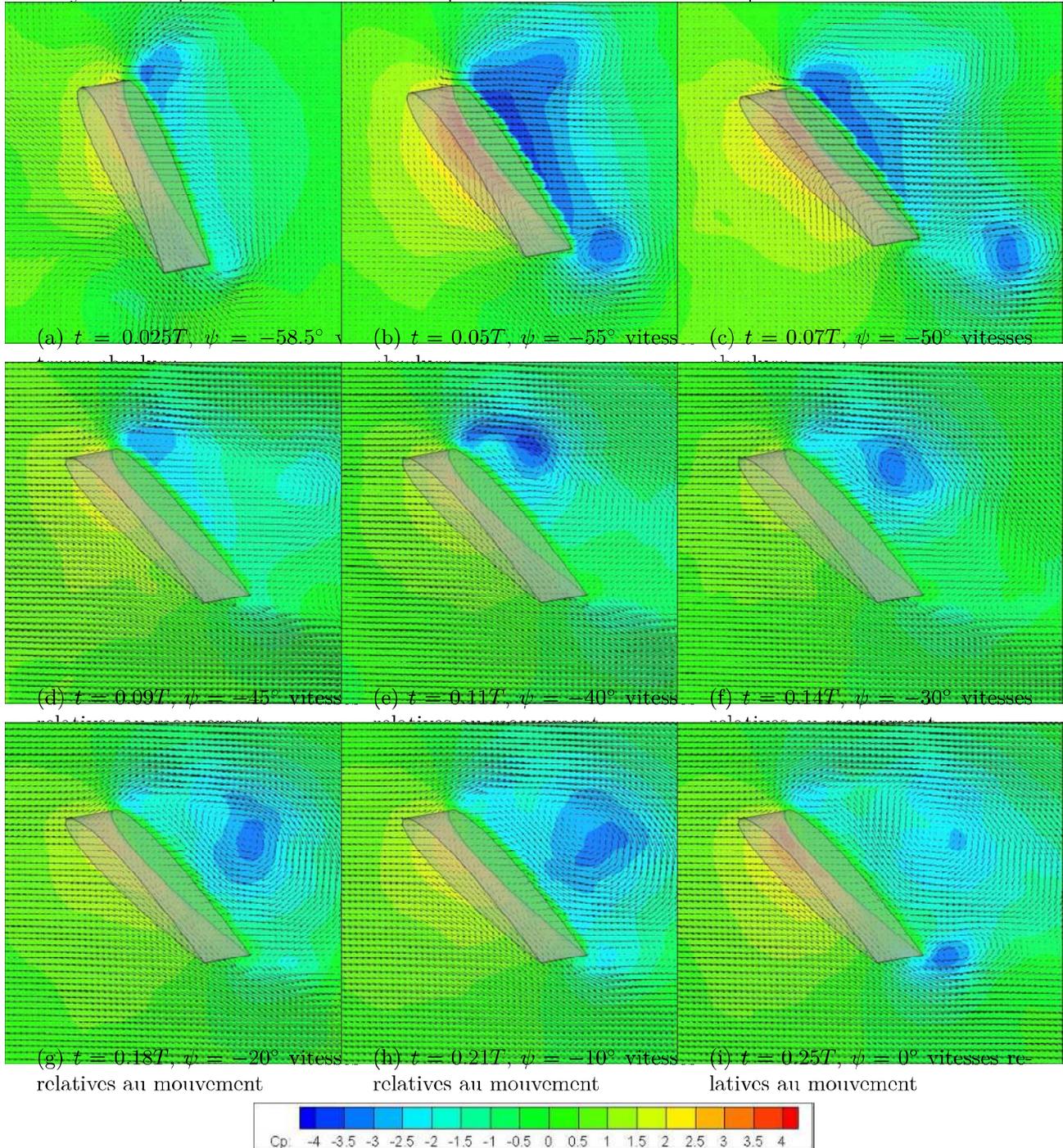


FIGURE B.3 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

# ANNEXE B. COMPARAISON DES RÉSULTATS NUMÉRIQUES ET EXPÉRIMENTAUX

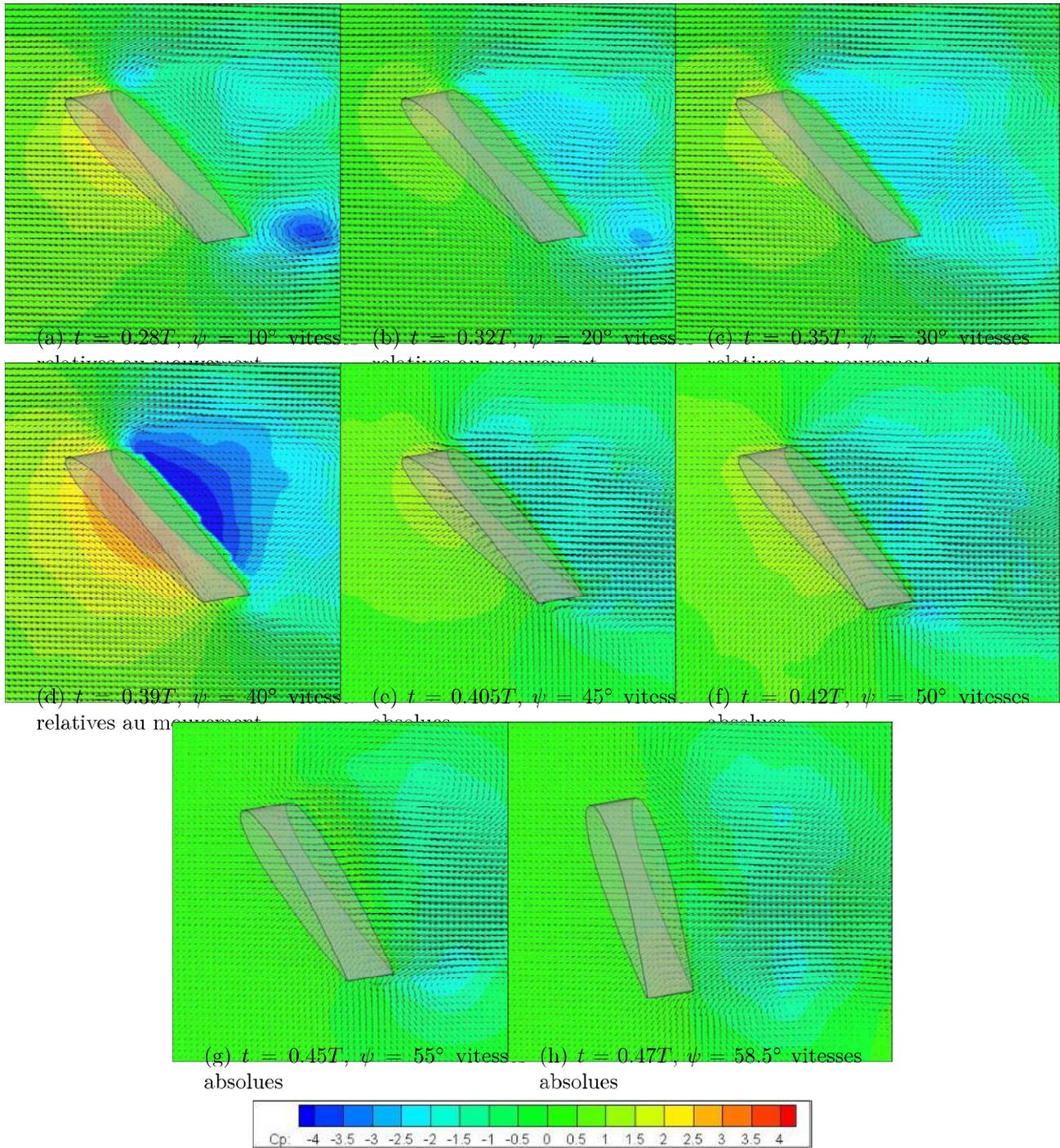


FIGURE B.4 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

### B.2.2 Champs instantanés

Ces résultats présentent des séries de 3 champs de vitesse et de coefficients de pression instantanés pour chaque position de l'aile au cours de son mouvement, afin d'illustrer la non périodicité de l'écoulement dans les zones les plus instationnaires.

