



UNIVERSITÉ DE STRASBOURG
ÉCOLE DOCTORALE MSII
LABORATOIRE ICUBE (UMR7357)



Thèse présentée par

Leandro Duarte

Soutenue le 25 octobre 2019

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Strasbourg

Discipline/Spécialité : Mécanique

**Conception et optimisation
d'un système hydrolien à
aile oscillante passive**

DIRECTEUR DE THÈSE

M. Terfous Abdelali Maître de conférences, INSA de Strasbourg

RAPPORTEURS

M. Barre Stéphane Chargé de recherches, INP Grenoble
M. Dumas Guy Professeur des universités, Université Laval

EXAMINATEUR

M. Mosé Robert Professeur des universités, Université de Strasbourg

INVITÉS

M. Dellinger Nicolas Professeur agrégé, Académie de Strasbourg
M. Dellinger Guilhem Maître de conférences, ENGEES

THÈSE

**Conception et optimisation
d'un système hydrolien à
aile oscillante passive**

Leandro Duarte

Philosophiæ doctor (Ph.D.)

SOUS LA DIRECTION DE

Abdelali Terfous	Directeur de thèse
Nicolas Dellinger	Co-encadrant
Guilhem Dellinger	Co-encadrant

Résumé : Dans un scénario de transition énergétique où la production et les grands réseaux de distribution d'électricité sont remis en cause, le potentiel de production au niveau des écoulements à faible vitesse est important et reste encore peu exploité. Cette thèse étudie un concept novateur d'hydrolienne permettant de répondre en partie à cette problématique : le système hydrolien à aile oscillante passive. Bioinspiré de la nage d'animaux aquatiques, ce dispositif de récupération de l'énergie cinétique des courants consiste en une aile décrivant des mouvements périodiques de pilonnement et de tangage, entièrement induits par les interactions fluide-structure. Une première partie du travail a porté sur la construction d'un modèle numérique permettant de reproduire fidèlement le comportement du système. Un prototype d'aile oscillante passive à échelle réduite a ensuite été conçu et testé dans un canal hydraulique. Grâce à une technique de réglage dynamique des paramètres structuraux, le système a pu être étudié expérimentalement sur une large gamme de paramètres mécaniques et hydrauliques. L'étude des performances énergétiques du prototype a permis d'identifier des conditions de fonctionnement optimales. Dans ces conditions, des rendements hydrauliques supérieurs à 30 % ont été obtenus. Les résultats de ce travail de thèse permettent d'envisager maintenant l'installation d'un système hydrolien à aile oscillante passive en milieu naturel. En effet, les configurations optimales identifiées à l'échelle réduite peuvent s'étendre naturellement à des conditions hydrauliques réelles.

Mots clés : Aile oscillante passive, système hydrolien, interaction fluide-structure, modélisation numérique, étude expérimentale, optimisation

Abstract : Given the current energy transition conjuncture, where the electricity production and the electricity grid are challenged, the hydraulic potential of low current sites is relevant and remains under-exploited. In such context, this thesis studies a novel concept of an energy harvester device : the fully passive flapping foil turbine. Bioinspired from aquatic animals swimming technique, this hydrokinetic energy harvester consists of an oscillating foil describing periodic heaving and pitching motions, entirely induced by fluid-structure interactions. The first part of this thesis deals with the development of a numerical model for accurately simulating the harvester behavior. Then, a reduced scale prototype of the fully passive flapping foil has been designed and tested in a water channel. Thanks to an original dynamic tuning strategy of the structural parameters, experiments have been conducted for a wide range of configurations of the harvester. The investigation of the harvesting performances of the prototype helped identifying several optimized parameters sets. In such cases, hydraulic efficiencies as high as 30 % have been reached. The main results of this thesis allow to consider a full scale fully passive flapping foil harvester in realistic conditions. As a matter of fact, the optimized cases identified for the reduced scale prototype can be naturally extended to real operating conditions.

Keywords : Fully passive flapping foil, hydrokinetic turbine, fluid-structure interaction, numerical modeling, experimental study, optimization

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de thèse Abdelali Terfous pour la confiance accordée, le soutien et les conseils très précieux. Merci également à Abdellah Ghenaim pour l'accueil chaleureux au sein du laboratoire où j'ai sans doute vécu une des meilleures périodes de ma vie.

Mes plus sincères remerciements s'adressent aux frères Dellinger. Leur encadrement m'a fait sentir comme si j'étais le thésard le plus chanceux de France ! Ils ont contribué de manière décisive à ma formation scientifique et personnelle. Un merci tout particulier d'avoir minutieusement relu ce manuscrit et de m'avoir fait découvrir l'escalade et le VTT (le ski, j'y arriverai un jour ☺). Merci beaucoup Nico et Guilhem !

J'aimerais ensuite exprimer ma gratitude à Guy Dumas et Stéphane Barre pour m'avoir fait l'honneur de rapporter cette thèse, ainsi qu'à Robert Mosé pour avoir également accepté d'intégrer le jury. Vous y avez apporté d'incalculables contributions.

Si les années ont passé vite, c'est parce que j'étais bien entouré. Merci à tous les enseignants, thésards, stagiaires et autres avec qui j'ai pu partager de bons moments à l'INSA et à l'IMFS. J'oserai en citer quelques uns : Guillaume, le plus fidèle compagnon des pauses café ; Léo, Hugo et Thomas, contre qui j'ai pu remporter plusieurs coupes de ping-pong ; Mathieu, avec qui j'ai couru et roulé des centaines de kilomètres dans les Vosges ; Walter, notre cher technicien du labo ; Pierre et Pascal, toujours disponibles pour les plus vives discussions en maths. Merci également à tous ceux que je n'ai pas cités ici par souci de concision ou par simple oubli, car dans lequel je présente mes plus plates excuses.

Ces trois ans à Strasbourg ont été aussi une période de redécouverte et de réadaptation. Il n'est jamais facile de partir loin de ses proches. Un merci tout spécial à : Francesca, Vitor, Dario et Nathan qui m'ont sensiblement facilité la tâche. Je vous aime !

Un petit mot à ceux dont le soutien est inconditionnel : pai, mãe, Rodrigo e Dudu. Muito obrigado por tudo ! Por estarem tão perto, mesmo tão longe. Saber que vocês viriam foi o que mais me deu forças nessa reta final.

Enfin, je ne pourrais pas finir sans réitérer mon immense gratitude envers la personne qui a toujours su utiliser les bons mots avec une précision chirurgicale, et cela dans les moments les plus difficiles. Merci pour tout, Francesca.

Table des matières

Résumé	v
Abstract	v
Remerciements	vii
Table des matières	ix
Liste des tableaux	xiii
Table des figures	xvii
Liste des symboles	xxiii
Avant-propos	1
1 Contexte de l'étude	3
1.1 Les énergies renouvelables et l'hydroélectricité	3
1.1.1 Un scénario de transition énergétique	3
1.1.2 L'hydroélectricité	5
1.2 Systèmes hydroliens à aile oscillante	9
1.2.1 Types d'hydrolienne à aile oscillante	9
1.2.2 Aile oscillante passive	10
1.3 État de l'art	16
1.4 Objectifs et méthodologie	19
2 Modélisation numérique du système hydrolien	21
2.1 Construction du modèle	21
2.1.1 Aile oscillante passive	21
2.1.2 Équations de la mécanique des fluides	28
2.1.3 Modélisation de la turbulence	31
2.2 Méthodologie numérique	37
2.2.1 Résolution des équations de la mécanique des fluides	37
2.2.2 Résolution des équations du mouvement de l'aile	43
2.3 Validation du modèle	49

2.3.1	Étude paramétrique de la sensibilité du modèle numérique	49
2.3.2	Validation du modèle en régime statique	55
2.3.3	Validation du modèle en régime dynamique	59
3	Mise au point du dispositif expérimental	67
3.1	Conception du dispositif expérimental	68
3.1.1	Canal à surface libre	68
3.1.2	Prototype d'aile oscillante passive	70
3.2	Caractérisation des propriétés du dispositif	78
3.2.1	Vitesse de l'écoulement libre	78
3.2.2	Propriétés mécaniques du prototype	80
3.2.3	Synthèse des paramètres structuraux	88
4	Étude du comportement dynamique de l'aile	89
4.1	Étude analytique de stabilité	90
4.1.1	Linéarisation des équations du mouvement	90
4.1.2	Méthodologie de résolution du système linéaire	93
4.1.3	Résultats de l'étude analytique de stabilité	95
4.2	Étude expérimentale du comportement de l'aile	101
4.2.1	Protocole expérimental	101
4.2.2	Résultats expérimentaux	102
4.2.3	Tests de sensibilité	106
5	Optimisation expérimentale des performances énergétiques du système hydrolien	109
5.1	Recherche des valeurs optimales de la raideur et de l'amortissement visqueux de pilonnement	110
5.1.1	Méthodologie et protocole expérimental	110
5.1.2	Résultats de l'optimisation	111
5.1.3	Détails de l'optimisation pour la configuration C_2	118
5.2	Amélioration du design de l'aile	123
5.2.1	Motivations	123
5.2.2	Nouveau design de l'aile oscillante	126
5.3	Recherche des valeurs optimales de la raideur et de l'amortissement visqueux de tangage	128
5.3.1	Méthodologie et protocole expérimental	128
5.3.2	Résultats de l'optimisation	129
5.3.3	Détails de l'optimisation pour la configuration C_4	136
6	Simulation numérique du dispositif expérimental	141
6.1	Confrontation des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec l'ancien design de l'aile	142
6.1.1	Comportement dynamique de l'aile et performances énergétiques du système	142

6.1.2	Caractéristiques du champ de vitesse de l'écoulement	144
6.2	Confrontation des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec le nouveau design de l'aile	146
6.2.1	Comportement dynamique de l'aile et performances énergétiques du système	146
6.2.2	Caractéristiques du champ de vitesse de l'écoulement	147
Conclusion et perspectives		155
Bibliographie		159
A Modèles de turbulence		163
A.1	Spalart-Allmaras	163
A.2	k- ω SST	165
B Fiches techniques des servomoteurs		167
B.1	Servomoteur de pilonnement	167
B.2	Servomoteur de tangage	168
C Incertitudes de mesure		169

Liste des tableaux

1.1	Classement des centrales hydroélectriques par puissance.	6
2.1	Variables physiques impliquées dans les lois de comportement de l'aile oscillante passive.	23
2.2	Définition des variables sans dimension du système.	28
2.3	Conditions aux limites appliquées aux frontières du domaine de calcul. . .	41
2.4	Paramètres considérés dans l'étude de sensibilité du modèle numérique. .	50
2.5	Écarts relatifs des grandeurs moyennées du modèle à couplage faible par rapport au modèle de base (couplage fort).	53
2.6	Écarts relatifs des grandeurs moyennées de différentes valeurs de viscosité turbulente en entrée par rapport au modèle de base ($\nu_t = \nu$).	54
2.7	Écarts relatifs des grandeurs moyennées du modèle avec <i>wall function</i> ($y^+ \approx 50$) par rapport au modèle de base ($y^+ < 1$).	54
2.8	Écarts relatifs des grandeurs moyennées de différents modèles de turbulence par rapport au modèle de base (Spalart–Allmaras).	54
2.9	Synthèse des résultats numériques obtenus pour le décrochage statique du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^6$	57
2.10	Synthèse des résultats numériques obtenus pour le décrochage statique du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$	58
2.11	Configuration optimale du système hydrolien à aile oscillante passive proposée par Veilleux et Dumas (2017)	61
2.12	Confrontation des grandeurs moyennées du modèle de base avec les résultats numériques de référence.	62
2.13	Confrontation des grandeurs moyennées du modèle de base avec les résultats expérimentaux de Boudreau (2019).	65
3.1	Caractéristiques géométriques et hydrauliques du canal à surface libre (cf. figure 3.2).	70
3.2	Valeurs des masses considérées dans le calcul de la masse équivalente de pilonnement m_y	81
3.3	Synthèse des paramètres structuraux adimensionnels du prototype d'aile oscillante passive dans sa configuration de base.	88

4.1	Configuration simplifiée du système hydrolien à aile oscillante passive considérée dans l'étude analytique de stabilité.	96
4.2	Configuration initiale du prototype dans le cadre de l'étude expérimentale du comportement de l'aile.	101
5.1	Paramètres structuraux des trois configurations considérées dans l'optimisation des performances énergétiques du système dans le plan $k_y^* \times c_y^*$	110
5.2	Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour la configuration C_1	113
5.3	Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour la configuration C_2	115
5.4	Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour la configuration C_3	117
5.5	Fréquences propres de pilonnement f_{0y}^* et tangage $f_{0\theta}^*$ et fréquence d'oscillation f^* pour les cas initial et optimal de chaque configuration considérée dans l'étude d'optimisation.	118
5.6	Valeurs des paramètres structuraux affectés par les modifications apportées au prototype.	126
5.7	Paramètres structuraux des trois configurations considérées dans l'optimisation expérimentale des performances énergétiques du système dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$	129
5.8	Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour la configuration C_4	131
5.9	Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour la configuration C_5	133
5.10	Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour la configuration C_6	135
5.11	Fréquences propres de pilonnement f_{0y}^* et tangage $f_{0\theta}^*$ et fréquence d'oscillation f^* pour les cas initial et optimal de chaque configuration considérée dans l'étude d'optimisation.	135
6.1	Paramètres structuraux du système dans la configuration avec l'ancien design de l'aile.	142
6.2	Comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec l'ancien design de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.1.	143
6.3	Paramètres structuraux du système avec le nouveaux design de l'aile. . . .	146
6.4	Comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec le nouveau design de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.3.	146
A.1	Valeurs des constantes utilisées dans le modèle de turbulence Spalart-Allmaras.	164

A.2 Valeurs des constantes utilisées dans le modèle de turbulence Spalart-Allmaras.	166
C.1 Résolution des instruments utilisés dans la mesure des variables fondamentales.	170

Table des figures

1.1	Part des énergies renouvelables dans la production d'électricité en 2018. Source : Enerdata.	4
1.2	Structure de la production d'énergie électrique à partir de sources renouvelables dans le monde en 2018. Source : REN21.	5
1.3	Représentation schématique d'un dispositif de récupération de l'énergie cinétique des courants.	7
1.4	Définitions des mouvements décrits par l'aile dans un système hydrolien à aile oscillante.	9
1.5	Trois différents types d'hydrolienne à aile oscillante en fonction du degré de contrainte des mouvements de l'aile : (a) aile oscillante <i>active</i> , avec pilonnement et tangage contraints; (b) aile oscillante <i>semi-passive</i> , avec un mouvement contraint et l'autre libre; (c) aile oscillante <i>passive</i> avec pilonnement et tangage libres.	10
1.6	Représentation schématique d'un système hydrolien à aile oscillante passive installé dans un canal d'eau à surface libre.	11
1.7	Définition des efforts hydrodynamiques sur l'aile.	12
1.8	Tracé qualitatif de l'évolution de la force de pilonnement F_y et du moment de tangage M_θ sur approximativement une demi-période d'oscillation de l'aile.	13
1.9	Représentation schématique de la section balayée par l'aile oscillante passive : (a) vue de dessus, indiquant la distance balayée en pilonnement d_y et (b) vue de face, indiquant la corde c et la longueur b de l'aile.	14
1.10	Prototype d'aile oscillante active à mouvements contraints et couplés, développé par Kinsey et al. (2011)	16
1.11	<i>Stingray</i> , prototype d'aile oscillante semi-active à échelle réelle développé par <i>Engineering Business Limited</i> (Stingray, 2002) et testé dans les îles Schetland.	17
1.12	Prototype d'aile oscillante passive conçu et testé par Boudreau et al. (2018)	18
2.1	Schéma cinématique dans le plan $(P, \hat{z})$ et paramètres structuraux du système hydrolien à aile oscillante passive.	22
2.2	Schéma des actions mécaniques entre les différents ensembles du système.	24
2.3	Vecteur position $\vec{s}(M/\mathcal{R})$ dans le référentiel galiléen $\mathcal{R}$ à l'instant t d'un point arbitraire $M \in \mathcal{E}_a$ sur la corde de l'aile.	26

2.4	Représentation du vecteur vitesse $\vec{V}$ et du vecteur unitaire $\hat{n}$ normale à une surface infinitésimale $d\Gamma$ de la frontière d'un volume de contrôle Ω	29
2.5	Étude expérimentale de la transition vers la turbulence d'un écoulement d'eau en conduite par Osborne Reynolds, 1883.	32
2.6	Évolution temporelle d'un champ turbulent ϕ modélisé dans une approche URANS.	33
2.7	Transition de la couche limite vers la turbulence.	35
2.8	Profil de vitesse de la couche limite turbulente d'un écoulement 1D sur une plaque plane. Adapté de Moser <i>et al.</i> (1999)	36
2.9	Algorithme de résolution PIMPLE pour le calcul des champs de pression et de vitesse.	40
2.10	Représentation schématique du domaine de calcul et des conditions aux limites.	41
2.11	Topologie générale du maillage dans le plan $(\hat{x}, \hat{y})$	42
2.12	Maillage du domaine de calcul.	42
2.13	Délimitation de la zone de maillage déformant à l'intérieur du domaine de calcul.	45
2.14	État de déformation du maillage pour des déplacements importants de l'aile.	46
2.15	Algorithme de résolution du solveur fluide-structure à couplage fort.	47
2.16	Sensibilité des résultats numériques au raffinement spatial.	51
2.17	Sensibilité des résultats numériques au raffinement temporel.	52
2.18	Sensibilité des résultats numériques aux résidus PIMPLE.	53
2.19	Courbe de portance du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^6$	56
2.20	Courbe de portance du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$	57
2.21	Lâcher tourbillonnaire du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ en régime de décrochage ($\alpha = 30^\circ$).	59
2.22	Évolution temporelle des composantes suivant $\hat{x}$ et $\hat{y}$ du champ de vitesse de l'écoulement, mesuré trois cordes en aval du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ en régime de décrochage ($\alpha = 30^\circ$).	60
2.23	Analyse spectrale des composantes suivant $\hat{x}$ et $\hat{y}$ du champ de vitesse de l'écoulement, mesuré trois cordes en aval du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ en régime de décrochage ($\alpha = 30^\circ$).	61
2.24	Évolution de la position de pilonnement y^* et de l'angle de tangage θ sur une période d'oscillation du système.	62
2.25	Évolution des efforts hydrodynamiques sur l'aile sur une période d'oscillation du système.	63
2.26	Vorticité adimensionnelle ω_z^* autour de l'aile oscillante passive sur 5 instants de la deuxième moitié d'une période d'oscillation ($0.67 < t^* < 1.0$). Les résultats numériques de Veilleux et Dumas (2017) correspondants sont présentés dans les cadres à droite.	64

3.1	Diagramme des exigences qui ont guidé la conception du dispositif expérimental.	69
3.2	Vue de dessus du canal à surface libre avec son système d'alimentation et zone d'implantation du prototype d'aile oscillante passive.	70
3.3	Schéma de la vue de face de l'aile placée à l'intérieur de la zone d'essai. .	71
3.4	Schéma de la cinématique et de l'instrumentation du prototype d'aile oscillante passive.	72
3.5	Prototype du système hydrolien à aile oscillante passive installé dans le canal à surface libre.	73
3.6	Systèmes de conversion des mouvements de pilonnement et de tangage en mouvements de rotation.	74
3.7	Schéma de l'instrumentation et des principales instructions réalisées par le logiciel implémenté dans le système embarqué NI myRIO.	76
3.8	Instruments de mesure utilisés pour la caractérisation du champ de vitesse dans la section transversale de la zone d'essai.	79
3.9	Profil de vitesse V_x de l'écoulement sur la verticale médiane de la zone d'essai.	80
3.10	Courbe d'étalonnage d'un des ressorts de traction montés sur le système de pilonnement.	82
3.11	Ajustement de la solution analytique (éq. 3.13) à l'évolution de la vitesse de pilonnement mesurée pour un échelon de force F_M	84
3.12	Caractérisation du coefficient de frottement visqueux c_{y_i} et de la force de frottement sec F_{K_i} du système de pilonnement pour différents échelons de force F_M	85
3.13	Régression linéaire de la vitesse asymptotique de tangage $\dot{\theta}_\infty$ en fonction de l'échelon de moment M_M	86
3.14	Subdivision de l'ensemble $\mathcal{E}_\theta$ d'éléments impliqués dans le mouvement de tangage en deux groupes : $\mathcal{E}_{\theta_1}$, dont le centre de gravité est supposé sur l'axe de tangage, et $\mathcal{E}_{\theta_2}$, dont la distance à l'axe de tangage est variable. .	87
4.1	Évolution des termes F_1 et F_2 de la fonction de Theodorsen selon l'inverse de la fréquence Ω	92
4.2	Algorithme de l'étude analytique de la stabilité de l'aile oscillante passive pour différentes configurations de ses paramètres structuraux.	94
4.3	Stabilité du système dans la configuration simplifiée, exposant (a) le nombre de racines à partie réelle positive dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ et (b) les trajectoires des racines dans le plan complexe pour $0 < l_\theta^* < 1$ et $k_\theta = 0.34$ constant. .	96
4.4	Frontières de transition stable-instable du système dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ pour différentes masses de pilonnement m_y^* . Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1).	97

4.5	Stabilité du système avec une masse de pilonnement $m_y^* = 5.0$, exposant (a) le nombre de racines à partie réelle positive dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ et (b) les trajectoires des racines dans le plan complexe pour $0 < l_\theta^* < 1$ et $k_\theta = 0.34$ constant. Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1).	98
4.6	Frontières de transition stable-instable du système dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ pour différentes raideurs de pilonnement k_y^* . Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1), sauf pour la masse de pilonnement fixée à $m_y^* = 0.5$	99
4.7	Stabilité du système avec une raideur de pilonnement $k_y^* = 2.0$, exposant (a) le nombre de racines à partie réelle positive dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ et (b) les trajectoires des racines dans le plan complexe pour $k_\theta = 0.34$ et $0 < l_\theta^* < 1$. Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1), sauf pour la masse de pilonnement fixée à $m_y^* = 0.5$	100
4.8	Position de pilonnement $y(t)$ et angle de tangage $\theta(t)$ de l'aile à l'intérieur de la zone d'essai pendant l'étude du comportement dynamique du système.	102
4.9	Échantillons des quatre réponses présentées par le prototype dans l'espace paramétrique $l_\theta^* \times k_\theta^*$ de l'étude expérimentale. En l'occurrence, avec l'axe de tangage placé à $l_\theta^* = 0.46$, les réponses suivantes sont observées : type I à $k_\theta^* = 0.46$, type II à $k_\theta^* = 0.12$, type III à $k_\theta^* = 0.06$ et type IV à $k_\theta^* = 0$	103
4.10	Histogramme des valeurs de la fonction $\mathcal{R}_\theta$ regroupées par type de réponse de l'aile.	105
4.11	Carte des réponses du prototype d'aile oscillante passive en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ^* et de la raideur de tangage k_θ^*	106
4.12	Sensibilité des frontières entre les différentes réponses du prototype à la masse de pilonnement m_y^* , exprimée par l'évolution de $\mathcal{R}_\theta$ en fonction de k_θ^* pour différentes valeurs de m_y^* avec (a) $l_\theta^* = 0.36$ et (b) $l_\theta^* = 0.46$	107
4.13	Sensibilité des frontières entre les différentes réponses du prototype à la raideur de pilonnement k_y^* , exprimée par l'évolution de $\mathcal{R}_\theta$ en fonction de k_θ^* pour différentes valeurs de k_y^* avec (a) $l_\theta^* = 0.36$ et (b) $l_\theta^* = 0.46$	108
5.1	Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_1 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η	112
5.2	Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_2 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η	114
5.3	Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_3 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η	116
5.4	Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l'aile dans le cas initial de la configuration C_2 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d'oscillation.	119

5.5	Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d'oscillation de l'aile dans le cas initial de la configuration C_2	119
5.6	Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l'aile dans le cas optimal de la configuration C_2 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d'oscillation.	121
5.7	Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d'oscillation de l'aile dans le cas optimal de la configuration C_2	121
5.8	Coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et rendement hydraulique η du système dans la configuration C_2 avec les barres d'erreur; (a) évolution en fonction de k_y^* avec $c_y^* = 0.93$ constant et (b) évolution en fonction de c_y^* avec $k_y^* = 0.54$ constant.	122
5.9	Aspiration d'air à partir de la surface libre par les tourbillons générés en aval de l'aile oscillante passive dans le design initial du prototype.	124
5.10	Amélioration du design de l'aile visant à réduire les interactions entre l'aile et la surface libre de l'écoulement.	125
5.11	Dimensions des winglets rajoutées au prototype afin de réduire les effets de bord sur l'aile.	125
5.12	Photos du nouveau design de l'aile du dispositif expérimental.	126
5.13	Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_4 dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η	130
5.14	Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_5 dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η	132
5.15	Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_6 dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η	134
5.16	Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l'aile dans le cas initial de la configuration C_4 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d'oscillation.	137
5.17	Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d'oscillation de l'aile dans le cas initial de la configuration C_4	137
5.18	Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l'aile dans le cas optimal de la configuration C_4 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d'oscillation.	138
5.19	Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d'oscillation dans le cas optimal de la configuration C_4	139
5.20	Coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et rendement hydraulique η du système dans la configuration C_4 avec les barres d'erreur; (a) évolution en fonction de k_θ^* avec $c_\theta^* = 0.052$ constant et (b) évolution en fonction de c_θ^* avec $k_\theta^* = 0.071$ constant.	140

6.1	Évolutions numérique et expérimentale des positions de pilonnement y^* et de tangage θ sur une période d'oscillation de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.1.	143
6.2	Schéma du positionnement du capteur à ultrasons pour la mesure expérimentale de la composante verticale V_z de la vitesse de l'écoulement, en aval de l'aile.	144
6.3	Mesures expérimentales de la composante verticale $V_z^* = V_z/U_\infty$ de la vitesse de l'écoulement en aval du prototype avec l'ancien design de l'aile ; (a) vitesses moyennées $\overline{V_z^*}$ sur la verticale $z^* = z/H$, (b) évolution temporelle des vitesses V_z^* sur deux périodes d'oscillation de l'aile et (c) analyse spectrale de V_z^*	145
6.4	Évolutions numérique et expérimentale des positions de pilonnement y^* et de tangage θ sur une période d'oscillation de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.3.	147
6.5	Évolutions numérique et expérimentale des coefficients de puissance du système sur une période d'oscillation de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.3.	148
6.6	Mesures expérimentales de la composante verticale $V_z^* = V_z/U_\infty$ de la vitesse de l'écoulement en aval du prototype avec le nouveau design de l'aile ; (a) vitesses moyennées $\overline{V_z^*}$ sur la verticale $z^* = z/H$, (b) évolution temporelle des vitesses V_z^* sur deux périodes d'oscillation de l'aile et (c) analyse spectrale de V_z^*	149
6.7	Schéma de l'emplacement du capteur à ultrasons pour la mesure expérimentale de la composante latérale suivant $\hat{y}$ de la vitesse de l'écoulement, en aval de l'aile.	150
6.8	Mesures expérimentales de la composante latérale $V_y^* = V_y/U_\infty$ de la vitesse de l'écoulement en aval du prototype, réalisées suivant le schéma illustré dans la figure 6.7.	151
6.9	Effet de l'advection du vortex de bord d'attaque (LEV) sur la composante V_y^* de la vitesse de l'écoulement ; confrontation des résultats numériques (cadres à gauche, courbes $V_{y\text{ num}}^*$ et ω_z^* à droite) aux résultats expérimentaux (courbes $V_{y\text{ exp}}^*$ à droite).	152

Liste des symboles

α	Angle d'incidence du profil
α_θ	Position angulaire de l'arbre du moteur de tangage
α_y	Position angulaire de l'arbre du moteur de pilonnement
$\ddot{\theta}$	Accélération angulaire de tangage
$\ddot{y}$	Accélération linéaire de pilonnement
Δt	Pas d'avancement temporel
$\dot{\theta}$	Vitesse angulaire de tangage
$\dot{y}$	Vitesse linéaire de pilonnement
η	Rendement hydraulique
Λ	Moment statique de l'aile
λ_g	Distance entre l'emplacement de l'axe de tangage et le centre de gravité de l'ensemble des éléments de tangage
$\mathcal{E}_0$	Ensemble des éléments fixes par rapport au référentiel galiléen
$\mathcal{E}_1$	Ensemble des éléments impliqués uniquement dans le mouvement de pilonnement
$\mathcal{E}_a$	Ensemble désignant l'aile oscillante
$\mathcal{E}_f$	Ensemble désignant le milieu fluide
$\mathcal{R}_\theta$	Fonction scalaire de classification quantitative des réponses de l'aile
μ	Viscosité dynamique du fluide
ν	Viscosité cinématique du fluide
ν_t	Viscosité turbulente
ω_θ	Vitesse angulaire de l'arbre du moteur de tangage
ω_y	Vitesse angulaire de l'arbre du moteur de pilonnement
$\overline{\overline{\sigma}}$	Tenseur des contraintes dans le fluide liées aux forces de surface
$\overline{\overline{\tau_R}}$	Tenseur cinématique de Reynolds
$\overline{\overline{\tau}}$	Tenseur des contraintes visqueuses dans le fluide
$\overline{C_P}$	Coefficient moyen de puissance totale
ϕ_y	Diamètre des poulies du système de conversion du mouvement de pilonnement
ρ	Masse volumique du fluide

τ_w	Contrainte de cisaillement pariétale
θ	Position angulaire de tangage
$\tilde{R}_B$	Rapport de blocage basé sur la corde de l'aile
$\varepsilon_{\text{pimple}}$	Résidu de l'algorithme PIMPLE
$\vec{\omega}$	Champ de vortacité de l'écoulement
$\vec{g}$	Accélération de la pesanteur
$\vec{L}$	Moment cinétique
$\vec{p}$	Quantité de mouvement
$\vec{V}$	Champ de vitesse de l'écoulement
A_θ	Amplitude de tangage
A_y	Amplitude de pilonnement
b	Envergure de l'aile
c	Corde du profil hydrodynamique de l'aile
c_θ	Coefficient d'amortissement visqueux de tangage
C_a	Coefficient de masse ajoutée
C_D	Coefficient de traînée
C_L	Coefficient de portance
C_P	Coefficient instantané de puissance totale
c_y	Coefficient d'amortissement visqueux de pilonnement
d_y	Largeur balayée par l'aile dans son mouvement oscillatoire
f	Fréquence d'oscillation de l'aile
F_K	Force de frottement sec liée au mouvement de pilonnement
F_M	Force exercée par le moteur de pilonnement sur l'ensemble de pilonnement
f_t	Fréquence du lâcher tourbillonnaire
F_x	Force hydrodynamique de cavement
F_y	Force hydrodynamique de pilonnement
H	Hauteur d'eau de l'écoulement dans la zone d'essai
I_θ	Moment d'inertie de l'ensemble des éléments de tangage autour de l'axe de tangage
i_θ	Courant électrique au sein du moteur de tangage
I_t	Intensité turbulente
i_y	Courant électrique au sein du moteur de pilonnement
K_θ	Constante de couple du moteur de tangage
k_θ	Raideur équivalente de tangage
K_r	Coefficient de relaxation de l'accélération
K_y	Constante de couple du moteur de pilonnement
k_y	Raideur équivalente de pilonnement

L	Largeur du canal dans la zone d'essai
l_θ	Distance entre le bord d'attaque du profil hydrodynamique et l'emplacement de l'axe de tangage
L_t	Échelle de longueur turbulente
M_θ	Moment hydrodynamique de tangage
m_θ	Masse de l'ensemble des éléments impliqués dans le mouvement de tangage
M_K	Moment de frottement sec liée au mouvement de tangage
M_M	Moment exercée par le moteur de tangage sur l'ensemble de tangage
m_y	Masse de l'ensemble des éléments impliqués dans le mouvement de pilonnement
p	Champ scalaire de pression de l'écoulement
Q	Débit volumique de l'écoulement
r_θ	Rapport de transmission du système de conversion du mouvement de tangage
R_A	Rapport d'aspect
S	Surface de la section de l'écoulement dans la zone d'essai
St	Nombre de Strouhal
t	Temps
t_{adv}	Temps caractéristique d'advection basé sur la corde de l'aile
U_∞	Vitesse de l'écoulement libre
U_{deb}	Vitesse débitante dans la zone d'essai
u_τ	Vitesse pariétale
y	Position linéaire de pilonnement
y^+	Distance adimensionnée à la paroi
$\overline{C}_{P\theta}$	Coefficient moyen de puissance dissipée par l'amortissement visqueux de pilonnement
$\overline{C}_{Py}$	Coefficient moyen de puissance dissipée par l'amortissement visqueux de pilonnement
$C_{P\theta}$	Coefficient instantané de puissance dissipée par l'amortissement visqueux de tangage
C_{Py}	Coefficient instantané de puissance du système hydrolien dissipée par l'amortissement visqueux de pilonnement
$f_{0\theta}$	Fréquence propre de tangage
f_{0y}	Fréquence propre de pilonnement
Re_c	Nombre de Reynolds basé sur la corde du profil

Avant-propos

L'aile oscillante passive est un concept novateur d'hydrolienne permettant d'exploiter de manière efficace l'énergie des courants d'eau afin de produire de l'électricité. Ce dispositif hydrolien s'avère être une solution prometteuse dans un scénario de transition énergétique, dont l'objectif principal est de contribuer au développement durable. Les principaux atouts du système hydrolien à aile oscillante passive sont les suivants :

- (i) il contribue à la valorisation d'un potentiel hydraulique qui reste à ce jour très peu exploité dans le monde, notamment au niveau des courants d'eau à faible vitesse ($\approx 1 \text{ m s}^{-1}$);
- (ii) son impact environnemental est limité;
- (iii) il favorise la décentralisation de la production d'électricité et l'approvisionnement de zones isolées.

Bioinspiré de la mécanique de nage d'animaux aquatiques, le système hydrolien à aile oscillante passive consiste en une aile décrivant des mouvements périodiques de pilonnement et de tangage, entièrement induits par les interactions fluide-structure. Cette thèse s'est consacrée à l'étude des phénomènes physiques régissant le fonctionnement du système hydrolien, ainsi qu'à son optimisation du point de vue de la production énergétique. Ce manuscrit est composé de cinq chapitres distincts.

Le chapitre 1 introduit tous les éléments nécessaires à la définition du contexte de l'étude. Tout d'abord, une brève discussion autour de la conjoncture énergétique actuelle permet d'établir les enjeux économiques et environnementaux liés à ce type de système hydrolien. Ensuite, le concept d'hydrolienne à aile oscillante passive est présenté. Enfin, une analyse de l'état de l'art permet d'identifier les différentes problématiques toujours en suspens et de définir les objectifs de l'étude.

Le chapitre 2 présente le développement d'un modèle numérique permettant de simuler la dynamique du système hydrolien. Un modèle d'interaction fluide-structure est tout d'abord construit à partir de la formulation des équations du mouvement de l'aile et des équations de la mécanique des fluides. Puis, la méthodologie numérique implémentée dans le code de calcul OpenFOAM et utilisée pour la résolution des équations est exposée. Le modèle est ensuite validé sur des données numériques et expérimentales de référence. Une attention particulière est portée sur la capacité du modèle à reproduire fidèlement les différents phénomènes physiques qui gouvernent la dynamique du système.

Dans le chapitre 3, la conception et la mise en place d'un dispositif expérimental sont présentées. Le prototype à échelle réduite permet d'étudier expérimentalement le com-

portement de l'hydrolienne dans différentes configurations mécaniques et hydrauliques, grâce notamment à l'implémentation d'un système de réglage dynamique des paramètres structuraux.

Le chapitre 4 porte sur l'étude du comportement dynamique de l'aile. Dans un premier temps, une étude analytique de stabilité permet d'établir les conditions nécessaires pour que l'aile sorte de sa zone de stabilité et réponde de manière dynamique aux interactions avec l'écoulement. Ces résultats ont guidé la définition de l'espace paramétrique de l'étude expérimentale qui s'en suit. Les différentes réponses dynamiques du prototype sont alors exposées. Il en est ressorti qu'une seule de ces réponses permettait la récupération efficace d'énergie. Les critères nécessaires pour atteindre ce régime de fonctionnement ont alors été déterminés.

Les performances énergétiques du système sont étudiées plus en détail dans le chapitre 5. Une optimisation expérimentale visant à maximiser le rendement hydraulique et la puissance récupérée par le prototype d'aile oscillante passive est réalisée. L'étude de la sensibilité du système hydrolien à ses paramètres structuraux aboutit à des configurations optimales qui permettent d'atteindre des performances énergétiques très intéressantes.

Une confrontation des résultats du nouveau modèle numérique aux résultats expérimentaux est exposée dans le chapitre 6. Différentes configurations de fonctionnement du prototype sont reproduites numériquement. La capacité du modèle numérique à reproduire fidèlement les phénomènes physiques qui gouvernent le comportement de l'hydrolienne est à nouveau vérifiée. Cette validation est, cette fois-ci, réalisée à partir des données expérimentales produites à partir du prototype expérimental développée au cours de cette thèse.

Enfin, une synthèse des conclusions de ce travail de thèse ainsi que les différentes perspectives envisagées font l'objet des dernières pages de ce manuscrit.

Chapitre 1

Contexte de l'étude

1.1 Les énergies renouvelables et l'hydroélectricité

1.1.1 Un scénario de transition énergétique

Cent quatre-vingt-seize nations – tous les pays du monde sauf les États-Unis – se sont engagés depuis le 4 novembre 2016 à contenir la hausse de la température moyenne de la planète en dessous de 2 °C d'ici 2100. Il s'agit du premier accord universel sur le climat juridiquement contraignant, signé à Paris lors de la COP21 (*21st Conference of the Parties*). À cet égard, l'Agence Internationale de l'Énergie (AIE) propose dans son rapport annuel de 2018 un scénario de développement durable afin de guider les États dans leurs efforts climatiques¹. Dans ce scénario, l'AIE prévoit une forte accélération de la transition énergétique, avec une part des énergies renouvelables dans le mix électrique à hauteur de 66 % comme objectif à l'horizon 2040.

De nos jours, 26 % de l'électricité produite dans le monde est d'origine renouvelable. D'après le dernier rapport d'Enerdata², seulement cinq pays justifient aujourd'hui d'un bouquet énergétique compatible à celui fixé par l'AIE : la Norvège (97.9 %), la Nouvelle Zélande (83.1 %), le Brésil (82.5 %), la Colombie (77.5 %) et le Venezuela (70.8 %). L'électricité provenant de sources renouvelables reste de l'ordre de 20 % pour la plupart des pays en Europe et dans le monde, comme on peut le voir sur la figure 1.1.

Outre l'effet immédiat sur la réduction des émissions de CO₂, les énergies renouvelables sont une solution particulièrement adaptée aux besoins énergétiques croissants des pays émergents. Il s'agit avant tout d'une source d'énergie inépuisable à l'échelle de temps humaine. Malgré les coûts actuellement élevés liés au développement des technologies et d'équipements de production, le prix des énergies renouvelables continuera à baisser. En outre, cette énergie de l'avenir permet également de répondre aux enjeux de la décentralisation de la production d'électricité. L'exploitation des ressources naturelles et locales à petite échelle engendre des impacts moins conséquents sur l'environnement et favorise l'approvisionnement des zones rurales et isolées.

1. *World Energy Outlook 2018*, disponible sur <https://www.iea.org/weo2018/>.

2. *Global Energy Statistical Yearbook 2019*, disponible sur <https://yearbook.enerdata.net/renewables/renewable-in-electricity-production-share.html>.

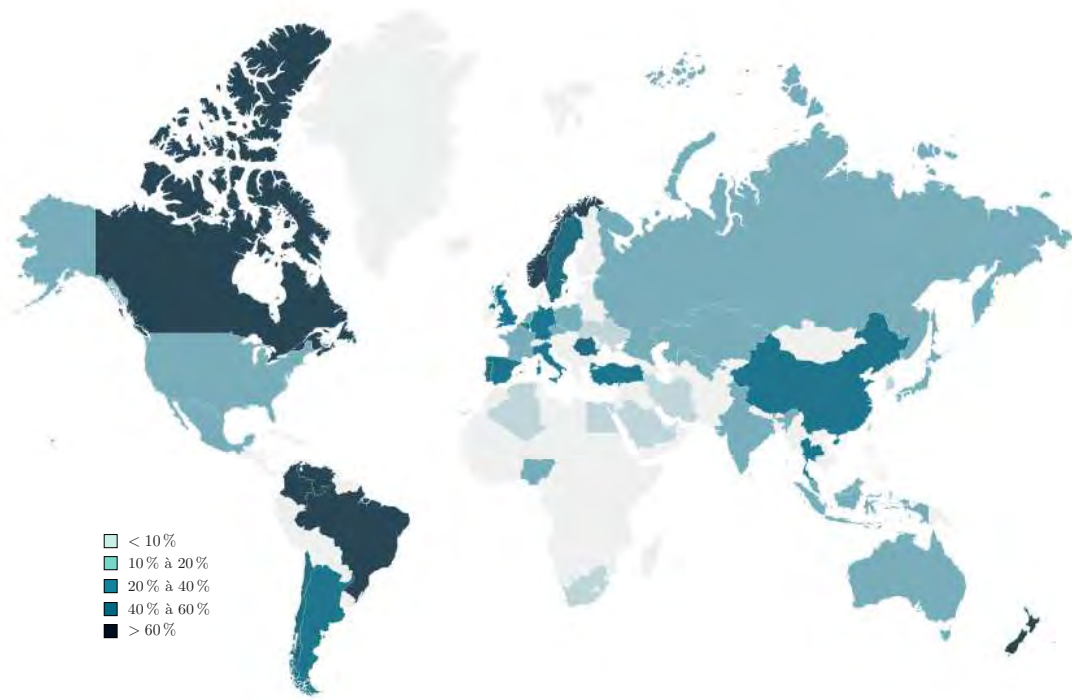


FIGURE 1.1 – Part des énergies renouvelables dans la production d'électricité en 2018. Source : Enerdata ².

1.1.1.1 Principales sources d'énergie renouvelable

Les énergies renouvelables proviennent, directement ou indirectement, du soleil, du magma terrestre ou de la gravitation. Elles sont donc inépuisables, mais en quantité limitée à un endroit et à un instant donné. Les énergies renouvelables sont généralement regroupées en cinq catégories listées ci-dessous :

- **L'énergie solaire** : énergie provenant directement de la lumière du soleil. Elle peut être transformée en électricité par une conversion thermique ou photovoltaïque.
- **L'énergie hydraulique** : énergie issue des écoulements d'eau naturels provoqués indirectement par le soleil ou par la gravitation. L'énergie du mouvement de l'eau est convertie en énergie mécanique puis en électricité à l'aide d'un générateur.
- **L'énergie éolienne** : énergie des courants d'air à la surface terrestre, qui sont causés indirectement par le soleil. Comme pour l'hydraulique, l'énergie éolienne est convertie en électricité par l'intermédiaire d'un générateur.
- **La biomasse** : énergie – provenant indirectement du soleil – qui permet de produire de l'électricité à partir de la combustion de matières d'origine biologique. La chaleur dégagée lors de la combustion peut être récupérée dans un circuit d'eau qui envoie de la vapeur sous pression vers une turbine qui fait fonctionner un générateur.
- **La géothermie** : énergie issue de la chaleur provenant du magma terrestre. Cette énergie est récupérée à partir de l'eau chaude des nappes souterraines (géothermie naturelle) ou par l'injection d'eau dans des roches chaudes fracturées (géothermie stimulée). La vapeur d'eau récupérée en surface produit de l'électricité à l'aide d'un générateur.

Les avantages et les limitations des différents types d'énergie listés ci-dessus sont très

variés et fortement dépendants de la nature des ressources. La géothermie, par exemple, provenant d'une source garantie et constante, est souvent utilisée pour assurer un socle de production permanent. Bien au contraire, les énergies solaires et éoliennes sont très variables et intermittentes. C'est là qu'interviennent les énergies hydrauliques et celles issues de la biomasse, offrant davantage de souplesse et une capacité de stockage permettant d'équilibrer la production et la consommation d'électricité.

1.1.1.2 Les énergies renouvelables en chiffres

La part des énergies renouvelables dans la production d'électricité ne cesse d'augmenter. D'après le Syndicat des Énergies Renouvelables³, les investissements mondiaux sont passés de 39 milliards de dollars en 2004 à 289 milliards en 2018, soit une augmentation de près de 600 % au cours des quinze dernières années. Les principaux investissements se concentrent aujourd'hui dans le secteur de l'énergie éolienne, qui commence à avoir un apport de plus en plus important dans le mix des énergies renouvelables.

L'énergie éolienne, la biomasse et la géothermie ensemble assurent aujourd'hui 19 % de la part de production d'électricité provenant de sources renouvelables. L'énergie solaire seule assure une part équivalente d'environ 21 %. Comme on peut le voir sur la figure 1.2, c'est l'énergie hydraulique qui est la plus significative dans la structure de production d'électricité à partir d'énergies renouvelables, avec une part de 60 %.

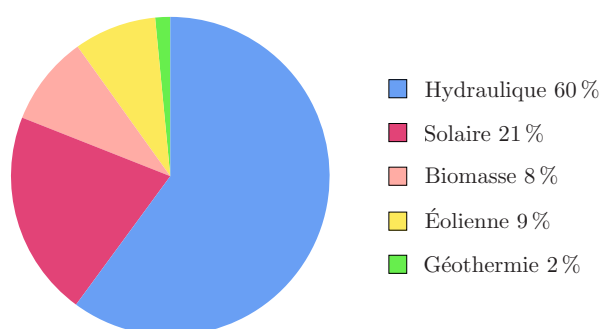


FIGURE 1.2 – Structure de la production d'énergie électrique à partir de sources renouvelables dans le monde en 2018. Source : REN21⁴.

1.1.2 L'hydroélectricité

La production d'électricité à partir de l'énergie hydraulique est basée sur l'exploitation de l'énergie des écoulements d'eau. Cette énergie est dans un premier temps transformée en énergie mécanique par une turbine hydraulique, puis en énergie électrique par un générateur. Les différentes technologies permettant d'exploiter cette énergie renouvelable peuvent être divisées en deux grandes familles. Dans le premier groupe, les centrales hydroélectriques exploitent l'énergie potentielle des flux d'eau provenant d'une différence de niveau naturelle

3. Syndicat des Énergies Renouvelables, <http://www.enr.fr/energies-renouvelables-dans-le-monde>.

4. REN21 Renewables 2019 Global Status Report, disponible sur https://www.ren21.net/wp-content/uploads/2019/05/gsr_2019_full_report_en.pdf.

ou créée artificiellement. Dans le deuxième groupe, les systèmes hydroliens récupèrent directement l'énergie cinétique de l'écoulement.

1.1.2.1 Les centrales hydroélectriques

Les centrales hydroélectriques sont de loin la technologie la plus répandue dans le secteur de l'hydroélectricité. D'après le REN21⁴, elles sont responsables d'une puissance installée supérieure à 1100 GW dans le monde en 2018. Leur atout particulièrement appréciable permet l'ajustement en temps réel de l'équilibre offre-demande en électricité. En effet, l'énergie hydraulique constitue une forme indispensable de stockage d'électricité à grande échelle.

On peut distinguer quatre grandes catégories de centrale hydroélectrique, qui sont :

- **Les centrales au fil de l'eau** : centrales qui fonctionnent sans retenue d'eau, exploitant des faibles hauteurs de chute sur le long de grandes fleuves afin d'assurer un socle de production permanent. Elles sont dépourvues de capacité de stockage et font donc partie des énergies renouvelables à production dite *fatale*, au sens où toute la production doit être instantanément consommée.
- **Les centrales d'écluse** : centrales possédant un réservoir de stockage d'eau dont le volume correspond à une courte période d'accumulation (généralement inférieur à 400 h), rempli lorsque la consommation électrique est faible. Cela permet de soutenir les autres énergies en cas de besoin, notamment aux heures de pointe.
- **Les centrales de lac** : utilisées principalement pour répondre aux pics de consommation électrique, les centrales de lac sont placées sous une retenue d'eau, généralement créée à l'aide d'un barrage. Le volume de stockage dans ce type de centrales est sensiblement supérieur à celui des centrales à écluses.
- **Les stations de transfert d'énergie par pompage (STEP)** : installations hydroélectriques composées de deux bassins situés à des altitudes différentes. Les STEP permettent de stocker l'énergie aux heures creuses par le pompage de l'eau du bassin inférieur vers le bassin supérieur. Aux heures de pointe, l'électricité est restituée sur le réseau en turbinant l'eau du bassin supérieur.

Les centrales hydroélectriques peuvent également être classées selon la puissance de l'installation, comme présenté dans le tableau 1.1. Dans les grandes centrales – souvent des centrales de lac – la production d'énergie est supérieure à 10 MW. Ces installations nécessitent des aménagements très importants, notamment liés à la construction de barrages et à la déviation de cours d'eau, et peuvent donc avoir des impacts indésirables sur l'environnement et les populations humaines.

TABLE 1.1 – Classement des centrales hydroélectriques par puissance.

Nom	Puissance minimale	Puissance maximale
Grande centrale	10 000 kW	–
Petite centrale	500 kW	10 000 kW
Micro-centrale	20 kW	500 kW
Pico-centrale	–	20 kW

Parallèlement, les petites centrales hydroélectriques (PCH) – généralement des centrales à

écluses et au fil de l'eau – correspondent à des installations dont la puissance est inférieure à 10 000 kW. Ces centrales permettent d'exploiter l'énergie hydraulique des plus petits cours d'eau tout en minimisant les impacts environnementaux propres aux grandes centrales. Une étude approfondie autour des PCH ainsi que sur les principales turbines hydrauliques utilisées dans cette filière est fournie par [Dellinger \(2015\)](#).

Enfin, les installations d'une puissance inférieure à 500 kW sont classées comme des micro ou pico-centrales, ces dernières ne dépassant pas les 20 kW. Elles partagent les mêmes atouts que les PCH, notamment en termes de réduction d'impacts environnementaux grâce à des installations moins imposantes et moins intrusives que celles des grandes centrales.

1.1.2.2 Les systèmes hydroliens

Un système hydrolien ou une *hydrolienne* – à l'image d'une éolienne – est un dispositif de récupération de l'énergie cinétique des courants d'eau. Contrairement aux centrales hydroélectriques, aucune différence de niveau n'est nécessaire. Par conséquent, l'impact sur l'environnement d'un système hydrolien est moindre, étant donné que l'implantation de tels dispositifs de récupération d'énergie ne nécessite pas (ou très peu) de travaux d'aménagement d'ouvrages hydrauliques.

Dans ces dispositifs de récupération d'énergie, l'écoulement n'est pas contraint à interagir avec le système hydrolien. Celui-ci est vu comme un obstacle par le fluide qui a la possibilité de le contourner. De plus, l'eau traversant le dispositif doit conserver une certaine vitesse résiduelle pour qu'il subsiste un écoulement. Il en découle une limitation importante au niveau de la puissance récupérable, qui est donc inférieure à la puissance disponible en amont du système hydrolien. Dans un écoulement libre non confiné, il s'agit de la limite de Betz, égale à $16/27 = 59\%$. La puissance maximale récupérable par un système hydrolien peut donc s'écrire :

$$P_{\max} = 0.59 \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^3 S \quad (1.1)$$

avec ρ la masse volumique du fluide, U_{∞} la vitesse de l'écoulement et S la surface balayée par le dispositif hydrolien, tel qu'illustré dans la figure 1.3

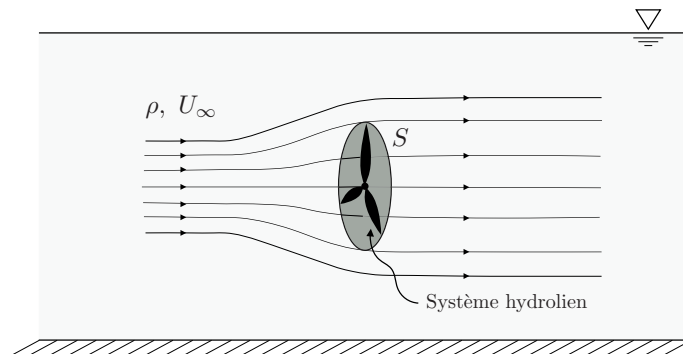


FIGURE 1.3 – Représentation schématique d'un dispositif de récupération de l'énergie cinétique des courants.

À partir d'un écoulement d'eau ($\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$) à une vitesse de $U_\infty = 1 \text{ m s}^{-1}$, un système hydrolien peut donc récupérer une puissance maximale d'environ 300 W par m^2 de surface balayée. Bien qu'il puisse exister des sites avec un courant supérieur au m s^{-1} – notamment les courants marins –, la puissance récupérée par un système hydrolien peut rarement dépasser quelques centaines de kW. Les dispositifs de récupération de l'énergie cinétique des courants ne se prêtent donc pas à la même vocation que les centrales hydroélectriques. En effet, ces dispositifs favorisent la réduction de l'impact sur l'environnement, la décentralisation de la production d'électricité et l'approvisionnement de zones isolées.

L'exploitation de l'énergie des courants d'eau peut se faire avec plusieurs types de système hydrolien, que l'on peut regrouper en quatre catégories :

- des turbines à flux axial à axe horizontal ;
- des turbines à flux transverse à axe vertical (et quelquefois horizontal) ;
- des turbines de surface à axe horizontal de type roue à aubes (mues par des forces de traînée) ;
- des convertisseurs singuliers, non fondés sur des turbines.

Une analyse approfondie des différentes technologies existantes dans chacune de ces quatre catégories est présentée par [Dellinger \(2011\)](#). Un verrou technologique d'ordre général s'appliquant à de tels dispositifs – surtout ceux fondés sur des turbines – est la limitation inférieure des vitesses de l'écoulement pour lesquelles les performances énergétiques du système sont acceptables. En effet, une exploitation économiquement viable de l'énergie cinétique des courants par l'utilisation d'une hydrolienne est généralement envisagée pour des écoulements dont la vitesse est supérieure à 2 m s^{-1} . Les sites attractifs se limitent ainsi à des courants marins comme ceux trouvés dans la Manche, l'une des régions les plus favorisées dans le monde pour l'implantation d'hydrolienne.

Des solutions prometteuses permettant de récupérer l'énergie cinétique des courants à faible vitesse ($\approx 1 \text{ m s}^{-1}$) – qui restent très peu exploités – sont en voie de développement. Il s'agit dans la plupart des cas de convertisseurs singuliers oscillatoires, comme par exemple le cylindre oscillant basé sur les vibrations induites par vortex (thèse en préparation au sein du laboratoire par [Lefébure \(En préparation depuis 2015\)](#)), ou encore le concept novateur d'un système hydrolien à aile oscillante passive, objet du présent travail de thèse.

1.2 Systèmes hydroliens à aile oscillante

Un système hydrolien à aile oscillante est un dispositif novateur permettant la récupération de l'énergie cinétique des courants de manière efficace, et cela même pour des écoulements à faible vitesse ($\approx 1 \text{ m s}^{-1}$). Il consiste en l'exploitation des efforts hydrodynamiques sur une aile plongée face au courant, décrivant un mouvement oscillatoire à deux degrés de liberté (DDL) : un mouvement de translation – le *pilonnement* – et un mouvement de rotation – le *tangage*. Ces mouvements sont illustrés dans la figure 1.4. Pour un écoulement se faisant suivant la direction $\hat{x}$, l'aile décrit le mouvement de pilonnement suivant $\hat{y}$ et le mouvement de tangage autour d'un axe parallèle à la direction $\hat{z}$.

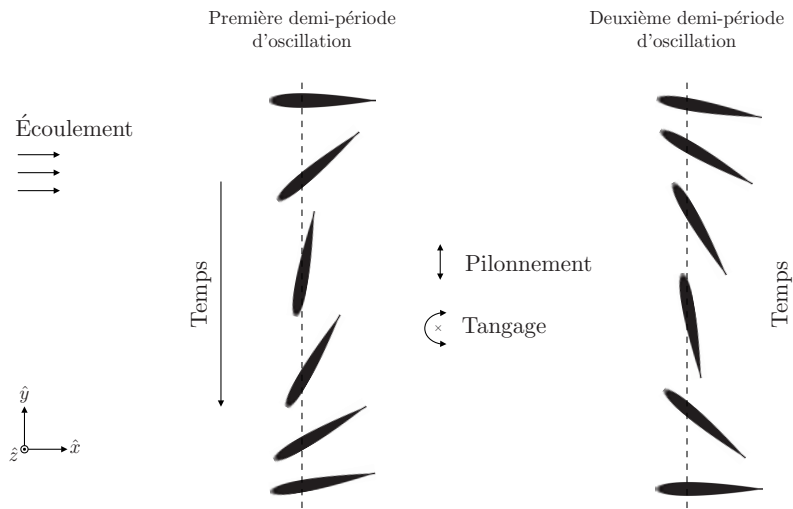


FIGURE 1.4 – Définitions des mouvements décrits par l'aile dans un système hydrolien à aile oscillante.

L'énergie cinétique du courant est convertie, dans un premier temps, en énergie mécanique de translation et de rotation. Cette énergie mécanique doit ensuite être transformée en électricité à l'aide de systèmes de conversion de mouvement et de générateurs.

Le principe de fonctionnement du système est basé sur une synchronisation entre les deux DDL afin que, à tout moment, l'orientation de l'aile face à l'écoulement favorise ses mouvements. En d'autres mots, on vise à ce que les mouvements de l'aile se fassent toujours dans le même sens des efforts hydrodynamiques sur le profil. Cette synchronisation peut être obtenue par différentes stratégies, ce qui caractérise les différents types d'hydrolienne à aile oscillante.

1.2.1 Types d'hydrolienne à aile oscillante

Les différents types de système hydrolien à aile oscillante peuvent être regroupés en trois catégories en fonction du degré d'activation des mouvements de l'aile : dispositif à aile oscillante *active*, dispositif à aile oscillante *semi-passive* et dispositif à aile oscillante *passive*. Les schémas généraux de fonctionnement de ces trois catégories sont représentés dans la figure 1.5. Les principes de fonctionnement sont décrits dans ce qui suit.

Dans un système à aile oscillante active, les deux mouvements de l'aile sont contraints. Cela

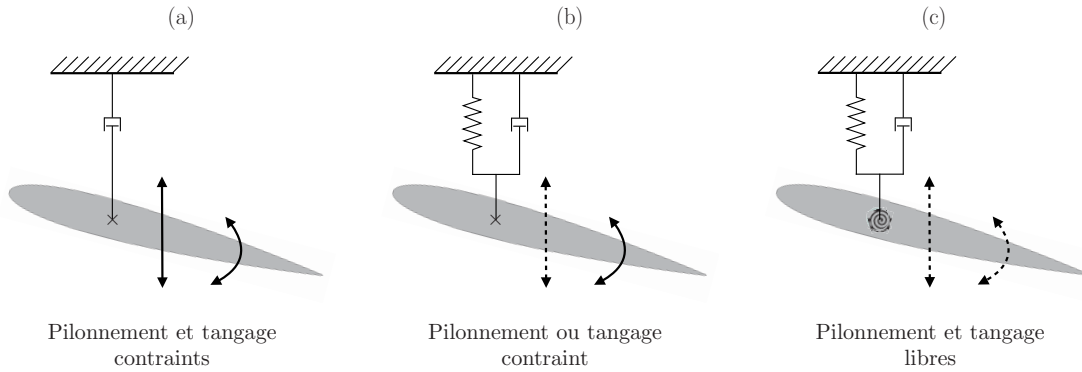


FIGURE 1.5 – Trois différents types d'hydrolienne à aile oscillante en fonction du degré de contrainte des mouvements de l'aile : (a) aile oscillante *active*, avec pilonnement et tangage contraints ; (b) aile oscillante *semi-passive*, avec un mouvement contraint et l'autre libre ; (c) aile oscillante *passive* avec pilonnement et tangage libres.

est réalisé par le contrôle de chaque DDL à l'aide de servomoteurs ou, dans certains concepts, par l'utilisation d'un couplage mécanique. Les consignes générées pour imposer la position de pilonnement et de l'angle de tangage permet d'assurer la bonne synchronisation entre les deux DDL et, ainsi, d'optimiser les performances énergétiques du système hydrolien. En revanche, il s'agit d'un concept dont la technologie est complexifiée par les systèmes de contrôle des mouvements. Cela a un impact fort sur les coûts de fabrication, de maintenance et se fait au détriment de la fiabilité.

Dans un concept intermédiaire, celui de l'aile oscillante semi-passive, seulement un des mouvements de l'aile est contraint et l'autre est laissé libre. Ici, les mouvements décrits par l'aile ne sont pas complètement maîtrisés a priori. Bien que de complexité réduite grâce à l'élimination du système de contrôle sur un DDL, ce concept reste relativement compliqué du point de vue technologique.

Enfin, le système hydrolien à aile oscillante passive ne contraint aucunement la cinétique de l'aile. C'est à dire que les mouvements de tangage et de pilonnement sont laissés libres, résultant ainsi des phénomènes d'interaction fluide-structure. La cinétique de l'aile ne peut donc être contrôlée qu'indirectement par le choix des paramètres mécaniques du système. Il s'agit notamment du concept justifiant du plus faible degré de complexité technologique, *ergo* le plus attractif parmi les deux précédents.

Guidés par la simplicité du concept et par son plus faible degré de maturité technique, nous avons choisi d'orienter les travaux de la présente thèse vers l'étude du système hydrolien à aile oscillante passive. Son principe de fonctionnement sera précisé dans les paragraphes suivants.

1.2.2 Aile oscillante passive

Un système hydrolien à aile oscillante passive est composé principalement d'une aile montée sur des supports élastiques permettant un mouvement de translation (pilonnement) et un mouvement de rotation (tangage). Les mouvements de pilonnement et tangage se font

dans un plan perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement, comme illustré dans la figure 1.6. À la différence des systèmes actifs ou semi-passifs, les mouvements décrits par l'aile ne sont pas contraints ; en effet, ce sont les interactions fluide-structure qui les induisent. La synchronisation entre la dynamique de l'écoulement et les mouvements de l'aile, permettant la récupération de l'énergie cinétique du courant, est assurée par le choix adéquat de l'ensemble de ses paramètres structuraux.

Parmi les paramètres clés conditionnant le comportement de l'aile, on peut noter l'emplacement de l'axe de tangage sur la corde du profil, les raideurs des ressorts montés sur les supports élastiques et les propriétés inertielles du système. Tous ces paramètres seront traités en détail dans le chapitre 2, dédié à la modélisation du système hydrolien. Dans la présente section, on se concentrera, dans un premier temps, sur les phénomènes hydrodynamiques qui régissent le principe de fonctionnement de l'aile oscillante passive. Ensuite, les grandeurs permettant de quantifier la récupération d'énergie par le système seront introduites.

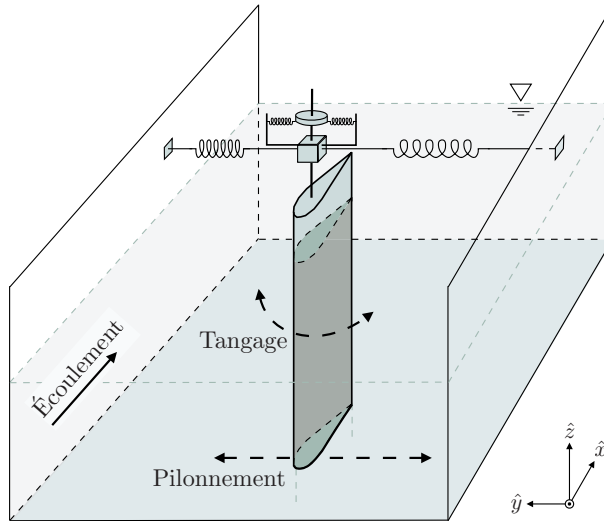


FIGURE 1.6 – Représentation schématique d'un système hydrolien à aile oscillante passive installé dans un canal d'eau à surface libre.

1.2.2.1 Principe de fonctionnement de l'aile oscillante passive

Avant toute chose, il est nécessaire d'introduire quelques définitions concernant les efforts hydrodynamiques exercés par l'écoulement sur l'aile. Pour ce faire, un profil hydrodynamique symétrique est considéré au sein d'un écoulement uniforme de vitesse U_∞ dans la direction $\hat{x}$. Le profil est monté sur son axe de tangage suivant $\hat{z}$ passant par le point P et présente une vitesse de pilonnement $\dot{y}$ dans la direction $\hat{y}$. L'angle de tangage entre la direction de l'écoulement et la corde sera noté θ , tel qu'illustré dans la figure 1.7.

L'angle d'incidence α du profil est défini par l'angle entre la direction du vecteur vitesse relative de l'écoulement incident $\vec{U}_{\text{rel}}$ et la direction de la corde $\hat{c}$. En effet, compte tenu de la vitesse de pilonnement $\dot{y}$ de l'aile, l'angle d'incidence ne correspond pas à l'angle géométrique θ . On a :

$$\begin{aligned}
\alpha &= \angle(\hat{c}, \vec{U}_{\text{rel}}) \\
&= \angle(\cos \theta \hat{x} - \sin \theta \hat{y}, U_{\infty} \hat{x} + \dot{y} \hat{y}) \\
&= \theta - \arctan\left(\frac{\dot{y}}{U_{\infty}}\right)
\end{aligned} \tag{1.2}$$

L'intégrale des forces de pression et des forces visqueuses induites par l'écoulement sur le profil produisent une résultante hydrodynamique $\vec{F}_h$, appliquée au centre de poussée H. La projection de $\vec{F}_h$ suivant $\hat{x}$ – la *force de cavement* – sera notée $\vec{F}_x$. La projection de $\vec{F}_h$ suivant $\hat{y}$ – la *force de pilonnement* – sera notée $\vec{F}_y$. Enfin, le moment hydrodynamique de tangage autour de l'axe de tangage sera noté $\vec{M}_{\theta}$.

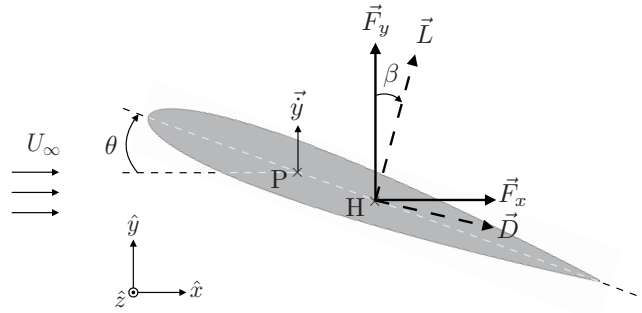


FIGURE 1.7 – Définition des efforts hydrodynamiques sur l'aile.

La résultante hydrodynamique $\vec{F}_h$ peut également être projetée dans un repère $(\hat{x}', \hat{y}', \hat{z})$ suivant la direction de l'écoulement relatif. Ce repère est obtenu à partir de la rotation du repère $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ d'un angle β suivant $\hat{z}$, avec $\beta = -\arctan(\dot{y}/U_{\infty})$. La projection de $\vec{F}_h$ suivant $\hat{x}'$ correspond à la force de traînée $\vec{D}$. Enfin, la projection de $\vec{F}_h$ suivant $\hat{y}'$ correspond à la force de portance $\vec{L}$ sur le profil.

D'après la théorie des profils minces, la force de portance $\vec{L}$ évolue linéairement avec l'incidence α pour des petits angles. Le centre de poussée H reste fixe à une distance d'environ un quart de la corde à partir du bord d'attaque. Il en résulte que, dans une approche quasi-statique ($\dot{y} \approx 0$), la force de pilonnement $\vec{F}_y$ et le moment de tangage $\vec{M}_{\theta}$ présentent également une évolution linéaire avec l'angle de tangage. Si on suppose que l'axe de tangage P est placé initialement en aval du centre de poussée H, le moment de tangage $\vec{M}_{\theta}$ agit, dans un premier temps, de manière à augmenter l'angle de tangage θ , et par conséquent l'angle d'incidence α .

Lorsque l'incidence atteint un angle critique α_{crit} , le profil entre en régime de décrochage dynamique. Ce phénomène est souvent caractérisé par une chute abrupte de la portance suite à un décollement massif de l'écoulement sur l'extrados de l'aile et est accompagné du lâcher d'un vortex de bord d'attaque (LEV)⁵.

La pression au cœur du LEV étant faible, l'aile subit un pic instantané de portance et de moment de tangage. Pendant que le LEV est advecté par l'écoulement, le centre de poussée H recule vers le bord de fuite en suivant le cœur de faible pression du vortex. Éventuellement, le centre de poussée H vient se placer en aval de l'axe de tangage P. À cet

5. De l'anglais : *Leading Edge Vortex*.

instant, le moment $\vec{M}_\theta$ est inversé, ce qui contribue à la diminution de l'angle de tangage θ . Lorsque le LEV recule davantage vers le bord de fuite, le moment $\vec{M}_\theta$ s'intensifie, ce qui est à l'origine de l'inversion de l'orientation du profil face au courant.

Enfin, il est constaté que les non-linéarités des efforts hydrodynamiques liées au phénomène de décrochage dynamique sont à l'origine des mouvements oscillatoires de pilonnement et de tangage décrits par l'aile. L'évolution de la force de pilonnement F_y et du moment de tangage M_θ sur environ une demi-période d'oscillation de l'aile est illustrée qualitativement dans la figure 1.8.

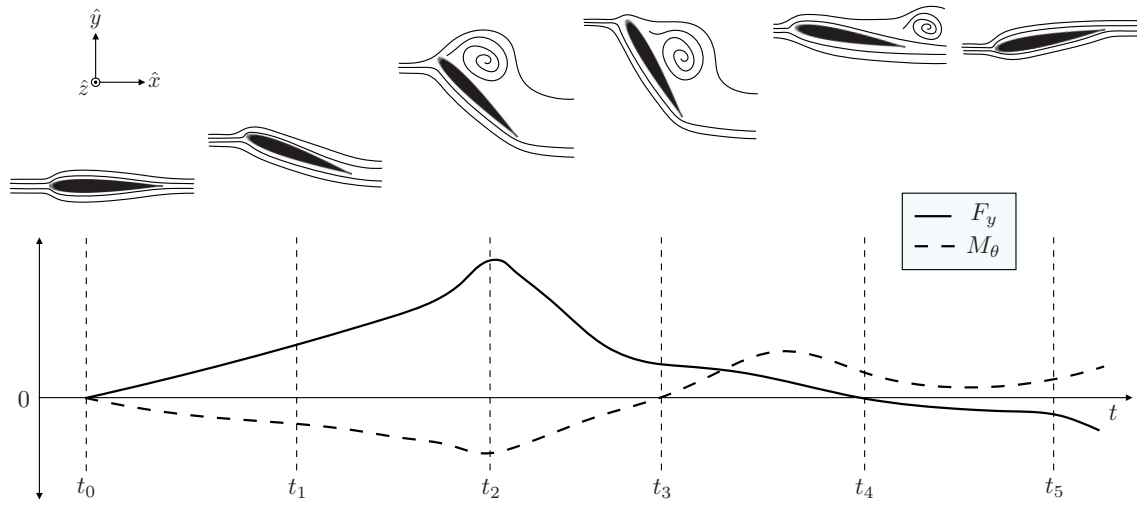


FIGURE 1.8 – Tracé qualitatif de l'évolution de la force de pilonnement F_y et du moment de tangage M_θ sur approximativement une demi-période d'oscillation de l'aile.

À l'instant t_0 , une condition initiale à incidence nulle est considérée. À l'instant t_1 , l'aile est soumise à une force de pilonnement F_y qui la pousse dans le sens positif de la direction $\hat{y}$. L'axe de tangage P étant supposé en aval du quart de la corde, le moment M_θ agit de manière à augmenter l'angle de tangage de l'aile. Le fort gradient de pression défavorable induit un décollement important de l'écoulement sur l'extrados du profil à l'instant t_2 . Il s'agit du décrochage dynamique. La présence du LEV au bord d'attaque engendre des pics d'intensité au niveau de la force de pilonnement et du moment de tangage.

Par la suite, une chute abrupte de F_y est constatée pendant que le LEV est advecté par l'écoulement. À l'instant t_3 , le centre de poussée a suffisamment reculé pour que le moment M_θ soit inversé. L'aile connaît à cet instant l'inversion de son mouvement de tangage. Le LEV continue d'avancer vers le bord de fuite et, à un instant proche de t_4 , l'angle de tangage change de signe et la force de pilonnement est ainsi inversée. Cela marque le début de la deuxième moitié de la période d'oscillation à l'instant t_5 , qui se déroule de manière symétrique par rapport à la position d'équilibre statique de l'aile.

1.2.2.2 Récupération d'énergie par le système hydrolien

Soit une aile oscillante passive de corde c et d'envergure b , décrivant des mouvements oscillatoires sur une largeur balayée d_y , comme illustré dans la figure 1.9. La puissance hydraulique disponible sur la section balayée par l'aile peut s'écrire :

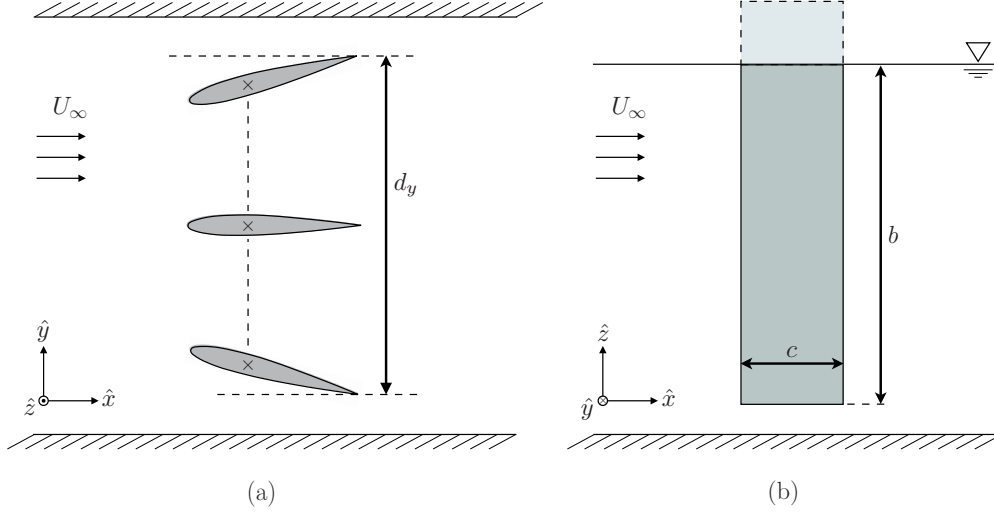


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la section balayée par l'aile oscillante passive : (a) vue de dessus, indiquant la distance balayée en pilonnement d_y et (b) vue de face, indiquant la corde c et la longueur b de l'aile.

$$P_h = \frac{1}{2} \rho U_\infty^3 b d_y \quad (1.3)$$

avec ρ la masse volumique du fluide et U_∞ la vitesse de l'écoulement.

Une partie de cette puissance disponible est récupérée par l'aile dans ses mouvements oscillatoires de pilonnement et de tangage. La puissance mécanique fournie par les mouvements de l'aile est ensuite convertie en puissance électrique à l'aide d'un générateur. Dans un cas général, ce dernier viendrait s'accoupler à chaque DDL du système. La dissipation de l'énergie mécanique au sein du mouvement de pilonnement et de tangage pour la production d'électricité est modélisée respectivement à l'aide des coefficients d'amortissement visqueux c_y et c_θ . Ainsi, la puissance totale dissipée dans la production d'électricité P_e peut s'écrire :

$$P_e = c_y \dot{y}^2 + c_\theta \dot{\theta}^2 \quad (1.4)$$

Le rendement hydraulique η du système sur une durée T est défini par la moyenne temporelle du quotient entre la puissance dissipée pour la production d'électricité (eq. 1.4) et la puissance hydraulique disponible (eq. 1.3) :

$$\eta = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{c_y \dot{y}^2 + c_\theta \dot{\theta}^2}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 b d_y} dt \quad (1.5)$$

Outre le rendement hydraulique, les coefficients de puissance sont des indicateurs très utiles dans l'évaluation des performances énergétiques du système. Ils correspondent à une mesure instantanée de la puissance dissipée au sein de chaque DDL, normalisée par une puissance de référence basée sur les dimensions de l'aile. On peut ainsi définir le coefficient

de puissance de pilonnement C_{Py} et le coefficient de puissance de tangage $C_{P\theta}$ comme il suit :

$$C_{Py}(t) = \frac{c_y \dot{y}^2}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 bc} \quad (1.6)$$

$$C_{P\theta}(t) = \frac{c_\theta \dot{\theta}^2}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 bc} \quad (1.7)$$

Le coefficient de puissance totale C_P du système est obtenu, par conséquent, à partir de la somme des coefficients de pilonnement et de tangage :

$$C_P(t) = \frac{c_y \dot{y}^2 + c_\theta \dot{\theta}^2}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 bc} \quad (1.8)$$

Finalement, les coefficients de puissance moyennés sur une durée T sont donnés par :

$$\overline{C}_P = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} C_P(t) dt \quad (1.9)$$

$$\overline{C}_{Py} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} C_{Py}(t) dt \quad (1.10)$$

$$\overline{C}_{P\theta} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} C_{P\theta}(t) dt \quad (1.11)$$

1.3 État de l'art

L'idée d'utiliser une aile oscillante en tant que dispositif de récupération d'énergie a été introduite par [McKinney et DeLaurier \(1981\)](#). Le premier concept étudié est celui d'une aile oscillante active. Depuis, de nombreuses études numériques et expérimentales ont été menées afin de prouver la faisabilité de ce concept (voir [Xiao et Zhu \(2014\)](#) et [Young et al. \(2014\)](#)). En particulier, [Davids \(1999\)](#) et [Kinsey et Dumas \(2008\)](#) ont découvert que le déphasage idéal entre les mouvements de pilonnement et de tangage est d'environ 90° . Ce déphasage permet de maximiser la récupération d'énergie. De plus, ils ont montré que la valeur du déphasage optimal est très sensible à l'emplacement de l'axe de tangage sur la corde du profil.

L'efficacité du concept d'hydrolienne à aile oscillante active a été prouvée expérimentalement par [Kinsey et al. \(2011\)](#) dans une configuration incluant deux ailes en tandem (cf. figure 1.10). Dans leur dispositif expérimental, l'axe de tangage était placé à une distance équivalente à un tiers de la corde à partir du bord d'attaque. Le rendement hydraulique de leur prototype a été estimé à 40 %, ce qui est très satisfaisant pour un système hydrolien vis-à-vis de la limite théorique de Betz. En revanche, plus d'un quart de la puissance hydraulique récupérée par le système correspondait à des pertes au niveau des frottements dans les mécanismes utilisés pour contraindre les mouvements des ailes. Cela a mis en évidence les points faibles du système à aile oscillante active du point vu de la complexité technologique.

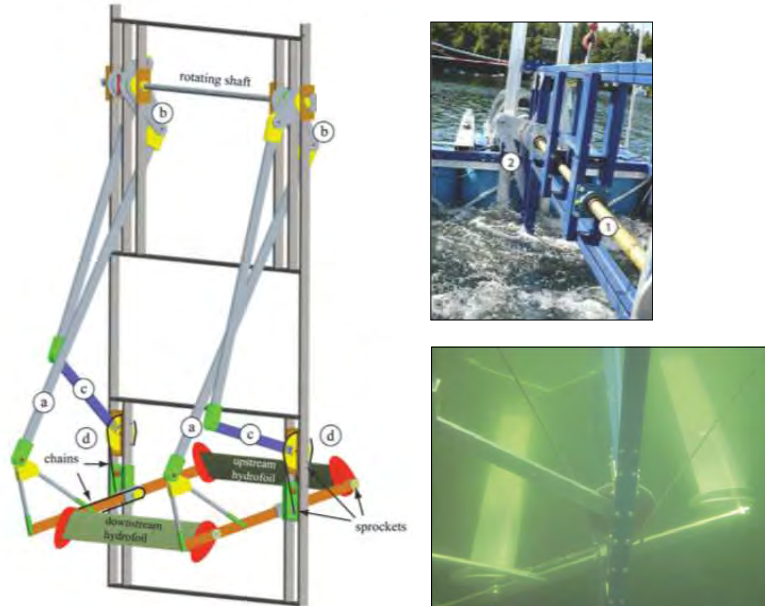


FIGURE 1.10 – Prototype d'aile oscillante active à mouvements contraints et couplés, développé par [Kinsey et al. \(2011\)](#).

Le système hydrolien à aile oscillante semi-passive a originalement été conçu avec un mouvement de tangage contraint – contrôlé par un servomoteur – et un mouvement de pilonnement libre ([Shimizu et al., 2008](#); [Zhu et al., 2009](#)). Un démonstrateur à échelle réelle de ce type d'aile a été développé par *Engineering Business Limited*. Appelé *Stingray*, ce

prototype équipé d'une aile de 3 m de corde et de 15.5 m d'envergure a été testé dans les îles Schetland en 2002 ([Stingray, 2002](#)). Cette hydrolienne à aile oscillante semi-passive a été conçue pour fournir une puissance électrique proche des 150 kW. Malheureusement, les performances énergétiques obtenues étaient bien en-deçà des attentes. De plus, d'importants problèmes liés à la maintenance des vérins utilisés pour l'activation du mouvement de tangage ont été rencontrés. Cela réaffirme les inconvénients liés à la complexité technologique propres aux hydroliennes à aile oscillante dotées d'un système d'activation des mouvements.



FIGURE 1.11 – *Stingray*, prototype d'aile oscillante semi-active à échelle réelle développé par *Engineering Business Limited* ([Stingray, 2002](#)) et testé dans les îles Schetland.

Le concept du système hydrolien à aile oscillante passive a été proposé par [Peng et Zhu \(2009\)](#). Dans leur étude numérique, ils ont découvert que l'emplacement de l'axe de tangage et la raideur des ressorts de torsion sont des paramètres clés pour le comportement dynamique de l'aile. En fonction des valeurs de ces paramètres, quatre réponses différentes au niveau de la cinétique de l'aile ont été observées. Seule une de ces quatre réponses est adaptée à la récupération d'énergie, caractérisée par un régime régulier d'oscillations centrées à la position d'équilibre et de grande amplitude. Par la suite, [Zhu \(2012\)](#) a montré numériquement que la présence d'un gradient linéaire de vitesse dans l'écoulement incident n'influe guère sur les résultats trouvés par [Peng et Zhu \(2009\)](#).

Les études numériques de [Peng et Zhu \(2009\)](#) et [Zhu \(2012\)](#) ont été menées dans des conditions qui s'éloignent sensiblement du comportement réel du système. En effet, leurs modèles 2D supposaient un écoulement laminaire, ne prenaient pas en compte les propriétés inertielles de l'aile et considéraient une raideur de pilonnement nulle.

Plus tard, des études numériques sur l'aile oscillante passive ont été menées par [Veilleux \(2014\)](#) et [Wang et al. \(2017\)](#) dans des cas plus réalistes, i.e. avec des écoulements turbulents et des masses d'aile non nulles. [Veilleux \(2014\)](#) et [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) ont trouvé une configuration optimale en faisant varier l'ensemble des paramètres du système sauf

l'emplacement de l'axe de tangage, fixé à un tiers de la corde. Ils ont montré que le déphasage entre les positions de pilonnement et de tangage – qui ne peut pas être connu à priori pour une aile oscillante passive – était déterminant au niveau des performances énergétiques du système. Dans leur configuration optimale présentant un rendement hydraulique de $\eta = 33.6\%$ et un coefficient de puissance de $\overline{C}_P = 1.079$, le déphasage se rapprochait de 90° . Cette valeur optimale de déphasage est la même que pour les systèmes à aile oscillante active et semi-passive. Une particularité du modèle numérique implémenté par [Veilleux \(2014\)](#) est qu'il ne permet pas de simuler une aile légère dont la masse volumique s'approcherait de celle du fluide. En effet, dans ces conditions, son modèle a rencontré des instabilités numériques de masse ajoutée.

Par ailleurs, d'importantes contributions à l'état de l'art du système hydrolien à aile oscillante ont été apportées très récemment par les travaux de thèse de [Boudreau \(2019\)](#). Tout d'abord, [Boudreau et al. \(2018\)](#) ont développé et testé le premier prototype d'aile oscillante passive dans un canal à surface libre (cf. figure 1.12). Ils ont pu mesurer un rendement hydraulique de $\eta = 26.8\%$ et un coefficient de puissance de $\overline{C}_P = 0.68$. Ces résultats ont été déterminés après avoir déduit les pertes dues aux frottements au niveau des liaisons mécanique et ont été obtenus dans une configuration d'aile oscillante passive proche du cas optimal prévu numériquement par [Veilleux et Dumas \(2017\)](#). En effet, l'axe de tangage était placé à un tiers de la corde et l'aile était relativement lourde (d'une masse volumique environ 30 fois supérieure à la masse volumique de l'eau).

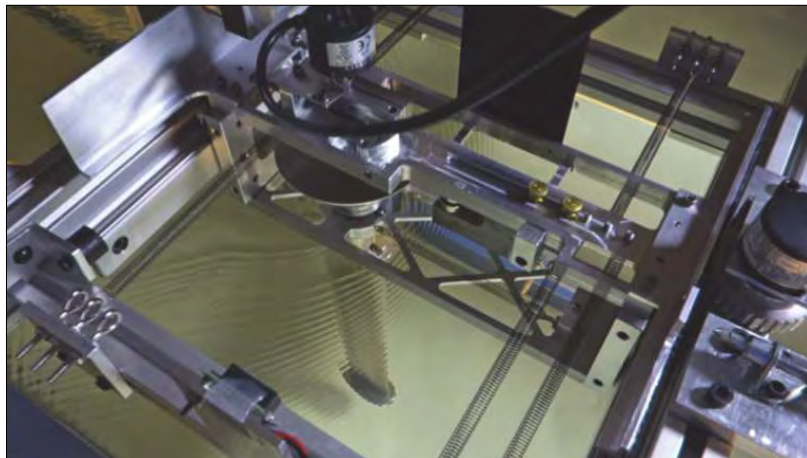


FIGURE 1.12 – Prototype d'aile oscillante passive conçu et testé par [Boudreau et al. \(2018\)](#).

Enfin, l'étude numérique réalisée par [Boudreau et al. \(2020\)](#) a montré que les performances énergétiques de l'aile oscillante passive pouvaient être encore améliorées. En effet, des rendements hydrauliques supérieurs à 50% ont été obtenus numériquement en 2D. Ces rendements maximaux ont été atteints avec une aile fonctionnant sans apparition de LEV et donc, sans décrochage dynamique. Ce nouveau principe de fonctionnement de l'aile oscillante passive – qui repose sur une instabilité de flottement – a été inspiré des résultats obtenus précédemment par [Kinsey et Dumas \(2014\)](#) et [Boudreau et al. \(2019\)](#) respectivement pour une aile oscillante active et semi-passive. Les conditions pour lesquelles un tel comportement a été observé incluent des propriétés inertielles de l'aile relativement élevées, notamment avec une masse et un moment d'inertie importants.

1.4 Objectifs et méthodologie

À ce jour, malgré les nombreuses études numériques et expérimentales menées sur les hydroliennes à aile oscillante passive, de nombreuses questions restent encore ouvertes.

Tout d’abord, les principales études aidant à prouver la faisabilité du concept (Boudreau *et al.*, 2018; Veilleux et Dumas, 2017) ont été menées pour un emplacement fixe de l’axe de tangage, placé au tiers de la corde. Or, des études numériques (Peng et Zhu, 2009; Zhu, 2012) ont montré que l’aile peut avoir une réponse adaptée à la récupération d’énergie pour une vaste gamme d’emplacements de l’axe de tangage. Bien que ces études aient été menées dans des conditions particulièrement éloignées des conditions réelles de fonctionnement du système, les questions suivantes se posent :

- Quelles sont les différentes réponses dynamiques de l’aile dans des conditions plus réalistes de fonctionnement du système hydrolien ?
- Peut-on obtenir une réponse adaptée à la récupération d’énergie pour un emplacement de l’axe de tangage différent du tiers de la corde ?
- Quelles seraient les performances énergétiques du système dans ces conditions ?