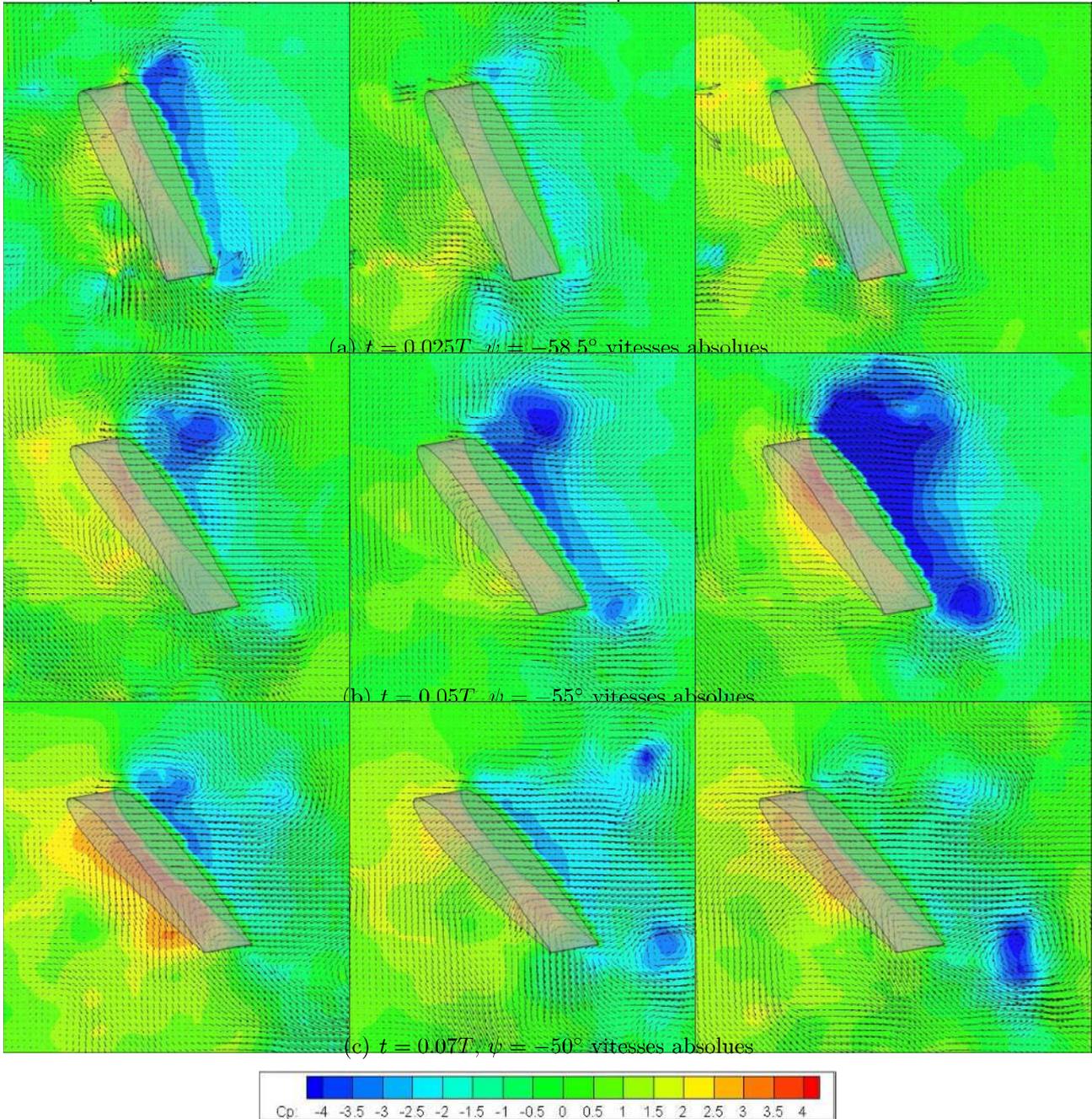


FIGURE B.5 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

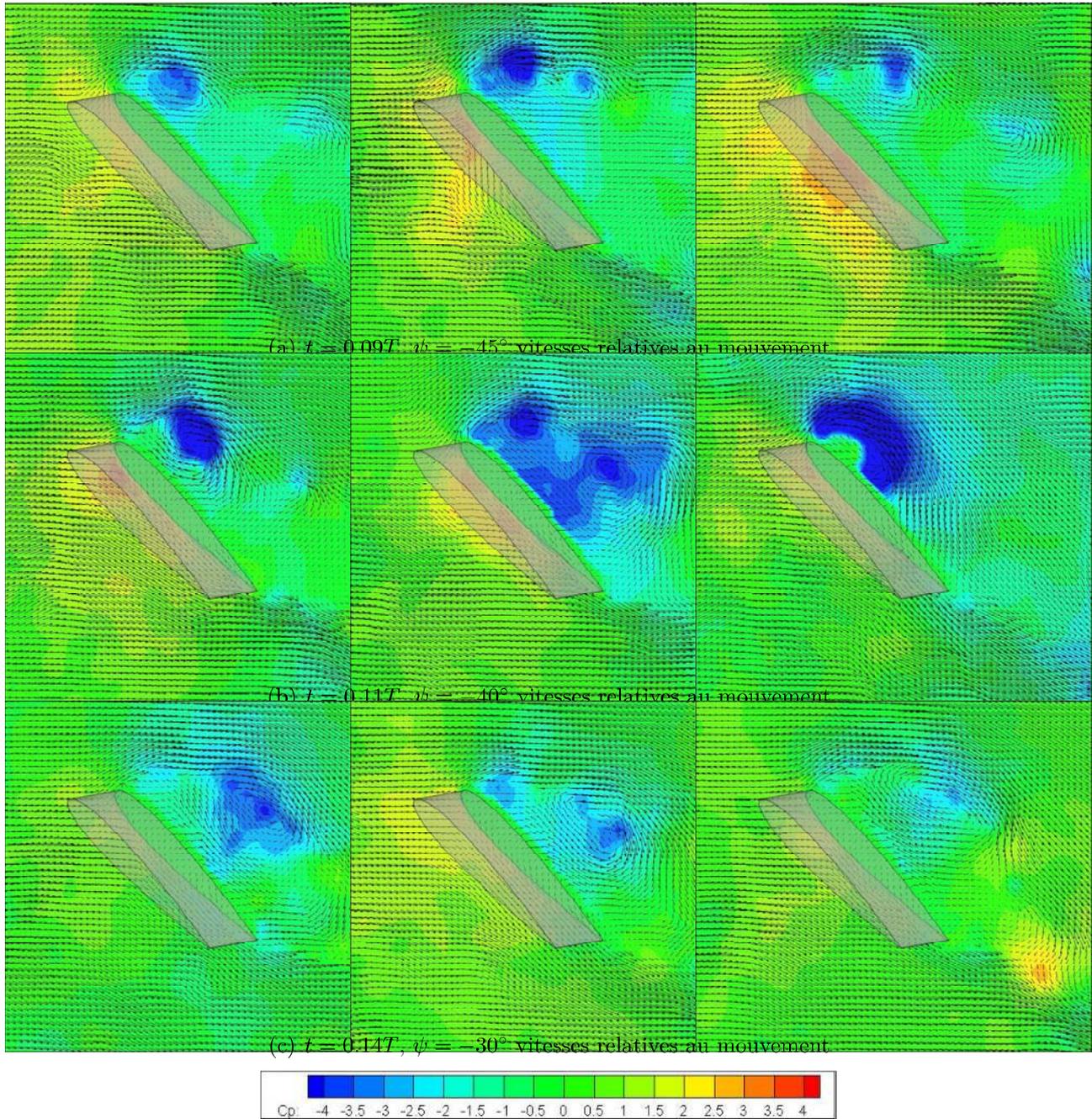


FIGURE B.6 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

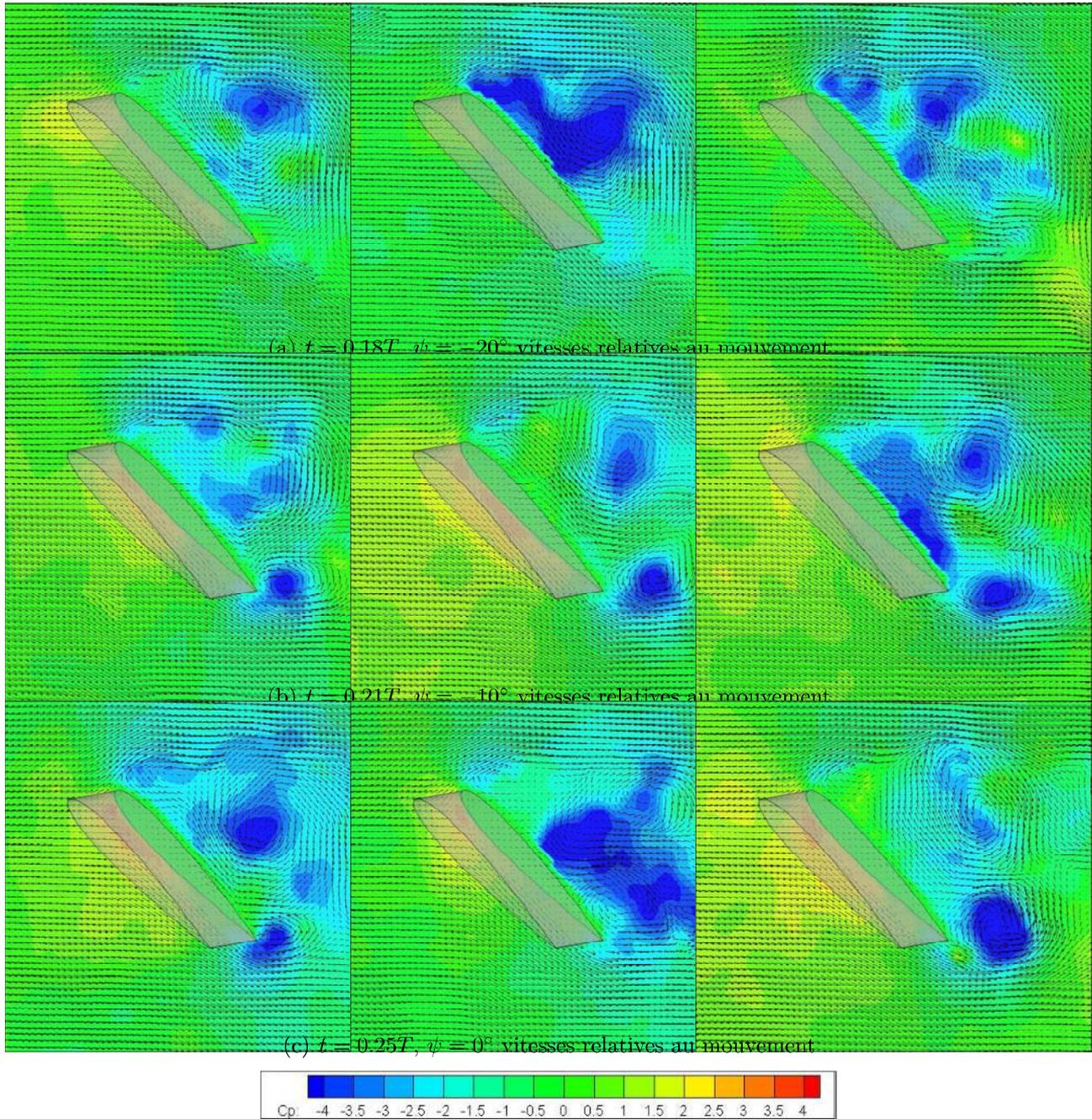


FIGURE B.7 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

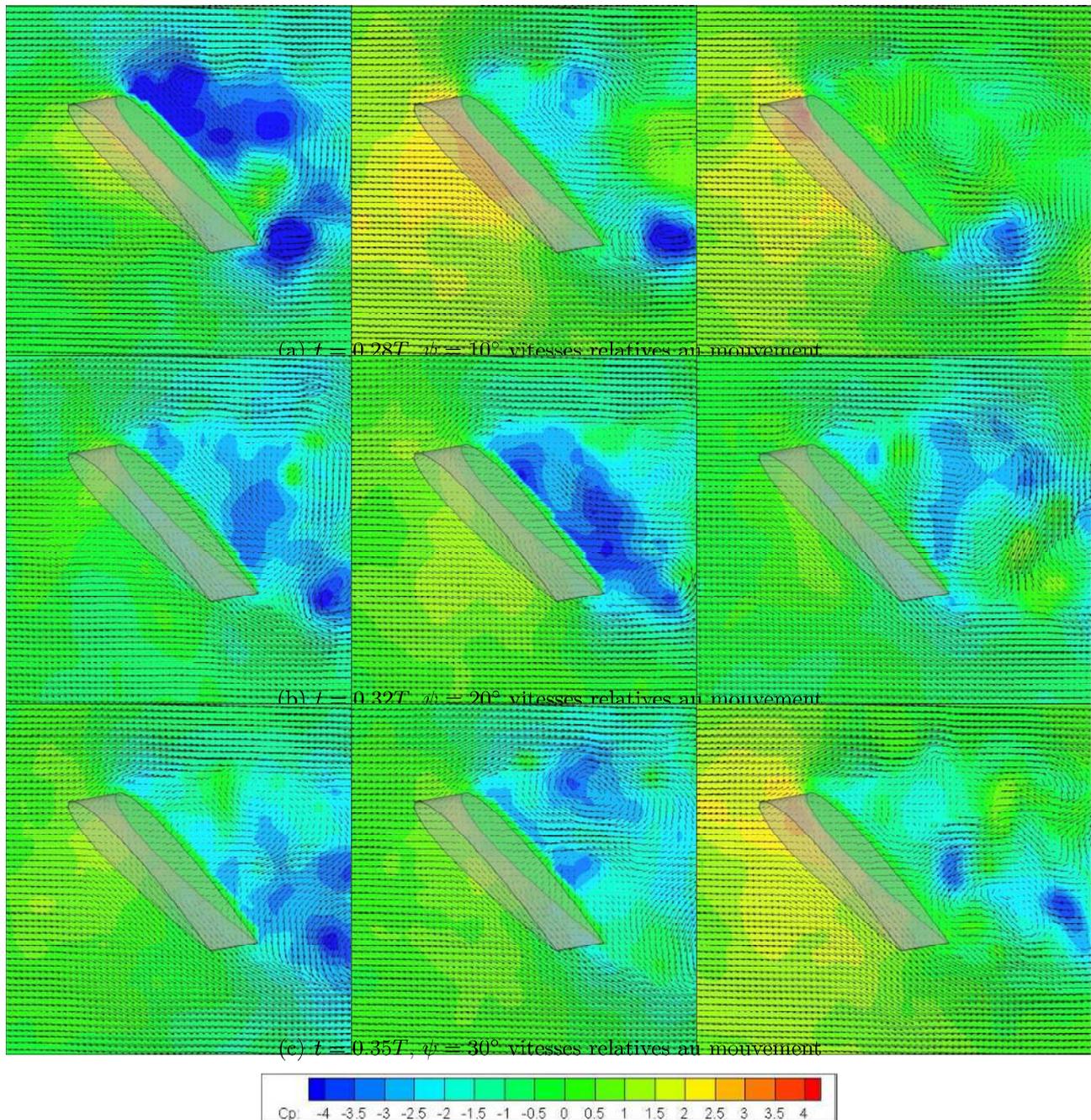


FIGURE B.8 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

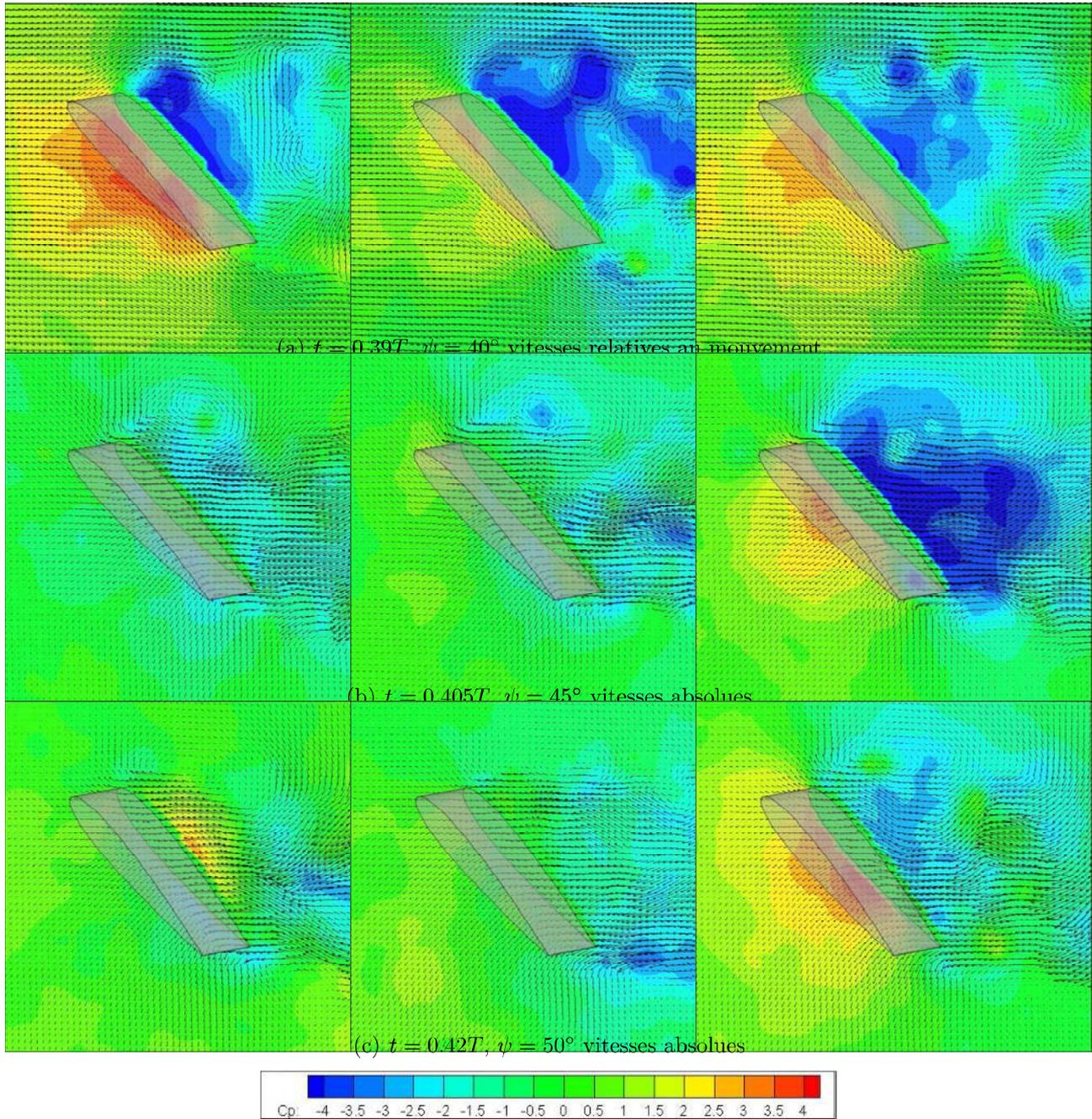


FIGURE B.9 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

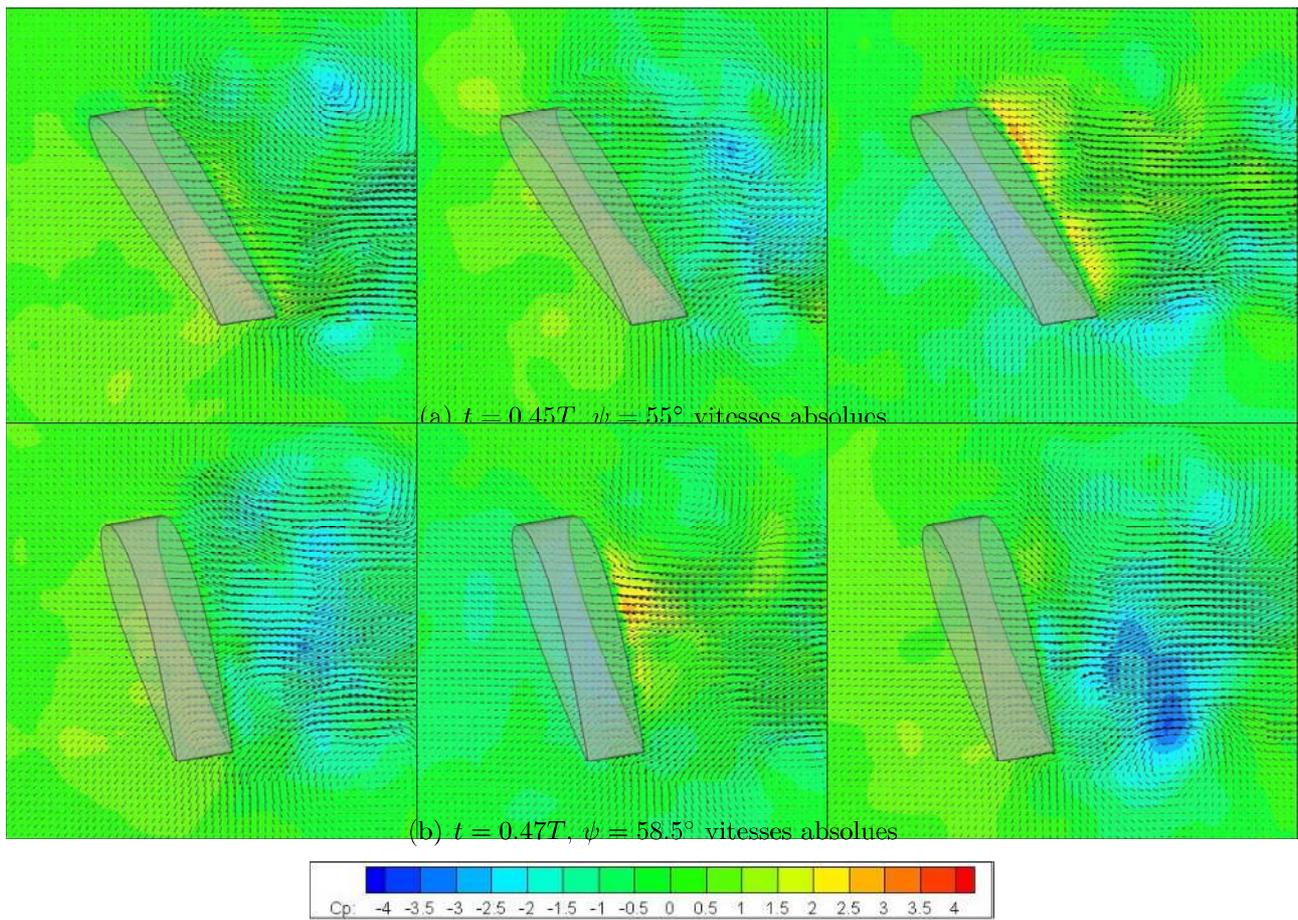


FIGURE B.10 – Coefficient de pression et vecteurs vitesse sur un plan à 5/6 de corde du saumon.

# Bibliographie

- [1] ANSARI, S.A., ŻBIKOWSKI, R. & KNOWLES, K. (2006) Aerodynamic modelling of insect-like flapping flight for micro air vehicles. *Progress in Aerospace Sciences*, **42**, 129-172.
- [2] ANSARI, S.A., PHILLIPS, N., STABLER, G., WILKINS, P. C., ŻBIKOWSKI, R. & KNOWLES, K. (2009) Experimental investigation of some aspects of insect-like flapping flight aerodynamics for application to micro air vehicles. *Experiments in Fluids*, **46**, 777-798.
- [3] ATKINSON, C., COUDERT, S., FOUCAUT, J. M., STANISLAS, M. & SORIA, J. (2011) The accuracy of tomographic particle image velocimetry for measurements of a turbulent boundary layer. *Experiments in Fluids*, **50**, 1031-1056.
- [4] AONO, H., LIANG, F. & LIU, H. (2008) Near- and far-field aerodynamics in insect hovering flight : an integrated computational study. *Journal of Experimental Biology*, **221**, 239-257.
- [5] BAUR, T. & KÖNGETER, J. (1999) PIV with high temporal resolution for the determination of local pressure reductions from coherent turbulence phenomena. *3rd International Workshop on Particle Image Velocimetry*, University of California-Santa Barbara, USA, 16-18 septembre.
- [6] BIRCH, J.M. & DICKINSON, M.H. (2001) Spanwise flow and the attachment of the leading edge vortex on insect wings. *Nature*, **412**, 729-733.
- [7] BIRCH, J.M. & DICKINSON, M.H. (2003) The influence of wing-wake interactions on the production of aerodynamic forces in flapping flight. *Journal of Experimental Biology*, **206**, 2257-2272.
- [8] BIRCH, J.M., DICKSON, W.B. & DICKINSON, M.H. (2004) Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers. *Journal of Experimental Biology*, **207**, 1063-1072.
- [9] BOMPHELY, R.J., LAWSON, N.J., HARDING, N.J., TAYLOR, G.K. & THOMAS, A.L.R. (2005) The aerodynamics of *Manduca sexta* : digital particle image velocimetry analysis of the leading edge vortex. *Journal of Experimental Biology*, **208**, 1079-1094.
- [10] BOS, F.M., LENTINK, N.J., VAN OUDHEUSDEN, B.W. & BIJL, H. (2008) Influence of wing kinematics on aerodynamic performance in hovering insect flight. *Journal of Fluid Mechanics*, **594**, 341-368.