Deuxièmement, les configurations de l’aile oscillante passive testées numériquement et expérimentalement à ce jour (Boudreau *et al.*, 2018, 2020; Veilleux et Dumas, 2017) consistent en des systèmes avec de propriétés inertielles importantes et donc difficilement reproductibles en situation réelle. D’une part, cela est dû aux limitations du modèle de Veilleux (2014) concernant la simulation d’une aile oscillante passive de faible masse. D’autre part, Boudreau *et al.* (2020) a orienté son étude numérique vers un nouveau type de fonctionnement de l’aile oscillante passive sans production de LEV dans l’écoulement. Compte tenu de ces constatations, une nouvelle question s’ajoute aux précédentes :

- Quelles sont les performances énergétiques de l’hydrolienne à aile oscillante passive équipée d’une aile de faible masse ?

Cette thèse a pour objectif d’apporter des réponses aux questions formulées ci-dessus. Deux voies différentes et complémentaires ont été empruntées pour y parvenir : la modélisation numérique et l’étude expérimentale.

La suite de ce manuscrit est structurée de la manière suivante :

- **Chapitre 2** : Implémentation d’un modèle numérique 2D permettant de simuler le système hydrolien avec une aile oscillante passive de faible masse.
- **Chapitre 3** : Conception et mise au point d’un dispositif expérimental permettant l’étude des performances énergétiques du système sur une large gamme de paramètres structuraux.
- **Chapitre 4** : Étude des différentes réponses dynamiques de l’aile oscillante passive dans des conditions plus proches de la réalité pour un système hydrolien.
- **Chapitre 5** : Optimisation expérimentale des performances énergétiques du système hydrolien.
- **Chapitre 6** : Validation du modèle numérique 2D à l’aide des résultats expérimentaux.

Chapitre 2

Modélisation numérique du système hydrolien

2.1 Construction du modèle

Un modèle numérique est le résultat de l'application de lois physiques afin d'obtenir des équations décrivant plus ou moins fidèlement le comportement du système modélisé. Cette procédure est fondée sur un certain nombre d'hypothèses qui établissent un compromis entre la précision du modèle et la réduction de sa complexité. En l'occurrence, la présente section est consacrée à la construction du modèle, ainsi qu'à la formulation des hypothèses de modélisation du système hydrolien à aile oscillante passive.

Dans un premier temps, on s'intéressera à la modélisation des composants structuraux du système et à la formulation des équations du mouvement de l'aile. Deuxièmement, la modélisation de l'écoulement fluide autour de l'aile sera abordée, passant par une formulation concise des équations de Navier-Stokes. La modélisation de la turbulence sera enfin traitée dans une troisième sous-section.

2.1.1 Aile oscillante passive

Le système hydrolien à aile oscillante passive est modélisé par un système masse-ressort-amortisseur à deux degrés de liberté. Étant $\hat{x}$ la direction principale de l'écoulement de vitesse U_∞ , le mouvement de translation – appelé *pilonnement* – est supposé dans la direction $\hat{y}$, tandis que le mouvement de rotation – appelé *tangage* – est supposé suivant la direction $\hat{z}$. L'accélération de la pesanteur $\vec{g}$ est considérée dans la direction $\hat{z}$ également. La vue supérieure du modèle est illustrée dans le schéma proposé dans la figure 2.1.

Un profil hydrodynamique symétrique de corde c et d'envergure b est considéré. Il est fixé aux supports élastiques au point P. Ce dernier est placé sur la droite de symétrie à une distance l_θ du bord d'attaque et à une distance λ_g du centre de gravité G de l'ensemble de tangage. La masse, la raideur et le coefficient d'amortissement visqueux relatifs au mouvement de tangage seront notés m_θ , k_θ et c_θ , respectivement. De manière analogue, on notera m_y , k_y et c_y la masse, la raideur et le coefficient d'amortissement visqueux liés au

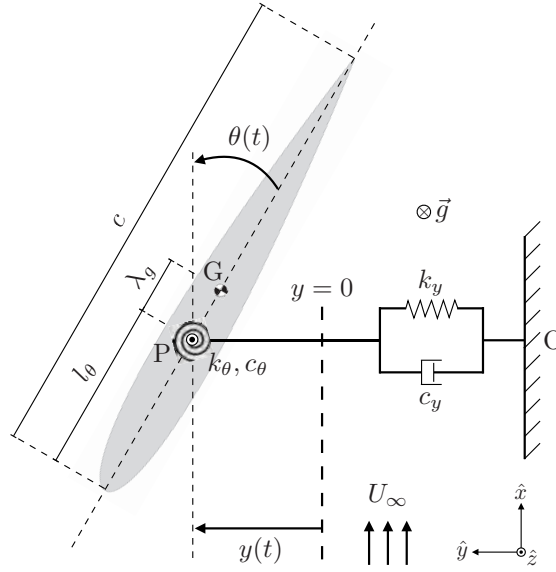


FIGURE 2.1 – Schéma cinématique dans le plan $(P, \hat{z})$ et paramètres structuraux du système hydrolie à aile oscillante passive.

mouvement de pilonnement^{1 2}. La position de pilonnement $y(t)$ et l'angle de tangage $\theta(t)$ à l'instant t sont mesurés par rapport à une position d'équilibre statique où le profil est aligné avec l'écoulement.

Une liste exhaustive des variables physiques impliquées dans la dynamique du système est présentée dans le tableau 2.1. Ces variables peuvent être regroupées en trois catégories : celles liées à l'écoulement fluide, les variables décrivant les paramètres structuraux du système et les variables d'état de l'aile.

Afin de pouvoir exprimer les équations du mouvement de l'aile oscillante passive, on va dans un premier temps formaliser le bilan des actions mécaniques extérieures agissant sur le système. Ensuite, par l'application du principe fondamental de la dynamique, on mettra en relation ce bilan avec les variations de la quantité de mouvement et du moment cinétique de l'aile, ce qui nous permettra de formuler ses équations du mouvement.

2.1.1.1 Formulation des équations du mouvement de l'aile

On désignera l'aile par $\mathcal{E}_a$. L'aile est montée au système de pilonnement $\mathcal{E}_1$ par une liaison pivot suivant l'axe $(P, \hat{z})$ et des ressorts de torsion k_θ appliquent un couple de rappel sur l'axe. L'ensemble de pilonnement $\mathcal{E}_1$ est lié à l'ensemble $\mathcal{E}_0$ par une liaison glissière suivant $\hat{y}$ et des ressorts linéaires k_y appliquent une force de rappel à cet ensemble en translation. $\mathcal{E}_0$ est fixe par rapport au référentiel galiléen $\mathcal{R} = (O, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$. Le milieu fluide est défini par l'ensemble $\mathcal{E}_f$. Un schéma des actions mécaniques entre les différents ensembles est proposé dans la figure 2.2.

1. Les coefficients c_y et c_θ modélisent à la fois la production d'électricité et les frottements visqueux présents dans les liaisons mécaniques du système.

2. On notera que $m_y \neq m_\theta$. En effet, certains éléments sont impliqués uniquement dans le mouvement de pilonnement. Cette distinction sera formalisée dans le paragraphe suivant.

TABLE 2.1 – Variables physiques impliquées dans les lois de comportement de l’aile oscillante passive.

Variable			Unités
Fluide	ρ	Masse volumique du fluide	kg m^{-3}
	ν	Viscosité cinématique du fluide	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
	U_∞	Vitesse de l’écoulement	m s^{-1}
	F_y	Force hydrodynamique de pilonnement	N
	M_θ	Moment hydrodynamique de tangage	N m
Structure	c	Corde de l’aile	m
	b	Envergure de l’aile	m
	l_θ	Position de l’axe de tangage	m
	m_y	Masse des éléments en pilonnement	kg
	c_y	Amortissement visqueux de pilonnement	N s m^{-1}
	k_y	Raideur de pilonnement	N m^{-1}
	I_θ	Moment d’inertie de tangage	kg m^2
	c_θ	Amortissement visqueux de tangage	N m s rad^{-1}
	k_θ	Raideur de tangage	N m rad^{-1}
État	Λ	Moment statique ($= m_\theta \lambda_g$)	kg m
	y	Position linéaire de pilonnement	m
	$\dot{y}$	Vitesse linéaire de pilonnement	m s^{-1}
	$\ddot{y}$	Accélération linéaire de pilonnement	m s^{-2}
	θ	Position angulaire de tangage	rad
	$\dot{\theta}$	Vitesse angulaire de tangage	rad s^{-1}
	$\ddot{\theta}$	Accélération angulaire de tangage	rad s^{-2}

Les actions mécaniques qui interviennent dans les bilans de quantité de mouvement de l’aile $\mathcal{E}_a$ sont regroupées en trois catégories : celles dues aux frottements visqueux, celles dues à la raideur des ressorts et celles dues aux efforts hydrodynamiques³.

Les actions mécaniques dues aux frottements visqueux peuvent s’écrire :

$$\mathcal{T}_{\text{vis}}(\mathcal{E}_0 \rightarrow \mathcal{E}_1) = \underset{P}{\left\{ \begin{array}{l} -c_y \dot{y} \hat{y} \\ \vec{0} \end{array} \right.} \quad (2.1)$$

$$\mathcal{T}_{\text{vis}}(\mathcal{E}_1 \rightarrow \mathcal{E}_a) = \underset{P}{\left\{ \begin{array}{l} \vec{0} \\ -c_\theta \dot{\theta} \hat{z} \end{array} \right.} \quad (2.2)$$

avec c_y le coefficient d’amortissement visqueux de pilonnement et c_θ le coefficient d’amortissement visqueux de tangage.

Les actions mécaniques dues à la raideur des ressorts sont exprimées par :

3. Les actions mécaniques des liaisons qui n’interviennent pas dans les bilans de quantité de mouvement de l’aile ne sont pas détaillées ici.

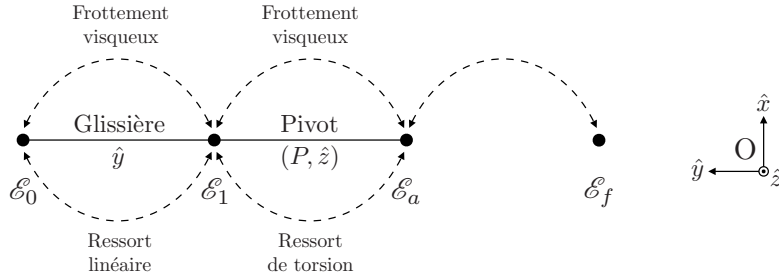


FIGURE 2.2 – Schéma des actions mécaniques entre les différents ensembles du système.

$$\mathcal{T}_{\text{res}}(\mathcal{E}_0 \rightarrow \mathcal{E}_1) = \begin{Bmatrix} -k_y y \hat{y} \\ \vec{0} \end{Bmatrix}_P \quad (2.3)$$

$$\mathcal{T}_{\text{res}}(\mathcal{E}_1 \rightarrow \mathcal{E}_a) = \begin{Bmatrix} \vec{0} \\ -k_\theta \theta \hat{z} \end{Bmatrix}_P \quad (2.4)$$

avec k_y le coefficient de la raideur des ressorts linéaires de pilonnement et k_θ le coefficient de la raideur des ressorts de torsion de tangage.

Enfin, les actions mécaniques sur $\mathcal{E}_a$ dues aux efforts hydrodynamiques sont données par :

$$\mathcal{T}_{\text{fl}}(\mathcal{E}_f \rightarrow \mathcal{E}_a) = \begin{Bmatrix} F_x \hat{x} + F_y \hat{y} \\ M_\theta \hat{z} \end{Bmatrix}_P \quad (2.5)$$

avec F_x la projection de la résultante hydrodynamique sur la direction $\hat{x}$ – appelée force de *cavement* –, F_y la projection de la résultant hydrodynamique sur la direction $\hat{y}$ – appelée force de *pilonnement* – et M_θ le moment hydrodynamique autour de l'axe $(P, \hat{z})$ – appelé moment de *tangage*.

La somme des forces extérieures exercées sur l'aile $\mathcal{E}_a$ suivant la direction $\hat{y}$ peut alors s'écrire :

$$\sum \vec{F}(\mathcal{E}_{\setminus a} \rightarrow \mathcal{E}_a) \cdot \hat{y} = F_y - k_y y - c_y \dot{y} \quad (2.6)$$

De manière analogue, la somme des moments exercés par $\mathcal{E}_1$ et par $\mathcal{E}_f$ sur l'aile $\mathcal{E}_a$ autour de l'axe $(P, \hat{z})$ peut alors s'écrire :

$$\sum \vec{M}(P, \mathcal{E}_{\setminus a} \rightarrow \mathcal{E}_a) \cdot \hat{z} = M_\theta - k_\theta \theta - c_\theta \dot{\theta} \quad (2.7)$$

D'après le principe fondamental de la dynamique, les sommes des actions mécaniques extérieures exprimées par les équations 2.6 et 2.7 entraîneront, respectivement, une variation de la quantité de mouvement $\vec{p}$ suivant $\hat{y}$ et une variation du moment cinétique $\vec{L}(P, \hat{z})$ autour de l'axe de tangage :

$$F_y - k_y y - c_y \dot{y} = \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \hat{y} \quad (2.8)$$

$$M_\theta - k_\theta \theta - c_\theta \dot{\theta} = \frac{d\vec{L}(P, \hat{z})}{dt} \cdot \hat{z} \quad (2.9)$$

La quantité de mouvement totale $\vec{p}$ du système suivant $\hat{y}$ provient de deux sources : celle des éléments impliqués dans le mouvement de tangage $\mathcal{E}_a$ (dont la masse vaut m_θ) et celle des éléments décrivant uniquement le mouvement de pilonnement $\mathcal{E}_1$ (dont la masse vaut $m_y - m_\theta$). Cette dernière est quantifiée explicitement par le produit $(m_y - m_\theta)\dot{y}$, car tous les éléments impliqués se déplacent à la vitesse de pilonnement $\dot{y}$. La quantité de mouvement de l'ensemble décrivant le mouvement de tangage est quantifiée, à son tour, par l'intégrale sur $\mathcal{E}_a$ de la contribution infinitésimale de chaque élément $M \in \mathcal{E}_a$ de vitesse $\vec{v}(M)$ et de masse dm :

$$\vec{p} \cdot \hat{y} = (m_y - m_\theta)\dot{y} + \int_{\mathcal{E}_a} \vec{v}(M) dm \quad (2.10)$$

En effet, la vitesse de déplacement $\vec{v}(M)$ de chaque élément $M \in \mathcal{E}_a$ dépendra de son emplacement par rapport à l'axe de tangage $(P, \hat{z})$. Le moment cinétique autour de l'axe de tangage $\vec{L}(P, \hat{z})$, provenant uniquement des éléments de l'ensemble $\mathcal{E}_a$, peut s'écrire, par conséquent :

$$\vec{L}(P, \hat{z}) \cdot \hat{z} = \int_{\mathcal{E}_a} \overrightarrow{PM} \wedge \vec{v}(M) dm \quad (2.11)$$

La dérivée temporelle des équations 2.10 et 2.11 donne, respectivement :

$$\frac{d}{dt} (\vec{p} \cdot \hat{y}) = (m_y - m_\theta)\ddot{y} + \int_{\mathcal{E}_a} \vec{a}(M) dm \quad (2.12)$$

$$\frac{d}{dt} (\vec{L}(P, \hat{z}) \cdot \hat{z}) = \int_{\mathcal{E}_a} \overrightarrow{PM} \wedge \vec{a}(M) dm \quad (2.13)$$

avec $\vec{a}(M)$ l'accélération du point $M \in \mathcal{E}_a$.

Afin de pouvoir exprimer $\vec{a}(M)$, on définit un référentiel local $\mathcal{R}' = (P, \hat{x}', \hat{y}', \hat{z})$ placé sur l'aile, tel que :

$$\begin{cases} \hat{x}' = \hat{x} \cos \theta - \hat{y} \sin \theta \\ \hat{y}' = \hat{x} \sin \theta + \hat{y} \cos \theta \end{cases} \quad (2.14)$$

Soit un point arbitraire $M \in \mathcal{E}_a$ sur la corde de l'aile, tel que illustré dans la figure 1.2. Le vecteur position $\vec{s}(M/\mathcal{R})$ de M dans le référentiel galiléen $\mathcal{R}$ à un instant t peut alors s'écrire :

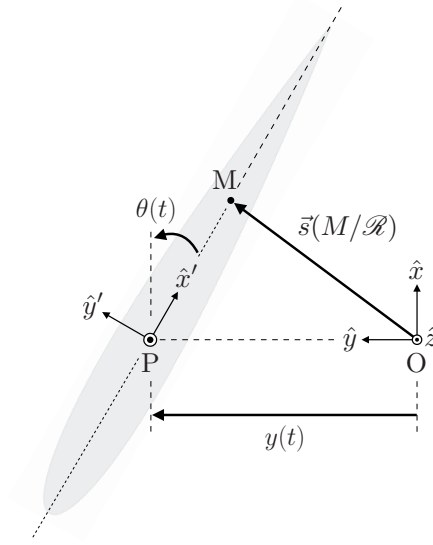


FIGURE 2.3 – Vecteur position $\vec{s}(M/\mathcal{R})$ dans le référentiel galiléen $\mathcal{R}$ à l'instant t d'un point arbitraire $M \in \mathcal{E}_a$ sur la corde de l'aile.

$$\begin{aligned}
 \vec{s}(M/\mathcal{R}) &= \overrightarrow{OP}(t) + \overrightarrow{PM} \\
 &= y(t) \hat{y} + PM \hat{x}' \\
 &= PM \cos \theta(t) \hat{x} + [y(t) - PM \sin \theta(t)] \hat{y}
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

Si on dérive successivement l'équation 2.15 par rapport à t , on peut exprimer le vecteur accélération $\vec{a}(M/\mathcal{R})$ de M dans le référentiel galiléen $\mathcal{R}$ à l'instant t comme il suit :

$$\vec{a}(M/\mathcal{R}) = -PM[\cos \theta \ddot{\theta}^2 + \sin \theta \ddot{\theta}] \hat{x} + [\ddot{y} - PM(\cos \theta \ddot{\theta} - \sin \theta \dot{\theta}^2)] \hat{y} \tag{2.16}$$

On réinjecte l'équation 2.16 dans 2.12 et 2.13 et on calcule les intégrales pour M variant sur la corde de l'aile $\mathcal{E}_a$. Il en résulte :

$$\frac{d}{dt} (\vec{p} \cdot \hat{y}) = m_y \ddot{y} + \Lambda (\sin \theta \dot{\theta}^2 - \cos \theta \ddot{\theta}) \tag{2.17}$$

$$\frac{d}{dt} (\vec{L}(P, \hat{z}) \cdot \hat{z}) = \Lambda \cos \theta \ddot{y} - I_\theta \ddot{\theta} \tag{2.18}$$

avec :

$$\Lambda = \int_{\mathcal{E}_a} (\overrightarrow{PM} \cdot \hat{x}') dm = m_\theta \lambda_g \tag{2.19}$$

le moment statique de l'aile, et :

$$I_\theta = \int_{\mathcal{E}_a} \left(\overrightarrow{PM} \cdot \hat{x}' \right)^2 dm \quad (2.20)$$

le moment d'inertie de l'ensemble des éléments de tangage autour de $(P, \hat{z})$.

Finalement, si on remplace 2.17 et 2.18 dans les égalités 2.8 et 2.9, respectivement, assurées par le principe fondamental de la dynamique, on obtient les équations gouvernant les mouvements de pilonnement et de tangage de l'aile oscillante passive :

$$m_y \ddot{y} + c_y \dot{y} + k_y y + \Lambda (\dot{\theta}^2 \sin \theta - \ddot{\theta} \cos \theta) = F_y \quad (2.21)$$

$$I_\theta \ddot{\theta} + c_\theta \dot{\theta} + k_\theta \theta - \Lambda (\ddot{y} \cos \theta) = M_\theta \quad (2.22)$$

Il s'agit d'équations différentielles non linéaires couplées d'ordre deux. Les non-linéarités proviennent, d'une part, du comportement non linéaire des efforts hydrodynamiques F_y et M_θ et, d'autre part, des termes liés au moment statique Λ . Ces derniers explicitent par ailleurs le couplage entre les équations, manifesté par un transfert interne de quantité de mouvement entre les deux degrés de liberté.

2.1.1.2 Adimensionnement des paramètres structuraux

Afin de permettre les extrapolations aux différentes échelles, les lois physiques gouvernant la dynamique du système seront traitées de manière adimensionnelle. D'après le théorème de Vaschy-Buckingham de l'analyse dimensionnelle, une loi physique $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ qui met en relation n variables, celles-ci dépendant de k unités fondamentales, peut être écrite de manière équivalente sous forme adimensionnelle $F(X_1, X_2, \dots, X_m)$ à l'aide de $m = n - k$ variables sans dimension.

Le système compte $n = 21$ variables physiques (cf. tableau 2.1). Chaque variable est exprimée par une combinaison linéaire de 5 unités distinctes : m, s, kg, N, rad. Or, l'unité N s'agissant elle-même d'une combinaison linéaire de m, s et kg, et l'unité rad étant sans dimension, les variables physiques du système dépendent de $k = 3$ unités fondamentales. Si on applique le théorème de Vaschy-Buckingham, on obtient $m = 18$ le nombre nécessaire de variables sans dimension X_i pour traiter le problème.

Chaque variable X_i sera définie par une combinaison linéaire des variables dimensionnelles $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ du système. Deux conditions doivent être vérifiées lors de la définition de ces variables :

- (i) X_i doit être sans dimension, avec $i = 1, 2, \dots, m$;
- (ii) X_i doit être linéairement indépendant de X_j , avec $i, j = 1, 2, \dots, m$ et $i \neq j$.

Il existe de multiples choix permettant l'expression des variables sans dimension X_i et respectant les conditions ci-dessus. Cependant, il est préférable de faire intervenir des variables sans dimension portant une signification physique, tout en restant cohérent avec les définitions dans la littérature. L'ensemble des variables sans dimension retenues pour la présente étude est présenté dans le tableau 2.2.

TABLE 2.2 – Définition des variables sans dimension du système.

Variable			Définition
Fluide	Re	Nombre de Reynolds	$U_\infty c / \nu$
	F_y^*	Force hydrodynamique de pilonnement	$F_y / 0.5 \rho U_\infty^2 bc$
	M_θ^*	Moment hydrodynamique de tangage	$M_\theta / 0.5 \rho U_\infty^2 bc^2$
Structure	R_A	Rapport d'aspect	b/c
	l_θ^*	Position de l'axe de tangage	l_θ / c
	m_y^*	Masse des éléments en pilonnement	$m_y / \rho bc^2$
	c_y^*	Amortissement visqueux de pilonnement	$c_y / \rho U_\infty bc$
	k_y^*	Raideur de pilonnement	$k_y / \rho U_\infty^2 b$
	I_θ^*	Moment d'inertie de tangage	$I_\theta / \rho bc^4$
	c_θ^*	Amortissement visqueux de tangage	$c_\theta / \rho U_\infty bc^3$
	k_θ^*	Raideur de tangage	$k_\theta / \rho U_\infty^2 bc^2$
	Λ^*	Moment statique	$\Lambda / \rho bc^3$
État	y^*	Position linéaire de pilonnement	y / c
	$\dot{y}^*$	Vitesse linéaire de pilonnement	$\dot{y} / U_\infty$
	$\ddot{y}^*$	Accélération linéaire de pilonnement	$\ddot{y} c / U_\infty^2$
	θ^*	Position angulaire de tangage	θ
	$\dot{\theta}^*$	Vitesse angulaire de tangage	$\dot{\theta} c / U_\infty$
	$\ddot{\theta}^*$	Accélération angulaire de tangage	$\ddot{\theta} c^2 / U_\infty^2$

2.1.2 Équations de la mécanique des fluides

Dans la section précédente, les équations de mouvement de l'aile oscillante passive (éq. 2.21 et 2.22) ont été formulées à partir du principe fondamental de la dynamique. Dans l'inventaire des actions mécaniques extérieures agissant sur le système figurent celles des supports élastiques et celles de l'écoulement fluide sur l'aile. Ces dernières résultent de l'effet intégral sur le profil des contraintes normales et de cisaillement, liées aux champs de pression et de vitesse de l'écoulement, respectivement.

Dans la présente section, on introduira les principes fondamentaux de la mécanique des fluides qui nous permettront de modéliser le comportement de l'écoulement autour de l'aile. L'application des principes de conservation mènera aux équations de Navier-Stokes. Ces dernières gouvernent les variations des champs de pression et de vitesse dans le milieu fluide, permettant ainsi le calcul des efforts hydrodynamiques agissant sur l'aile oscillante.

2.1.2.1 Le principe de conservation d'une propriété ϕ

Soit un volume de contrôle Ω à l'intérieur d'un domaine fluide, fixé dans un référentiel galiléen $(O, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$, conforme illustré par la figure 2.4. On notera Γ la frontière de Ω . Soit $\vec{V}(t, x, y, z)$ le vecteur vitesse de l'écoulement et $\phi(t, x, y, z)$ une propriété extensive du fluide au point (x, y, z) et à l'instant t . À partir d'une description eulérienne, on s'intéresse aux variations intégrales (temporelle et spatiale) de la propriété ϕ à l'intérieur du volume de contrôle Ω . Ces variations sont dues à deux phénomènes distincts :

- (i) La propriété ϕ est advectée par la vitesse de l'écoulement $\vec{V}$ à travers les frontières Γ

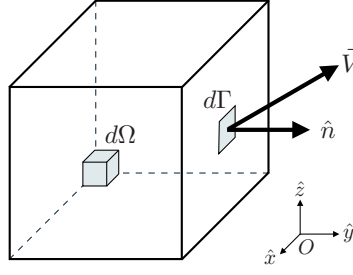


FIGURE 2.4 – Représentation du vecteur vitesse $\vec{V}$ et du vecteur unitaire $\hat{n}$ normale à une surface infinitésimale $d\Gamma$ de la frontière d'un volume de contrôle Ω .

du volume de contrôle ;

- (ii) La propriété ϕ varie intrinsèquement à l'intérieur de Ω à cause des termes sources et puits.

Le principe de conservation détermine que la variation temporelle de la propriété ϕ à l'intérieur du volume de contrôle Ω est ainsi donnée par la somme de la quantité de ϕ advectée par l'écoulement vers l'intérieur de Ω et la quantité de ϕ produite par les termes sources s_ϕ . On peut écrire :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \phi \, d\Omega}_{\text{Variation}} + \underbrace{\int_{\Gamma} \phi \vec{V} \cdot \hat{n} \, d\Gamma}_{\text{Advection}} + \underbrace{\int_{\Omega} s_\phi \, d\Omega}_{\text{Production}} = 0 \quad (2.23)$$

avec $\hat{n}$ le vecteur unitaire normal à l'élément de surface $d\Gamma$, orienté vers l'extérieur du volume Ω .

Par l'application du théorème de transport de Leibniz-Reynolds, l'opérateur différentiel temporel du premier terme de l'équation 2.23 peut être déplacé à l'intérieur de l'intégrale car le domaine d'intégration Ω ne varie pas dans le temps. En plus, d'après le théorème de Green-Ostrogradski, le terme advectif peut être exprimé en termes de l'intégrale de la divergence du champ vectoriel $\phi \vec{V}$ sur le volume Ω .

L'équation 2.23 s'exprime ainsi par une somme d'intégrales sur le volume Ω équivalant à zéro. Ceci implique que la somme des intégrandes doit être également nulle. On obtient :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\phi \vec{V}) + s = 0 \quad (2.24)$$

avec $\vec{\nabla}$ l'opérateur divergence.

Quelque soit la propriété extensive ϕ d'un fluide, sa variation obéit au principe de conservation exprimé par l'équation 2.24. Les équations décrivant le comportement d'un fluide sont ainsi obtenues en remplaçant ϕ par ses propriétés extensives, notamment la masse, la quantité de mouvement et l'énergie.

2.1.2.2 Équations de Navier-Stokes

On considère, dans un premier temps, le principe de conservation appliqué à la masse du fluide. Étant donné que le volume de Ω ne varie pas, cela implique la conservation de la masse volumique ρ sur Ω . Considérant l'absence de source ou puits de matière à l'intérieur de Ω , le remplacement de ϕ par ρ dans l'équation 2.24 conduit à l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.25)$$

Si on se place dans la condition d'écoulement incompressible, la masse volumique ρ est constante au cours du temps et uniforme dans l'espace et l'équation de continuité (eq. 2.25) se réduit à :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.26)$$

En pratique, l'hypothèse d'incompressibilité est valable si la vitesse de l'écoulement est inférieure à un tiers de la vitesse de propagation du son dans le fluide. Cette hypothèse est amplement vérifiée dans le cadre des écoulements d'eau qui font objet de la présente modélisation.

On applique, dans la suite, le principe de conservation (eq. 2.24) à la quantité de mouvement $\rho \vec{V}$ du fluide. Cette fois-ci, l'existence d'un terme source non-nul ne contredit aucune loi physique. En effet, le terme source de quantité de mouvement correspond à la somme des forces de volume et des forces de surface subies par le fluide.

Parmi les forces de volume, on considère uniquement la force de la pesanteur au sein d'un champ gravitationnel d'accélération constante $\vec{g}$. Les forces de surface dues aux contraintes normales et de cisaillement sont décrites par le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$. En remplaçant ϕ par la quantité de mouvement $\rho \vec{V}$ dans l'équation 2.24 et en développant le terme source, on obtient :

$$\frac{\partial(\rho \vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \otimes \vec{V}) = \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\sigma}} + \rho \vec{g} \quad (2.27)$$

avec $\otimes$ le produit tensoriel.

Le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ peut être écrit comme la somme des contraintes de pression (normales) et des contraintes visqueuses (tangentielles) comme il suit :

$$\bar{\bar{\sigma}} = -p\mathbb{I} + \bar{\bar{\tau}} \quad (2.28)$$

avec p le champ scalaire de pression, $\mathbb{I}$ la matrice identité et $\bar{\bar{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses. La définition du tenseur des contraintes visqueuses repose sur l'adoption d'une loi de comportement pour le fluide.

Dans les fluides dits newtoniens (ce qui est le cas pour la vaste majorité des fluides, y compris l'eau), une relation linéaire est observée entre le tenseur des contraintes visqueuses

et le tenseur des déformations infinitésimales. Pour un écoulement incompressible, cette linéarité s'exprime à travers la viscosité dynamique du fluide μ comme il suit :

$$\bar{\tau} = \mu \left[\vec{\nabla} \otimes \vec{V} + \left(\vec{\nabla} \otimes \vec{V} \right)^T \right] \quad (2.29)$$

En réutilisant les résultats exprimés par les équations 2.26 et 2.29, on peut réécrire l'équation de la conservation de la quantité de mouvement pour l'écoulement incompressible d'un fluide newtonien. Il en suit :

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \otimes \vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{V} + \vec{g} \quad (2.30)$$

avec $\nu = \mu/\rho$ la viscosité cinématique du fluide.

L'ensemble des équations 2.26 et 2.30 forme les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible. Ce système d'équations non linéaires aux dérivées partielles modélise la dynamique de l'écoulement au sein du système hydrolie à l'aile oscillante passive, décrivant les variations des champs de pression et de vitesse.

Enfin, l'application du principe de conservation (éq. 2.24) à l'énergie du fluide rajouterait une équation supplémentaire au système, décrivant la variation temporelle du champ thermique de l'écoulement. Sous l'hypothèse d'écoulement incompressible, cette dernière équation reste découplée de celles pour la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. De plus, les transferts thermiques dans les écoulements qui font l'objet de la présente modélisation sont supposés négligeables. Cette équation supplémentaire ne sera donc pas intégrée au modèle.

2.1.3 Modélisation de la turbulence

“Quand je rencontrerai Dieu, je commencerai par lui poser deux questions : pourquoi la relativité ? Et pourquoi la turbulence ? Je suis persuadé qu'il ne manquera pas de répondre à la première”.

D'après [Castelvecchi \(2017\)](#), cette citation est attribuée à Werner Heisenberg, lauréat du prix Nobel de physique de 1932 pour sa contribution au développement de la mécanique quantique. Bien que d'authenticité douteuse, le texte dépeint l'angoisse de la communauté scientifique de l'époque face à son incapacité de saisir pleinement le phénomène de la turbulence. Malgré tous les progrès accomplis à ce sujet depuis le siècle dernier, la question reste toujours d'actualité. Une description rigoureuse de la turbulence par la démonstration de l'existence d'une solution générale des équations de Navier-Stokes (éqs. 2.26 et 2.30) reste, à l'heure actuelle, un des six problèmes du prix du millénaire non résolus.

La turbulence est un phénomène présent dans la plupart des écoulements qui nous entourent. Il s'agit d'un régime d'écoulement où les forces inertielles sont si importantes que la viscosité n'arrive plus à stabiliser le champ de quantité de mouvement. Dans un tel état, la moindre instabilité finit par déclencher des structures tourbillonnaires de toute échelle temporelle et spatiale, introduisant dans l'écoulement un caractère aléatoire et chaotique.

En 1883, Osborne Reynolds a étudié le comportement d'un écoulement d'eau dans une conduite à différentes vitesses. Il a constaté la transition vers un régime chaotique quand la vitesse de l'écoulement était élevée, comme illustré par la figure 2.5. Il introduit ainsi le nombre de Reynolds, quotient entre les forces inertielles et les forces visqueuses permettant de définir de manière adimensionnelle le régime de l'écoulement.

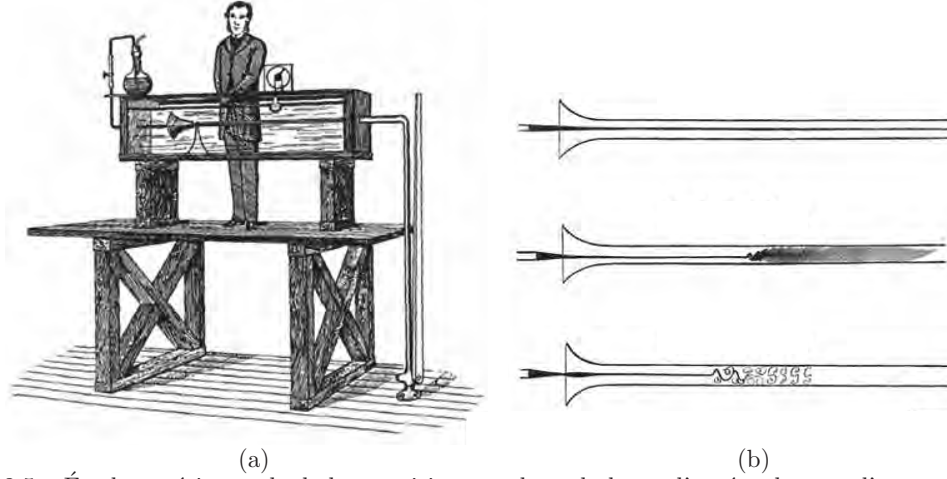


FIGURE 2.5 – Étude expérimentale de la transition vers la turbulence d'un écoulement d'eau en conduite par Osborne Reynolds, 1883.

L'utilisation du nombre de Reynolds pour caractériser la transition d'un écoulement laminaire vers la turbulence s'étend également à un écoulement externe incident sur un obstacle. Dans le cas d'un profil hydrodynamique, par exemple, on définit le nombre de Reynolds en se basant sur la corde c du profil :

$$Re_c = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (2.31)$$

avec U_∞ la vitesse de l'écoulement libre et ν la viscosité cinématique du fluide.

La transition vers la turbulence de l'écoulement autour d'un profil en régime statique à incidence nulle peut avoir lieu à $Re_c = 10^4$, comme rapporté par [Yousefi et Razeghi \(2018\)](#). Cette valeur décroît rapidement avec l'angle d'incidence, d'autant plus si on considère la rugosité du profil. Cela indique la présence de turbulence dans l'écoulement autour de l'aile oscillante faisant l'objet de la présente modélisation. En effet, un écoulement fluvial à une vitesse de 1 m s^{-1} incident sur une aile de 1 m de corde résulte en $Re_c = 10^6$.

Dans le cadre de la résolution numérique des équations de Navier-Stokes pour un écoulement turbulent, de fortes contraintes s'imposent. De fait, le maillage ainsi que le pas de temps doivent être suffisamment fins pour permettre une bonne représentation de toutes les échelles de la turbulence. Cela entraîne un coût de calcul qui devient très rapidement prohibitif.

Une alternative moins coûteuse à cette approche dite DNS (*Direct Numerical Simulation*) est l'approche LES (*Large Eddy Simulation*). Comme son nom le suggère, cette méthode résout uniquement les plus grandes échelles de la turbulence. L'effet des plus petites structures tourbillonnaires est approché par des modèles, ce qui assouplit les contraintes de raffinement du maillage mais détériore la précision de la représentation. Du point de vue

de l'ingénieur, le coût de calcul de cette méthode reste élevé car même les plus grandes échelles de la turbulence exigent un raffinement important.

Enfin, dans une troisième approche dite URANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*), toutes les échelles de la turbulence sont approchées par des modèles. Cette approche est capable de simuler avec une précision acceptable tout type d'écoulement à un coût relativement faible, comparé à celui de la DNS ou de la LES. Par conséquent, le choix en l'occurrence s'est porté sur l'approche URANS pour la modélisation de l'écoulement au sein du système hydrolie à aile oscillante passive.

2.1.3.1 Approche URANS

L'approche URANS se base sur une description statistique de l'écoulement. Le caractère chaotique introduit par la superposition des structures tourbillonnaires est modélisé par des fluctuations aléatoires qui se rajoutent à tous les champs moyennés de l'écoulement. Soit l'évolution temporelle d'un champ turbulent ϕ comme illustré dans la figure 2.6. La valeur de ϕ à l'emplacement $\vec{x}$ et à l'instant t peut être écrite comme étant la somme d'une valeur moyenne $\bar{\phi}$ et d'une fluctuation ϕ' :

$$\phi(\vec{x}, t) = \bar{\phi}(\vec{x}, t) + \phi'(\vec{x}, t) \quad (2.32)$$

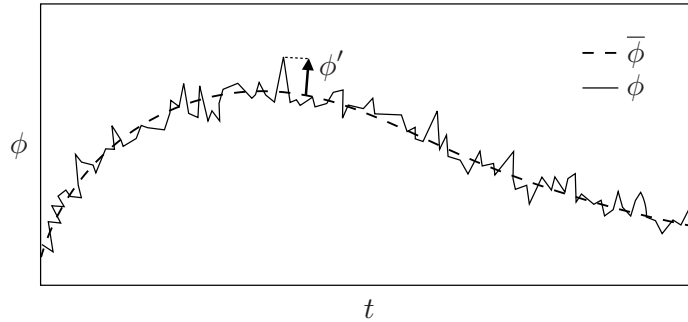


FIGURE 2.6 – Évolution temporelle d'un champ turbulent ϕ modélisé dans une approche URANS.

L'idée derrière l'approche URANS est de réaliser une moyenne temporelle des équations de Navier-Stokes en utilisant la décomposition de Reynolds (équ. 2.32) pour les champs de pression et de vitesse. La moyenne temporelle des fluctuations étant nulle, cela simplifie considérablement les équations. On retrouve ainsi les équations de départ avec un nouveau terme lié à la turbulence :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \otimes \vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \bar{p} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{V} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot \overline{\tau_R}}_{\text{Turbulence}} + \vec{g} \end{cases} \quad (2.33)$$

Dans ce nouveau terme, le tenseur cinématique de Reynolds $\overline{\tau_R}$ représente les contraintes exercées sur l'écoulement moyenné par les fluctuations turbulentes. Des nouvelles équations

doivent être introduites afin de modéliser les composantes de ce tenseur. L'approche la plus rigoureuse est de rajouter une équation de transport supplémentaire pour chaque terme indépendant τ_{Rij} du tenseur de Reynolds.

Il existe une hypothèse qui permet de réduire la complexité de la modélisation en diminuant le nombre d'équations supplémentaires. Il s'agit de l'hypothèse de Boussinesq, supposant une corrélation entre le tenseur de Reynolds et le tenseur des déformations infinitésimales de l'écoulement moyenné. Cette corrélation s'exprime de manière analogue à la modélisation du tenseur des contraintes visqueuses d'un fluide newtonien (équ. 2.29). Cette fois-ci, le coefficient de proportionnalité est défini par la viscosité turbulente ν_t .

L'hypothèse de Boussinesq assume un caractère isotrope de la turbulence, ce qui n'est souvent pas le cas pour des écoulements en présence d'une frontière solide. En effet, la paroi atténue les composantes normales des fluctuations turbulentes, ce qui rend la turbulence anisotrope. Malgré cette limitation, des modèles URANS se basant sur l'hypothèse de Boussinesq sont amplement utilisés. En effet, il existe nombre de stratégies de modélisation pour la viscosité turbulente ν_t . Dans la présente modélisation du système hydrolén à aile oscillante, deux modèles différents seront considérés : le Spalart-Allmaras (S-A) et le $k-\omega$ SST. Une description détaillée sur ces modèles est présentée en annexe A.

Le modèle S-A est un modèle de turbulence à une équation proposé par [Spalart et Allmaras \(1992\)](#). Il résout directement le transport de la viscosité turbulente ν_t à partir d'une variable intermédiaire $\tilde{\nu}$. Originellement calibré pour des applications en aéronautique, ce modèle montre également des bons résultats dans la prédiction d'écoulement au sein des turbomachines. Il est par ailleurs très souvent utilisé dans la modélisation de systèmes hydroléens à aile oscillante ([Kinsey et Dumas, 2012a](#); [Veilleux et Dumas, 2017](#)).

D'une complexité plus élevée, le modèle de turbulence $k-\omega$ SST est un modèle à deux équations proposé par [Menter \(1993\)](#). Ici, la viscosité turbulente ν_t est déterminée à partir des équations de transport de deux autres variables : l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation ω . Ce modèle est particulièrement performant pour la résolution d'écoulements avec un décollement massif de la couche limite, d'où l'intérêt de son utilisation pour la modélisation de l'aile oscillante.

Globalement, dans les deux modèles présentés ci-dessus, les contraintes liées aux fluctuations turbulentes sont corrélées aux gradients de vitesse par l'hypothèse de Boussinesq. Par conséquent, il est indispensable de résoudre rigoureusement les régions de l'écoulement où les gradients sont importants. La modélisation de la turbulence et la résolution de l'écoulement dans la couche limite sont ainsi étroitement liées.

2.1.3.2 Turbulence dans la couche limite

La couche limite est la région de l'écoulement où le champ de vitesse est affecté par la présence d'une paroi. C'est dans cette zone que l'on trouve les gradients de vitesse, reliant la vitesse de l'écoulement libre à celle en proche paroi.

Un écoulement de vitesse U_∞ incident sur une paroi au repos est considéré dans la figure 2.7. À partir du point d'incidence sur la paroi, les contraintes de cisaillement se propagent transversalement dû à la condition de non-glissement. Une couche limite laminaire se développe. En fonction de multiples facteurs (taux de turbulence dans l'écoulement libre, rugosité de la paroi, perturbations externes etc.), la transition vers la turbulence a lieu à

une certaine distance du point d'incidence. Dans cette zone de transition, des structures tourbillonnaires sont produites de manière intermittente, jusqu'à ce que le régime turbulent soit complètement établi dans la couche limite.