- [11] CHARONKO, J., CAMERON, K., BARTON, S., & PAVLOS, V. (2010) Assessment of pressure field calculations from particle image velocimetry measurements. *Measurement Science and Technology*, **21**, 105401.
- [12] DAVID, L., JARDIN & FARCY, A. (2009) On the non-intrusive evaluation of fluid forces with the momentum equation approach. *Measurement Science and Technology*, **20**, 11 pages.
- [13] DAVID, L., JARDIN, T., BRAUD, P., FARCY, A. & TRONCHIN, T. (2010) Mesures de vitesses résolues en temps 3D3C pour un écoulement de vol battu. *Congrès Francophone de Techniques Laser*, Vandoeuvre-lès-Nancy, France, 14-17 septembre.

- [14] DAVID, L., JARDIN, T., BRAUD, P., & FARCY, A. (2012) Time-resolved scanning tomography PIV measurements around a flapping wing. *Experiments in Fluids*, **52**, 857-864.
- [15] DE KAT, R., VAN OUDHEUSDEN, B.W. & SCARANO, F. (2008) Instantaneous planar pressure field determination around a square-section cylinder based on time-resolved stereo-PIV. *14th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 07-10 Juillet.
- [16] DICKINSON, M.H. 1994 The effects of wing rotation on unsteady aerodynamic performance at low Reynolds numbers. *Journal of Experimental Biology*, **192**, 179–206.
- [17] DICKINSON, M.H. & GÖTZ, K.G. (1993) Unsteady aerodynamic performance of model wings at low Reynolds numbers. *Journal of Experimental Biology*, **174**, 45–64.
- [18] DICKINSON, M.H., LEHMANN, F.O. & SANE, S.P. 1999 Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight. *Science*, **284**, 1954–1960.
- [19] ELLINGTON, C. P. (1984) The aerodynamics of hovering insect flight. i.-v. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences*, **305**, France, 1-181.
- [20] FUJISAWA, N., TANAHASHI, S. & SRINIVAS, K. (2005) Evaluation of pressure field and fluid forces on a circular cylinder with and without rotational oscillation using velocity data from PIV measurement. *Measurement Science and Technology*, **16**, 989-996.
- [21] GURKA, R., LIBERZON, A., RUBINSTEIN, D. & SHAVIT, U. (1999) Computation of pressure distribution using PIV velocity data. *3rd International Workshop on particle image velocimetry*, Santa Barbara, California.
- [22] HSIEH, C.T., CHANG, C.C. & CHU, C.C. (2009) Revisiting the aerodynamics of hovering flight using simple models. *Journal of Fluid Mechanics*, **623**, 40-65.
- [23] HUNT, J.C.R., WRAY, A.A. & MOIN, P. (1988) Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Tech. Rep.*. Center for Turbulence Research Report CTR-S88.
- [24] JARDIN, T., DAVID, L. & FARCY, A. (2009) Characterisation of vortical structures and loads based on time-resolved PIV for asymmetric hovering flapping flight. *Experiments in Fluids*, **46**, 847-857.