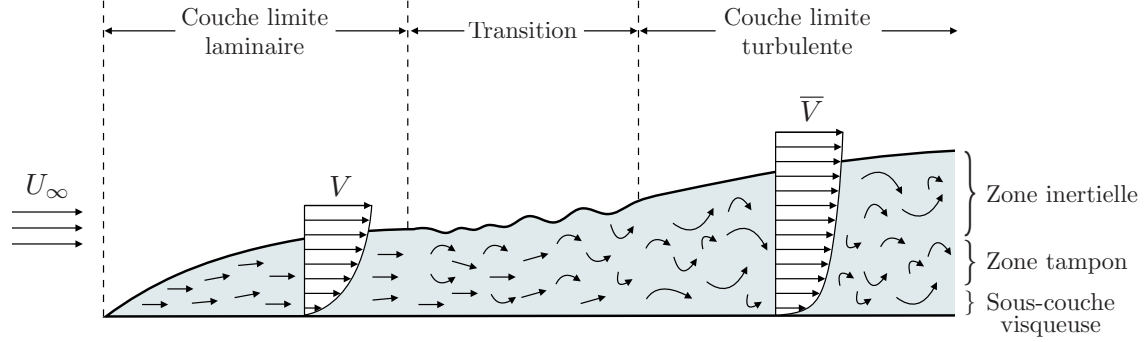


FIGURE 2.7 – Transition de la couche limite vers la turbulence.

Le phénomène de transition de la couche limite, tel qu'illustré dans la figure 2.7, est bien plus complexe qu'il ne le semble. Les modèles capables de reproduire avec précision et robustesse des écoulements en régime de transition vers la turbulence sont en voies de développement. Par exemple, le modèle $k-\omega$ SST L-M proposé par [Langtry et Menter \(2009\)](#) a été récemment le premier modèle de transition intégré sur OpenFOAM. Le coût de calcul associé à de tels modèles est bien plus élevé que celui des modèles URANS classiques ; le phénomène de transition est alors souvent négligé et l'écoulement est supposé turbulent dans sa totalité. C'est le cas dans la présente modélisation, même si les nombres de Reynolds considérés ($Re \approx 10^5$) peuvent suggérer un régime transitoire de turbulence.

La couche limite turbulente peut être subdivisée en trois régions suivant la distance adimensionnée à la paroi y^+ :

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (2.34)$$

avec y la distance à la paroi et u_τ la vitesse pariétale, définie en fonction de la contrainte de cisaillement pariétale τ_w comme il suit :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.35)$$

Dans une première couche immédiatement adjacente à la paroi, la sous-couche visqueuse ($0 < y^+ < 5$), les fluctuations turbulentes sont fortement atténuées et la turbulence peut être négligée. Un peu plus distante de la paroi, la zone tampon ($5 < y^+ < 30$) est caractérisée par l'équilibre entre les contraintes visqueuses et turbulentes. Finalement, dans la zone inertielle ($30 < y^+ < 200$) la turbulence est prépondérante devant les effets visqueux.

Le profil de vitesse dans la couche limite turbulente d'un écoulement 1D sur une plaque plane est présenté dans la figure 2.8, avec u^+ la vitesse adimensionnée par la vitesse pariétale u_τ . On remarque un changement brusque de comportement entre la sous-couche visqueuse, où l'identité $u^+ = y^+$ est vérifiée, et la zone inertielle où la vitesse suit une loi

logarithmique. D'après l'étude numérique en DNS de Moser *et al.* (1999), cette discontinuité est due à des fortes variations dans les termes sources de la turbulence aux alentours de $y^+ = 12$.

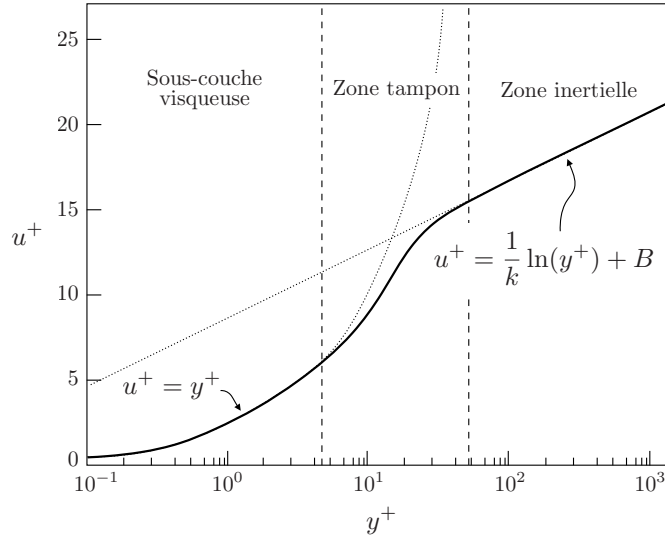


FIGURE 2.8 – Profil de vitesse de la couche limite turbulente d'un écoulement 1D sur une plaque plane. Adapté de Moser *et al.* (1999)

Comme montré par Moser *et al.* (1999), les erreurs commises lors d'une extrapolation des lois de comportement vers la zone tampon sont considérables. Il est par conséquent impératif que le centre géométrique de la première cellule du maillage en proche paroi soit placé soit dans la sous-couche visqueuse, soit dans la zone inertielle. Dans le premier cas (approche *solve wall*), la couche limite est entièrement résolue et il est préférable que la première cellule soit entièrement placée dans la zone $y^+ < 1$. Dans le deuxième cas (approche *wall function*), le centre géométrique de la première cellule est idéalement placé dans la zone $y^+ > 50$ pour que la loi logarithmique puisse être utilisée avec une bonne précision.

À priori, la loi logarithmique telle que présentée dans la figure 2.8 est valide uniquement pour un écoulement 1D en régime permanent sur une plaque plane. De telles conditions idéales sont rarement vérifiées dans les écoulements réels. Cela dit, l'approche *wall function* reste amplement utilisée dans des cas de géométrie complexe ou dans un souci de réduction des coûts de calcul. En effet, l'approche *solve wall* exige un raffinement spatial très élevé⁴. Dans la présente modélisation de l'aile oscillante passive, les deux approches seront confrontées.

4. L'ordre de grandeur pour l'épaisseur de la première maille dans une approche *solve wall* correspond à l'inverse du nombre de Reynolds. Cela résulte en un besoin de raffinement spatial de l'ordre du micromètre sur une aile de 1 m de corde pour un écoulement d'eau à 1 m s^{-1} .

2.2 Méthodologie numérique

Dans la section précédente, la modélisation du système hydrolien à aile oscillante passive a abouti à des équations décrivant le comportement du système. Dans la présente section, la méthodologie de résolution numérique de ces équations sera traitée.

La méthode numérique pour la résolution du système d'équations aux dérivées partielles repose sur deux étapes. Tout d'abord, les équations sont discrétisées de manière à ce que le système soit réduit à des équations algébriques. Ensuite, une méthode itérative résout de manière approximative les équations discrétisées. La qualité de la méthode numérique est assurée par cinq propriétés :

- (i) Consistance : la forme discrétisée des équations converge vers les équations du modèle quand la taille du maillage tend vers zéro ;
- (ii) Stabilité : les erreurs commises lors de la résolution des équations discrétisées ne sont pas amplifiées ;
- (iii) Convergence : la solution numérique des équations discrétisées converge vers la solution exacte des équations du modèle quand la taille du maillage tend vers zéro ;
- (iv) Conservation : les principes fondamentaux de conservation sont vérifiés globalement et aussi localement au niveau élémentaire du maillage ;
- (v) Délimitation : le domaine de validité des variables physiques est respecté.

La méthodologie numérique pour la résolution des équations modélisant le système hydrolien à aile oscillante passive a été entièrement implémentée sur OpenFOAM. L'interaction fluide-structure est traitée dans une approche de type ségrégué : les solveurs fluide et solide fonctionnent séparément et une stratégie de couplage numérique est mise au point pour la communication entre les solveurs.

2.2.1 Résolution des équations de la mécanique des fluides

Les équations de l'écoulement fluide au sein du système hydrolien sont résolues numériquement sur OpenFOAM par une approche de type volumes finis. Dans cette approche, le domaine de calcul est subdivisé en un nombre fini de volumes élémentaires, chaque variable étant définie au centre de la cellule. Les équations discrétisées sont ensuite résolues localement sur chaque cellule du maillage.

2.2.1.1 Discrétisation des équations

Les équations de la modélisation URANS (éqs. 2.33), ainsi que les équations de fermetures rajoutées par le modèle de turbulence, peuvent s'écrire sous la forme générique de l'équation de transport d'une propriété extensive ϕ . L'intégration de cette équation sur le volume élémentaire Ω dans un intervalle de temps Δt s'écrit :

$$\int_t^{t+\Delta t} \left(\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \phi \, d\Omega}_{\text{Variation}} + \underbrace{\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \phi \vec{V} \, d\Omega}_{\text{Advection}} - \underbrace{\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \mu_{\phi} \vec{\nabla} \phi \, d\Omega}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\int_{\Omega} s_{\phi} \, d\Omega}_{\text{Source}} \right) dt = 0 \quad (2.36)$$

avec μ_ϕ le coefficient de diffusion de ϕ (l'équivalent de la viscosité pour la quantité de mouvement) et s_ϕ le taux de production de ϕ par les termes source. La discrétisation de chaque terme de l'intégrale temporelle est présentée successivement par la suite.

Le terme de variation temporelle de l'équation 2.36 est discrétisé en partant de l'approximation suivante pour la quantité intégrale de ϕ dans le volume Ω :

$$\int_{\Omega} \phi \, d\Omega = \phi_c \Omega \quad (2.37)$$

avec ϕ_c la valeur de ϕ au centre du volume Ω . Ensuite, un schéma d'avancement en temps de type Euler implicite est utilisé pour l'approximation de la dérivée temporelle :

$$\left. \frac{\partial \phi_c}{\partial t} \right|_{t+\Delta t} = \frac{\phi_c(t + \Delta t) - \phi_c(t)}{\Delta t} \quad (2.38)$$

L'erreur de troncature du schéma d'Euler implicite est de l'ordre du pas d'avancement en temps Δt (schéma d'ordre 1). Cela implique une convergence vers la solution exacte avec le raffinement du pas de temps moins rapide que dans des schémas d'ordre supérieur. En revanche, ce schéma a l'avantage d'être inconditionnellement stable.

Les termes d'advection et de diffusion sont exprimés par l'intégrale volumique de la divergence d'une quantité $q(\phi)$. Par l'application du théorème de Green-Ostrogradski, ces termes peuvent s'écrire par l'intégrale surfacique du flux de la quantité $q(\phi)$:

$$\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot q(\phi) \, d\Omega = \int_{\Gamma} q(\phi) \cdot \hat{n} \, d\Gamma \quad (2.39)$$

Ensuite, l'intégrale surfacique sur Γ est approximée par la somme discrète sur les N faces de la cellule :

$$\int_{\Gamma} q(\phi) \cdot d\vec{\Gamma} = \sum_{f=1}^N q(\phi)_f \cdot \vec{S}_f \quad (2.40)$$

avec $\vec{S}_f$ le vecteur élément de surface correspondant à la face f de la cellule.

Il est maintenant nécessaire d'interpoler les valeurs des quantités $q(\phi)_c$ entre différentes cellules afin d'estimer la valeur de $q(\phi)_f$ sur les faces f . Une variété de schémas d'interpolation est disponible sur OpenFOAM pour chaque quantité $q(\phi)$. Dans le présent modèle, les schémas standard d'interpolation linéaire sont utilisés (voir [OpenCFD \(2016a,b\)](#)).

Enfin, le terme source est discrétisé en faisant l'approximation de la quantité intégrale de s_ϕ dans le volume Ω à partir de la valeur de s_{ϕ_c} , connue au centre du volume :

$$\int_{\Omega} s_\phi \, d\Omega = s_{\phi_c} \Omega \quad (2.41)$$

2.2.1.2 Algorithme de résolution

La procédure de discrétisation décrite ci-dessus permet de réduire le système d'équations 2.33 et les équations de fermeture de la turbulence à un système d'équations algébriques. Les dernières résolvant le transport de la viscosité turbulente ν_t , il reste aux équations 2.33 la résolution des champs de pression p et vitesse $\vec{V}$.

Soit la forme matricielle de l'équation de la quantité de mouvement (deuxième équation du système d'éqs. 2.33) discrétisée, comme il suit :

$$[M] [V] = [B] - [\nabla p] \quad (2.42)$$

avec $[M]$ une matrice à coefficients, $[V]$ le vecteur vitesse, $[B]$ un vecteur à coefficients et $[\nabla p]$ le vecteur gradient de pression. En décomposant la matrice $[M] = [A] + [C]$, avec $[A]$ une matrice diagonale, il en suit :

$$[A] [V] = \underbrace{[B] - [C] [V]}_{[H]} - [\nabla p] \quad (2.43)$$

Une équation pour le calcul du champ de vitesse est ainsi obtenue à partir de l'inversion de la matrice $[A]$:

$$[V] = [A]^{-1} [H] - [A]^{-1} [\nabla p] \quad (2.44)$$

Finalement, l'application de l'équation de la continuité (première équation du système d'éqs. 2.33) à la divergence de l'équation 2.44 conduit à une équation pour le calcul du champ de pression :

$$\nabla \cdot [A]^{-1} [\nabla p] = \nabla \cdot ([A]^{-1} [H]) \quad (2.45)$$

La résolution itérative des champs de pression et de vitesse à l'aide des équations matricielles formulées ci-dessus consiste en l'algorithme PISO (*pressure-implicit split-operator*) et suit ce schéma :

1. Résolution du champ de vitesse à l'aide de l'équation 2.42 pour une première estimation du champ de pression ;
2. Correction du champ de pression à l'aide de l'équation 2.45 ;
3. Correction du champ de vitesse à l'aide de l'équation 2.44 en fonction du champ de pression corrigé ;
4. Correction supplémentaire du champ de pression à l'aide de l'équation 2.45 en fonction du nouveau champ de vitesse ;
5. Correction supplémentaire du champ de vitesse à l'aide de l'équation 2.44 en fonction du nouveau champ de pression.

Outre le PISO, OpenFOAM dispose également de l'algorithme SIMPLE (*semi-implicit methods for pressure-linked equations*). Ce dernier introduit de la relaxation et des boucles de correction externes, étant ainsi typiquement plus stable pour la résolution d'écoulements stationnaires. Enfin, l'algorithme PIMPLE propose une combinaison des boucles de correction interne du PISO avec les boucles de correction externe du SIMPLE, comme illustré par la figure 2.9. D'après [OpenCFD \(2016a\)](#), il s'agit de l'algorithme le plus robuste pour la résolution d'écoulements instationnaires. Il est par conséquent retenu dans le cadre de la présente méthodologie numérique pour la résolution des équations modélisant l'écoulement au sein de l'aile oscillante.

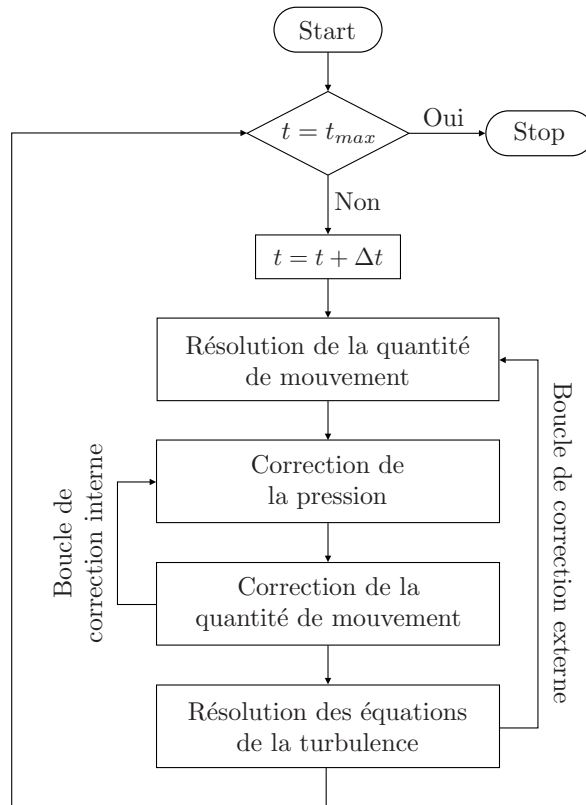


FIGURE 2.9 – Algorithme de résolution PIMPLE pour le calcul des champs de pression et de vitesse.

2.2.1.3 Maillage et conditions aux limites

Le domaine de calcul pour la résolution des équations de l'écoulement est défini par une région cylindrique concentrique avec une aile de profil NACA 0015. Le système est supposé en milieu infini à l'intérieur d'un cylindre de diamètre 200 fois la corde de l'aile. La hauteur du domaine de calcul suivant $\hat{z}$ est fixée à 1 dans un souci de normalisation. En effet, l'écoulement est résolu dans une approche 2D. Sur OpenFOAM, cela est réalisé par la définition d'une seule cellule suivant la direction $\hat{z}$ du domaine et par l'application d'une condition aux limites de type *empty* aux extrémités circulaires du cylindre.

Le domaine de calcul et les conditions aux limites appliquées à ses frontières sont illustrés dans la figure 2.10. Une vitesse uniforme $\vec{V} = U_\infty \hat{x}$ est imposée en entrée (*inlet*), pendant qu'un champ de pression relative $p = 0$ est considéré en sortie (*outlet*). La condition de

non-glissement $\vec{V} = 0$ est imposée sur la paroi lisse de l'aile (*wall*). Les conditions aux limites appliquées pour chaque variable sont listées dans le tableau 2.3, où $\partial/\partial n$ désigne le gradient suivant la direction normale aux faces confondues avec les bords du domaine.

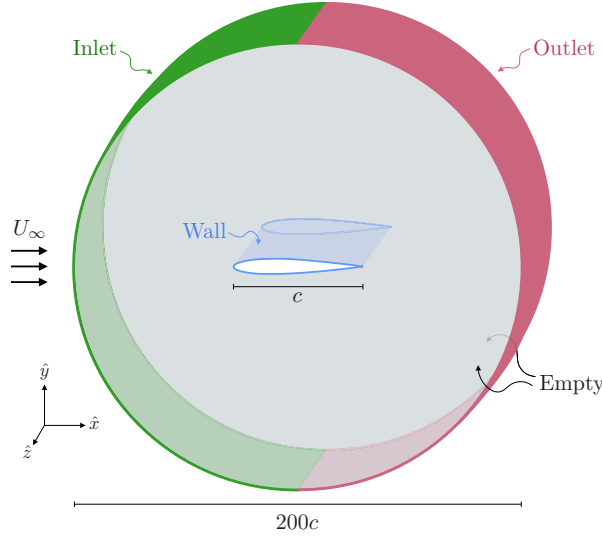


FIGURE 2.10 – Représentation schématique du domaine de calcul et des conditions aux limites.

TABLE 2.3 – Conditions aux limites appliquées aux frontières du domaine de calcul.

	Pression p	Vitesse $\vec{v}$	Viscosité turbulente ν_t
Inlet	$\partial p / \partial n = 0$	$\vec{V} = U_\infty \hat{x}$	$\nu_t = \nu$
Outlet	$p = 0$	$\partial \vec{V} / \partial n = 0$	$\partial \nu_t / \partial n = 0$
Wall	$\partial p / \partial n = 0$	$\vec{V} = 0$	$\nu_t = 0$
Empty	–	–	–

La viscosité turbulente ν_t est fixée à la valeur de la viscosité cinématique du fluide ν en entrée. D'après [Spalart et L. Rumsey \(2007\)](#), il s'agit de la valeur recommandée pour un écoulement pleinement turbulent. Dans tous les cas, la sensibilité des résultats numériques vis-à-vis de cette condition limite sera étudiée dans la section suivante.

Selon le modèle de turbulence utilisé, des conditions aux limites spécifiques sont appliquées aux variables modélisant le transport de la viscosité turbulente ν_t . Dans le modèle Spalart-Allmaras, la variable intermédiaire $\tilde{\nu}$ prend les mêmes conditions que la viscosité turbulente ν_t . Dans le cas du modèle $k-\omega$ SST, les conditions aux limites pour l'énergie cinétique k et le taux de dissipation ω sont définis en fonction de l'intensité turbulente I_t et de l'échelle de longueur turbulente L_t (voir annexe A). Dans la présente simulation, on a supposé $I_t = 5\%$ et $L_t = 0.05c$ suivant les valeurs suggérées par [ANSYS \(2018\)](#).

Enfin, les conditions initiales suivantes sont définies aux centres des cellules du domaine de calcul à l'instant $t = 0$: $\vec{V} = U_\infty \hat{x}$, $p = 0$, $\nu_t = \nu$. En ce qui concerne les variables liées à la modélisation de la viscosité turbulente ν_t , des conditions initiales identiques à celles définies en entrée pour les mêmes variables sont appliquées.

Après la définition du domaine de calcul et de ces conditions aux limites, un maillage hexaédrique structuré a été réalisée sur Salome, une plateforme CAD *open source*. La procédure de construction du maillage commence par un découpage initial du domaine de calcul en blocs hexaédriques, comme illustré dans la figure 2.11. Ce découpage initial conditionne la topologie générale du maillage. De ce fait, les courbes découpant l'aile au niveau des bords d'attaque et de fuite assurent l'orthogonalité des cellules en proche paroi.

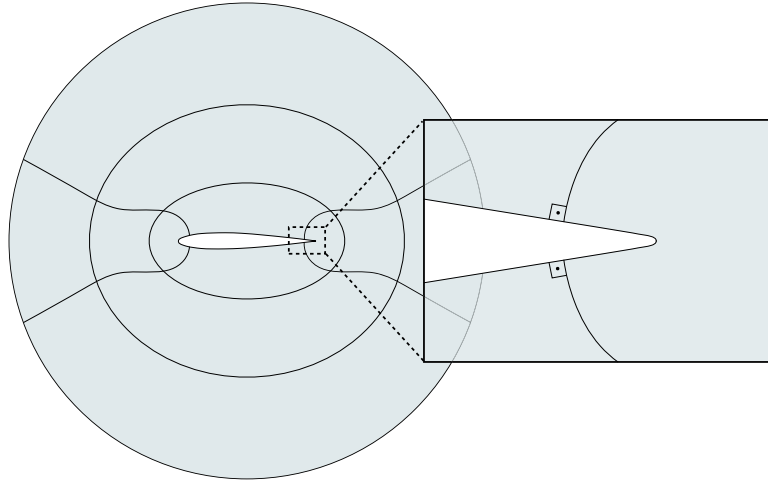


FIGURE 2.11 – Topologie générale du maillage dans le plan $(\hat{x}, \hat{y})$.

Ensuite, des critères de raffinement sont posés pour chaque bloc hexaédrique de manière à ce que le maillage soit assez fin au voisinage de l'aile, où les gradients sont importants. Le maillage obtenu est présenté dans la figure 2.12. Il compte environ 96 000 hexaèdres, avec 360 points sur l'aile et un raffinement radiale en proche paroi tel que $y^+ < 1$.

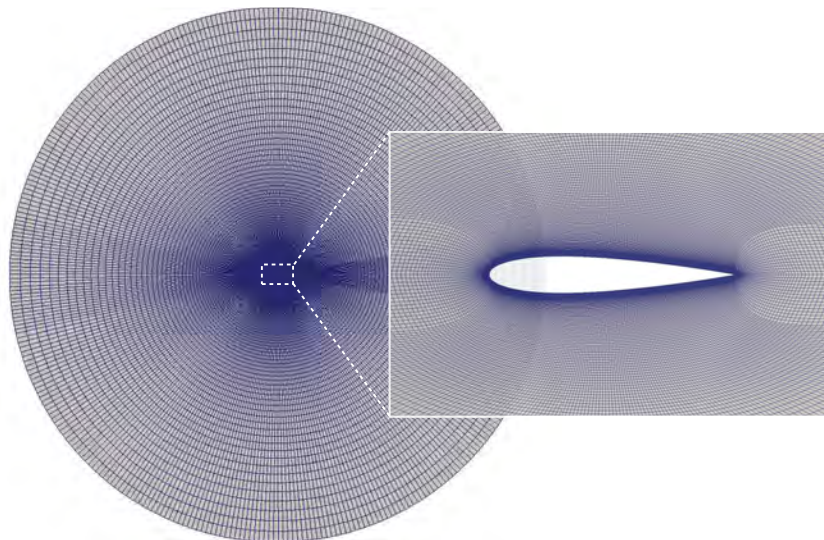


FIGURE 2.12 – Maillage du domaine de calcul.

2.2.2 Résolution des équations du mouvement de l'aile

Tout comme pour le solveur fluide, la résolution du mouvement de l'aile oscillante est implémentée sur OpenFOAM. On abordera par la suite la méthodologie numérique de résolution des équations de pilonnement et de tangage de l'aile, ainsi que la technique utilisée pour adapter le maillage du domaine fluide à ces mouvements. Enfin, l'architecture de couplage entre les solveurs fluide et solide fera l'objet de la dernière partie de cette section.

2.2.2.1 Solveur solide et maillage déformant

Les équations décrivant les mouvements de pilonnement et de tangage de l'aile oscillante (éqs. 2.21 et 2.22) ont été formulées précédemment dans la section 2.1.1. Dans ces équations figurent la force hydrodynamique de pilonnement F_y et le moment hydrodynamique de tangage M_θ . Ces inconnues sont maintenant déterminées grâce à la résolution numérique des champs de pression et de vitesse de l'écoulement fluide autour de l'aile.

De ce fait, sur chaque cellule adjacente à la paroi de l'aile dans le maillage du domaine de calcul, le tenseur des contraintes total $\bar{\bar{\sigma}}_T$ peut s'écrire :

$$\bar{\bar{\sigma}}_T = -p\mathbb{I} + \bar{\bar{\tau}} + \bar{\bar{\tau}}_R \quad (2.46)$$

avec p le champ de pression, $\mathbb{I}$ la matrice identité, $\bar{\bar{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses et $\bar{\bar{\tau}}_R$ le tenseur des contraintes turbulentes. Ces deux derniers sont calculés en fonction du gradient de vitesse à la paroi grâce aux hypothèses de fluide newtonien et de viscosité turbulente de Boussinesq.

La force hydrodynamique de pilonnement F_y est ainsi donnée par la composante suivant $\hat{y}$ de la somme des projections du tenseur $\bar{\bar{\sigma}}_T$ sur le vecteur élément de surface $\vec{S}_w$:

$$F_y = \left(b \sum_w \bar{\bar{\sigma}}_{Tw} \cdot \vec{S}_w \right) \cdot \hat{y} \quad (2.47)$$

w désignant les faces des cellules coïncidant avec la paroi de l'aile et b l'envergure de l'aile. De manière analogue, le moment hydrodynamique de tangage M_θ est donné par :

$$M_\theta = \left(b \sum_w \left(P\vec{W} \wedge \hat{z} \right) \wedge \bar{\bar{\sigma}}_{Tw} \cdot \vec{S}_w \right) \cdot \hat{z} \quad (2.48)$$

le point W étant le barycentre des faces w sur la paroi de l'aile et P un point sur l'axe de tangage.

Enfin, les accélérations de pilonnement $\ddot{y}$ et de tangage $\ddot{\theta}$ sont déterminées à l'aide des équations 2.21 et 2.22 en remplaçant les efforts hydrodynamiques calculés par les équations 2.47 et 2.48, respectivement. À partir des accélérations de l'aile, les vitesses et les déplacements sont déterminés par un schéma implicite d'intégration Leapfrog (solveur *CrankNicolson* sur OpenFOAM 4.0).

À chaque nouvelle itération temporelle, l'accélération $\ddot{y}_n$ à l'instant n est mise à jour par rapport à la valeur précédente $\ddot{y}_{n-1}$ comme il suit :

$$\ddot{y}_n = K_r \ddot{y}_n + (1 - K_r) \ddot{y}_{n-1} \quad (2.49)$$

avec $K_r = 0.5$ un coefficient de relaxation permettant de limiter des éventuelles variations trop brusques d'accélération dans les solutions intermédiaires du solveur implicite. Ensuite, la vitesse $\dot{y}$ et le déplacement y sont calculés comme indiqué ci-dessous :

$$\dot{y}_n = \dot{y}_{n-1} + \frac{\Delta t}{2} (\ddot{y}_n + \ddot{y}_{n-1}) \quad (2.50)$$

$$y_n = y_{n-1} + \frac{\Delta t}{2} (\dot{y}_n + \dot{y}_{n-1}) \quad (2.51)$$

La même procédure s'applique au mouvement de tangage : l'accélération $\ddot{\theta}$ est relaxée par le coefficient K_r , la vitesse $\dot{\theta}$ et le déplacement θ sont calculés par les formes analogues des équations 2.50 et 2.51, respectivement.

Une fois que les déplacements y et θ ont été déterminés, il est maintenant nécessaire d'adapter le maillage au mouvement de l'aile. Cela est fait par la méthode du maillage déformant disponible sur OpenFOAM 4.0. Cette méthode consiste à déformer les cellules dans une région prédéfinie afin de pouvoir réaliser le déplacement des cellules adjacentes à la paroi de l'aile.

En vue des grandes amplitudes du mouvement oscillatoire de l'aile, il faut limiter la déformation spécifique de chaque cellule pour que la qualité du maillage ne soit pas dégradée de manière significative⁵. Pour ce faire, une ample zone de maillage déformant est définie à l'intérieur du domaine de calcul. Cette zone est délimitée à l'intérieur par une surface distante de 20 cordes de l'aile et à l'extérieur par une surface distante de 60 de l'aile, comme illustré dans la figure 2.13. Grâce à cet emplacement de la zone de maillage déformant, l'adaptation au mouvement de l'aile se fait tout en préservant la qualité du maillage dans les régions critiques du domaine de calcul, comme on peut le voir sur la figure 2.14.

2.2.2.2 Couplage fluide-solide

L'interaction fluide-structure entre l'aile oscillante passive et l'écoulement qui l'entoure est résolue dans une approche de type ségrégué. Dans cette approche, les solveurs fluide et solide sont implémentés indépendamment, à la différence d'une approche de type monolithique où toutes les équations du système sont traitées par un même solveur numérique. La résolution ségréguée d'un système fluide-structure a pour avantage de permettre la réutilisation de solveurs originalement développés uniquement pour le domaine fluide ou solide. En

5. La qualité d'un maillage hexaédrique est mesurée par quelques indicateurs comme le rapport d'aspect, l'orthogonalité, le coefficient d'asymétrie etc. Ces indicateurs mesurent essentiellement l'écart géométrique entre la cellule et un hexaèdre parfait, le cube. Il est donc préférable, dans un souci d'assurer la qualité du maillage, de limiter les déformations d'une cellule pour que sa géométrie reste proche de celle d'un cube.

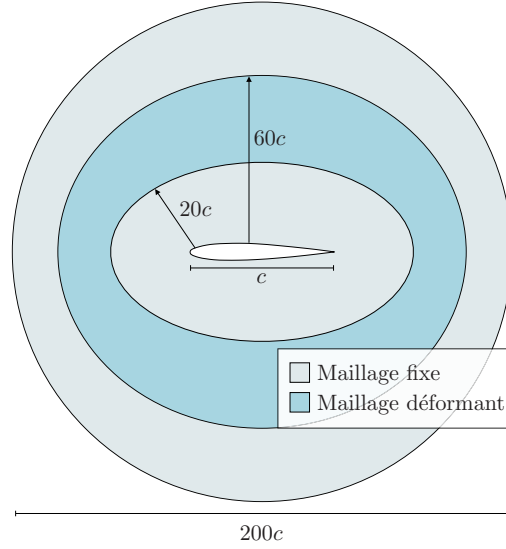


FIGURE 2.13 – Délimitation de la zone de maillage déformant à l'intérieur du domaine de calcul.

revanche, il en résulte le besoin de l'implémentation d'un schéma de couplage afin que les solveurs puissent effectuer l'avancement dans le temps de manière synchronisée.

Le schéma de couplage dit *faible* est le moins coûteux et consiste en la résolution séquentielle des équations respectives aux parties fluide et solide pour chaque pas d'avancement en temps. Soit une solution transitoire du système à l'instant t où l'emplacement de l'aile est connu et l'écoulement est résolu dans le domaine fluide. Au pas de temps suivant $t + \Delta t$, l'emplacement de l'aile est mis à jour en fonction des efforts hydrodynamiques calculés à l'instant t . Le maillage est déformé pour s'adapter au nouvel emplacement de l'aile, et l'écoulement est ensuite résolu à l'instant $t + \Delta t$. La solution du système présente ainsi, par construction, un décalage temporel égal au pas d'avancement en temps Δt entre les solveurs fluide et solide.

Ce décalage temporel inhérent à un schéma de couplage faible devient problématique si les forces appliquées par le fluide sur le solide sont comparables à celles exercées par le solide sur le fluide. Dans ce cas, le solveur couplé peut être sensible aux instabilités de masse ajoutée (Causin *et al.*, 2005; Förster *et al.*, 2006). D'après Veilleux (2014), une condition générale de stabilité peut être approximée à partir du rapport des masses volumiques du solide et du fluide. Il en découle une condition de stabilité approximative sur la masse adimensionnelle de l'aile oscillante, exprimée par les inégalités suivantes :

$$m_y^*, m_\theta^* > 1 \quad (2.52)$$

Par ailleurs, l'optimisation paramétrique de l'aile oscillante passive proposée par Veilleux et Dumas (2017) s'est restreinte à cette limitation inférieure de la masse du système. En effet, leur solveur à couplage faible devenait instable pour $m_y^* < 2$, ce qui est rédhibitoire pour la simulation d'un système de faible masse.

Une solution aux problèmes d'instabilité de masse ajoutée passe par l'implémentation d'un schéma de couplage fluide-solide dit *fort*. Dans cette approche, les solveurs interviennent

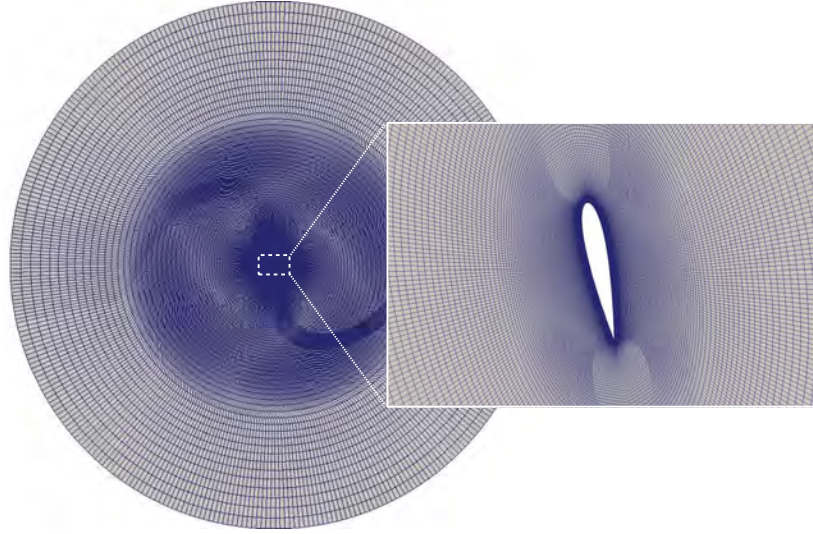


FIGURE 2.14 – État de déformation du maillage pour des déplacements importants de l'aile.

non pas une fois, mais plusieurs fois itérativement dans un pas d'avancement temporel. Les solutions intermédiaires échangées entre les solveurs convergent vers la solution monolithique et le décalage temporel est ainsi supprimé.

L'implémentation d'un schéma de couplage fort exige l'utilisation d'un solveur solide implicite pour que la solution puisse évoluer itérativement dans un pas d'avancement temporel. De plus, il est nécessaire d'introduire de la relaxation numérique pour le calcul des valeurs d'accélération dans les solutions intermédiaires. D'après [Soding \(2001\)](#), une condition approximative sur le coefficient de relaxation de l'accélération K_r peut s'écrire :

$$K_r < \frac{1}{C_a} \quad (2.53)$$

avec C_a le coefficient de masse ajoutée, exprimant le quotient entre la masse de fluide entraînée par l'aile (la masse ajoutée) et la masse du système oscillant. Ce coefficient C_a n'est pas facile à déterminer car il dépend fortement de toutes les variables d'état de l'aile et de l'écoulement. Même pour des cas considérablement plus simples comme celui d'un cylindre oscillant à un degré de liberté, [Rajaona et al. \(2003\)](#) a rapporté un coefficient de masse ajoutée variant de 0.5 à 2 en fonction des amplitudes d'oscillation.

Dans la présente modélisation du système hydrolie à aile oscillante passive, on choisit d'implémenter un schéma de couplage fort entre les solveurs fluide et solide. Grâce à cela, le modèle numérique est capable de simuler des systèmes à faible masse sans être restreint à la condition de stabilité exprimée par l'équation 2.52.

L'implémentation du schéma de couplage fort a été fait par la modification du solveur *pimpleDyMFoam* disponible sur OpenFOAM 4.0. En effet, ce solveur est muni d'un couplage faible par défaut : la boucle de résolution solide intervient une seule fois au début de chaque itération temporelle, suivie par la boucle de résolution fluide PIMPLE. Il a fallu donc modifier le code source de manière à ce que le solveur solide intervienne à l'intérieur de

la boucle PIMPLE. Par conséquent, à chaque itération implicite dans la boucle PIMPLE correspondant aux corrections externes, la solution solide est également mise à jour par le solveur implicite *CrankNicolson*.

La figure 2.15 présente les principales étapes du schéma de couplage fort implémenté. Au début de chaque itération temporelle, le solveur solide est appelé une première fois. Il calcule les efforts hydrodynamiques sur l'aile, puis l'accélération, la vitesse et le déplacement pour chaque degré de liberté. Le maillage est alors déformé pour s'adapter au nouvel emplacement de l'aile. Ensuite, le solveur fluide intervient une première fois et met à jour les champs de pression et de vitesse et les variables turbulentes en fonction de la solution intermédiaire du solveur solide. Enfin, le passage par la boucle de correction externe fait intervenir à nouveau le solveur solide, qui met à jour l'emplacement de l'aile en fonction de la solution fluide intermédiaire la plus récente. Cela se répète jusqu'à ce que des critères de convergence soient atteints. En l'occurrence, un critère de convergence $\varepsilon_{\text{pimple}} = 5 \times 10^{-3}$ est fixé entre les solutions implicites du solveur PIMPLE pour les champs de pression et vitesse⁶. La sensibilité des résultats numériques à ce critère sera étudiée dans la suite lors de la validation du modèle.

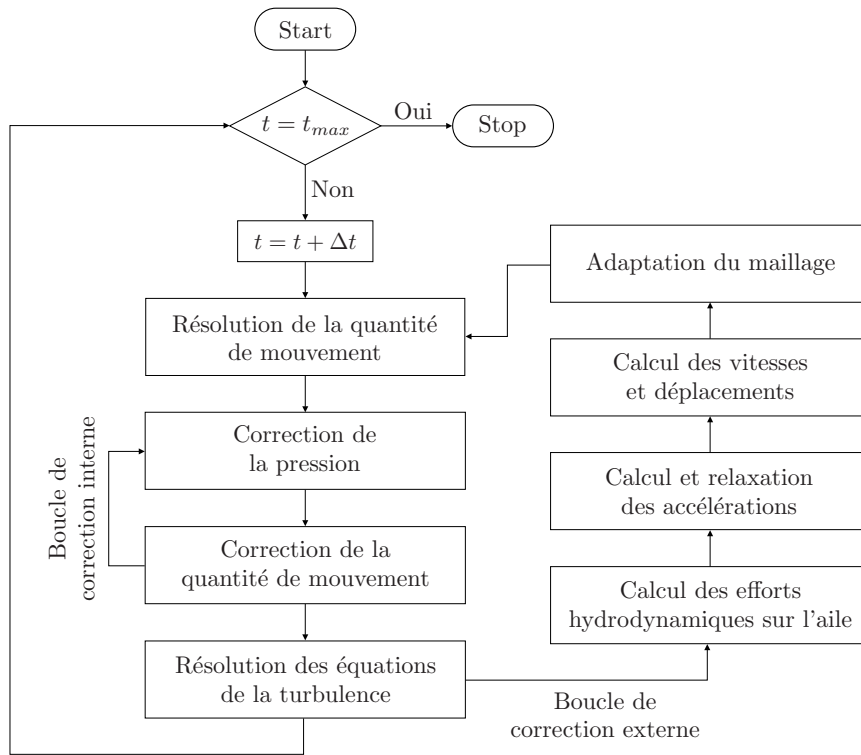


FIGURE 2.15 – Algorithme de résolution du solveur fluide-structure à couplage fort.

Le coefficient de relaxation de l'accélération est fixé à $K_r = 0.5$. Ce choix s'est montré suffisant pour assurer la stabilité du solveur, comme on le verra dans la section suivante. En revanche, un nombre de corrections externes allant jusqu'à 20 est éventuellement nécessaire pour que les critères de convergence sur la solution implicite soient atteints. Certes, il

6. Cette valeur n'est pas à confondre avec le critère de convergence de la résolution itérative de chaque variable individuellement au sein du solveur, ce dernier étant fixé à 1×10^{-7} .

existe des méthodes permettant d'optimiser cette valeur afin de réduire le nombre de passages dans la boucle de correction externe. Par exemple, la méthode de relaxation adaptative présentée par [Chow et Ng \(2016\)](#) pourrait être envisagée à ces fins mais n'a pas été employée.

2.3 Validation du modèle

Dans les sections précédentes, la construction du modèle et l'implémentation de la méthodologie pour la simulation numérique du système hydrolien à aile oscillante passive ont été présentés. Au cours de ce processus, plusieurs hypothèses ont été admises afin de réduire la complexité du système. De plus, certains choix méthodologiques ont été faits visant à limiter le coût de calcul pour la résolution numérique des équations du modèle.

Lors de la construction du modèle, on a fait tout d'abord l'hypothèse de bidimensionnalité de l'écoulement. En effet, les phénomènes d'ordre 1 se produisent dans le plan normal à l'axe de tangage du système. En revanche, les effets de bord aux extrémités de l'aile, les interactions avec la surface libre de l'écoulement et les effets de confinement ne sont pas comptabilisés dans le modèle.

Ensuite, l'écoulement est supposé pleinement turbulent, même si certaines configurations à Re_c de l'ordre de 10^5 suggèrent un régime transitoire. La turbulence de l'écoulement est modélisée par une approche URANS fondée sur l'hypothèse de turbulence isotrope, ce qui n'est pas toujours le cas pour des écoulements présentant un décollement massif de la couche limite. Enfin, la précision de la solution numérique est intrinsèquement liée au raffinement de la discrétisation des équations, du domaine de calcul et au pas de temps.

Même si la plupart de ces hypothèses et choix de modélisation sont justifiés sur des travaux de référence, la sensibilité des résultats numériques obtenus quant à certains paramètres doit être évaluée. Ensuite, l'exactitude des résultats numériques doit être évaluée par une confrontation avec des sources fiables : des lois de comportement analytiques, des données expérimentales ou encore des résultats numériques d'autres modèles validés auparavant.

Dans cette section, on abordera dans un premier temps la sensibilité du modèle numérique vis-à-vis de certains paramètres, notamment les raffinements spatial et temporel, l'architecture de couplage fluide-solide et la modélisation de la turbulence. Deuxièmement, le cas de validation d'une aile statique à différents angles d'incidence sera mis au point, permettant de valider les efforts hydrodynamiques sur l'aile ainsi que la fréquence du lâcher tourbillonnaire d'un profil décroché. Enfin, les résultats numériques pour la configuration dynamique d'une aile oscillante passive seront confrontés à ceux d'un modèle numérique de référence et à des données expérimentales.

2.3.1 Étude paramétrique de la sensibilité du modèle numérique

Dans ce passage, la sensibilité du modèle numérique à la variation de paramètre intrinsèques va être analysée. Cela consiste à comparer les résultats des simulations numériques pour un système hydrolien à aile oscillante passive dans une même configuration. Dans la présente étude, on reproduit la configuration optimale d'aile oscillante passive à $Re_c = 5 \times 10^5$ proposée par [Veilleux et Dumas \(2017\)](#). Cette configuration sera détaillée dans le paragraphe 2.3.3.1 lors de la validation de l'exactitude du modèle. Pour l'instant, on s'intéresse uniquement à la sensibilité des résultats numériques en fonction des variations dans les paramètres de modélisation.