- [25] JARDIN, T., CHATELLIER, L., FARCY, A. & DAVID, L. (2009) Correlation between vortex structures and unsteady loads for flapping motion in hover. *Experiments in Fluids*, **47**, 655-664.
- [26] JARDIN, T., DAVID, L. & FARCY, A. (2012) Three-dimensional effects in hovering flapping flight. *Journal of Fluid Mechanics*, **702**, 102-125.
- [27] JEONG, J. & HUSSAIN, F. (1995) On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, **285**, 69–94.
- [28] KIM, D., & GHARIB, M. (2010) Experimental study of three-dimensional vortex structures in translating and rotating plates. *Experiments in Fluids*, **49**, 329-339.
- [29] KURTULUS, D.F. (2005) Numerical and experimental analysis of flapping motion in hover. Application to micro-air vehicles. Phd thesis, ENSMA, Laboratoire d'Études Aérodynamiques, Poitiers, France.
- [30] KURTULUS, D.F., SCARANO, F. & DAVID, L. (2007) Unsteady aerodynamic forces estimation on a square cylinder by TR-PIV. *Experiments in Fluids*, **42**, 185-196.
- [31] LEHMANN, F.O. (2008). When wings touch wakes : understanding locomotor force control by wake-wing interference in insect wings. *Journal of Experimental Biology*, **211**, 224-233.
- [32] LIN, J.C. & ROCKWELL, D. (1996) Force identification by vorticity fields : techniques based on flow imaging. *Journal of Fluids and Structures*, **10**, 663–668.

- [33] LIN, J.C. & ROCKWELL, D. (1997) Quantitative interpretation of vortices from a cylinder oscillating in quiescent fluid. *Experiments in Fluids*, **23**, 99–104.
- [34] LIU, H., ELLINGTON, C.P., KAWACHI, K., VAN DEN BERG, C. & WILLMOTT, A.P. (1998) A computational fluid dynamic study of hawkmoth hovering. *Journal of Experimental Biology*, **201**, 461–477.
- [35] LIU, X. & KATZ, J. (2006) Instantaneous pressure and material acceleration measurements using a four-exposure PIV system. *Experiments in Fluids*, **41**, 227–240.
- [36] LU, Y. & SHEN, G.X. (2008) Three-dimensional flow structures and evolution of the leading-edge vortices on a flapping wing. *Journal of Experimental Biology*, **211**, 1221–1230.
- [37] LU, Y., SHEN, G.X. & LAI, G.J. (2006) Dual leading-edge vortices on flapping wings. *Journal of Experimental Biology*, **209**, 5005–5016.
- [38] LUA, K.B., LIM, T.T., YEO, K.S. & OO, G.Y. (2007) Wake-structure formation of a heaving two-dimensional elliptic airfoil. *AIAA journal*, **45**, 1571–1583.
- [39] MAXWORTHY, T. (1979) Experiments on the Weis-Fogh mechanism of lift generation by insects in hovering flight. Part 1. Dynamics of the « fling ». *Journal of Fluid Mechanics*, **93**, 47–63.
- [40] MAXWORTHY, T. (1981) The fluid dynamics of insect flight. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **13**, 329–350.
- [41] MAYBURY, W.J. & LEHMANN, F.O. (2004) The fluid dynamics of flight control by kinematic phase lag variation between two robotic insect wings. *Journal of Experimental Biology*, **207**, 4707–4726.
- [42] MILANO, M. & GHARIB, M. (2005) Uncovering the physics of flapping flat plates with artificial evolution. *Journal of Fluid Mechanics*, **534**, 403–409.
- [43] MOREAU, J. J. (1952) Bilan dynamique d'un écoulement rotationnel. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, **31/32**, 355–375/1–78.
- [44] NOCA, F., SHIELS, D. & JEON, D. (1997) Measuring instantaneous fluid dynamic forces on bodies, using only velocity field and their derivatives. *Journal of Fluids and Structures*, **11**, 345–350.
- [45] NOCA, F., SHIELS, D. & JEON, D. (1999) A comparison of methods for evaluating time-dependent fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives. *Journal of Fluids and Structures*, **13**, 551–578.
- [46] OSBORNE, M.F.M. 1951 Aerodynamics of flapping flight with application to insects. *Journal of Experimental Biology*, **28**, 221–245.
- [47] OZEN, C.A., & ROCKWELL, D. (2010) Vortical structures on a flapping wing. *Experiments in Fluids*, **50**, 23–34.
- [48] PARKER, K., VON ELLENRIEDER, K.D. & SORIA, J. (2002) The effects of phase angle on the vortical signatures behind a flapping airfoil of finite aspect ratio. *10th International Symposium on Flow Visualisation*, Kyoto, Japan, 26–29 Août.
- [49] PARKER, K., VON ELLENRIEDER, K.D. & SORIA, J. (2007) Morphology of the forced oscillatory flow past a finite-span wing at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, **571**, 327–357.
- [50] POELMA, C., DICKSON, W.B. & DICKINSON, M.H. (2006) Time-resolved reconstruction of the full velocity field around a dynamically-scaled flapping wing. *Experiments in Fluids*, **41**, 213–225.
- [51] PROTAS, B., STYCZEK, A. & NOWAKOWSKI, A. (2000) An effective approach to computation of forces in viscous incompressible flows. *Journal of Computational Physics*, **159**, 231–245.
- [52] QUARTAPELLE, L. & NAPOLITANO, M. (1983) Force and moment in incompressible flows. *AIAA Journal* *21*, 911–913.