Chaque simulation numérique débute avec l'aile à la position d'équilibre ($y^* = \theta = 0$). Une vitesse de pilonnement non-nulle ($\dot{y}^* = 0.10$) est imposée comme condition initiale afin d'accélérer l'établissement du régime d'oscillations auto-entretenues du système. À

partir de la dixième période d'oscillation de l'aile en régime établi, les principales grandeurs caractérisant le comportement du système sont moyennées sur les 10 périodes suivantes. On évalue notamment l'amplitude de tangage A_θ , l'amplitude de pilonnement normalisée par la corde $A_{y^*} = A_y/c$, la fréquence d'oscillation adimensionnelle $f^* = fc/U_\infty$, le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η . La sensibilité du modèle vis-à-vis d'un paramètre de modélisation est ainsi évaluée en fonction des variations sur ces cinq grandeurs moyennées.

Le tableau 2.4 liste les paramètres de modélisation considérés dans l'étude, les valeurs retenues pour le modèle de base et les variations autour de ces valeurs. La sensibilité à chaque paramètre est étudiée de manière indépendante, tous les autres paramètres restant constants. Les résultats sont présentés dans les paragraphes ci-après.

TABLE 2.4 – Paramètres considérés dans l'étude de sensibilité du modèle numérique.

Paramètre	Modèle de base	Variations
Taille du maillage	96 000	24 000, 48 000, 144 000
Pas d'avancement temporel	$t_{\text{adv}}/500$	$t_{\text{adv}}/100$, $t_{\text{adv}}/200$, $t_{\text{adv}}/1000$
Couplage fluide-solide	Fort	Faible
Résidu PIMPLE	5×10^{-3}	5×10^{-2} , 1×10^{-2} , 1×10^{-3}
Turbulence dans l'écoulement	$\nu_t = \nu$	$\nu_t = 0.1\nu$, $\nu_t = 10\nu$
Première maille	$y^+ < 1$	$y^+ \approx 50$
Modèle de turbulence	S-A	k- ω SST, Laminaire

2.3.1.1 Sensibilité du modèle aux raffinements spatial et temporel

Le maillage de base compte environ $N = 96\,000$ hexaèdres. Cela résulte, d'une part, du besoin d'un raffinement important en proche paroi pour garantir que les premières cellules se trouvent dans la sous-couche visqueuse ($y^+ < 1$). D'autre part, cela a été conditionné par une limitation du coefficient d'agrandissement des mailles afin d'assurer un changement graduel dans la taille des cellules. La résolution angulaire est de 1 cellule par degré, avec un raffinement plus important sur les bords d'attaque et de fuite.

Dans le but d'étudier la sensibilité du modèle numérique au raffinement du maillage, trois autres résolutions spatiales ont été testées : un maillage plus fin avec $N = 144\,000$ cellules, un maillage plus grossier avec $N = 48\,000$ et finalement un maillage encore plus grossier à seulement $N = 24\,000$ cellules. Les maillages plus grossiers sont obtenus par une diminution de la résolution angulaire, ainsi qu'une légère augmentation du coefficient d'agrandissement des mailles. Dans tous les cas, la contrainte $y^+ < 1$ pour les premières couches en proche paroi est maintenue.

Pour chaque maillage, une simulation numérique du système optimale de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) est réalisée. Les variations des grandeurs moyennées ϕ sont exprimées par rapport aux valeurs relatives au maillage le plus fin ϕ_{fin} :

$$\Delta\phi^* = \frac{\phi - \phi_{\text{fin}}}{\phi_{\text{fin}}} \quad (2.54)$$

Les résultats sont présentés dans la figure 2.16. On observe que toutes les grandeurs

moyennées restent dans un intervalle d'écart inférieur à 5 % par rapport au maillage le plus fin. En particulier, les écarts entre le maillage de base à $N = 96\,000$ et le maillage le plus fin sont inférieurs à 3 %. Cela justifie le choix du raffinement spatial pour le modèle de base. En effet, même si l'indépendance au maillage n'est pas complètement atteinte, le gain d'un raffinement supérieur à $N = 96\,000$ est très faible et reste de l'ordre du %.

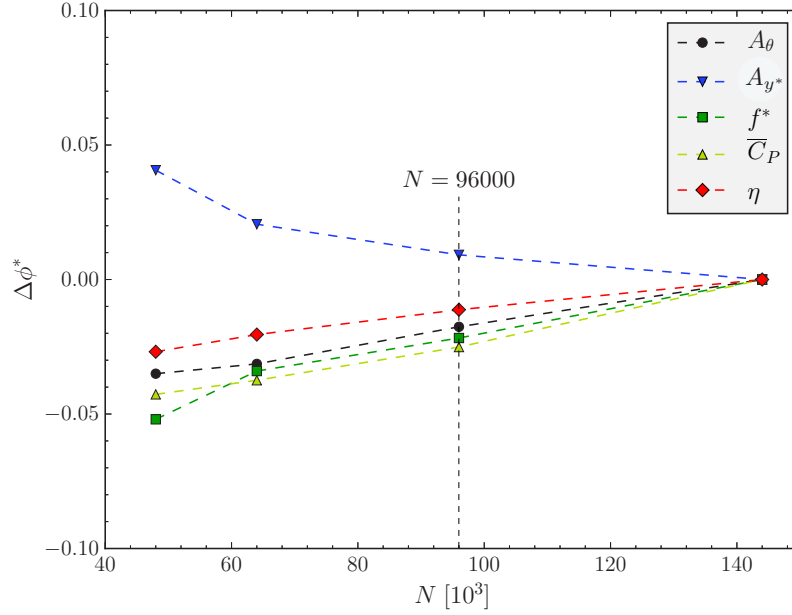


FIGURE 2.16 – Sensibilité des résultats numériques au raffinement spatial.

La sensibilité du modèle numérique au pas de temps est étudiée suivant la même procédure. Le pas d'avancement temporel Δt est défini de manière adimensionnelle comme il suit :

$$\Delta t^* = \frac{\Delta t}{t_{\text{adv}}} \quad (2.55)$$

avec $t_{\text{adv}} = c/U_\infty$ le temps caractéristique d'advection par rapport à l'aile.

Dans le modèle de base, le raffinement temporel est fixé de manière à ce que le temps caractéristique d'advection soit discrétisé en 500 pas de temps, soit $1/\Delta t^* = 500$. Un raffinement temporel plus fin avec $1/\Delta t^* = 1000$ est considéré dans l'étude de sensibilité, ainsi que des raffinements plus grossiers avec $1/\Delta t^* = 100$ et $1/\Delta t^* = 200$. Les résultats sont présentés dans la figure 2.17, exprimés en fonction de l'écart relatif au pas de temps le plus fin (cf. éq. 2.54).

Contrairement aux résultats de l'étude de sensibilité précédente, d'importants écarts sont observés pour les cas de raffinement temporel grossier. En effet, un écart relatif à hauteur de 30 % est constaté sur le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ à $1/\Delta t^* = 100$. En revanche, l'évolution des écarts vers le pas de temps le plus fin suggère une très faible sensibilité pour un raffinement temporel supérieur à $1/\Delta t^* = 500$. Toutes les grandeurs dans le modèle de base présentent un écart relatif inférieur à 2 % par rapport au pas de temps le plus fin, ce qui rend acceptable la résolution temporelle retenue.

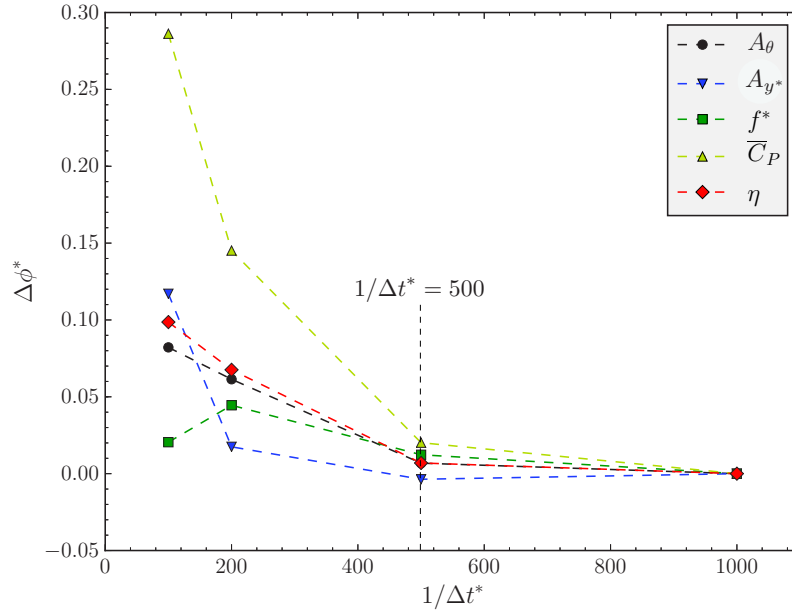


FIGURE 2.17 – Sensibilité des résultats numériques au raffinement temporel.

2.3.1.2 Sensibilité du modèle au schéma de couplage fluide-solide

La sensibilité du modèle numérique au schéma de couplage fluide-solide a également été étudiée. Dans un premier temps, on s'est intéressé au critère de convergence $\varepsilon_{\text{pimple}}$ conditionnant le nombre de passages dans la boucle de correction externe de l'algorithme du solveur couplé (cf. figure 2.15). Dans le modèle de base on a fixé $1/\varepsilon_{\text{pimple}} = 200$. La sensibilité du modèle à ce critère de convergence est étudiée pour trois autres valeurs, à savoir $1/\varepsilon_{\text{pimple}} = 20$, $1/\varepsilon_{\text{pimple}} = 100$ et $1/\varepsilon_{\text{pimple}} = 1000$. Les résultats sont présentés dans la figure 2.18 de manière analogue à celle utilisée pour les raffinements spatial et temporel.

Comme on peut le voir sur la figure 2.18, les écarts relatifs des grandeurs moyennées restent inférieurs à 5 % pour tous les cas considérés. L'écart entre le modèle de base et celui avec le critère de convergence $\varepsilon_{\text{pimple}}$ le plus fin est de moins de 1 % pour A_θ , $\overline{C}_P$ et η . L'amplitude de pilonnement A_{y^*} et la fréquence f^* présentent, quant à elles, moins de 2 % d'écart relatif. Il en découle une très faible sensibilité du modèle à $\varepsilon_{\text{pimple}}$ pour $1/\varepsilon_{\text{pimple}} > 200$.

Dans un second temps, on s'intéresse à l'indépendance numérique du modèle quant à la nature du schéma de couplage. Le modèle de base est muni d'un schéma de couplage fort entre les solveurs fluide et solide, ce qui assure sa stabilité pour la simulation de systèmes à faible masse ($m_y^* < 1$). Le schéma de couplage fort a été implémenté à partir de la modification du solveur *pimpleDyMFoam* pour que les équations du mouvement de l'aile soient résolues à l'intérieur de la boucle PIMPLE. Dans la présente étude, on a comparé les résultats du modèle de base avec ceux d'un modèle à couplage faible utilisant le solveur *pimpleDyMFoam* sans les modifications apportées. Cela a été possible car le système hydrolien de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) simulé a une masse importante ($m_y^* > 3$), n'étant ainsi pas susceptible aux instabilités de masse ajoutée.

Les écarts relatifs des grandeurs moyennées du modèle à couplage faible par rapport au

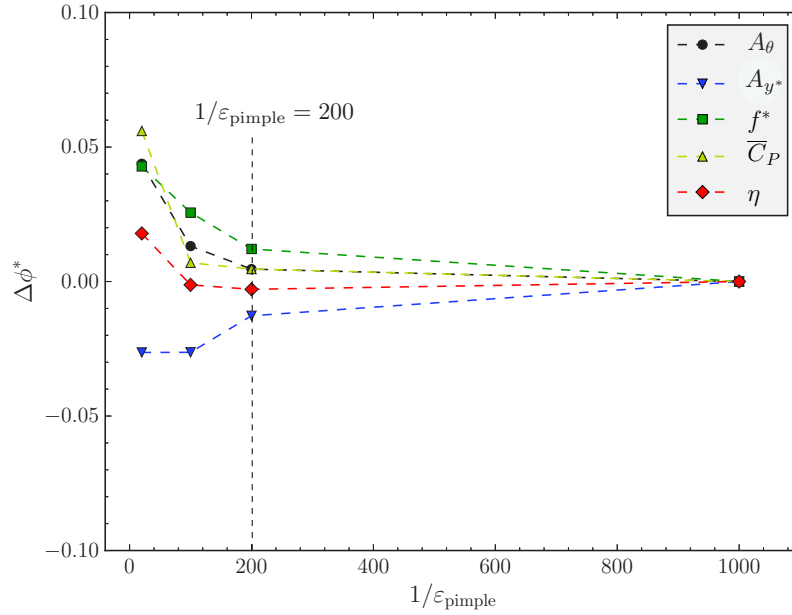


FIGURE 2.18 – Sensibilité des résultats numériques aux résidus PIMPLE.

modèle de base sont présentés dans le tableau 2.5. On en conclut que les deux schémas de couplage produisent les mêmes résultats à moins de 1 % près, à la différence que le modèle de base est plus robuste à priori, pouvant aussi simuler de systèmes à faible masse ($m_y^* < 1$). Cette robustesse du modèle vis-à-vis des instabilités de masse ajoutée sera vérifiée ultérieurement dans le chapitre 6 lors de la simulation d'un système à faible masse.

TABLE 2.5 – Écarts relatifs des grandeurs moyennées du modèle à couplage faible par rapport au modèle de base (couplage fort).

Cas	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
Couplage fort	–	–	–	–	–
Couplage faible	0.000	0.006	0.002	0.015	-0.002

2.3.1.3 Sensibilité du modèle à la modélisation de la turbulence

La turbulence de l'écoulement est modélisée par une approche URANS. Le modèle de turbulence Spalart-Allmaras résolvant le transport de la viscosité turbulente ν_t est utilisé dans une approche *solve wall* ($y^+ < 1$). Sous l'hypothèse d'écoulement pleinement turbulent, la condition aux limites $\nu_t = \nu$ est imposée en entrée. La sensibilité des résultats numériques à ces choix de modélisation est étudiée dans le présent paragraphe.

Dans un premier temps, deux autres valeurs de viscosité turbulente en entrée ont été testées, à savoir $\nu_t = 0.1\nu$ et $\nu_t = 10\nu$. Exposés dans le tableau 2.6, les écarts relatifs des grandeurs moyennées par rapport au modèle de base sont de l'ordre de 1 %. Cela prouve l'indépendance du modèle au taux de turbulence admis en entrée.

À l'intérieur de la couche limite, le modèle de base résout la turbulence par une approche *solve wall*, avec un maillage assez fin pour que la première maille se trouve à l'intérieur de

TABLE 2.6 – Écarts relatifs des grandeurs moyennées de différentes valeurs de viscosité turbulente en entrée par rapport au modèle de base ($\nu_t = \nu$).

Cas	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
$\nu_t = \nu$	–	–	–	–	–
$\nu_t = 0.1\nu$	0.000	0.005	0.003	0.008	-0.008
$\nu_t = 10\nu$	-0.007	0.015	-0.005	0.008	-0.011

la sous-couche visqueuse ($y^+ < 1$). Comme discuté auparavant, cette approche entraîne un coût de calcul bien supérieur à celui de l’approche *wall function*, basée sur l’utilisation de lois analytiques en proche paroi.

Dans la suite, un modèle résolvant la couche limite par une approche *wall function* est testé. Dans ce modèle, le maillage sur l’aile est moins raffiné ($y^+ \approx 50$). On utilise la loi de paroi *nutkWallFunction* disponible sur OpenFOAM 4.0. Les résultats sont exposés dans le tableau 2.7.

TABLE 2.7 – Écarts relatifs des grandeurs moyennées du modèle avec *wall function* ($y^+ \approx 50$) par rapport au modèle de base ($y^+ < 1$).

Cas	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
$y^+ < 1$	–	–	–	–	–
$y^+ \approx 50$	0.056	0.049	-0.019	0.077	0.054

Les écarts relatifs entre les résultats issus des deux approches ne sont pas tout à fait négligeables. En effet, une erreur de l’ordre de 8 % est commise sur $\overline{C}_P$ par rapport au modèle de base. Malgré cela, le coût de calcul de l’approche *wall function* est réduit d’un facteur deux, ce qui met en évidence l’attractivité de cette méthode de modélisation. Il est important toutefois de souligner que seulement les grandeurs moyennées sont considérées dans la présente étude. Une simulation plus rigoureuse visant à prédire les phénomènes transitoires du système, tels que le décollement de la couche limite et le décrochage, passe forcément par la résolution de la couche limite sous une approche *solve wall*. Cette approche est donc retenue pour le modèle de base.

Enfin, la sensibilité des résultats numériques vis-à-vis du modèle de turbulence a été étudiée. Outre le modèle de Spalart-Allmaras choisi a priori, le modèle k- ω SST a été également testé, ainsi qu’une approche laminaire sans utilisation d’un modèle de turbulence. Le tableau 2.8 présente les écarts relatifs des grandeurs moyennées de ces différentes approches par rapport au modèle de base (S-A).

TABLE 2.8 – Écarts relatifs des grandeurs moyennées de différents modèles de turbulence par rapport au modèle de base (Spalart-Allmaras).

Cas	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
Spalart-Allmaras	–	–	–	–	–
k- ω SST	-0.531	-0.460	-0.095	-0.781	-0.538
Laminaire	-0.219	-0.111	-0.027	-0.300	-0.204

Le tableau 2.8 montre que les résultats numériques sont fortement dépendants du modèle de turbulence utilisé. En particulier, les résultats du modèle $k-\omega$ SST présentent des écarts relatifs de plus de 50 % par rapport aux résultats du modèle Spalart-Allmaras. Le comportement dynamique du système obtenu en utilisant le modèle $k-\omega$ SST s'écarte très nettement des résultats du modèle de base : les oscillations ne sont pas centrées par rapport à la position d'équilibre et des fortes modulations sont observées dans les amplitudes du mouvement.

Les écarts entre les résultats issus de l'approche laminaire et le modèle de base suggèrent que la turbulence joue un rôle clé dans le comportement de l'aile oscillante passive. Le nombre de Reynolds du système simulé étant assez élevé ($Re_c = 5 \times 10^5$), les résultats obtenus par cette approche sont certainement les moins représentatifs. En effet, dans une approche laminaire, la turbulence de l'écoulement n'est ni calculée (car raffinements spatial et temporel très grossiers pour de la DNS), ni modélisée.

Pour conclure, l'indépendance numérique du modèle par rapport à la modélisation de la turbulence n'a pas pu être vérifiée. Bien au contraire, les résultats numériques divergent considérablement entre le modèle de Spalart-Allmaras et le modèle $k-\omega$ SST. Ces deux approches seront à nouveau confrontées lors de la validation des efforts hydrodynamiques sur l'aile statique dans la section suivante. Le choix pour le modèle de Spalart-Allmaras sera enfin justifié à partir de la confrontation des résultats numériques à des données expérimentales pour le décrochage statique du profil.

2.3.2 Validation du modèle en régime statique

L'étude de sensibilité menée précédemment a permis de définir la plupart des paramètres numériques du modèle de base. Les valeurs retenues pour ces paramètres expriment à priori le meilleur compromis coût/précision parmi toutes les variantes considérées (cf. tableau 2.4). En revanche, les résultats des simulations se sont montrés dépendants de certains choix de modélisation, notamment le modèle de turbulence et la résolution de la couche limite. Dans ce passage, la précision des résultats numériques sera étudiée. Cela permettra, d'une part, d'évaluer la justesse des prédictions numériques fournies par le modèle et, d'autre part, de confirmer les choix de modélisation qui n'ont pas pu être validés jusqu'à présent.

La précision des résultats numériques sera étudiée tout d'abord en régime statique. Le phénomène de décrochage du profil NACA 0015 à différents nombres de Reynolds fera l'objet de la présente validation. Dans un premier temps, on confrontera l'évolution des efforts hydrodynamiques sur le profil aux données de la plateforme XFOIL ([Drela, 2013](#)). Ensuite, la fréquence de lâcher tourbillonnaire du profil en régime de décrochage à haute incidence sera validée par rapport au nombre de Strouhal.

2.3.2.1 Efforts hydrodynamiques sur le profil

On étudie l'évolution des efforts hydrodynamiques sur le profil NACA 0015 à différents angles d'incidence pour deux différents régimes d'écoulement : un premier régime à haut Reynolds avec $Re_c = 10^6$ et un deuxième régime à relativement bas Reynolds avec $Re_c = 10^5$. Comme discuté précédemment, ces valeurs de Re_c sont assez représentatives des régimes d'écoulement développés au sein d'un système hydrolien à aile oscillante passive.

Pour chaque angle d'incidence α , une simulation numérique est réalisée afin de déterminer les

efforts hydrodynamiques sur le profil. La forme adimensionnelle de la force de pilonnement F_y^* – ici confondue avec le coefficient de portance C_L – est ainsi déterminée en fonction de l'angle α . La force adimensionnelle de cavement F_x^* – ici confondue avec le coefficient de traînée C_D – et le moment adimensionnel de tangage M_θ^* ne sont pas considérés dans l'étude car ils restent bien inférieurs à F_y^* en régime avant décrochage⁷. Dans toutes les simulations, l'angle d'incidence est réalisé par l'inclinaison du flux en entrée, le maillage restant fixe. Le modèle de base est utilisé et les différentes approches de modélisation de la turbulence sont comparées.

Les résultats numériques sont confrontés à ceux obtenus par la plateforme d'analyse de profils aérodynamiques XFOIL, développée par Drela (1989). Sur XFOIL, les données relatives à des conditions moyennes d'intensité turbulente et de rugosité de l'aile sont considérées. Ces conditions sont définies par un facteur d'amplification pour le déclenchement de la transition de la couche limite égal à $N_{\text{crit}} = 9$ (voir manuel de l'utilisateur de XFOIL disponible sur Drela (2013)).

Les courbes de décrochage obtenues pour chaque modèle à $Re_c = 10^6$ sont présentées dans la figure 2.19. Une synthèse des résultats en termes de l'angle critique de décrochage α_{crit} , du coefficient de portance au décrochage $C_{L_{\text{crit}}}$ et des respectifs écarts $\Delta\alpha_{\text{crit}}$ et $\Delta C_{L_{\text{crit}}}$ relatifs aux données de référence XFOIL est présentée dans le tableau 2.9.

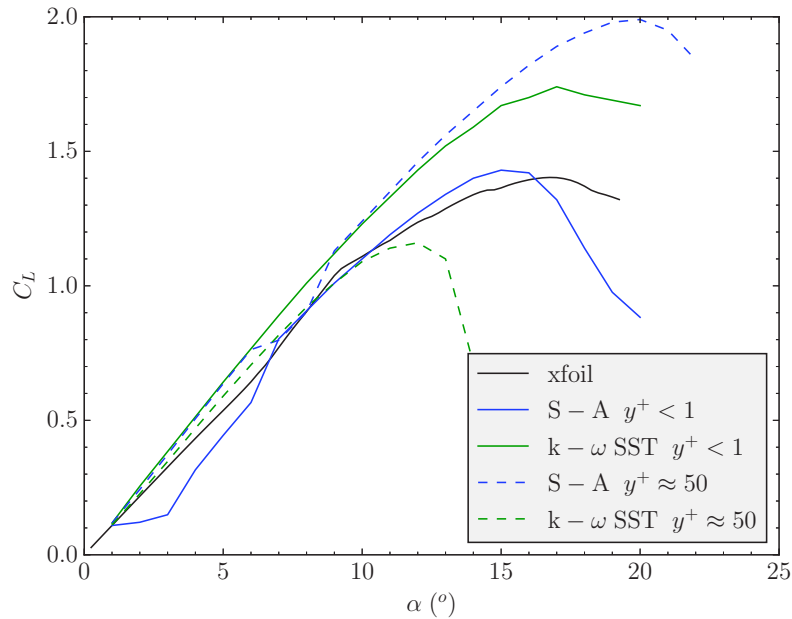


FIGURE 2.19 – Courbe de portance du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^6$.

D'après XFOIL, le décrochage statique du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^6$ doit avoir lieu à un angle d'incidence de $\alpha_{\text{crit}} = 16.8^\circ$, avec un coefficient de portance $C_{L_{\text{crit}}} = 1.40$. Les résultats numériques qui se rapprochent le mieux sont ceux donnés par le modèle

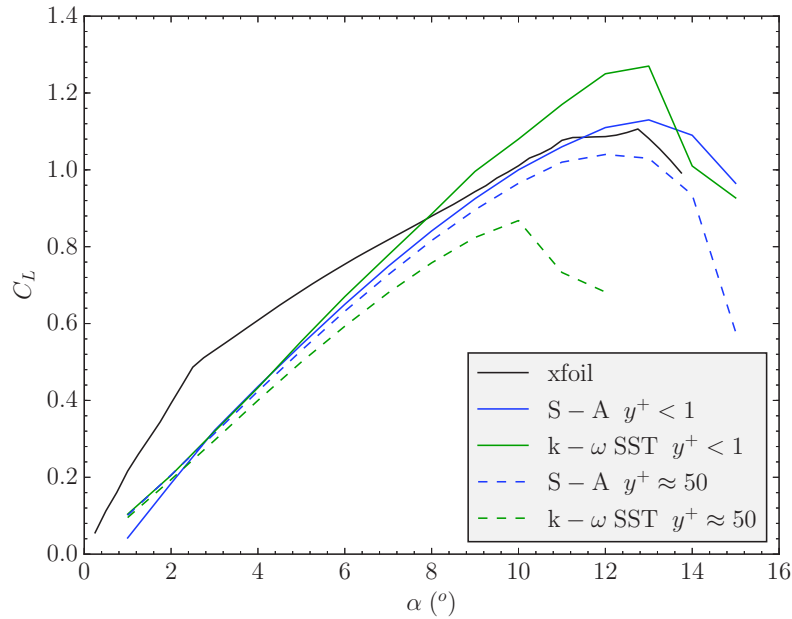
7. En effet, la finesse d'un profil exprimant le rapport entre les coefficients de portance et de traînée est souvent élevé. D'après les données de la plateforme XFOIL (Drela, 2013), la finesse du profil NACA 0015 peut atteindre 40 à $Re_c = 10^5$ et 80 à $Re_c = 10^6$. Le coefficient du moment de tangage, quant à lui, reste inférieur à 0.05 dans tous les cas considérés devant un coefficient de portance de l'ordre de l'unité.

TABLE 2.9 – Synthèse des résultats numériques obtenus pour le décrochage statique du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^6$.

Modèle	α_{crit}	$\Delta\alpha_{\text{crit}}$	$C_{L\text{crit}}$	$\Delta C_{L\text{crit}}$
XFOIL	16.8°	-	1.40	-
S-A $y^+ < 1$	15.0°	-11 %	1.43	2 %
k- ω SST $y^+ < 1$	17.0°	1 %	1.75	25 %
S-A $y^+ \approx 50$	19.9°	18 %	1.99	42 %
k- ω SST $y^+ \approx 50$	11.9°	-29 %	1.15	-18 %

Spalart-Allmaras à $y^+ < 1$. Toutes les autres approches échouent dans la prédiction du décrochage. Cependant, tous les résultats sont relativement cohérents avec les valeurs de référence en régime de faible incidence. En effet, la résolution précise de la couche limite joue un rôle déterminant pour $\alpha > 10^\circ$, quand le phénomène de décollement devient important.

Les résultats obtenus à $Re_c = 10^5$ sont présentés dans la figure 2.20 et synthétisés dans le tableau 2.10. D'après les données de référence, le profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ décroche à un angle d'incidence de $\alpha_{\text{crit}} = 13^\circ$, avec un coefficient de portance critique de $C_{L\text{crit}} = 1.11$.

FIGURE 2.20 – Courbe de portance du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$.

Cette fois-ci, une bonne approximation est obtenue par les deux approches utilisant le modèle Spalart-Allmaras. L'approche utilisant le modèle k- ω SST avec $y^+ < 1$ prédit le bon angle de décrochage, mais à un coefficient de portance trop élevé. Enfin, l'utilisation du modèle k- ω SST avec $y^+ \approx 50$ conduit à un décrochage très prématuré. En régime de faible incidence ($\alpha < 8^\circ$), le coefficient de portance C_L est sous-estimé dans toutes les différentes approches. Cela met en évidence la perte de précision du modèle lors de la simulation d'un écoulement à relativement bas Reynolds, où les phénomènes de transition

TABLE 2.10 – Synthèse des résultats numériques obtenus pour le décrochage statique du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$.

Modèle	α_{crit}	$\Delta\alpha_{\text{crit}}$	$C_{L\text{crit}}$	$\Delta C_{L\text{crit}}$
XFOIL	12.8°	-	1.11	-
S-A $y^+ < 1$	13.1°	2 %	1.13	2 %
k- ω SST $y^+ < 1$	13.0°	2 %	1.27	14 %
S-A $y^+ \approx 50$	12.2°	-5 %	1.04	-6 %
k- ω SST $y^+ \approx 50$	10.1°	-21 %	0.87	-22 %

laminaire-turbulent peuvent avoir lieu.

En vue des résultats obtenus, l'utilisation du modèle Spalart-Allmaras avec la résolution de la couche limite ($y^+ < 1$) est confortée pour la modélisation de la turbulence.

2.3.2.2 Fréquence de lâcher tourbillonnaire

Un cas de validation supplémentaire en régime statique consiste à simuler le lâcher tourbillonnaire d'un profil en régime de décrochage à haute incidence. À cause du fort gradient de pression adverse imposé à l'écoulement sur l'extrados du profil, la couche limite se décolle aux bords d'attaque et de fuite. Des vortex de dimension spatiale de l'ordre de la corde du profil sont lâchés alternativement à partir des points de décollement, formant ainsi une allée de type Von-Karman. La fréquence du lâcher tourbillonnaire f_t est définie de manière adimensionnelle par le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{f_t L}{U_\infty} \quad (2.56)$$

avec L la longueur de la section transversale et U_∞ la vitesse de l'écoulement incident.

D'après l'étude expérimentale menée par [Mahbub Alam et al. \(2010\)](#), dont les résultats ont été vérifiés numériquement par [Zakaria et al. \(2018\)](#), le nombre de Strouhal d'un profil NACA symétrique à $Re_c \approx 10^5$ à haute incidence est proche de $St = 0.22$. En utilisant ce résultat, la fréquence du lâcher tourbillonnaire f_{str} d'un profil peut être donnée par :

$$f_t = \frac{0.22U_\infty}{c \sin \alpha + e/2} \quad (2.57)$$

avec α l'angle d'incidence et e l'épaisseur du profil.

Dans le but de valider le modèle de base par rapport à la fréquence de lâcher tourbillonnaire exprimée par l'équation 2.57, une simulation du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ et $\alpha = 30^\circ$ a été réalisée. Les résultats obtenus sont illustrés dans la figure 2.21. La composante sur $\hat{z}$ du champ de vorticité $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{V}$ permet d'identifier les structures tourbillonnaires contra-rotatives se développant en aval du profil. Une sonde de vitesse est placée centrée et à une distance de trois cordes du profil afin de pouvoir mesurer la fréquence du lâcher tourbillonnaire.

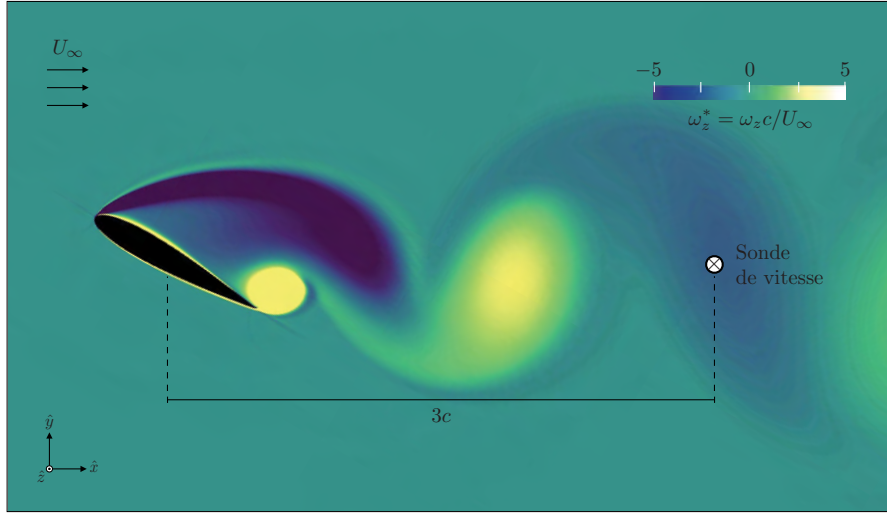


FIGURE 2.21 – Lâcher tourbillonnaire du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ en régime de décrochage ($\alpha = 30^\circ$).

L'évolution temporelle des composantes adimensionnelles de la vitesse de l'écoulement mesurée par la sonde est présentée dans la figure 2.22. Après une courte période transitoire, la solution numérique converge vers un régime où le champ de vitesse présente des oscillations à fréquence constante. La composante de vitesse suivant $\hat{y}$ décrit des oscillations à grande amplitude autour de zéro, pendant que celle suivant $\hat{x}$ oscille autour d'une valeur positive de faible amplitude.

Les fréquences d'oscillation du champ de vitesse sont mesurées à partir de la transformée de Fourier discrète (TFD) appliquée à chaque composante de vitesse, le transitoire ayant été tronqué. Les résultats sont présentés sur la figure 2.23. Comme on peut le voir, une fréquence fondamentale est retrouvée à $f/f_t = 0.9$, ainsi que ses harmoniques d'ordre 2, 3 et 4. Cela valide à $\pm 10\%$ près le fait que la fréquence du lâcher tourbillonnaire prévue par le modèle numérique soit en accord avec la fréquence de Strouhal f_t donnée par l'équation 2.57.

2.3.3 Validation du modèle en régime dynamique

Bien que le décrochage soit un phénomène clé conditionnant le comportement dynamique du système, les validations effectuées jusqu'à présent ne garantissent pas la précision du modèle dans le cas d'une aile oscillante passive. En effet, le caractère dynamique du décrochage subi par l'aile n'a pas été considéré. De plus, les phénomènes complexes de décollement et recollement de la couche limite ayant lieu en régime après décrochage n'ont pas été pleinement validés. Enfin, l'influence de la déformation du maillage sur les résultats numériques et la précision du modèle à l'égard du schéma de couplage fluide-solide n'ont pas pu être évaluées.

Dans la présente section, on validera le modèle dans le cas dynamique d'une aile oscillante passive. Les résultats numériques seront confrontés avec deux cas de référence. Tout d'abord, le modèle sera confronté aux résultats numériques de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) proposant une configuration optimale du système. Ensuite, le modèle sera confronté aux résultats expérimentaux de [Boudreau et al. \(2018\)](#), qui ont développé un prototype d'aile oscillante

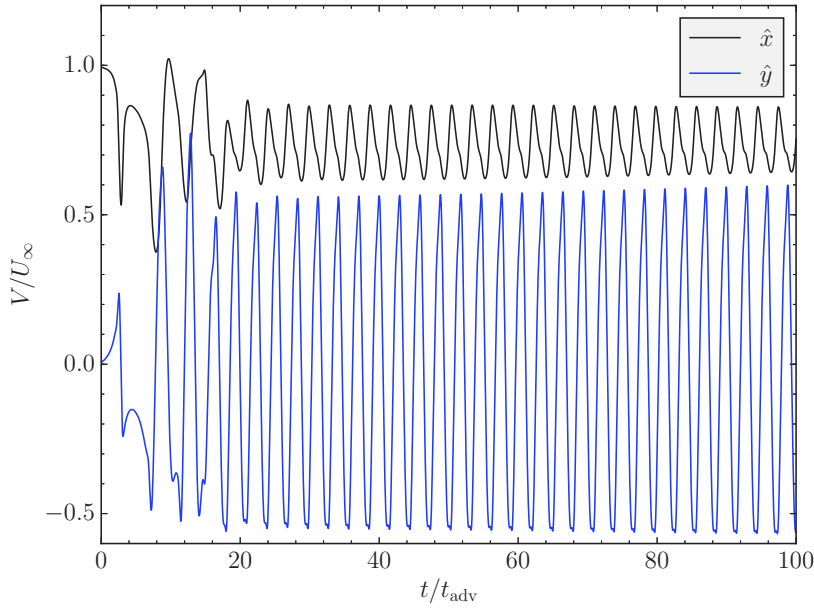


FIGURE 2.22 – Évolution temporelle des composantes suivant $\hat{x}$ et $\hat{y}$ du champ de vitesse de l'écoulement, mesuré trois cordes en aval du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ en régime de décrochage ($\alpha = 30^\circ$).

passive reproduisant la configuration optimale proposée par [Veilleux et Dumas \(2017\)](#).

2.3.3.1 Confrontation avec les résultats numériques de référence

Une optimisation du système hydrolien à aile oscillante passive a été développée par [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) à partir d'un modèle numérique 2D implémenté sur OpenFOAM. La turbulence de l'écoulement a été modélisée dans une approche URANS par le modèle Spalart-Allmaras, la couche limite étant entièrement résolue ($y^+ < 1$). Une technique de maillage rotatif associée à l'introduction d'un terme source de quantité de mouvement dans le domaine fluide a été utilisée pour adapter le maillage au mouvement de l'aile. Enfin, un schéma de couplage fluide-solide faible a été implémenté.

Ce modèle numérique de référence a été validé par rapport à des données expérimentales d'une aile battante en soufflerie ([Poirel et Mendes, 2011](#)) et pour le cas bien documenté des vibrations induites par vortex (VIV) d'un cylindre ([Williamson et Govardhan, 2004](#)). Malgré le fait que ce modèle n'ait pas pu être validé par des données expérimentales d'un système hydrolien à aile oscillante, il constitue à présent une référence pour la validation du modèle de base.

Dans leur travail, [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) ont réalisé une optimisation paramétrique du système à $Re_c = 5 \times 10^5$. Le profil NACA 0015 a été utilisé, avec l'axe de tangage placé à un tiers de la corde. Les paramètres structuraux de la configuration optimale obtenue sont présentés dans le tableau 2.11. Dans cette configuration de l'aile oscillante passive, les résultats numériques de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) indiquent d'excellentes performances énergétiques, avec un coefficient de puissance de $\bar{C}_P = 1.079$ et un rendement hydraulique à hauteur de $\eta = 33.6\%$.

Afin de valider le modèle de base par rapport aux résultats numériques de référence, une

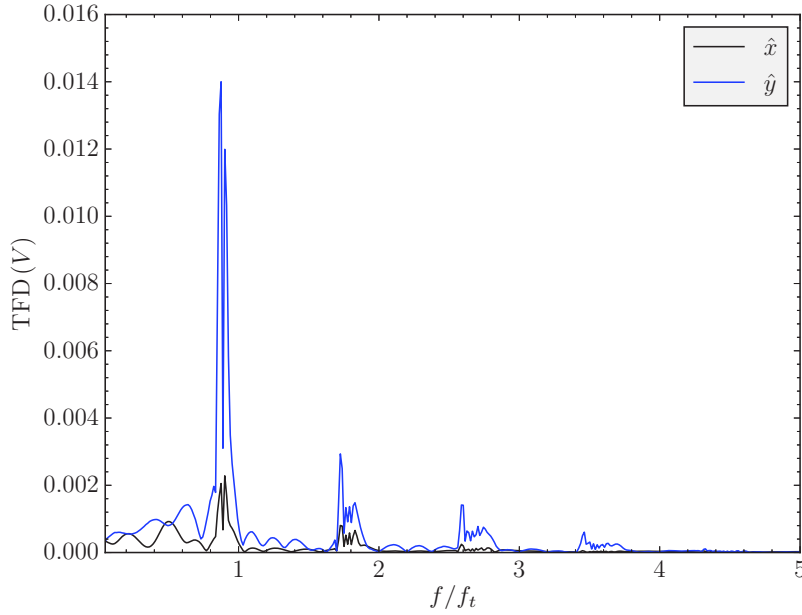


FIGURE 2.23 – Analyse spectrale des composantes suivant $\hat{x}$ et $\hat{y}$ du champ de vitesse de l'écoulement, mesuré trois cordes en aval du profil NACA 0015 à $Re_c = 10^5$ en régime de décrochage ($\alpha = 30^\circ$).

simulation de la configuration optimale de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) (cf. tableau 2.11) a été réalisée. Au début de la simulation, l'aile est initialement supposée à la position d'équilibre ($y^* = \theta = 0$) avec une vitesse de pilonnement non-nulle ($\dot{y}^* = 0.10$) afin de reproduire les mêmes conditions initiales imposées dans le modèle de référence. Après une courte période transitoire, la solution numérique converge vers un régime d'oscillations auto-entretenues. L'évolution de la position de pilonnement y^* et de l'angle de tangage θ sur une période d'oscillation de l'aile est ensuite confrontée avec les résultats numériques de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#). Les résultats sont présentés dans la figure 2.24, avec $t^* = t/T$ le temps normalisé par la période d'oscillation T correspondante.

Les mouvements décrits par l'aile oscillante d'après le modèle de base développé au laboratoire sont très proches de ceux prévus par le modèle de référence. On peut observer

TABLE 2.11 – Configuration optimale du système hydrolén à aile oscillante passive proposée par [Veilleux et Dumas \(2017\)](#).

Paramètre	Valeur
l_θ^*	0.33
m_y^*	3.036
c_y^*	1.501
k_y^*	1.206
I_θ^*	0.095
c_θ^*	0.119
k_θ^*	0.031
Λ^*	-0.029

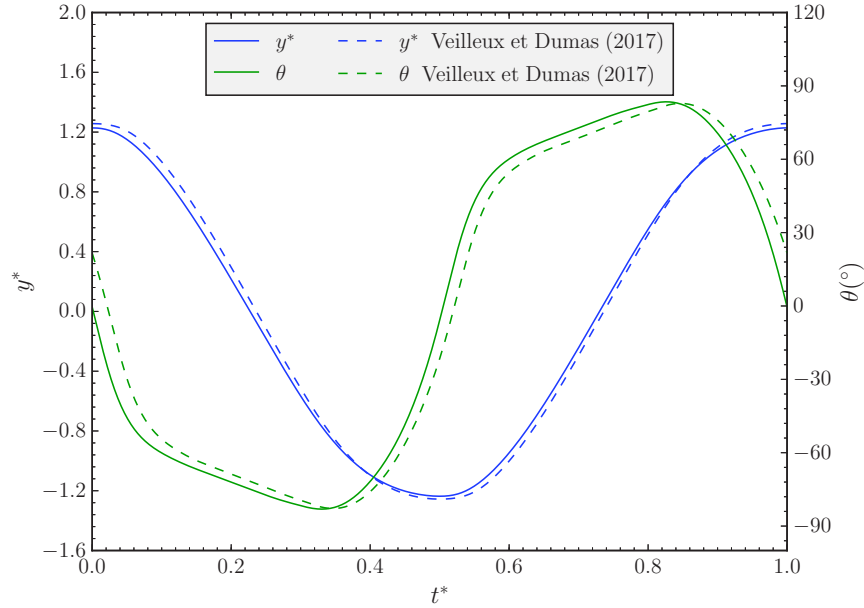


FIGURE 2.24 – Évolution de la position de pilonnement y^* et de l'angle de tangage θ sur une période d'oscillation du système.

une très bonne concordance entre les courbes de pilonnement y^* . Un léger déphasage d'environ 8° est constaté entre les courbes de tangage θ . Les efforts hydrodynamiques sur le profil étant étroitement liés à l'angle de tangage, le même déphasage est observé sur la figure 2.25. Malgré cela, les écarts entre les grandeurs moyennées obtenues par le présent modèle de base – calculées sur une durée équivalente à environ 10 périodes d'oscillation de l'aile – et celles du modèle de référence sont très faibles, comme on peut le voir sur le tableau 2.12.

TABLE 2.12 – Confrontation des grandeurs moyennées du modèle de base avec les résultats numériques de référence.