- [53] RAGNI, D., VAN OUDHEUSDEN, B. W. & SCARANO, F. (2012) 3D pressure imaging of an aircraft propeller blade-tip flow by phase-locked stereoscopic PIV. *Experiments in Fluids*, **52**, 463–477.
- [54] RAMAMURTI, R. & SANDBERG, W.C. (2002) A three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight. *Journal of Experimental Biology*, **205**, 1507–1518.
- [55] RINGETTE, M.J., MILANO, M. & GHARIB, M. (2007) Role of the tip vortex in the force generation of low-aspect-ratio normal flat plates. *Journal of Fluid Mechanics*, **581**, 453–468.
- [56] SANE, S.P. (2003) The aerodynamics of insect flight. *Journal of Experimental Biology*, **206**, 4191–4208.
- [57] SANE, S.P. & DICKINSON, M.H. (2001) The control of flight force by a flapping wing : lift and drag production. *Journal of Experimental Biology*, **204**, 2607–2626.
- [58] SANE, S.P. & DICKINSON, M.H. (2002) The effects of wing rotation and a revised quasi-steady model of flapping flight. *Journal of Experimental Biology*, **205**, 1087–1096.
- [59] SCARANO, F. (2000) Particle Image Velocimetry development and application. Investigation of coherent structures in turbulent shear flows. PhD thesis, Università degli Napoli, von Karman Institute for Fluid Mechanics, Naples, Italie.
- [60] SCARANO, F., ELSINGA, G.E., BOCCI, E. & VAN OUDHEUSDEN, B.W. (2006) Investigation of 3-D coherent structures in the turbulent cylinder wake using Tomo-PIV. *13th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 26-29 Juin.
- [61] SCARANO, F. (2013) Tomographic PIV : principles and practice. *Measurement Science and Technology*, **24**, 012001.
- [62] SHYY, W. & LIU, H. (2007) Flapping wings and aerodynamic lift : The role of leading-edge vortices. *AIAA Journal*, **45**, 2817–2819.
- [63] SHYY, W., TRIZILA, P., KANG, C.K. & AONO, H. (2009) Can tip vortices enhance lift of a flapping wing? *AIAA Journal*, **47**, 289–294.
- [64] SPEDDING, G. & HEDENSTRÖM, A. (2009) PIV-based investigations of animal flight. *Experiments in Fluids*, **46**, 749–763.
- [65] SUN, M. & LAN, S.L. (2004) A computational study of the aerodynamic forces and power requirements of dragonfly (*Aeschna juncea*) hovering. *Journal of Experimental Biology*, **207**, 1887–1901.
- [66] SUN, M. & TANG, J. (2002a) Lift and power requirements of hovering flight in *Drosophila virilis*. *Journal of Experimental Biology*, **205**, 2413–2427.
- [67] SUN, M. & TANG, J. (2002b) Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion. *Journal of Experimental Biology*, **205**, 55–70.
- [68] SWANTON, E.W.M., VANIER, B.A. & MOHSENI, K. (2008) Leading edge vortex stability in a flapping model hummingbird wing. *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, Seattle, Washington, 23-26 juin.
- [69] TAIRA, K. & COLONIUS, T. (2008) Three-dimensional flows around low-aspect-ratio flat-plate wings at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, **623**, 187–207.
- [70] TAN, B.T., THOMPSON, M.C. & HOURIGAN, K. (2005) Evaluating fluid forces on bluff bodies using partial velocity data. *Journal of Fluids and Structures*, **20**, 5–24.
- [71] TRONCHIN, T., FARCY, A. & DAVID, L. (2012) Evaluation of pressure field and fluid forces for 3D flow around flapping wing. *International Workshop on the Application of Particle Image Velocimetry for Aeroacoustics and Noise*, Delft, Pays Bas, 16-17 Avril.

- [72] UNAL, M. F., LIN J. -C & ROCKWELL D. (1997) Force prediction by PIV imaging : a momentum-based approach. *Journal of Fluids and Structures*, **11**, 965-971.
- [73] VAN OUDHEUSDEN, B.W., SCARANO, F., ROOSENBOOM, E.W.M., CASIMIRI, E.W.F. & SOUVEREIN, L.J. (2007a) Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows. *Experiments in Fluids*, **43**, 153-162.
- [74] VAN OUDHEUSDEN, B.W., SCARANO, F., ROOSENBOOM, E.W.M., CASIMIRI, E.W.F. & SOUVEREIN, L.J. (2007b) Particle Image Velocimetry based loads determination in supersonic flows. *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 8-11 Janvier.
- [75] VAN OUDHEUSDEN, B. W. (2013) PIV-based pressure measurement. *Measurement Science and Technology*, **24**, 032001.
- [76] WAGNER, H. 1925 über die entstehung des dynamischen auftriebes von tragflüeln. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, **5**, 17-35.
- [77] WALKER, G.T. 1925 The flapping flight of birds. *Journal of the Royal Aeronautical Society*, **29**, 590-594.
- [78] WANG, H., ZENG, L., LIU, H. & CHUNYONG, Y. (2003) Measuring wing kinematics, flight trajectory and body attitude during forward flight and turning maneuvers in dragonflies. *Journal of Experimental Biology*, **206**, 745-757.
- [79] WANG, Z.J. (2000a) Two dimensional mechanism for insect hovering. *Physical Review Letters*, **85**, 2216-2219.
- [80] WANG, Z.J. (2000b) Vortex shedding and frequency selection in flapping flight. *Journal of Fluid Mechanics*, **410**, 323-341.
- [81] WANG, Z.J. (2004) The role of drag in insect hovering. *Journal of Experimental Biology*, **207**, 4147-4155.
- [82] WANG, Z.J., BIRCH, J.M. & DICKINSON, M.H. (2004) Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight : two-dimensional computations vs robotic wing experiments. *Journal of Experimental Biology*, **207**, 449-460.
- [83] WEIS-FOGH, T. 1973 Quick estimates of flight fitness in hovering animals, including novel mechanisms for lift production. *Journal of Experimental Biology*, **59**, 169-230.
- [84] WILKINS, P. C. (2008) Some Unsteady Aerodynamics Relevant to Insect-inspired Flapping-wing Micro Air Vehicles. PhD thesis, Cranfield University, Department of Aerospace, Power and Sensors, Cranfield, Angleterre.
- [85] WU, J.H. & SUN, M. (2004) Unsteady aerodynamic forces of a flapping wing. *Journal of Experimental Biology*, **207**, 1137-1150.