Cas	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
Veilleux et Dumas (2017)	83°	1.26	0.096	1.079	0.336
Modèle de base	83.3°	1.23	0.100	1.099	0.337
Écart relatif	0.4 %	-2.4 %	4.2 %	1.9 %	0.3 %

Enfin, les contours de la vorticité adimensionnelle ω_z^* autour de l'aile oscillante passive sur quelques instants de la deuxième moitié d'une période d'oscillation ($0.67 < t^* < 1.0$) sont présentés dans la figure 2.26.   chaque instant considéré, sont également présentés – dans les cadres à droite – les résultats de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) correspondants. On peut voir que les structures tourbillonnaires développées autour du profil sont très semblables à celles du modèle de référence.

La figure 2.26 illustre aussi les  v nements clés autour du décrochage dynamique de l'aile.   $t^* = 10/12$ le profil vient de subir le décrochage, d'où la chute de la force de pilonnement F_y^* et le pic de force de cavalemt F_x^* observés sur la figure 2.25 à $t^* = 0.8$.   $t^* = 11/12$,

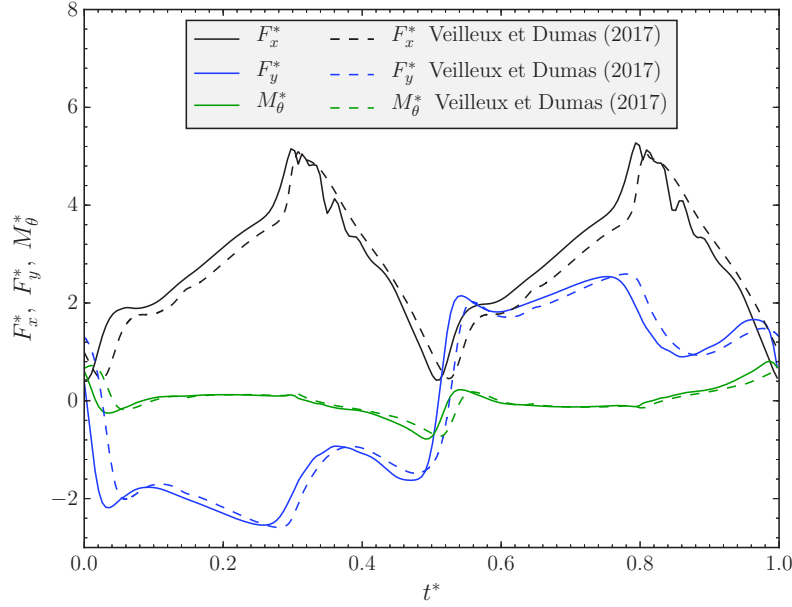


FIGURE 2.25 – Évolution des efforts hydrodynamiques sur l'aile sur une période d'oscillation du système.

les dimensions du vortex de bord d'attaque (LEV) sont du même ordre de grandeur que la corde du profil. Finalement, à $t^* = 12/12$ le LEV est advecté par l'écoulement, provoquant ainsi l'aspiration du profil par le bord de fuite. Cela est à l'origine du pic de moment de tangage M_θ^* et du deuxième pic de force de pilonnement F_y^* à $t^* = 1.0$, comme on peut le voir sur la figure 2.25.

2.3.3.2 Confrontation avec les résultats expérimentaux de référence

Un dernier cas de validation du modèle numérique est présenté dans ce paragraphe. Les résultats numériques sont finalement confrontés à des données expérimentales du prototype d'aile oscillante passive développé par Boudreau *et al.* (2018). Ce prototype a été conçu afin de reproduire expérimentalement la configuration optimale de Veilleux et Dumas (2017). Le nombre de Reynolds du prototype est de $Re_c = 2.1 \times 10^4$ et les paramètres structuraux du système sont proches de ceux listés dans le tableau 2.11.

Le système à aile oscillante de Boudreau *et al.* (2018) a été simulé par le présent modèle. Une synthèse des résultats obtenus est exposée dans le tableau 2.13. Malgré les écarts relativement importants observés sur les grandeurs moyennées (15 % pour l'amplitude de tangage A_θ et -18 % pour le coefficient de puissance $\overline{C_P}$), le modèle de base reproduit le comportement global du système avec une précision acceptable.

Les divergences observées entre la prédiction du modèle numérique et les résultats expérimentaux peuvent être attribuées à trois raisons principales. En premier lieu, le modèle suppose un écoulement parfaitement bidimensionnel et néglige les effets de bord et de confinement, qui peuvent être conséquents dans le dispositif expérimental. Deuxièmement, les liaisons réalisées pour le guidage du prototype en pilonnement et tangage présentent du frottement sec, ce qui n'est pas prévu dans les équations du présent modèle. Enfin, le nombre de Reynolds du prototype étant assez bas, la précision du modèle est naturellement

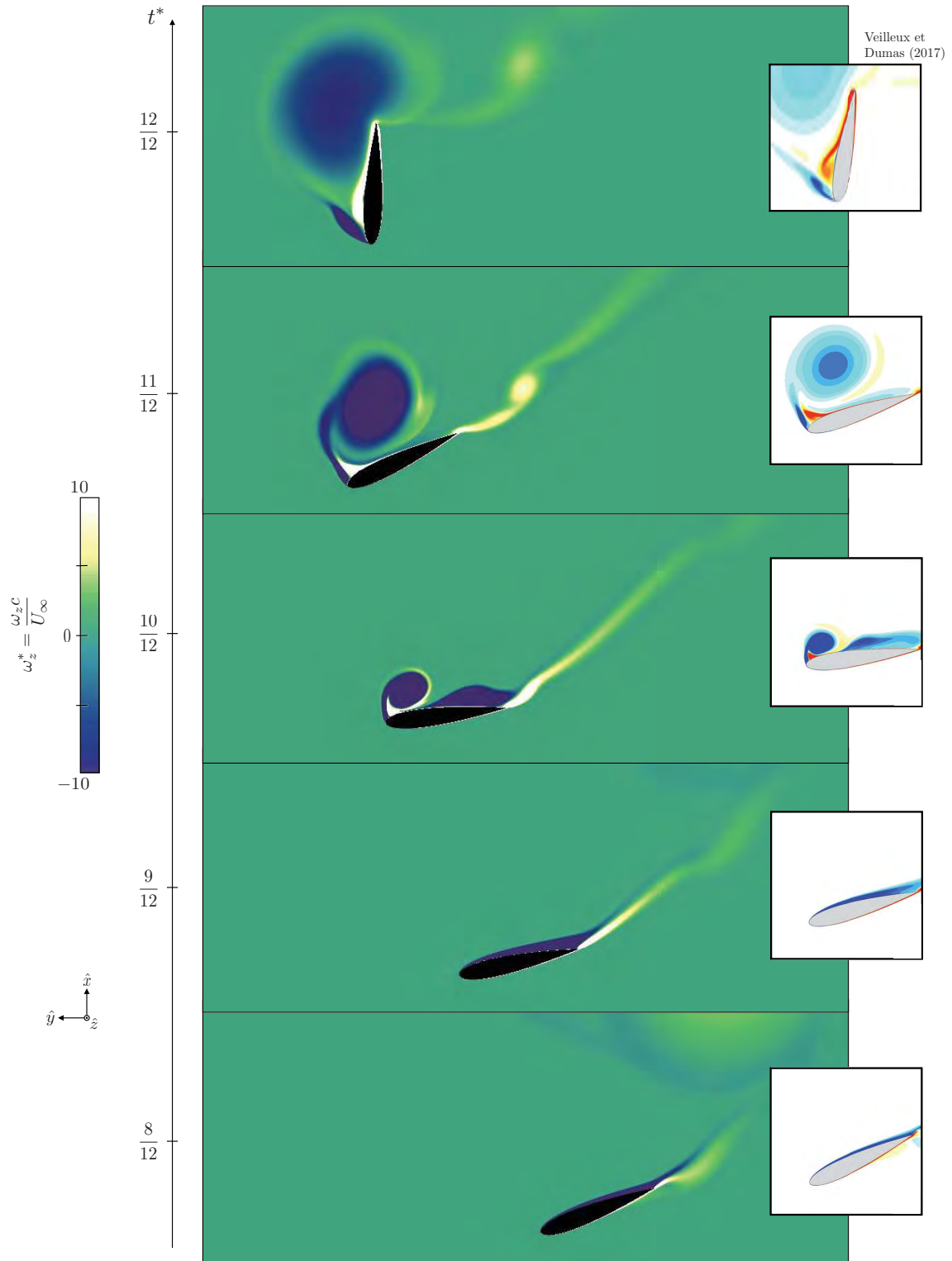


FIGURE 2.26 – Vorticité adimensionnelle ω_z^* autour de l’aile oscillante passive sur 5 instants de la deuxième moitié d’une période d’oscillation ($0.67 < t^* < 1.0$). Les résultats numériques de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) correspondants sont présentés dans les cadres à droite.

dégradée en vue de l'approche de modélisation de la turbulence retenue.

TABLE 2.13 – Confrontation des grandeurs moyennées du modèle de base avec les résultats expérimentaux de Boudreau (2019).

	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
Boudreau <i>et al.</i> (2018)	85°	0.89	0.133	0.68	0.268
Modèle de base	98°	0.80	0.125	0.56	0.247
Écart relatif	15.3 %	−10.1 %	−6.0 %	−17.6 %	−7.8 %

Pour conclure, le modèle développé au sein de la présente thèse s'est montré assez précis dans la simulation numérique du système hydrolien à aile oscillante passive. Cela a été vérifié à travers les cas de validation par rapport aux résultats numériques de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) et aussi aux résultats expérimentaux de [Boudreau *et al.* \(2018\)](#). Cependant, il est important de souligner que la masse du système est importante ($m_y^* > 3$) dans les deux cas de référence considérés. Cela a été le résultat d'une restriction s'imposant au modèle numérique de [Veilleux \(2014\)](#) pour éviter les instabilités de masse ajoutée.

La volonté de pouvoir valider le modèle de base dans le cas d'une aile oscillante de faible masse ($m_y^* < 1$) et l'objectif d'élargir l'espace paramétrique pour l'optimisation du système ont guidé la conception d'un nouveau dispositif expérimental, qui sera présenté dans le chapitre suivant. Le modèle numérique sera repris ultérieurement pour la simulation de ce nouveau prototype. La confrontation des résultats numériques avec ces nouveaux résultats expérimentaux confirmera la précision du modèle dans la simulation d'un système hydrolien à aile oscillante passive de faible masse.

Chapitre 3

Mise au point du dispositif expérimental

Dans le chapitre précédent, l'implémentation et la validation d'un modèle numérique capable de simuler le système hydrolien à aile oscillante passive ont été présentés. La construction du modèle s'est fondée sur les hypothèses suivantes. L'évolution de l'aile et de l'écoulement se fait dans le plan, le domaine fluide est considérée comme infini et enfin la turbulence considérée comme isotrope. Malgré cela, les résultats numériques obtenus sont très encourageants vis-à-vis des données numériques de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) et des données expérimentales de [Boudreau *et al.* \(2018\)](#).

À ce stade, le modèle n'a pas été validé pour le cas d'un système hydrolien de faible masse. En effet, les résultats de référence considérés lors de la validation du modèle correspondent à des systèmes hydroliens de masse importante. La robustesse du modèle par rapport aux instabilités de masse ajoutée et sa précision dans la simulation d'un système de faible masse reste une question ouverte.

À la lumière de ces faits, un nouveau dispositif expérimental a été conçu dans le cadre de la présente thèse, dont un des objectifs est de combler le manque de données expérimentales concernant un système hydrolien à aile oscillante passive de faible masse. Les principales étapes de la mise au point de ce dispositif expérimental seront exposées dans ce chapitre. Dans un premier temps, on s'intéressera au processus de conception du prototype. Ensuite, la procédure de caractérisation des paramètres structuraux et hydrodynamiques du système sera présentée.

3.1 Conception du dispositif expérimental

Le cahier des charges pour la conception du dispositif expérimental a été établi autour de cinq exigences principales :

- (i) S'intégrer aux installations hydrauliques du laboratoire ;
- (ii) Assurer la similitude avec un système hydrolien à échelle réelle ;
- (iii) Permettre l'étude de différentes configurations du système hydrolien ;
- (iv) Fournir les mesures des grandeurs physiques liées aux mouvements de l'aile et à la récupération d'énergie ;
- (v) Satisfaire les critères technico-économiques.

Ces exigences sont détaillées dans le diagramme fourni dans la figure 3.1.

Tout d'abord, il est impératif que le dispositif puisse s'intégrer aux conditions hydrauliques du canal à surface libre du laboratoire. Comme on le verra dans la suite lors de la description détaillée des installations hydrauliques, une réduction d'échelle s'imposera en fonction des dimensions du canal. La similitude entre le système à échelle réduite et un système à échelle réelle sera assurée par les nombres sans dimension (cf. tableau 2.2).

Il est envisageable que les paramètres structuraux puissent être facilement réglés pour permettre l'étude de différentes configurations du système hydrolien à aile oscillante passive. Le dispositif expérimental doit permettre de mesurer l'évolution temporelle des variables d'état du système, soit les positions, vitesses et accélérations pour chaque degré de liberté. Cela est essentiel pour la caractérisation de la réponse dynamique de l'aile et pour le calcul des coefficients de performance énergétique du système. Enfin, le dispositif expérimental doit satisfaire à des critères technico-économiques.

La conception du prototype au regard de ses fonctionnalités principales sera détaillée dans les sous-sections suivantes. En premier lieu, les installations hydrauliques du laboratoire conditionnant le pré-dimensionnement du système seront présentées. Ensuite, le prototype aile oscillante passive sera introduit, passant par une description des composants structuraux et de l'instrumentation du système.

3.1.1 Canal à surface libre

Un schéma du canal à surface libre et de son système d'alimentation est proposé dans la figure 3.2. Le canal est alimenté par deux pompes en parallèle et fonctionne en circuit fermé. Une première pompe (P_1) aspire l'eau du bassin souterrain – qui permet la dissipation des structures turbulentes et l'homogénéisation de l'écoulement – et alimente une cuve tampon déversant dans le canal. Une deuxième pompe (P_2) envoie l'eau du bassin directement dans le canal.

La section en A est surélevé d'une hauteur h_{AB} par rapport à tous les autres points du canal. Une micro centrale hydroélectrique à vis d'Archimède ([Dellinger, 2015](#)) est installée en permanence pour la récupération de l'énergie potentielle liée à la hauteur h_{AB} . Une grille est placée en aval de la vis d'Archimède au niveau de la section en B afin d'uniformiser l'écoulement.

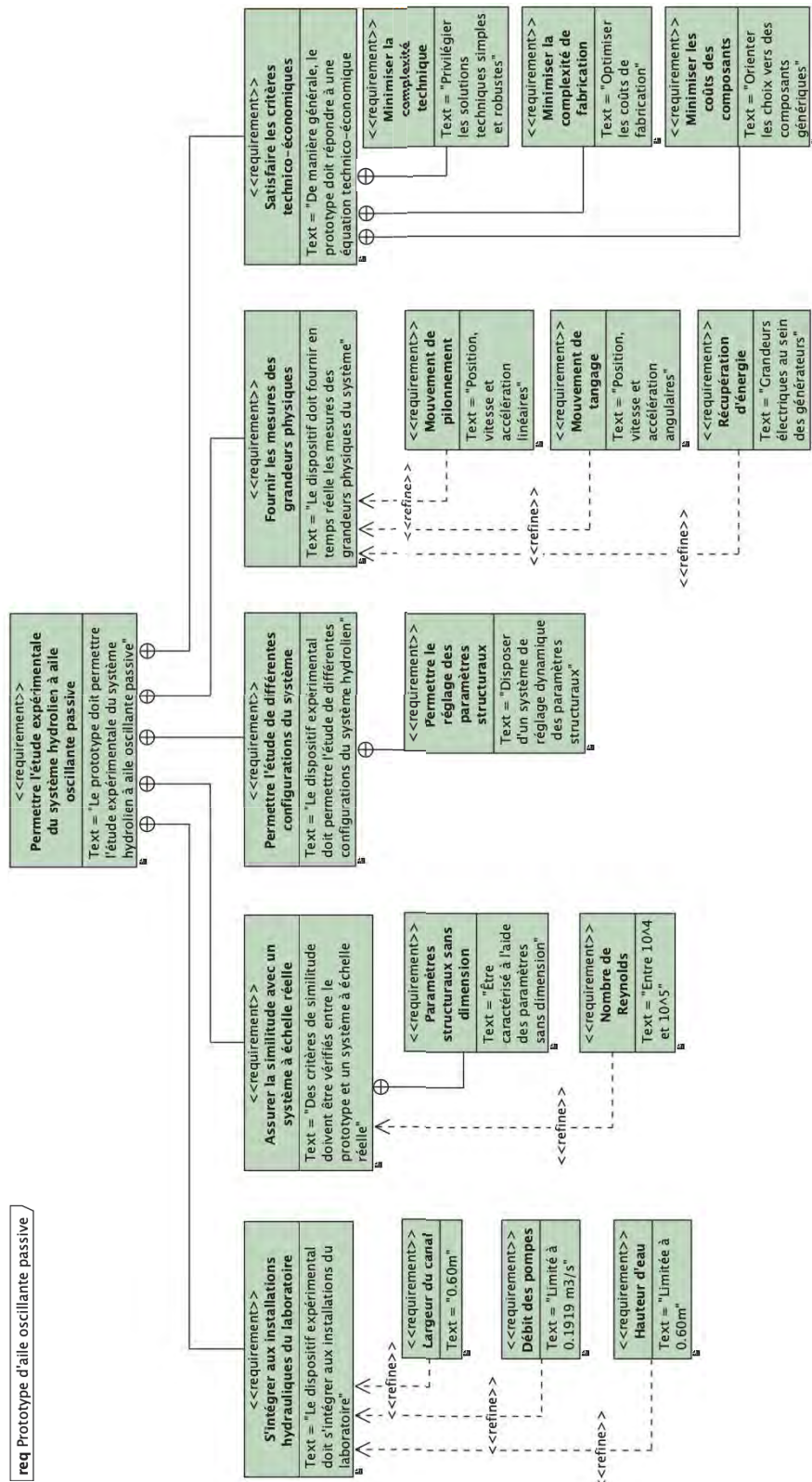


FIGURE 3.1 – Diagramme des exigences qui ont guidé la conception du dispositif expérimental.

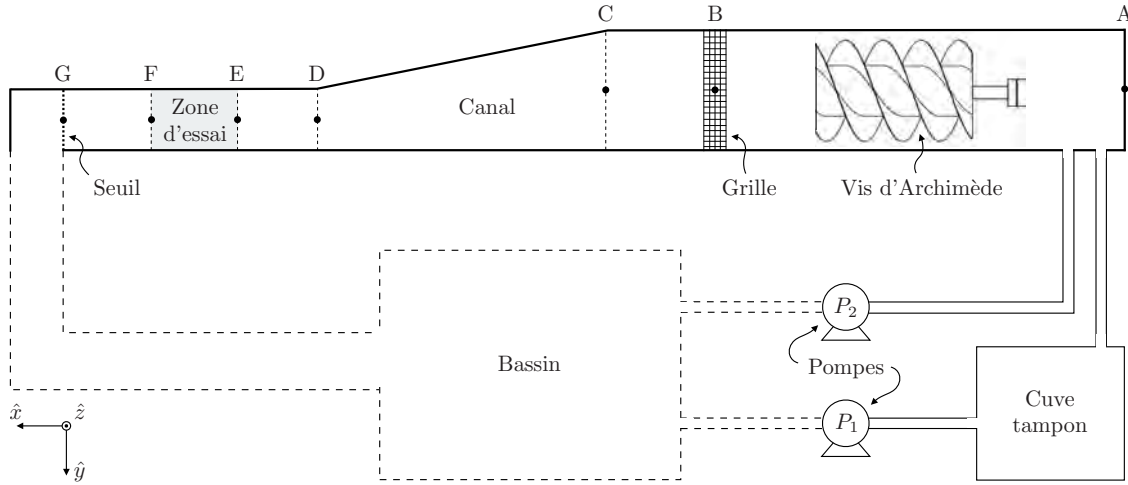


FIGURE 3.2 – Vue de dessus du canal à surface libre avec son système d'alimentation et zone d'implantation du prototype d'aile oscillante passive.

Entre la section en C et la section en D, le canal connaît un rétrécissement. La zone d'implantation du système hydrolien à aile oscillante passive se situe après la zone de rétrécissement, entre la section en E et la section en F. En aval de la zone d'essai, un seuil dans la section en G permet de régler le niveau d'eau. Ensuite, l'écoulement est récupéré dans le bassin souterrain et se tranquillise avant d'être à nouveau aspiré par les pompes d'alimentation. Les principales caractéristiques hydrauliques et géométriques du canal sont regroupées dans le tableau 3.1.

TABLE 3.1 – Caractéristiques géométriques et hydrauliques du canal à surface libre (cf. figure 3.2).

Paramètre	Valeur
Débit maximal de la pompe P_1	$0.0919 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Débit maximal de la pompe P_2	$0.1000 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
Largeur de la section en A	1.20 m
Distance entre les section en A et en B	9.00 m
Hauteur de surélévation (h_{AB})	1.00 m
Distance entre les section en B et en C	6.00 m
Distance entre les section en C et en D	6.80 m
Largeur de la section en D	0.60 m
Distance entre les section en D et en E	2.00 m
Distance entre les section en E et en F	2.00 m
Distance entre les section en F et en G	5.50 m
Hauteur d'eau maximale dans la zone d'essai	0.60 m

3.1.2 Prototype d'aile oscillante passive

Le prototype d'aile oscillante passive a été conçu pour être testé dans la zone entre les sections en E et en F du canal à surface libre, comme indiqué sur la figure 3.2. Avec $\hat{x}$ la direction principale de l'écoulement, on choisit de placer l'axe de tangage verticalement

suivant $\hat{z}$, le mouvement de pilonnement se faisant suivant la direction $\hat{y}$. Le choix d'une aile verticale est justifié par la volonté de minimiser les interaction entre les parties mécaniques et l'écoulement. De plus cette disposition se prête parfaitement à un dispositif ayant vocation à être implanté en rivière.

3.1.2.1 Pré-dimensionnement de l'aile

La première étape de la conception du prototype a été le pré-dimensionnement de l'aile en fonction des caractéristiques géométriques et hydrauliques du canal à surface libre. Un schéma de la vue de face de l'aile placée transversalement à l'intérieur de la zone d'essai est proposé dans la figure 3.3.

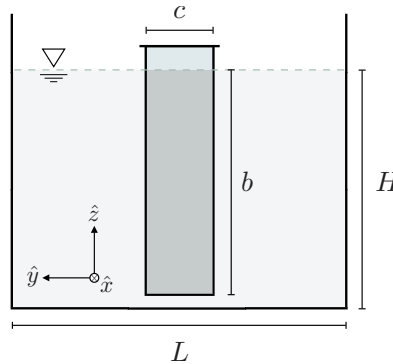


FIGURE 3.3 – Schéma de la vue de face de l'aile placée à l'intérieur de la zone d'essai.

Tout d'abord, un profil NACA 0015 a été choisi pour la réalisation de l'aile. La corde c du profil est définie en fonction de la largeur L de la section en D (cf. tableau 3.1) afin de limiter le rapport de blocage $\tilde{R}_B = c/L$ pour minimiser les effets de confinement. En l'occurrence, on choisit $\tilde{R}_B = 0.2$. Ensuite, l'envergure b de l'aile est fixée de manière à garantir un rapport d'aspect $R_A = b/c$ suffisamment grand pour minimiser les effets de bord. On choisit $R_A = 4$. Il en résulte :

$$c = 120 \text{ mm} \quad (3.1)$$

$$b = 480 \text{ mm} \quad (3.2)$$

Comme on peut le voir sur la figure 3.3, il existe un petit écart entre l'aile et le fond du canal. Cet écart étant de $\Delta h = 15 \text{ mm}$, la hauteur d'eau est ainsi fixée à $H = \Delta h + b = 495 \text{ mm}$. Cela résulte en une surface $S = LH = 0.297 \text{ m}^2$ pour la section transversale de l'écoulement à l'intérieur de la zone d'essai. Finalement, les débits des pompes sont choisis pour que la vitesse débitante dans la zone d'essai soit de :

$$U_{\text{deb}} = \frac{Q}{S} = 0.50 \text{ m s}^{-1} \quad (3.3)$$

Cette condition est atteinte par les réglages suivants : la pompe P_1 à son débit maximum, soit $Q_1 = 0.0919 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, et de la pompe P_2 à un débit de $Q_2 = 0.0566 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

La masse volumique de l'eau et sa viscosité cinématique sont estimées respectivement à $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ et $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Lors de la caractérisation du champ de vitesse dans la zone d'essai, on verra que la vitesse débitante U_{deb} est une bonne approximation pour la vitesse moyenne de l'écoulement libre incident sur l'aile U_{∞} . Par conséquent, le nombre de Reynolds basé sur la corde du prototype est fixé à :

$$Re_c = 6 \times 10^4 \quad (3.4)$$

3.1.2.2 Composition du dispositif expérimental

L'aile est montée verticalement dans la zone d'essai sur des supports élastiques permettant un mouvement de pilonnement suivant $\hat{y}$ et un mouvement de tangage suivant $\hat{z}$. Le schéma du dispositif est présenté dans la figure 3.4.

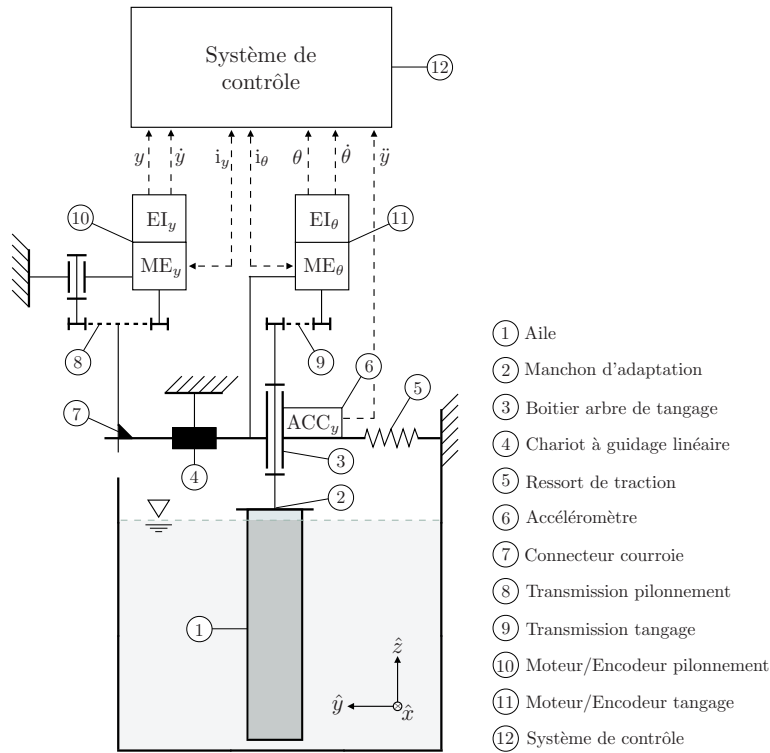


FIGURE 3.4 – Schéma de la cinématique et de l'instrumentation du prototype d'aile oscillante passive.

Comme illustré dans la figure 3.4, l'aile ① est le seul élément du dispositif interagissant avec l'écoulement. Un manchon d'adaptation ② a été conçu pour le raccordement de l'aile à l'arbre de tangage. Cela permet de régler l'emplacement précis de l'axe de tangage sur la corde de l'aile. L'arbre de tangage est monté sur des roulements à rouleaux coniques dans un boîtier ③. L'ensemble est ensuite monté sur le rail de pilonnement à travers un chariot à guidage linéaire ④. Des ressorts de traction ⑤ sont accrochés entre l'ensemble de pilonnement et les parois du canal, de part et d'autre. Un accéléromètre ⑥ est installé pour la mesure de l'accélération de pilonnement.

Le boîtier ③ est relié par un connecteur ⑦ au système de transmission à poulies-courroie

⑧. Cela permet la conversion du mouvement linéaire de pilonnement en mouvement de rotation. Un moteur électrique à courant continu équipé d'un encodeur incrémental ⑩ est accouplé au système de transmission ⑧. De manière analogue, le mouvement de tangage est accouplé à un moteur électrique à courant continu équipé d'un encodeur incrémental ⑪ à travers un système de transmission à poulies-courroie ⑨. Enfin, un système de contrôle ⑫ est mis en place pour la gestion des mesures expérimentales et pour l'asservissement des moteurs électriques, à l'aide de deux hacheurs. Dans les deux cas, les moteurs et hacheurs possèdent quatre quadrants de fonctionnement.

La plupart des éléments structuraux du système ont été conçus et fabriqués au sein du laboratoire de recherche. L'aile a été réalisée par prototypage rapide en impression 3D. L'arbre de tangage a été usiné en acier et les autres composants en aluminium. Des photos du prototype installé dans la zone d'essai du canal à surface libre sont présentées dans la figure 3.5.

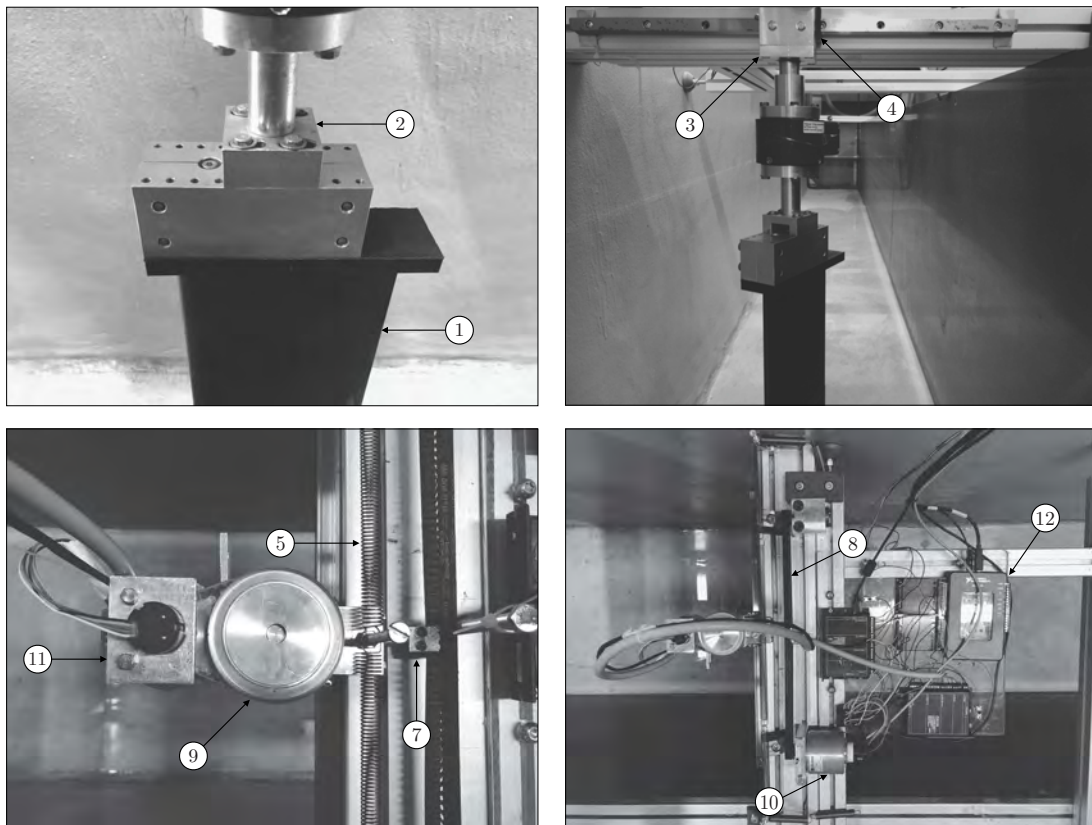


FIGURE 3.5 – Prototype du système hydrolien à aile oscillante passive installé dans le canal à surface libre.

Il est important de souligner que le dispositif expérimental a été conçu pour l'étude du système hydrolien à aile oscillante passive. Par conséquent, les moteurs électriques intégrés au système ne serviront pas à contraindre les mouvements de l'aile comme dans les systèmes actifs ou semi-passifs. Ici, les moteurs électriques seront utilisés pour le réglage dynamique des paramètres structuraux du système, la compensation des frottements dans les liaisons et pour convertir l'énergie hydraulique récupérée en énergie électrique. La technique de réglage dynamique sera détaillée dans le paragraphe suivant.

3.1.2.3 Réglage dynamique des paramètres structuraux

Chaque mouvement permis par les degrés de liberté du système – translation (pilonnement) et rotation (tangage) – est converti en mouvement de rotation. Ces deux mouvements de rotation permettent chacun l'entraînement d'un moteur à courant continu. Les systèmes de conversion à poulies-courroie des mouvements de pilonnement et tangage sont illustrés dans la figure 3.6. Les caractéristiques techniques des servomoteurs de pilonnement et de tangage sont fournies en annexe B.

Le mouvement linéaire de pilonnement entraîne la rotation de deux poulies de diamètre $\phi_y = 0.07/\pi$ à une vitesse angulaire ω_y . Cette vitesse de rotation est transmise au moteur électrique ME_y . Un encodeur incrémental magnétique EI_y d'une résolution de 256 incréments par tour mesure l'angle α_y de l'arbre du moteur et permet d'obtenir la vitesse angulaire ω_y . Ensuite, la position y et la vitesse $\dot{y}$ linéaires de pilonnement sont obtenues en fonction des mesures de l'encodeur et du diamètre des poulies ϕ_y .

Concernant le mouvement de tangage, une première poulie de diamètre $\phi_{\theta 1}$ est montée sur l'arbre. La courroie entraîne une deuxième poulie de diamètre $\phi_{\theta 2} = \phi_{\theta 1}/4$ à une vitesse de rotation ω_{θ} . Sur cette deuxième poulie est monté le moteur électrique ME_{θ} . Un encodeur incrémental magnétique EI_{θ} d'une résolution de 256 incréments mesure l'angle α_{θ} de l'arbre du moteur et permet d'obtenir la vitesse angulaire ω_{θ} . Enfin, la position θ et la vitesse $\dot{\theta}$ angulaires de tangage sont obtenues en fonction des mesures de l'encodeur et du rapport de transmission $r_{\theta} = \phi_{\theta 2}/\phi_{\theta 1} = 1/4$.

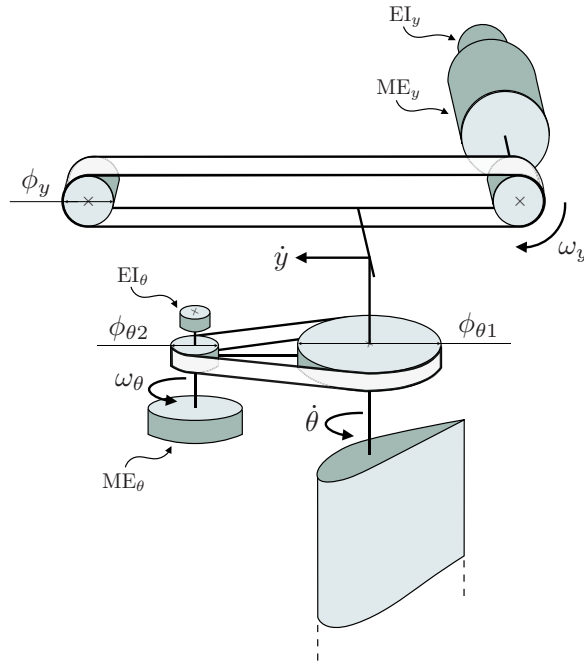


FIGURE 3.6 – Systèmes de conversion des mouvements de pilonnement et de tangage en mouvements de rotation.

Un des rôles des moteurs électriques dans le dispositif expérimental est de réaliser le réglage dynamique des paramètres structuraux du prototype. De plus, cela permettra de compenser les frottements secs inhérents au système, comme on le verra dans la prochaine section lors

de la caractérisation du dispositif.

Soient m_y , c_y , k_y et F_K respectivement la masse, le coefficient d'amortissement visqueux, la raideur et la force de frottement sec liés au système de pilonnement. Ces propriétés peuvent être respectivement modifiées de Δm_y , Δc_y , Δk_y et ΔF_K en pilotant le moteur ME_y pour qu'il exerce une force F_M sur l'ensemble de pilonnement donnée par :

$$F_M(t) = \Delta m_y \ddot{y}(t) + \Delta c_y \dot{y}(t) + \Delta k_y y(t) + \Delta F_K \operatorname{sgn}[\dot{y}(t)] \quad (3.5)$$

avec $\ddot{y}(t)$ l'accélération mesurée par l'accéléromètre ACC_y, $y(t)$ la position et $\dot{y}(t)$ la vitesse linéaires mesurées par l'encodeur incrémental EI_y à l'instant t .

De manière analogue pour le système de tangage, des variations dans le coefficient d'amortissement visqueux Δc_θ , dans la raideur Δk_θ et dans le moment de frottement sec ΔM_K peuvent être introduites¹. Il suffit de piloter le moteur ME_θ pour qu'il exerce un moment M_M sur l'ensemble de tangage donné par :

$$M_M(t) = \Delta c_\theta \dot{\theta}(t) + \Delta k_\theta \theta(t) + \Delta M_K \operatorname{sgn}[\dot{\theta}(t)] \quad (3.6)$$

avec $\theta(t)$ la position et $\dot{\theta}(t)$ la vitesse angulaires mesurées par l'encodeur incrémental EI_y à l'instant t .

En effet, en rajoutant les équations 3.5 et 3.6 en tant qu'actions mécaniques extérieures dans les équations du mouvement de l'aile (éqs. 2.21 et 2.22) et en réarrangeant les termes, les propriétés mécaniques du système sont modifiées comme souhaité. Une technique similaire de réglage dynamique des paramètres structuraux a été développée par [Lee et al. \(2011\)](#) pour remplacer les raideurs et amortissements mécaniques du système hydrolien à cylindre oscillant VIVACE ([Bernitsas, 2008](#)). Dans le présent dispositif expérimental, cette technique sera particulièrement utile pour la création de la raideur de tangage k_θ et pour la compensation des frottements secs F_K et M_K , qui seront déterminés dans la section 3.2.

3.1.2.4 Système d'acquisition et contrôle

Le réglage de la force F_M et du moment M_M est réalisé par le contrôle en boucle fermée des courants électriques i_y et i_θ respectivement dans les servomoteurs de pilonnement et de tangage. À cette fin, un variateur à quatre quadrants ESCON 50/5 est utilisé pour l'alimentation de chaque moteur. Les mesures de position, vitesse et accélération sont réalisées à l'aide des encodeurs incrémentaux et de l'accéléromètre. Les informations sont traitées dans un système d'acquisition embarqué NI myRIO. Ce système détermine en temps réel les deux consignes de courant électrique i_y et i_θ à une fréquence de 200 Hz². Un logiciel en langage graphique G développé sur LabVIEW pilote toutes les tâches d'acquisition et de contrôle au sein du système embarqué. La face avant du programme LabVIEW constitue l'interface homme-machine (IHM) du système.

1. On remarquera que le système de réglage dynamique des paramètres structuraux ne pourra pas modifier le moment d'inertie I_θ du prototype. Cela est causé par l'absence d'un capteur permettant de mesurer l'accélération angulaire $\ddot{\theta}$ de l'aile.

2. Comme on le verra lors des essais, la fréquence d'oscillation de l'aile est de l'ordre de 1 Hz. Le taux de traitement correspond donc à environ 200 fois la fréquence d'oscillation de l'aile, ce qui satisfait amplement le critère d'échantillonnage de Nyquist-Shannon.

Le schéma proposé dans la figure 3.7 illustre la structure du programme principal exécuté par le logiciel dans la carte NI myRIO. Les instructions réalisées par le programme peuvent être subdivisées en deux groupes : celles concernant la gestion de l'acquisition et celles liées aux boucles de contrôle. Dans la gestion de l'acquisition, les données brutes des capteurs sont collectées et traitées afin d'obtenir les variables d'état du système, comme exposé dans les équations 3.7. Ces variables sont ensuite transmises et stockées en temps réel sur un ordinateur local. Dans les boucles de contrôle, les valeurs de consigne pour les courants électriques des servomoteurs sont déterminées en fonction des variables d'état et des corrections des paramètres structuraux prédéfinies, comme exposé dans les équations 3.8. Ces valeurs de consigne alimentent ensuite les boucles de régulation des courants électriques des contrôleurs ESCON 50/5.

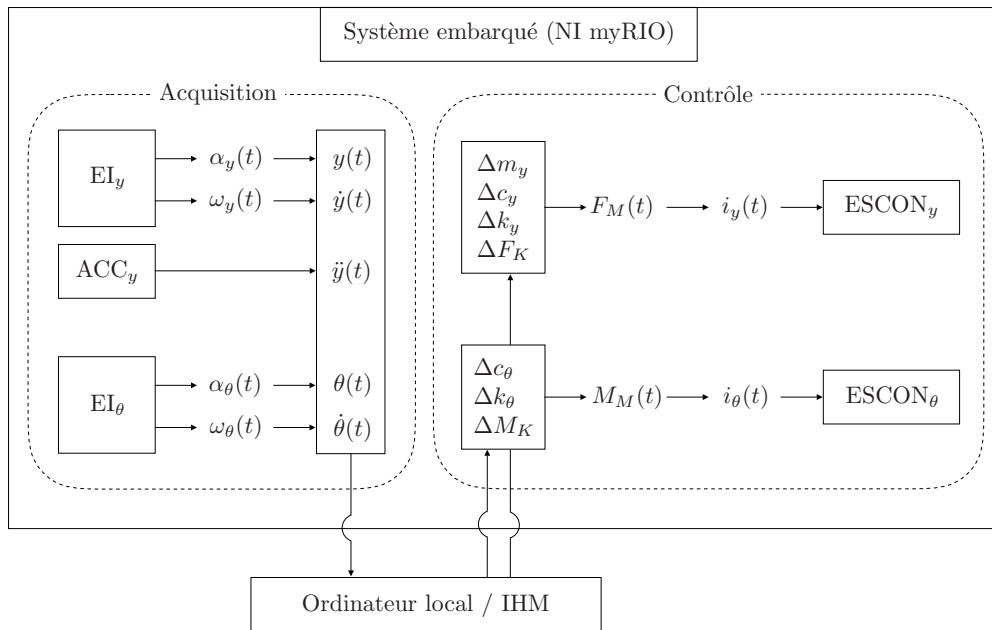


FIGURE 3.7 – Schéma de l'instrumentation et des principales instructions réalisées par le logiciel implémenté dans le système embarqué NI myRIO.

$$\begin{aligned} y(t) &= \frac{\phi_y}{2} \alpha_y(t) , \quad \dot{y}(t) = \frac{\phi_y}{2} \omega_y(t) \\ \theta(t) &= r_\theta \alpha_\theta(t) , \quad \dot{\theta}(t) = r_\theta \omega_\theta(t) \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} i_y(t) &= \frac{\phi_y}{2K_y} F_M(t) \\ i_\theta(t) &= \frac{r_\theta}{K_\theta} M_M(t) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Les constantes de couple des servomoteurs de pilonnement et de tangage, respectivement K_y et K_θ , sont données sur les fiches techniques fournies en annexe B.

Outre le programme principal, des fonctions auxiliaires ont été également implémentées dans le système embarqué. Parmi ces fonctions, un premier groupe permet de définir

la position d'équilibre de l'aile ($y = \theta = 0$) et de centrer le système sur cette position. Un deuxième groupe de fonctions auxiliaires sert à introduire des actions mécaniques extérieures au système de type échelon ou rampe. Ces fonctions seront particulièrement utiles lors de la caractérisation des propriétés mécaniques du système, traitée dans la prochaine section. Enfin, un troisième groupe de fonctions auxiliaires a été implémenté pour la gestion du réglage des paramètres structuraux, permettant ainsi l'automatisation de l'étude paramétrique du système.

3.2 Caractérisation des propriétés du dispositif

Comme discuté dans le chapitre précédent, le système hydrolien à aile oscillante passive est modélisé par un système masse-ressort-amortisseur à deux degrés de liberté. Afin d'assurer la cohérence entre le modèle et le dispositif expérimental, l'ensemble des propriétés caractérisant le prototype (cf. tableau 2.1) doit être déterminé. À part les propriétés du fluide et les paramètres géométriques comme la corde ou l'envergure de l'aile, la plupart des propriétés du système ne sont pas connues a priori avec précision. En effet, les paramètres structuraux et hydrodynamiques du prototype résultent de certains aspects du processus de conception et de fabrication qui ne peuvent pas être complètement maîtrisés. Il en résulte la nécessité de mettre en place une procédure de caractérisation des propriétés du dispositif à posteriori. C'est ce qui fait l'objet de la présente section. Tout d'abord, le champ de vitesse dans la zone d'essai sera caractérisé afin de déterminer la vitesse de l'écoulement libre incident sur l'aile. Ensuite, les propriétés mécaniques du dispositif seront déterminées.

3.2.1 Vitesse de l'écoulement libre

La vitesse U_∞ est définie par la vitesse de l'écoulement libre suivant $\hat{x}$ sur la section balayée par l'aile à l'intérieur de la zone d'essai. Il s'agit d'un paramètre essentiel pour la similitude d'échelle du système hydrolien. En effet, la vitesse U_∞ , la masse volumique du fluide ρ , la corde de l'aile c et son envergure b sont les paramètres de base utilisés pour adimensionner toutes les propriétés du dispositif (cf. tableau 2.2). De plus, les performances énergétiques du système seront évaluées par rapport à la puissance hydraulique disponible dans l'écoulement, qui varie avec le cube de la vitesse U_∞ . Il est ainsi impératif de connaître avec précision la vitesse moyenne de l'écoulement libre dans la zone d'essai.

En première approche, on fait l'hypothèse que la vitesse débitante $U_{\text{deb}} = Q/S$ est une bonne approximation pour U_∞ , avec Q le débit dans le canal et S la surface de la section transversale de l'écoulement dans la zone d'essai. Cela est d'autant plus vrai que l'écoulement est unidirectionnel et permanent. Dans notre cas, les lâchers de poche d'eau de la vis d'Archimède, le rétrécissement de la section, ainsi que la grille nous éloigne de cette hypothèse. Afin de vérifier que ces perturbations ne sont pas trop importantes vis-à-vis de l'hypothèse formulée plus haut, différentes méthodes ont été mises en place pour déterminer la composante V_x de la vitesse de l'écoulement libre dans la zone d'essai : la CFD, un tube de Pitot, un moulinet hydrométrique et un capteur à ultrasons. La mise en place des instruments de mesure utilisés pour la caractérisation du champ de vitesse dans la section transversale de la zone d'essai est illustrée dans la figure 3.8.

Une première méthode pour déterminer le champ de vitesse dans la zone d'essai a été la simulation numérique sur OpenFOAM de l'écoulement dans le canal à surface libre. En supposant un écoulement uniforme à la sortie de la grille, le modèle 3D reproduit la géométrie du canal entre la section en B et la section en G. La turbulence est modélisée dans une approche URANS par le modèle $k-\omega$ SST et une méthode multiphasique VOF est utilisée pour la surface libre.

Etant données les imprécisions numériques principalement dues aux approximations faites sur l'écoulement en entrée, trois autres instruments de mesure ont été utilisés à titre comparatif. Ceux-ci ont tous été utilisés pour la mesure expérimentale de la vitesse V_x dans la surface médiane de la zone d'essai dans les mêmes conditions hydrauliques. Tout

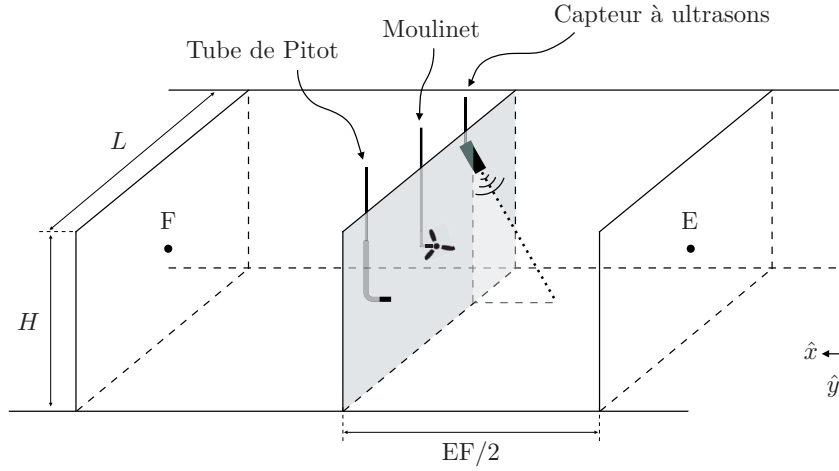


FIGURE 3.8 – Instruments de mesure utilisés pour la caractérisation du champ de vitesse dans la section transversale de la zone d'essai.

d'abord, la section a été balayée par un tube de Pitot mesurant la vitesse à partir de la pression dynamique de l'écoulement. Ensuite, quelques points de mesure ont été réalisés à l'aide d'un moulinet hydrométrique mesurant la vitesse moyenne de l'écoulement à partir de la vitesse de rotation d'une hélice calibrée. Enfin, un système de mesure acoustique à ultrasons développé au sein du laboratoire a également été utilisé, permettant de mesurer la vitesse suivant un faisceau ultrasonore à une fréquence de 8 Hz. Ce système mesure la vitesse des particules fluides en se basant sur l'effet Doppler des ondes acoustiques réfléchies par les impuretés de l'eau. Une description plus détaillée du fonctionnement de ces capteurs à ultrasons est présentée par [Dellinger et al. \(2018\)](#).

Des profils de vitesse V_x ont été mesurés selon plusieurs verticales de la section médiane de la zone d'essai. Les écarts observés entre les différents profils de la section ont été négligeables devant les incertitudes des instruments de mesure³. Un profil représentatif de la section, mesuré sur la verticale médiane de la zone d'essai, est présenté dans la figure 3.9. Les vitesses V_x sont normalisées par la vitesse débitante U_{deb} dans la zone d'essai et la distance du fond z normalisée par la hauteur d'eau H .

Les résultats exposés sur la figure 3.9 montrent une bonne concordance entre les différentes méthodes utilisées. Le profil se développe à partir du fond et atteint une vitesse comparable à la vitesse débitante à $z/H = 0.10$. Les fluctuations de la hauteur d'eau et les instabilités développées à la surface libre se manifestent par une légère divergence entre les différentes méthodes pour $z/H > 0.80$. En particulier, la précision du capteur à ultrasons est fortement dégradée sur le champs proche, d'où les écarts observés. Globalement, en vue des incertitudes de mesure des différents instruments, l'approximation $V_x = U_{deb}$ peut être faite avec une incertitude relative de 5 % sur la quasi-totalité du profil. Cela valide l'hypothèse que la vitesse de l'écoulement libre U_∞ peut être estimée à partir de la vitesse débitante U_{deb} dans la zone d'essai.

3. Les incertitudes relatives moyennes du capteur à ultrasons, du tube de pitot et du moulinet hydrométrique sont respectivement de 3 %, 4 % et 2 %.

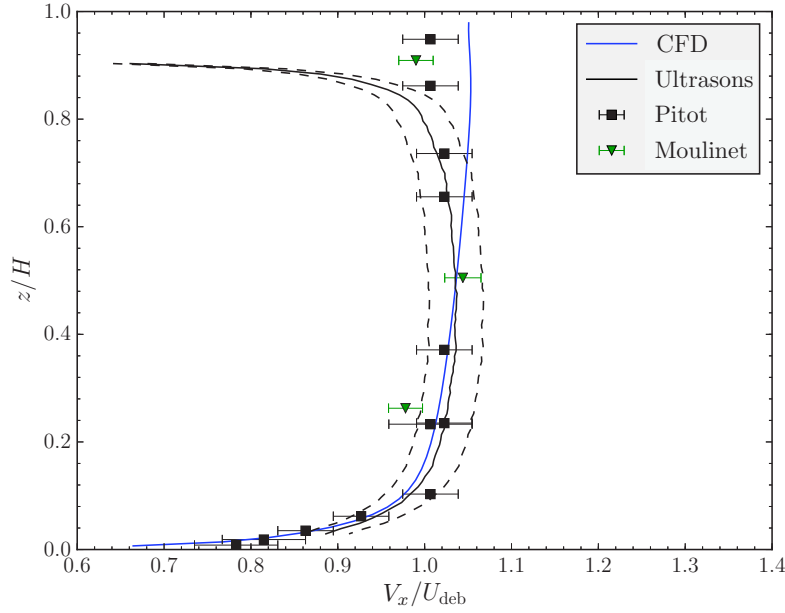


FIGURE 3.9 – Profil de vitesse V_x de l'écoulement sur la verticale médiane de la zone d'essai.

3.2.2 Propriétés mécaniques du prototype

À part la raideur de tangage k_θ qui est créée artificiellement par le servomoteur ME_θ (cf. éq. 3.6), tous les paramètres structuraux du système dépendent des propriétés mécaniques inhérentes au dispositif. La procédure de caractérisation de ces propriétés sera présentée dans les paragraphes suivants.

Dans un premier temps, la masse équivalente du système de pilonnement m_y sera déterminée et les ressorts mécaniques de traction seront étalonnés afin d'identifier la raideur de pilonnement k_y . Ensuite, l'étude des frottements liés au mouvement de pilonnement permettra de caractériser la contribution au coefficient de frottement visqueux c_y et la force de frottement sec F_K . De manière analogue, la contribution au coefficient de frottement visqueux c_θ et le moment de frottement sec M_θ liés au mouvement de tangage seront caractérisés. Finalement, le moment d'inertie I_θ de l'ensemble de rotation et le moment statique Λ seront déterminés en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ .

Toutes les valeurs seront présentées avec les intervalles d'incertitude respectifs, obtenus en fonction de la précision des instruments de mesure et de la dispersion des résultats. Les détails du calcul des intervalles d'incertitude sont fournis dans l'annexe C.

3.2.2.1 Masse équivalente de pilonnement

Les principaux éléments rajoutant de l'inertie au système de pilonnement peuvent être subdivisés en deux groupes. Dans un premier groupe se trouvent tous les composants supportés par le chariot sur le rail de pilonnement au dessus du boîtier de fixation de l'axe de tangage. On y distinguera le manchon d'adaptation, l'arbre de tangage dans son boîtier, le système de transmission de tangage et le servomoteur ME_θ . La masse de ce groupe d'éléments sera notée m_{y1} et sera déterminée par le pesage des composants. Dans

un deuxième groupe se trouve l'ensemble de l'aile avec le boîtier de fixation de l'axe de tangage. La masse de ces éléments sera notée m_{y2} et sera déterminée également par le pesage des composants.

À part les éléments considérés dans m_{y1} et m_{y2} , il existe d'autres composants dont l'inertie doit être prise en compte dans la masse équivalente de pilonnement m_y . On notera m_{y3} la masse des ressorts de traction, m_{y4} la masse des câbles du servomoteur de tangage et m_{y5} la masse de la courroie du système de transmission de pilonnement, toutes déterminées par pesage. Enfin, on notera $m_{y6} = 4I_{EM_y}/\phi_y^2$ la masse équivalente rajoutée par le moment d'inertie I_{EM_y} du servomoteur de pilonnement, avec ϕ_y le diamètre des poulies du système de conversion du mouvement.

Les valeurs obtenues pour les masses évoquées précédemment sont listées sur le tableau 3.2. La masse équivalente de pilonnement m_y est enfin calculée comme il suit ⁴ :

$$m_y = m_{y1} + m_{y2} + \frac{1}{3}m_{y3} + \frac{1}{3}m_{y4} + m_{y5} + m_{y6} = 3.86 \pm 0.01 \text{ kg} \quad (3.9)$$

TABLE 3.2 – Valeurs des masses considérées dans le calcul de la masse équivalente de pilonnement m_y .

Variable	Valeur
m_{y1}	$2.316 \pm 0.001 \text{ kg}$
m_{y2}	$1.265 \pm 0.001 \text{ kg}$
m_{y3}	$0.020 \pm 0.001 \text{ kg}$
m_{y4}	$0.061 \pm 0.001 \text{ kg}$
m_{y5}	$0.025 \pm 0.001 \text{ kg}$
m_{y6}	$0.172 \pm 0.001 \text{ kg}$

3.2.2.2 Raideur de pilonnement

Les ressorts de traction utilisés pour le système de pilonnement ont une raideur nominale de 200 N m^{-1} . Une paire de ressorts en série est accrochée de chaque côté de l'ensemble de pilonnement. La raideur équivalente du système correspond donc à la raideur nominale des ressorts.

Afin de vérifier cette raideur nominale et la linéarité des ressorts, une procédure d'étalonnage a été mise en place. Pour chaque ressort i , l'allongement Δl est mesuré pour différentes valeurs de charge axiale F . La raideur k_{y_i} du ressort est ensuite déterminée à partir de la régression linéaire :

$$\Delta l = \frac{1}{k_{y_i}} F - \frac{F_{0_i}}{k_{y_i}} \quad (3.10)$$

avec F_{0_i} la force minimale d'allongement du ressort. La courbe d'étalonnage d'un ressort est présentée dans la figure 3.10. Pour ce ressort, on obtient une raideur de 191.7 N m^{-1} et une force minimale d'allongement de 1.2 N .

4. L'expérience montre que l'inertie ajoutée par un ressort peut être estimée à un tiers de sa masse. Ce critère est également appliqué à la masse des câbles m_{y4} .

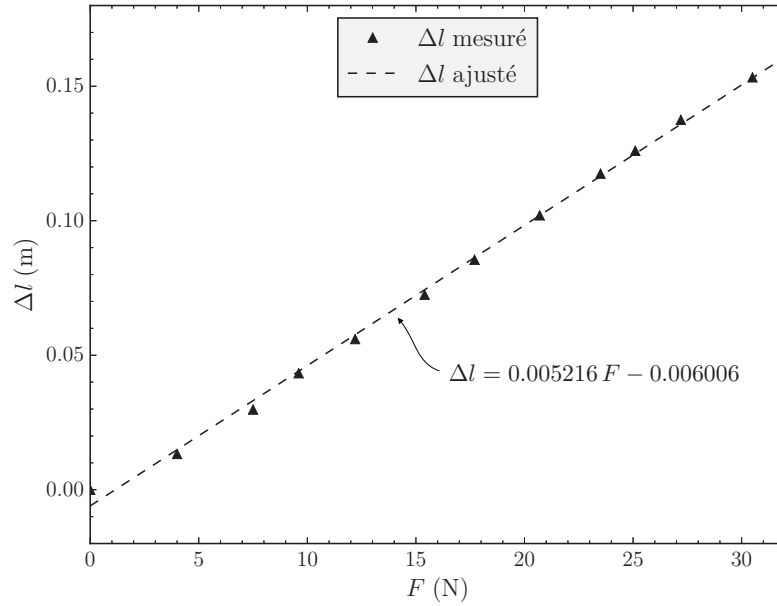


FIGURE 3.10 – Courbe d'étalonnage d'un des ressorts de traction montés sur le système de pilonnement.

L'opération a été reproduite pour les quatre ressorts utilisés dans le montage. La raideur équivalente k_y du système de pilonnement est ensuite estimée par la moyenne des raideurs obtenues :

$$k_y = \langle k_{y_i} \rangle = 192 \pm 2 \text{ N m}^{-1} \quad (3.11)$$

3.2.2.3 Frottements de pilonnement

Les frottements liés au mouvement de pilonnement proviennent de multiples sources : la liaison glissière entre le chariot à guidage linéaire et le rail de pilonnement, le système de conversion du mouvement et le servomoteur ME_y . Les forces de frottement équivalentes s'imposant au système de pilonnement peuvent être modélisées par des forces de deux natures : les unes dues au phénomène de frottement visqueux et les autres dues au phénomène de frottement sec. La force de frottement visqueux est proportionnelle à la vitesse de pilonnement $\dot{y}$ d'un coefficient c_y – qui s'ajoutera au coefficient d'amortissement introduit par la génératrice – et la force de frottement sec F_K est constante en norme et s'oppose au mouvement.

La procédure mise en place pour l'identification du coefficient de frottement visqueux c_y et de la force de frottement sec F_K est décrite dans ce qui suit. Le système est placé dans le canal vide à une des extrémités du rail de pilonnement. Aucun ressort n'est monté sur le système de pilonnement ($k_y = 0$) et l'aile est positionnée à un angle de tangage de $\theta = 90^\circ$. Ensuite, un échelon de force F_M est introduit par le servomoteur ME_y de telle sorte que le système traverse le rail de pilonnement.

En faisant un inventaire des actions mécaniques extérieures agissant sur le système de pilonnement, on distingue l'échelon de force du moteur, la force de frottement sec et la

force de frottement visqueux. La résistance de l'air est négligée et les forces de couplage entre les deux degrés de liberté sont nulles⁵. L'équation du mouvement de pilonnement de l'aile (éq. 2.21) se réduit donc à :

$$m_y \ddot{y} + c_y \dot{y} + F_K \operatorname{sgn}(\dot{y}) = F_M \quad (3.12)$$

Étant donné que $\dot{y}$ ne change pas de signe durant l'essai, la solution analytique de l'équation 3.12 pour la vitesse de pilonnement $\dot{y}(t)$ peut s'écrire :

$$\dot{y}(t) = \frac{F_M - F_K}{c_y} \left(1 - e^{-\frac{c_y}{m_y} t} \right) \quad (3.13)$$

Le coefficient de frottement visqueux c_y et la force de frottement sec F_K peuvent ainsi être identifiés de manière à ce que la solution analytique donnée par l'équation 3.13 soit ajustée à l'évolution de la vitesse de pilonnement mesurée durant l'accélération de l'aile.

Un exemple de cette procédure de caractérisation est illustré dans la figure 3.11. En l'occurrence, un échelon de force de $F_M = 8.09 \text{ N}$ est appliqué sur le système de pilonnement. Les coefficients de la courbe analytique ajustée à l'évolution de la vitesse mesurée permettent d'identifier $c_{y_i} = 8.34 \text{ N s m}^{-1}$ et $F_{K_i} = 3.45 \text{ N}$.

L'essai illustré dans la figure 3.11 a été reproduit pour différents échelons de force dans l'intervalle $4 \text{ N} < |F_M| < 12 \text{ N}$ et pour les deux sens de mouvement de pilonnement. Les coefficients de frottement visqueux c_{y_i} et les forces de frottement sec F_{K_i} obtenus pour chaque cas sont présentés dans la figure 3.12. Les exposants $^+$ et $^-$ indiquent respectivement un mouvement de pilonnement suivant $\hat{y}$ et $-\hat{y}$.

Les résultats obtenus montrent que le coefficient frottement visqueux c_{y_i} est très dépendant de l'échelon de force F_{M_i} . La figure 3.12 suggère une corrélation négative entre ces deux variables. Quant aux forces de frottement sec F_{K_i} , les valeurs obtenues sont considérablement moins dépendantes de F_{M_i} et une corrélation positive peut être identifiée. Enfin, aucune dépendance prononcée n'est observée entre les résultats et le sens du mouvement de pilonnement.

Compte tenu des résultats exposés sur la figure 3.12, la modélisation des frottements du système de pilonnement par des coefficients constants c_y et F_K pourrait être remise en cause. En effet, un modèle admettant des variations sur ces coefficients semblerait mieux adapté au comportement observé. Cependant, l'hypothèse de modélisation faite au départ est retenue dans un souci de simplification et de cohérence avec le modèle numérique construit dans le chapitre précédent. Le coefficient de frottement visqueux c_y et la force de frottement sec F_K du système sont alors estimés par les moyennes des valeurs obtenues pour les différents échelons de force :

$$c_y = \langle c_{y_i} \rangle = 8.7 \pm 2.6 \text{ N s m}^{-1} \quad (3.14)$$

5. En effet, avec $\theta = 90^\circ$ le terme de couplage dans l'équation du mouvement de tangage (éq. 2.22) est nul. L'accélération du système de pilonnement n'introduit ainsi aucun effort dans le système de tangage, qui reste au repos à $\theta = 90^\circ$. Par conséquent, le terme de couplage dans l'équation du mouvement de pilonnement (éq. 2.21) est également nul.

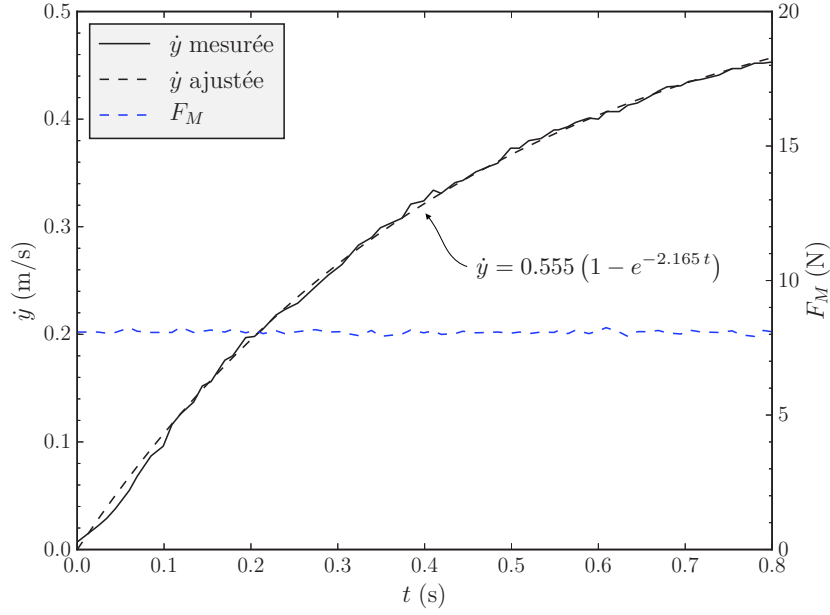


FIGURE 3.11 – Ajustement de la solution analytique (éq. 3.13) à l'évolution de la vitesse de pilonnement mesurée pour un échelon de force F_M .

$$F_K = \langle F_{K_i} \rangle = 3.7 \pm 0.8 \text{ N} \quad (3.15)$$

Enfin, la procédure de caractérisation décrite ci-dessus a été reproduite en introduisant une charge constante sur l'aile suivant $\hat{x}$, ceci dans le but de vérifier l'indépendance des résultats au chargement axial introduit par l'écoulement. Les écarts observés ont été négligeables devant les incertitudes sur les coefficients.

3.2.2.4 Frottements de tangage

De manière analogue, les frottements liés au mouvement de tangage sont modélisés par un coefficient de frottement visqueux c_θ – qui s'ajoutera au coefficient d'amortissement introduit par la génératrice – et un moment de frottement sec M_K . Ces frottements proviennent des roulements à rouleaux coniques guidant l'arbre de tangage, du système de transmission et du servomoteur ME_θ .

La procédure d'identification de c_θ et M_K est similaire à celle mise en place pour les frottements de pilonnement. Le système à raideur nulle ($k_\theta = 0$) est soumis à un échelon de moment M_M , introduit par le servomoteur ME_θ . Le chariot à guidage linéaire est bloqué sur le rail, évitant ainsi tout mouvement de pilonnement⁶. En négligeant la résistance de l'air, l'équation du mouvement de tangage (éq. 2.22) se réduit à :

$$I_\theta \ddot{\theta} + c_\theta \dot{\theta} + M_K \text{sgn}(\dot{\theta}) = M_M \quad (3.16)$$

6. Cela garantit l'isolement entre les deux degrés de liberté du système. En effet, l'accélération de pilonnement étant nulle, le terme de couplage dans l'équation du mouvement de tangage (éq. 2.22) est également nul.

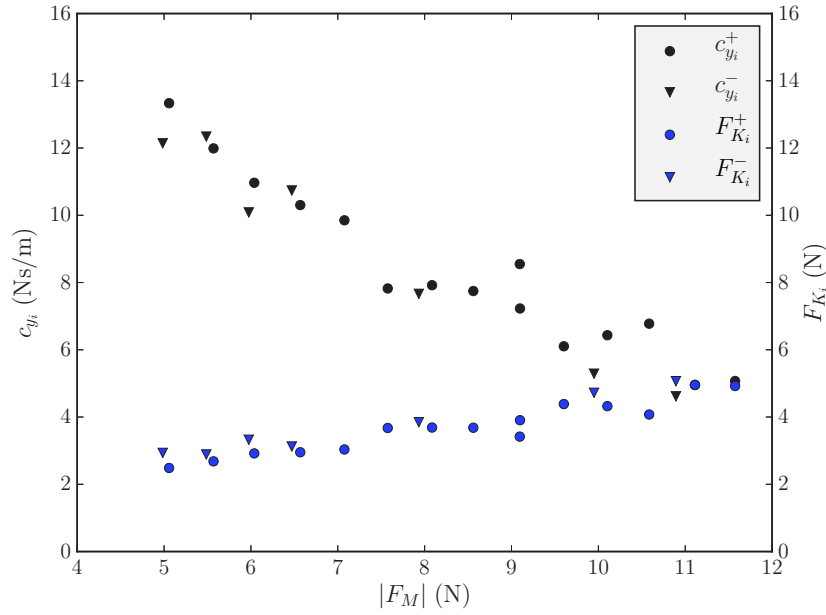


FIGURE 3.12 – Caractérisation du coefficient de frottement visqueux c_{y_i} et de la force de frottement sec F_{K_i} du système de pilonnement pour différents échelons de force F_M .

Compte tenu qu'aucun changement de signe de $\dot{\theta}$ ne se produit durant l'essai, la solution analytique de l'équation 3.16 pour la vitesse de tangage $\dot{\theta}(t)$ peut s'écrire :

$$\dot{\theta}(t) = \frac{M_M - M_K}{c_\theta} \left(1 - e^{-\frac{c_\theta}{I_\theta} t} \right) \quad (3.17)$$

Le coefficient de frottement visqueux c_θ et le moment de frottement sec M_K pourraient être identifiés à partir de l'ajustement de la solution analytique transitoire donnée par l'équation 3.17 aux vitesses de tangage mesurées, comme précédemment pour le système de pilonnement. Cependant, étant donné qu'aucune limite ne s'impose aux déplacements en tangage – contrairement aux déplacements en pilonnement –, une procédure plus simple et plus précise est mise en place. En effet, le système de rotation atteint asymptotiquement une vitesse constante $\dot{\theta}_\infty$ en relation linéaire avec l'échelon de moment M_M , donnée par :

$$\dot{\theta}_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} \dot{\theta}(t) = \frac{1}{c_\theta} M_M - \frac{M_K}{c_\theta} \quad (3.18)$$

Ainsi, en mesurant la vitesse $\dot{\theta}_\infty$ pour différents échelons de moment M_M , le coefficient de frottement visqueux c_θ et le moment de frottement sec M_K sont identifiés à partir de la régression linéaire exprimée par l'équation 3.18. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 3.13.

La vitesse asymptotique $\dot{\theta}_\infty$ s'est montrée fortement corrélée au moment M_M , comme on peut le voir sur la figure 3.13. En fait, un coefficient de corrélation à hauteur de 0.993 est obtenu. De plus, aucune dépendance prononcée n'est observée entre les résultats et le sens du mouvement de tangage. Finalement, le coefficient de frottement visqueux c_θ et

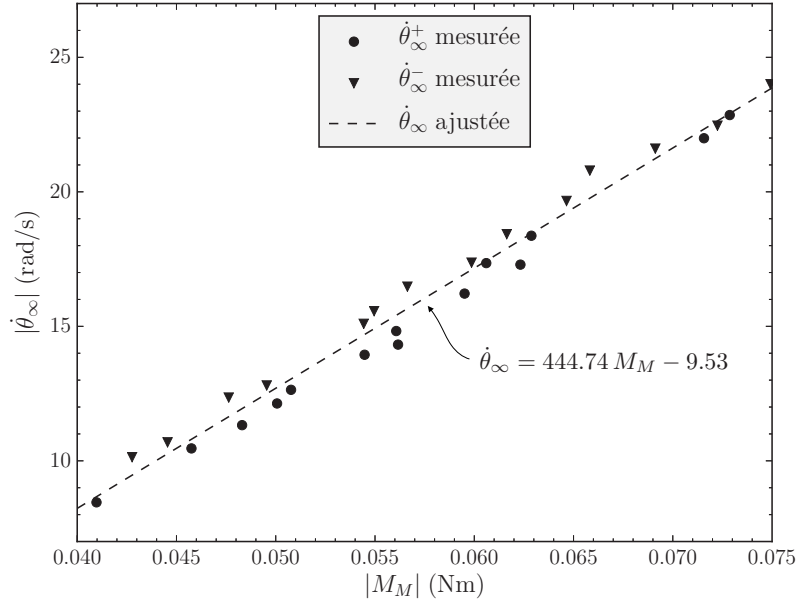


FIGURE 3.13 – Régression linéaire de la vitesse asymptotique de tangage $\dot{\theta}_\infty$ en fonction de l'échelon de moment M_M .

le moment de frottement sec M_K sont identifiés à partir des coefficients de la courbe de tendance linéaire. Il en résulte :

$$c_\theta = (2.25 \pm 0.05) \times 10^{-3} \text{ N m s rad}^{-1} \quad (3.19)$$

$$M_K = (2.14 \pm 0.14) \times 10^{-2} \text{ N m} \quad (3.20)$$

3.2.2.5 Moment d'inertie et moment statique

Le moment d'inertie I_θ et le moment statique Λ , tels que définis dans le chapitre précédent, sont des paramètres liés à la distribution de masse du système autour de l'axe de tangage. De ce fait, I_θ et Λ seront déterminés en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ , qui est variable.

On considère l'ensemble d'éléments impliqués dans le mouvement de tangage $\mathcal{E}_\theta$ subdivisé en deux groupes, comme illustré dans la figure 3.14. Le premier groupe $\mathcal{E}_{\theta_1}$ comprend tous les éléments disposés symétriquement autour de l'axe de tangage. La masse de ces éléments et le moment d'inertie équivalent autour de l'axe de tangage seront notés m_{θ_1} et I_{θ_1} , respectivement. Le centre de gravité de $\mathcal{E}_{\theta_1}$ est supposé sur l'axe de tangage, soit $\text{CG}_1 = l_\theta$.

Dans le deuxième groupe $\mathcal{E}_{\theta_2}$, on distingue les éléments dont la distance à l'axe de tangage est variable, notamment l'aile et le boîtier de fixation du manchon d'adaptation. La masse de ces éléments et le moment d'inertie autour de l'axe de tangage seront notés m_{θ_2} et I_{θ_2} , respectivement. La distance CG_2 entre le centre de gravité de $\mathcal{E}_{\theta_2}$ et le bord d'attaque est estimée à partir des dessins de définition des composants. On obtient :

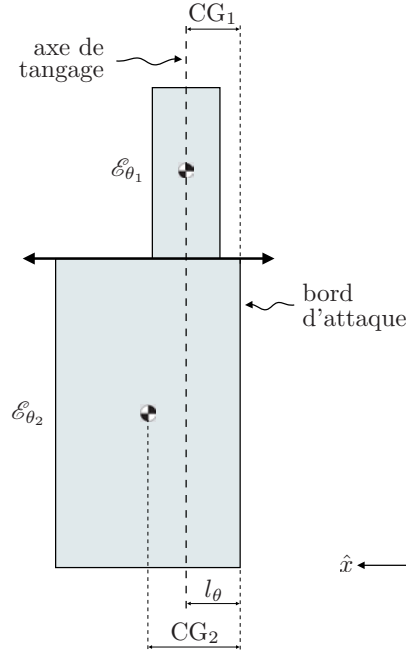


FIGURE 3.14 – Subdivision de l'ensemble $\mathcal{E}_\theta$ d'éléments impliqués dans le mouvement de tangage en deux groupes : $\mathcal{E}_{\theta_1}$, dont le centre de gravité est supposé sur l'axe de tangage, et $\mathcal{E}_{\theta_2}$, dont la distance à l'axe de tangage est variable.

$$CG_2 = 0.041 \pm 0.002 \text{ m} \quad (3.21)$$

À la lumière de ces définitions, le moment d'inertie du système I_θ par rapport à l'axe de tangage est donné en fonction de l_θ comme il suit :

$$I_\theta = \tilde{I}_\theta + m_{\theta_2}(CG_2 - l_\theta)^2 \quad (3.22)$$

avec $\tilde{I}_\theta = I_{\theta_1} + I_{CG_2}$ et I_{CG_2} le moment d'inertie de $\mathcal{E}_{\theta_2}$ par rapport à un axe suivant $\hat{z}$ passant par son centre de gravité. Étant donné que $m_{\theta_2} \equiv m_{y_2}$, il est maintenant nécessaire de déterminer $\tilde{I}_\theta$ pour que tous les termes de l'équation 3.22 soient connus.

La procédure de caractérisation de $\tilde{I}_\theta$ est la suivante. L'ensemble $\mathcal{E}_{\theta_2}$ est monté sur le dispositif avec un emplacement de l'axe de tangage tel que $l_\theta = CG_2$. Le système de tangage est ensuite soumis à un échelon de moment M_M comme précédemment lors de la caractérisation des frottements de tangage. Avec c_θ et M_K connus, le moment d'inertie $\tilde{I}_\theta$ de cette configuration est déterminé par l'ajustement de la solution analytique transitoire (éq. 3.17) aux vitesses de tangage mesurées pour différents valeurs de M_M . On obtient :

$$\tilde{I}_\theta = (1.79 \pm 0.11) \times 10^{-3} \text{ kg m}^2 \quad (3.23)$$

Finalement, le moment statique Λ est défini par le produit entre la masse m_θ de l'ensemble de tangage et la distance λ_g entre le centre de gravité de l'ensemble $\mathcal{E}_\theta$ et l'emplacement

de l'axe de tangage. En s'appuyant sur le schéma exposé dans la figure 3.14, Λ peut être donné par la somme des contributions de chaque sous-ensemble $\mathcal{E}_{\theta_1}$ et $\mathcal{E}_{\theta_2}$. Or le centre de gravité de l'ensemble $\mathcal{E}_{\theta_1}$ est supposé concentrique à l'axe de tangage, le moment statique du système provient uniquement de l'ensemble $\mathcal{E}_{\theta_2}$. Il en résulte :

$$\Lambda = m_{\theta_2}(\text{CG}_2 - l_\theta) \quad (3.24)$$

3.2.3 Synthèse des paramètres structuraux

La procédure de caractérisation des propriétés mécaniques du dispositif expérimental a permis d'identifier tous ses paramètres structuraux. De plus, deux nouveaux paramètres ont été introduits par rapport à ceux définis auparavant lors de la modélisation du système : la force de frottement sec de pilonnement F_K et le moment de frottement sec de tangage M_K .

Les forces de frottement sec sont souvent négligeables devant les efforts hydrodynamiques sur l'aile dans des conditions de fonctionnement d'un système hydrolieu à l'échelle réelle. Cependant, il s'avère que ce n'est pas le cas dans le présent prototype à échelle réduite. En l'occurrence, les forces de frottement sec se sont révélées du même ordre de grandeur que les forces motrices du système⁷. Par conséquent, afin de reproduire une situation plus réaliste d'un système hydrolieu de taille réelle, les frottements secs sont compensés à l'aide du système de réglage dynamique des paramètres structuraux. Ainsi, les études expérimentales du prototype seront menées par défaut sans aucun frottement sec, soit $F_K = 0$ et $M_K = 0$.

Les paramètres structuraux adimensionnels du prototype d'aile oscillante passive dans sa configuration de base sont listés dans le tableau 3.3. L'axe de tangage est initialement monté au tiers de la corde. Le moment de l'inertie I_θ et le moment statique Λ varient en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ respectivement selon les équations 3.22 et 3.24. Enfin, la raideur de tangage k_θ introduite par le système de réglage dynamique est initialement nulle. Tous les paramètres ont été normalisés d'après les définitions dans le tableau 2.2, avec $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$, $U_\infty = 0.5 \text{ m s}^{-1}$, $b = 0.48 \text{ m}$ et $c = 0.12 \text{ m}$.

TABLE 3.3 – Synthèse des paramètres structuraux adimensionnels du prototype d'aile oscillante passive dans sa configuration de base.

Paramètre	Valeur
l_θ^*	0.33
m_y^*	0.558
c_y^*	0.303
k_y^*	1.601
I_θ^*	0.0180
c_θ^*	0.0054
k_θ^*	0
Λ^*	0.0015

7. L'ordre de grandeur des efforts hydrodynamiques sur l'aile peut être estimé par l'effet de la pression dynamique de l'écoulement appliquée à la surface de l'aile. Cela résulte en une force de 7.2 N, qui est en effet du même ordre de grandeur de la force de frottement sec de pilonnement $F_K = 3.7 \text{ N}$.

Chapitre 4

Étude du comportement dynamique de l'aile

La récupération de l'énergie cinétique de l'écoulement par un système hydrolien à aile oscillante passive est basée sur une réponse oscillatoire auto-entretenu du système. Ce comportement oscillatoire est le résultat d'un choix minutieux des paramètres mécaniques et hydrodynamiques. De nombreuses études montrent que le comportement dynamique du système est très sensible à certains de ces paramètres. En particulier, l'étude numérique menée par [Peng et Zhu \(2009\)](#) a rapporté l'existence de quatre réponses différentes du système en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ et de la raideur de tangage k_θ . Ensuite, [Zhu \(2012\)](#) a montré que les mêmes types de réponse sont observés dans le cas d'un écoulement libre non uniforme. Enfin, les simulations numériques menées par [Wang et al. \(2017\)](#) suggèrent que le comportement dynamique du système est également sensible à la pulsation propre de pilonnement, fonction de la masse m_y et de la raideur k_y .

Ces résultats numériques sont néanmoins restreints à des fortes hypothèses simplificatrices. En effet, toutes ces simulations ont été menées à des faibles nombres de Reynolds ($Re_c \approx 10^3$), sans prendre en compte les effets de la turbulence. De plus, d'importants paramètres structuraux du système comme les propriétés inertielles m_y et I_θ , l'amortissement visqueux de tangage c_θ et la raideur de pilonnement k_y ont été négligés dans les deux premières études.

Dans ce contexte, une étude du comportement dynamique du système hydrolien à aile oscillante passive dans des conditions plus proches des conditions expérimentales est présentée dans ce chapitre. L'objectif principal est d'identifier les plages des valeurs sur l'emplacement de l'axe de tangage l_θ et la raideur de tangage k_θ menant à un comportement dynamique adapté à la récupération d'énergie. Cette étude permettra également de vérifier expérimentalement la validité des résultats disponibles dans la littérature.

L'étude du comportement dynamique du système sera présentée en deux parties. Dans un premier temps, une étude analytique de stabilité permettra d'établir les conditions nécessaires pour que le système soit susceptible de présenter des mouvements oscillatoires auto-entretenus. Ensuite, une étude expérimentale utilisant le prototype d'aile oscillante passive permettra de vérifier ces conditions et de cartographier les différentes réponses du système.

4.1 Étude analytique de stabilité

De manière générale, les différentes réponses du système aux interactions fluide-structure peuvent être segmentées en deux groupes selon des critères de stabilité. Dans un premier groupe, le comportement du système est asymptotiquement stable. Dans ce cas, l'aile retrouve toujours son état d'équilibre statique après en avoir été écartée. En revanche, la réponse du système dans le deuxième groupe est caractérisée par un comportement instable. Ici, la moindre perturbation entraîne systématiquement la divergence de l'aile de son état d'équilibre statique. Il s'agit naturellement du comportement souhaité pour le système hydrolien à aile oscillante passive.

En effet, afin que l'aile décrive des oscillations auto-entretenues en réponse aux interactions fluide-structure, il est d'abord nécessaire que sa position diverge de son état d'équilibre statique. Ensuite, les non-linéarités et l'hystérésis des efforts hydrodynamiques liés au phénomène de décrochage limiteront les trajectoires du système à un cycle-limite. Au contraire, si le système est asymptotiquement stable aucun mouvement oscillatoire auto-entretenu ne peut se produire.

Les conditions nécessaires pour que le système présente un tel comportement instable sont étudiées dans la présente section par une approche analytique. Dans un premier temps, les équations du mouvement de l'aile sont linéarisées par quelques hypothèses de modélisation. Ensuite, la stabilité de l'aile oscillante passive sera caractérisée par l'évaluation des solutions non triviales du système d'équations linéarisées.

4.1.1 Linéarisation des équations du mouvement

Le système d'équations gouvernant le mouvement de l'aile (éqs. 2.21 et 2.22) comprend des équations différentielles non linéaires couplées d'ordre deux. Les non-linéarités proviennent des efforts hydrodynamiques sur l'aile et des termes de couplage entre les deux degrés de liberté. Ces derniers étant proportionnels au moment statique Λ , une première hypothèse est admise pour la linéarisation des équations : $\Lambda = m_\theta \lambda_g = 0$. Cette hypothèse peut être justifiée en supposant que la distance entre l'axe de tangage et le centre de gravité λ_g est assez faible pour que les termes de couplage soient négligeables.

Quant à la force de pilonnement F_y et le moment de tangage M_θ , un modèle réduit de la théorie générale de l'instabilité aérodynamique de [Theodorsen \(1935\)](#) est utilisé. Dans ce modèle, fondé sur la théorie des écoulements potentiels incompressibles et le théorème de Kutta-Jukowski, les efforts hydrodynamiques sont déterminés pour des petites oscillations de l'aile autour de sa position d'équilibre¹. D'après [Theodorsen \(1935\)](#), F_y et M_θ sont donnés en fonction des variables d'état du système et de ses propriétés comme il suit :

$$F_y = -\frac{\pi}{4}\rho c^2 \left[U_\infty \dot{\theta} + \ddot{y} - \left(l_\theta - \frac{1}{2}c \right) \ddot{\theta} \right] - \pi \rho c U_\infty \mathcal{C}(\Omega) \left[U_\infty \theta + \dot{y} + \left(\frac{3}{4}c - l_\theta \right) \dot{\theta} \right] \quad (4.1)$$

1. Comme indiqué précédemment, la présente étude de stabilité s'intéresse uniquement au comportement de l'aile en réponse à des perturbations autour de son état d'équilibre statique. En effet, le présent modèle réduit ne pourrait pas prédire les mouvements de grande amplitude décrits par le système hydrolien à aile oscillante passive.

$$M_\theta = -\frac{\pi}{4}\rho c^2 \left[\left(\frac{3}{4}c - l_\theta \right) U_\infty \dot{\theta} + \left(\frac{9}{32}c^2 + l_\theta^2 - l_\theta \right) \ddot{\theta} - \left(l_\theta - \frac{1}{2}c \right) \ddot{y} \right] + \pi \rho c U_\infty \left(l_\theta - \frac{1}{4}c \right) \mathcal{C}(\Omega) \left[U_\infty \theta + \dot{y} + \left(\frac{3}{4}c - l_\theta \right) \dot{\theta} \right] \quad (4.2)$$

avec $\mathcal{C}(\Omega)$ la fonction complexe de Theodorsen modélisant les effets du lâcher tourbillonnaire au bord de fuite selon la fréquence f d'oscillation de l'aile sous forme réduite $\Omega = fc/U_\infty$. La fonction de Theodorsen est exprimée comme il suit :

$$\mathcal{C}(\Omega) = F_1(\Omega) - iF_2(\Omega) \quad (4.3)$$

$$F_1(\Omega) = \frac{J_1(J_1 + Y_0) + Y_1(Y_1 - J_0)}{(J_1 + Y_0)^2 + (Y_1 - J_0)^2} \quad (4.4)$$

$$F_2(\Omega) = -\frac{Y_1 + Y_0 + J_1 J_0}{(J_1 + Y_0)^2 + (Y_1 - J_0)^2} \quad (4.5)$$

avec $J_n(\Omega)$ et $Y_n(\Omega)$ respectivement des fonctions de Bessel de première espèce et de seconde espèce, d'ordre n .

L'évolution de la partie réelle F_1 et de la partie imaginaire F_2 de la fonction de Theodorsen selon la fréquence réduite Ω est illustrée dans la figure 4.1. Étant donné que $F_1(\Omega \rightarrow 0) = 1$ et $F_2(\Omega \rightarrow 0) = 0$, une condition initiale sur la fonction de Theodorsen est établie pour le système en équilibre statique :

$$\mathcal{C}(0) = \lim_{\Omega \rightarrow 0} \mathcal{C}(\Omega) = 1 \quad (4.6)$$

Avec l'augmentation de la fréquence Ω à partir de zéro, la partie réelle F_1 diminue de manière monotone, bornée par la limite $F_1(\Omega \rightarrow \infty) = 0.5$. La partie imaginaire F_2 augmente jusqu'à atteindre son maximum à environ $\Omega = 0.2$ et ensuite diminue jusqu'à la valeur limite $F_2(\Omega \rightarrow \infty) = 0$. Par conséquent, les termes dans les équations 4.1 et 4.2 multipliés par la fonction de Theodorsen $\mathcal{C}(\Omega)$ connaissent un déphasage et une réduction de magnitude d'autant plus accentuée que la fréquence réduite Ω est importante.

En admettant l'hypothèse de moment statique nul ($\Lambda = 0$) et le modèle de [Theodorsen \(1935\)](#) pour les efforts hydrodynamiques, les équations du mouvement de l'aile (éqs. 2.21 et 2.22) sont linéarisées et peuvent être écrites sous forme matricielle comme il suit :

$$\mathcal{M} \cdot \begin{bmatrix} y & \dot{y} & \ddot{y} & \theta & \dot{\theta} & \ddot{\theta} \end{bmatrix}^\top = \begin{bmatrix} 0 & 0 \end{bmatrix}^\top \quad (4.7)$$

avec $\mathcal{M}$ une matrice de coefficients faisant intervenir les propriétés du système et la fonction complexe de Theodorsen. Les termes M_{ij} de la matrice $\mathcal{M}$ sont listés ci-dessous.

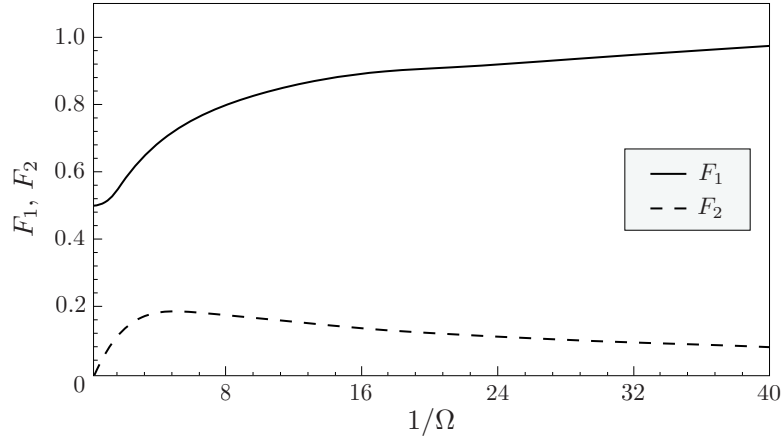


FIGURE 4.1 – Évolution des termes F_1 et F_2 de la fonction de Theodorsen selon l'inverse de la fréquence Ω .

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} & M_{15} & M_{16} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} & M_{25} & M_{26} \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

$$M_{11} = k_y \quad (4.9)$$

$$M_{12} = \pi \rho c U_\infty \mathcal{C}(\Omega) + c_y \quad (4.10)$$

$$M_{13} = \frac{\pi}{4} \rho c^2 + m_y \quad (4.11)$$

$$M_{14} = \pi \rho c U_\infty^2 \mathcal{C}(\Omega) \quad (4.12)$$

$$M_{15} = \frac{\pi}{4} \rho c^2 U_\infty \left[1 + \frac{1}{4} \mathcal{C}(\Omega) \left(\frac{3}{4} c - l_\theta \right) \right] \quad (4.13)$$

$$M_{16} = -\frac{\pi}{4} \rho c^2 \left(l_\theta - \frac{1}{2} c \right) \quad (4.14)$$

$$M_{21} = 0 \quad (4.15)$$

$$M_{22} = -\pi \rho c U_\infty \left(l_\theta - \frac{1}{4} c \right) \mathcal{C}(\Omega) \quad (4.16)$$

$$M_{23} = -\frac{\pi}{4} \rho c^2 \left(l_\theta - \frac{1}{2} c \right) \quad (4.17)$$

$$M_{24} = -\pi\rho c U_\infty^2 \left(l_\theta - \frac{1}{4}c \right) \mathcal{C}(\Omega) + k_\theta \quad (4.18)$$

$$M_{25} = \frac{\pi}{4}\rho c^2 \left(\frac{3}{4}c - l_\theta \right) - \pi\rho c U_\infty \mathcal{C}(\Omega) \left(l_\theta - \frac{1}{4}c \right) \left(\frac{3}{4}c - l_\theta \right) + c_\theta \quad (4.19)$$

$$M_{26} = \frac{\pi}{4}\rho c^2 \left(\frac{9}{32}c^2 + l_\theta^2 - l_\theta \right) + I_\theta \quad (4.20)$$

4.1.2 Méthodologie de résolution du système linéaire

Une étude analytique de la stabilité de l'aile autour de son état d'équilibre statique peut maintenant être menée à partir des équations linéarisées du mouvement de l'aile. En effet, les conditions nécessaires pour que l'aile soit susceptible d'avoir un comportement instable peuvent être identifiées par l'évaluation des solutions non triviales du système d'équations 4.7. Pour ce faire, on applique la transformée de Laplace à l'équation 4.7 avec des conditions initiales nulles. Il en résulte un nouveau système d'équations dans le domaine des fréquences p , pouvant s'écrire :

$$\mathcal{M}_p \cdot \begin{bmatrix} \mathcal{Y}(p) & \Theta(p) \end{bmatrix}^\top = \begin{bmatrix} 0 & 0 \end{bmatrix}^\top \quad (4.21)$$

avec $\mathcal{Y}(p)$ et $\Theta(p)$ les solutions dans le domaine de Laplace pour le mouvement de pilonnement et de tangage, respectivement, et $\mathcal{M}_p$ une nouvelle matrice de coefficients donnée par :

$$\mathcal{M}_p = \begin{bmatrix} M_{11} + pM_{12} + p^2M_{13} & M_{14} + pM_{15} + p^2M_{16} \\ M_{21} + pM_{22} + p^2M_{23} & M_{24} + pM_{25} + p^2M_{26} \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

Afin que le système puisse admettre une solution non triviale ($\mathcal{Y}(p) \neq 0$ et $\Theta(p) \neq 0$), il est nécessaire que le déterminant de la matrice $\mathcal{M}_p$ soit égal à zéro. Cette condition aboutit à la recherche des racines du polynôme caractéristique de $\mathcal{M}_p$:

$$|\mathcal{M}_p| = 0 \Rightarrow P_0 + P_1p + P_2p^2 + P_3p^3 + P_4p^4 = 0 \quad (4.23)$$

avec les P_i les coefficients du polynôme listés ci-dessous.

$$P_0 = M_{11}M_{24} - M_{21}M_{14} \quad (4.24)$$

$$P_1 = M_{11}M_{25} + M_{12}M_{24} - M_{21}M_{15} - M_{22}M_{14} \quad (4.25)$$

$$P_2 = M_{11}M_{26} + M_{12}M_{25} + M_{13}M_{24} - M_{21}M_{16} - M_{22}M_{15} - M_{23}M_{14} \quad (4.26)$$

$$P_3 = M_{12}M_{26} + M_{13}M_{25} - M_{22}M_{16} - M_{23}M_{15} \quad (4.27)$$

$$P_4 = M_{13}M_{26} - M_{23}M_{16} \quad (4.28)$$

D'après la théorie classique de la stabilité, le système gouverné par l'équation 4.21 est asymptotiquement stable si et seulement si l'ensemble des quatre racines du polynôme caractéristique $P(p)$ (éq. 4.23) sont à partie réelle négative. S'il existe une racine p^* de $P(p)$ telle que $\text{Re}\{p^*\} > 0$, alors le système est asymptotiquement instable. Cela signifie que l'aile diverge de son état d'équilibre statique en réponse à une perturbation, ce qui est le comportement souhaité pour le système hydrolieu à aile oscillante passive.

En se basant sur cette méthodologie, un algorithme a été implémenté pour l'étude de la stabilité du système pour différentes configurations de ses paramètres structuraux. Les principales étapes de l'algorithme sont illustrées dans la figure 4.2.

À chaque nouvelle configuration, les coefficients P_i du polynôme caractéristique $P(p)$ sont déterminés pour une condition initiale avec $\Omega = 0$ sur la fonction de Theodorsen, telle qu'exprimée par l'équation 4.6. Ensuite, les racines du polynôme $P(p)$ sont déterminées à partir du calcul des valeurs propres de sa matrice compagnon. Si toutes les racines sont à partie réelle négative, le système est caractérisé comme étant asymptotiquement stable et l'algorithme reprend du début pour une nouvelle configuration.

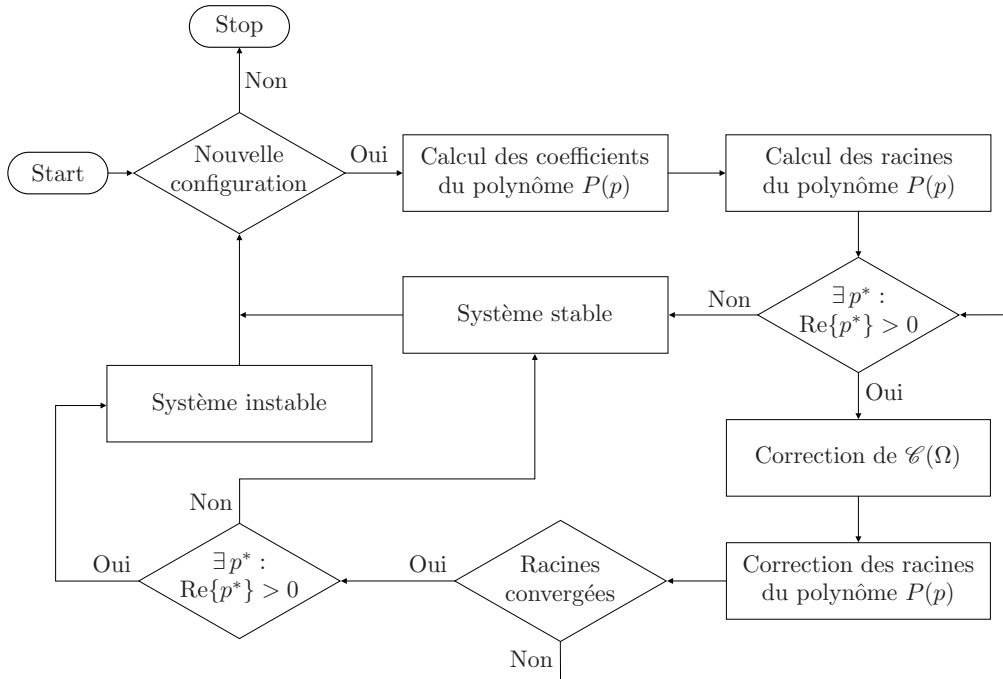


FIGURE 4.2 – Algorithme de l'étude analytique de la stabilité de l'aile oscillante passive pour différentes configurations de ses paramètres structuraux.

En revanche, si au moins une racine p^* du polynôme $P(p)$ est à partie réelle positive, le système est alors potentiellement instable. Ensuite, la fréquence Ω selon laquelle est

évaluée la fonction de Theodorsen est mise à jour par la fréquence maximum des racines à partie réelle positive p_i^* :

$$\Omega = \frac{\max |\operatorname{Im}\{p_i^*\}|c}{U_\infty} \quad (4.29)$$

La fonction de Theodorsen $\mathcal{C}(\Omega)$ est corrigée, ce qui implique des changements dans les coefficients du polynôme $P(p)$ et, par conséquent, dans ses racines. Les nouvelles racines sont calculées et la boucle de correction de $\mathcal{C}(\Omega)$ se répète jusqu'à ce qu'un critère de convergence soit atteint ou qu'il n'y ait plus de racines à partie réelle positive. Si les modules des racines convergent avec un résidu absolu inférieur à 10^{-7} et qu'il existe toujours une racine p^* à partie réelle positive, le système est caractérisé comme étant asymptotiquement instable et l'algorithme reprend du début pour une nouvelle configuration.

4.1.3 Résultats de l'étude analytique de stabilité

La stabilité de l'aile oscillante passive à un nombre de Reynolds de $Re_c = 6 \times 10^4$ est étudiée par la méthodologie illustrée dans la figure 4.2. L'objectif principal est d'identifier les zones de comportement stable et instable dans le plan paramétrique $l_\theta^* \times k_\theta^*$.

Dans un premier temps, les paramètres structuraux du système seront choisis de manière à reproduire la configuration simplifiée étudiée par Peng et Zhu (2009). Dans cette configuration, toutes les propriétés inertielles du système sont négligées, ainsi que l'amortissement visqueux de tangage c_θ^* et la raideur de pilonnement k_y^* . L'emplacement de l'axe de tangage l_θ^* et la raideur de tangage k_θ^* varient dans les intervalles $[0, 1]$ et $[0, 0.67]$, respectivement.

Dans un second temps, des conditions se rapprochant du dispositif expérimental seront progressivement intégrées au système. En particulier, des valeurs non nulles pour la masse de pilonnement m_y^* , la raideur de pilonnement k_y^* , le moment d'inertie I_θ^* et l'amortissement visqueux de tangage c_θ^* seront considérées.

4.1.3.1 Configuration simplifiée

L'ensemble des paramètres structuraux du système dans la configuration simplifiée est présenté dans le tableau 4.1. Le plan paramétrique $l_\theta^* \times k_\theta^*$ est discrétisé uniformément en 12 000 points. Pour chaque point (l_θ^*, k_θ^*) , la stabilité du système est étudiée comme décrit dans la figure 4.2. Les résultats sont présentés dans la figure 4.3

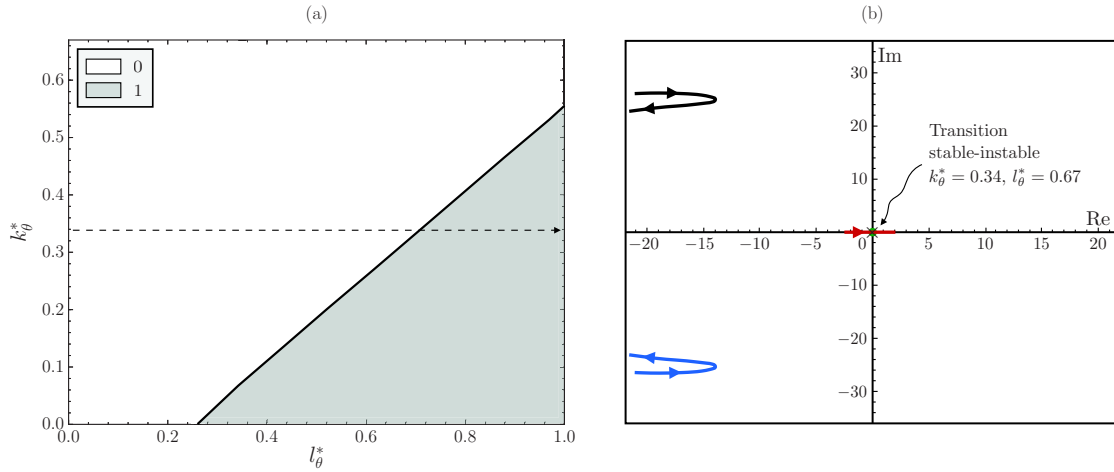
Tout d'abord, le nombre de racines à partie réelle positive repérées dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ est présenté dans la figure 4.3a. L'aile s'avère stable si l'emplacement de l'axe de tangage est inférieur au quart de la corde ou si la raideur de tangage est suffisamment élevée. Dans cette configuration simplifiée, un comportement asymptotiquement instable est observé pour $l_\theta^* > 0.25$ et de faibles raideurs de tangage. Seulement une racine à partie réelle positive est observée dans la zone de comportement instable.

Afin d'étudier la transition du système vers l'instabilité, les trajectoires parcourues par les quatre racines du polynôme $P(p)$ dans le plan complexe sont tracées pour $0 < l_\theta^* < 1$ et $k_\theta^* = 0.34$ constant. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 4.3b.

Dans cette configuration simplifiée, le polynôme $P(p)$ présente une paire de racines complexes conjuguées et deux racines réelles. En particulier, une des racines réelles est $p = 0$.

TABLE 4.1 – Configuration simplifiée du système hydrolén à aile oscillante passive considérée dans l'étude analytique de stabilité.

Paramètre	Valeur
l_θ^*	$[0, 1]$
m_y^*	0
c_y^*	0.75
k_y^*	0
I_θ^*	0
c_θ^*	0
k_θ^*	$[0, 0.67]$
Λ^*	0

FIGURE 4.3 – Stabilité du système dans la configuration simplifiée, exposant (a) le nombre de racines à partie réelle positive dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ et (b) les trajectoires des racines dans le plan complexe pour $0 < l_\theta^* < 1$ et $k_\theta = 0.34$ constant.

Cela découle du fait que le terme indépendant P_0 du polynôme $P(p)$ est nul pour $k_y^* = 0$. Les deux racines complexes conjuguées se déplacent dans le quadrant $\text{Re}\{p\} < 0$ pour toutes les valeurs de l_θ^* et k_θ^* .

Enfin, la racine réelle non nulle initialement placée dans le quadrant $\text{Re}\{p\} < 0$ avance vers le quadrant instable quand l'axe de tangage recule vers le bord de fuite. En l'occurrence, pour une raideur de tangage de $k_\theta^* = 0.34$ les deux racines réelles se retrouvent à l'origine à $l_\theta^* = 0.67$. Il s'agit du point de transition vers la zone de comportement instable.

Le fait que la partie imaginaire de la racine à partie réelle positive soit nulle suggère que le système devrait diverger de son état d'équilibre statique sans aucune oscillation. Toutefois, il convient de rappeler que le domaine de validité du présent modèle linéaire se restreint à des petits déplacements autour de la position d'équilibre. En réalité, le phénomène de décrochage dynamique pouvant avoir lieu avec des déplacements plus importants introduit des non-linéarités dans le système. Il est par conséquent impossible de prédire, par la présente étude analytique, la réponse dynamique de l'aile résultant de son instabilité

asymptotique.

En somme, les résultats obtenus présentent une bonne concordance avec ceux de [Peng et Zhu \(2009\)](#). Naturellement, les deux études partagent les mêmes hypothèses de modélisation et des méthodologies de résolution similaires pour une même configuration simplifiée du système hydrolén. Dans la suite, des configurations plus réalistes seront considérées, à commencer par un système avec une masse de pilonnement non nulle.

4.1.3.2 Effets de la masse de pilonnement

La masse de pilonnement m_y intervient dans le terme M_{13} de la matrice de coefficients $\mathcal{M}$ du système et, par conséquent, dans les coefficients P_2 , P_3 et P_4 du polynôme caractéristique $P(p)$. Son effet sur l'emplacement des racines du polynôme $P(p)$ et donc sur la stabilité du système est étudié dans le présent paragraphe.

Avant toute chose, on étudie l'effet de la masse de pilonnement sur l'emplacement de la frontière de transition stable-instable dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$. Les résultats obtenus sont exposés dans la figure 4.4. Globalement, la frontière de transition stable-instable reste inchangée pour des systèmes à faible masse par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1). En revanche, on observe un élargissement de la zone de comportement instable avec l'augmentation de la masse de pilonnement pour $m_y^* \geq 1.0$.

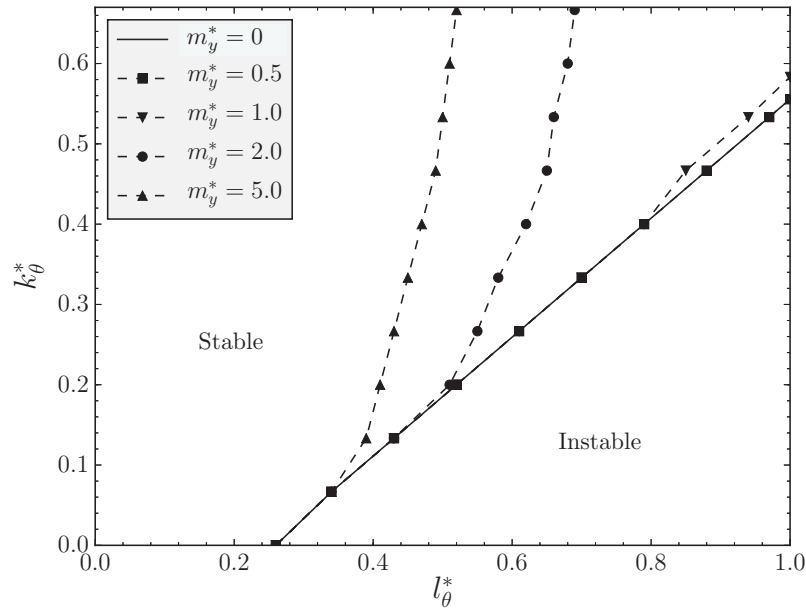


FIGURE 4.4 – Frontières de transition stable-instable du système dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ pour différentes masses de pilonnement m_y^* . Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1).

Le comptage des racines dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ révèle deux racines à partie réelle positive dans l'élargissement de la zone instable, comme exposé dans la figure 4.5a pour $m_y^* = 5.0$. Les trajectoires des racines dans le plan complexe pour $0 < l_\theta^* < 1$ et $k_\theta^* = 0.34$ constant sont présentées dans la figure 4.5b.

Dans cette configuration, le polynôme caractéristique $P(p)$ compte quatre racines réelles

pour un axe de tangage placé proche du bord d'attaque. Une de ces racines est toujours fixe à l'origine car $k_y^* = 0$. Une deuxième racine réelle s'éloigne du quadrant instable lorsque l'axe de tangage recule vers le bord de fuite. Enfin, les deux autres racines s'entrecroisent sur l'axe des réels dans le quadrant stable pour ensuite avancer vers le quadrant $\text{Re}\{p\} > 0$ en tant que complexes conjuguées.

La transition vers l'instabilité se produit à environ $l_\theta^* = 0.46$, avec les deux racines complexes conjuguées traversant vers le quadrant instable. Ensuite, les racines à partie réelle positive regagnent l'axe des réels et avancent dans des directions opposées. Finalement, une des deux racines revient sur le quadrant $\text{Re}\{p\} < 0$ quand on se place dans la zone de comportement instable de la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1).

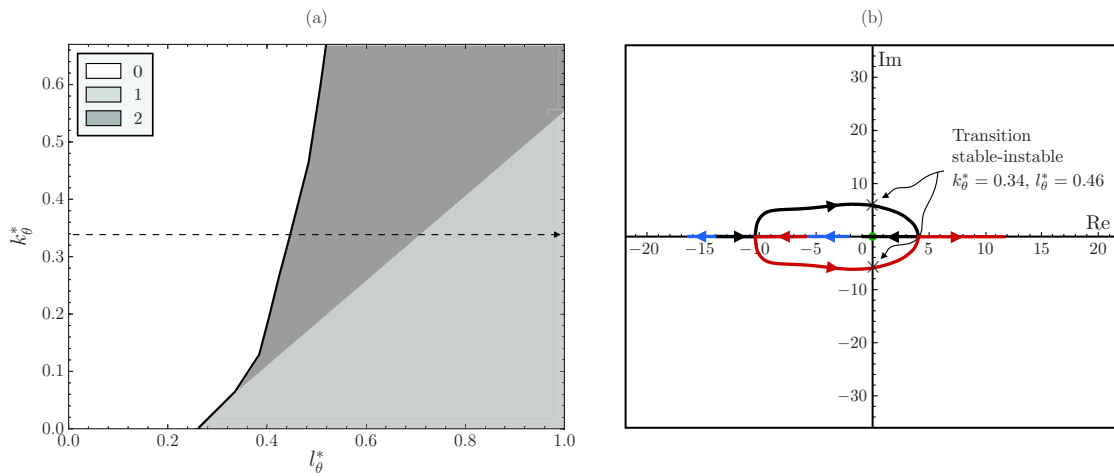


FIGURE 4.5 – Stabilité du système avec une masse de pilonnement $m_y^* = 5.0$, exposant (a) le nombre de racines à partie réelle positive dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ et (b) les trajectoires des racines dans le plan complexe pour $0 < l_\theta^* < 1$ et $k_\theta = 0.34$ constant. Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1).

Pour conclure, la stabilité du système s'est révélée insensible à la masse de pilonnement pour des systèmes légers. En effet, une zone de comportement instable identique à celle de la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1) est observée pour $m_y^* < 1.0$. Dans la suite, une valeur de $m_y^* = 0.5$ correspondante à la masse de pilonnement du prototype sera retenue pour l'étude de l'effet de la raideur de pilonnement sur la stabilité du système.

4.1.3.3 Effets de la raideur de pilonnement

La structure du polynôme caractéristique $P(p)$ du système est très sensible à la raideur k_y . Ce paramètre intervient dans le terme M_{11} de la matrice $\mathcal{M}$ et, par conséquent, il conditionne le coefficient constant P_0 du polynôme $P(p)$. Jusqu'à présent, l'hypothèse $k_y = 0$ a fait que $p = 0$ soit une racine constante de $P(p)$. Ceci ne sera plus le cas dans ce qui suit car des valeurs non nulles de k_y seront considérées.

Des changements structuraux sont observés dans la stabilité de l'aile par l'ajout d'une raideur de pilonnement non nulle. La frontière de transition stable-instable dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ est déplacée de manière discontinue lorsque $k_y^* \neq 0$, comme exposé dans la figure 4.6. De plus, elle est restée inchangée pour toutes les valeurs de $k_y^* \neq 0$. Cela indique que le

système est beaucoup plus susceptible d'avoir un comportement instable, même pour des raideurs de tangage k_θ^* élevées.

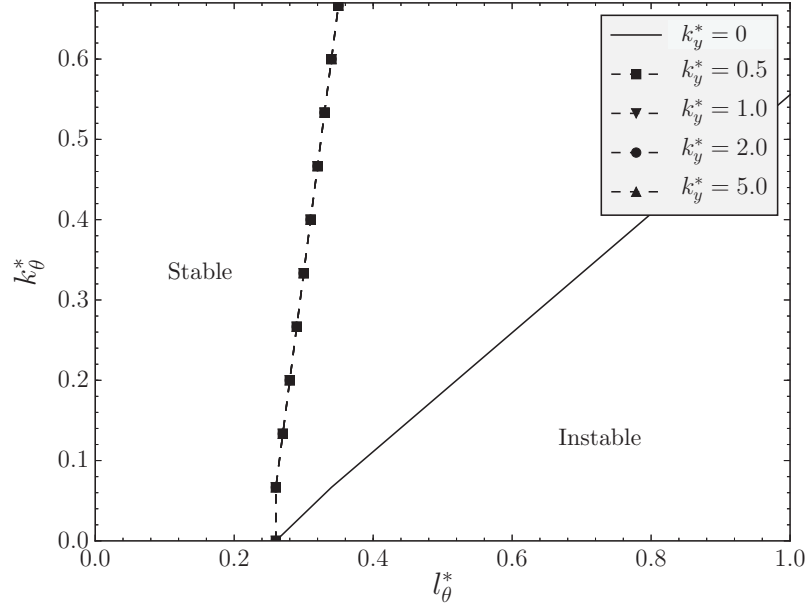


FIGURE 4.6 – Frontières de transition stable-instable du système dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ pour différentes raideurs de pilonnement k_y^* . Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1), sauf pour la masse de pilonnement fixée à $m_y^* = 0.5$.

La transition du système vers la zone de comportement instable est étudiée pour $k_y^* = 2.0$ et $m_y^* = 0.5$, avec tous les autres paramètres structuraux inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1). Les résultats sont présentés dans la figure 4.7, exposant le comptage des racines à partie réelle positive dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ et les trajectoires des racines dans le plan complexe à travers la frontière de transition stable-instable.

Comme on peut le voir sur la figure 4.7a, le polynôme caractéristique $P(p)$ admet une seule racine à partie réelle positive dans la zone de comportement instable. La trajectoire des racines dans le plan complexe exposée dans la figure 4.7b révèle une paire de racines complexes conjuguées se déplaçant toujours dans le quadrant stable. Deux autres racines complexes conjuguées s'entrecroisent sur l'axe des réels et ensuite avancent dans des directions opposées. Finalement, une des racines rentre dans le quadrant $\text{Re}\{p\} > 0$, marquant ainsi la transition vers la zone de comportement instable.

Les résultats exposés dans la figure 4.7 sont, à priori, représentatifs de la stabilité du prototype d'aile oscillante passive. En effet, les valeurs de masse et raideur de pilonnement considérées sont très proches de celles du dispositif expérimental. Par ailleurs, aucune dépendance n'a été observée entre la stabilité du système et le moment d'inertie I_θ ou l'amortissement visqueux de tangage c_θ .

Pour conclure, l'étude analytique de stabilité a permis d'identifier dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ la zone où le système présente un comportement asymptotiquement instable. Outre l'emplacement de l'axe de tangage l_θ et la raideur de tangage k_θ , l'étude a révélé que la masse et la raideur de pilonnement jouent également un rôle clé dans la stabilité du système. Ces résultats

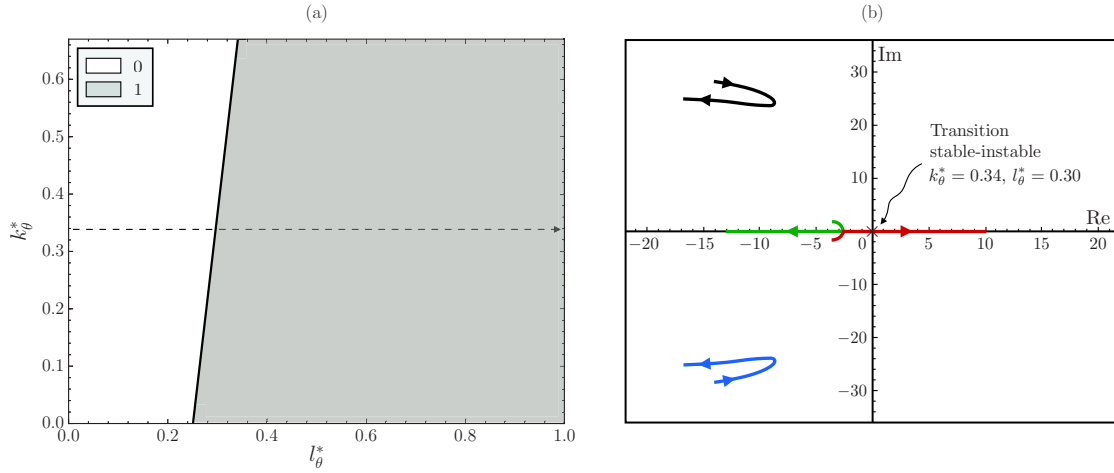


FIGURE 4.7 – Stabilité du système avec une raideur de pilonnement $k_y^* = 2.0$, exposant (a) le nombre de racines à partie réelle positive dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ et (b) les trajectoires des racines dans le plan complexe pour $k_\theta = 0.34$ et $0 < l_\theta^* < 1$. Tous les autres paramètres structuraux restent inchangés par rapport à la configuration simplifiée (cf. tableau 4.1), sauf pour la masse de pilonnement fixée à $m_y^* = 0.5$.

seront particulièrement utiles dans la délimitation de l'espace paramétrique de l'étude expérimentale du comportement de l'aile.

4.2 Étude expérimentale du comportement de l'aile

En admettant que la stabilité de l'aile évolue dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ telle que prévue dans la figure 4.7, le système devrait avoir un comportement instable pour les conditions qui suivent. Il faut que l'axe de tangage soit placé à $l_\theta^* > 0.25$ et que la raideur de tangage k_θ^* soit suffisamment faible. Dans ces conditions, l'aile devrait diverger asymptotiquement de son état d'équilibre statique en réponse à une perturbation de position. En revanche, le comportement dynamique découlant de cette divergence n'a pas pu être déterminé par l'étude analytique conduite précédemment. Par conséquent, une étude expérimentale du comportement de l'aile dans cette zone d'instabilité sera menée dans la présente section.

Le comportement dynamique de l'aile sera étudié autour d'une configuration initiale décrite par Duarte *et al.* (2019) dont les paramètres structuraux sont listés dans le tableau 4.2. L'espace paramétrique de l'étude dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ est défini par $l_\theta^* \in [0.25, 0.50]$ et $k_\theta^* \in [0, 0.67]$ au regard des résultats précédents. D'après ceux-ci, la transition du système vers l'instabilité doit avoir lieu dans cette plage de valeurs. Les configurations avec $l_\theta^* > 0.5$ dans lesquelles le système est également susceptible d'avoir un comportement dynamique ne seront pas considérées dans la présente étude².

TABLE 4.2 – Configuration initiale du prototype dans le cadre de l'étude expérimentale du comportement de l'aile.

Paramètre	Valeur
l_θ^*	0.25
m_y^*	0.500
c_y^*	0.160
k_y^*	1.530
I_θ^*	0.0195
c_θ^*	0
k_θ^*	0
Λ^*	0.0168

4.2.1 Protocole expérimental

Tous les essais ont été menés à un nombre de Reynolds de $Re_c = 6 \times 10^4$. L'emplacement de l'axe de tangage l_θ^* varie dans l'intervalle $[0, 0.50]$ par incréments de 0.015. Pour chaque valeur de l_θ^* , la raideur de tangage k_θ^* est initialement nulle. Ensuite, k_θ^* augmente par incréments de 0.011 jusqu'à ce que la réponse du système soit asymptotiquement stable ou que la valeur maximale de 0.67 soit atteinte. Tous les autres paramètres structuraux du système restent inchangés par rapport à la configuration initiale (cf. tableau 4.2), sauf pour le moment d'inertie I_θ et le moment statique Λ qui varient en fonction de l_θ respectivement selon les équations 3.22 et 3.24.

Pour chaque configuration (l_θ^*, k_θ^*) , le système est relâché de la position d'équilibre statique

2. Quelques configurations avec l'axe de tangage placé au-delà de la mi-corde du profil ont été testées. Dans la plupart des cas avec $l_\theta^* > 0.5$, l'aile s'est retournée. Dans une telle situation, l'interaction de l'écoulement avec l'aile ne se produit pas comme prévu d'après les définitions du profil hydrodynamique. Ces configurations ne seront donc pas concernées par l'étude expérimentale.

($y = \theta = 0$). Une légère perturbation est introduite sur l'aile afin de la déplacer de son état initial, si nécessaire. Ensuite, les évolutions temporelles de la position de pilonnement $y(t)$ et de l'angle de tangage $\theta(t)$ sont enregistrées pendant une durée équivalente à 250 fois le temps caractéristique d'advection $t_{adv} = c/U_\infty$. Des valeurs instantanées de $y(t)$ et $\theta(t)$ sont illustrées dans la figure 4.8 qui montre l'aile à l'intérieur de la zone d'essai.

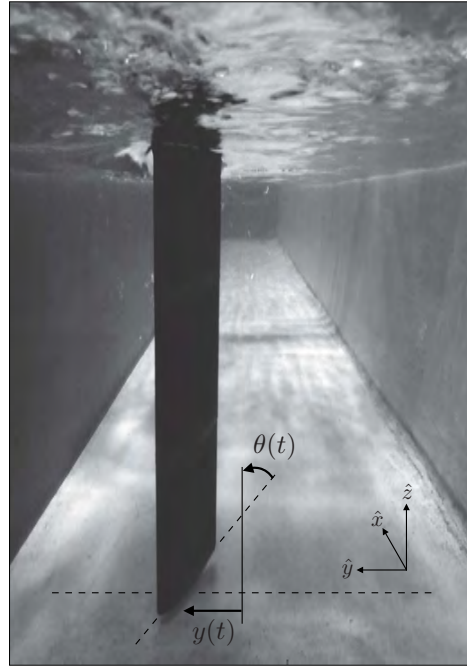


FIGURE 4.8 – Position de pilonnement $y(t)$ et angle de tangage $\theta(t)$ de l'aile à l'intérieur de la zone d'essai pendant l'étude du comportement dynamique du système.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats de l'étude expérimentale du comportement de l'aile sont présentés dans les paragraphes suivants. Tout d'abord, les différents types de réponse observés sont exposés. Une méthode pour la classification quantitative des réponses dans l'espace paramétrique de l'étude a ensuite été développée. En s'appuyant sur cette méthode, la carte des réponses du système dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ a enfin été établie.

4.2.2.1 Les différentes réponses de l'aile

Globalement, quatre réponses ont été observées dans l'espace paramétrique étudié. Pour ce qui concerne la première réponse (type I), l'aile est en équilibre statique et revient systématiquement à la position d'équilibre après une perturbation. La deuxième réponse constatée (type II) est caractérisée par des oscillations uniformes de grande amplitude autour de la position d'équilibre ($\theta = 0$). Dans une troisième réponse (type III), l'aile décrit des mouvements oscillatoires de manière alternée autour de deux positions symétriques par rapport à la position d'équilibre. Enfin, la quatrième réponse observée (type IV) est caractérisée par des mouvements oscillatoires de faible amplitude autour d'une position très écartée de celle de l'équilibre statique.

Les quatre réponses constatées sont par ailleurs du même type de celles rapportées par Peng et Zhu (2009) et Zhu (2012). Un échantillon de chaque réponse du prototype est présenté dans la figure 4.9³.

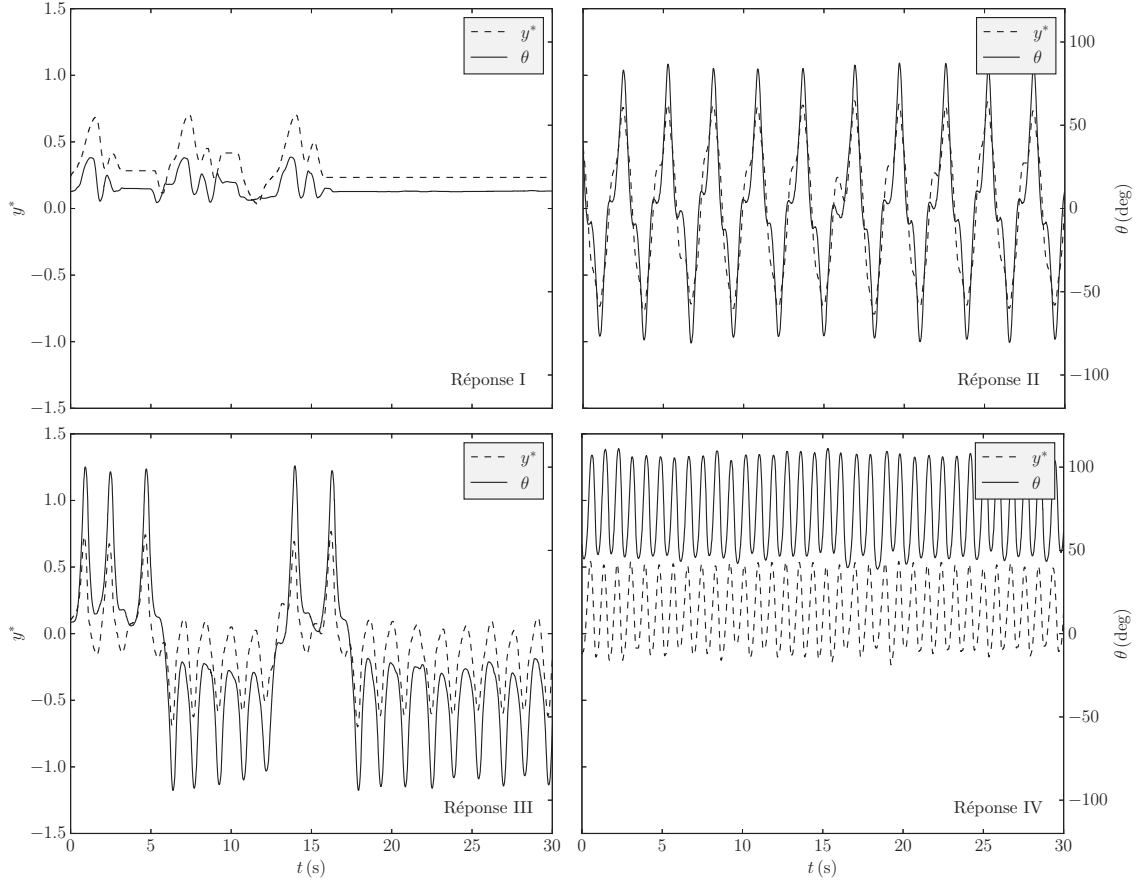


FIGURE 4.9 – Échantillons des quatre réponses présentées par le prototype dans l'espace paramétrique $l_\theta^* \times k_\theta^*$ de l'étude expérimentale. En l'occurrence, avec l'axe de tangage placé à $l_\theta^* = 0.46$, les réponses suivantes sont observées : type I à $k_\theta^* = 0.46$, type II à $k_\theta^* = 0.12$, type III à $k_\theta^* = 0.06$ et type IV à $k_\theta^* = 0$.

Globalement, la réponse de type I est observée dans la zone où le système était censé avoir un comportement asymptotiquement stable d'après l'étude analytique menée précédemment. Notamment pour $l_\theta^* = 0.46$, il s'agit de la réponse I illustrée dans la figure 4.9 lorsque la raideur de tangage est de $k_\theta^* = 0.46$. En réduisant la raideur k_θ^* avec l'emplacement de l'axe de tangage constant, le système traverse à un certain moment la frontière de transition et se trouve dans la zone de comportement instable, comme prévu par l'étude analytique de stabilité. Dans cette zone, l'aile présente trois comportements dynamiques différents. En l'occurrence, la réponse II est constatée lorsque la raideur est réduite à $k_\theta^* = 0.12$. En réduisant davantage la raideur à $k_\theta^* = 0.06$, le système se comporte selon la réponse III. Enfin, la réponse IV est observée pour une raideur nulle, soit $k_\theta^* = 0$.

Du point de vue de la récupération de l'énergie cinétique de l'écoulement par le système à aile oscillante passive, il convient que les mouvements décrits par l'aile soient de grande

3. Une vidéo du comportement de l'aile à l'intérieur de la zone d'essai montrant les différentes réponses est disponible sur https://www.youtube.com/watch?v=qJF_2jQkqEY.

amplitude et que les vitesses d'oscillation soient élevées. En effet, la puissance récupérée par le système hydrolien évolue avec le carré de la vitesse de pilonnement et de tangage. Dans cette optique, la réponse II s'avère le comportement idéal pour le système hydrolien, plutôt que les oscillations irrégulières de la réponse III et les faibles amplitudes de la réponse IV.

4.2.2.2 Classification quantitative des réponses

Les différentes réponses présentées par le système dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$ peuvent être classifiées d'une manière relativement simple par une approche qualitative basée sur les échantillons présentés dans la figure 4.9. Il est néanmoins souhaitable que l'identification des types de réponse puisse se faire quantitativement à l'aide d'une fonction mathématique. Cela rend la procédure de classification plus robuste et permet d'identifier les frontières entre les différentes réponses de manière précise et automatique.

Pour ce faire, une fonction scalaire $\mathcal{R}_\theta : l_\theta^* \times k_\theta^* \rightarrow [0, 1]$ basée sur l'évolution de l'angle de tangage $\theta(t)$ est introduite. On définit $\mathcal{R}_\theta$ de la manière suivante :

$$\mathcal{R}_\theta = 1 - \frac{|\bar{\theta}|}{\theta_{\text{rms}}} \quad (4.30)$$

avec $|\bar{\theta}|$ la moyenne de $\theta(t)$ et θ_{rms} la valeur efficace de $\theta(t)$, calculées sur la durée de l'enregistrement Δt comme il suit :

$$\bar{\theta} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \theta(t) dt \quad (4.31)$$

$$\theta_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} [\theta(t)]^2 dt} \quad (4.32)$$

Dans une réponse de type I, l'aile présente un comportement statique avec $|\theta| \approx \theta_{\text{rms}}$. Cela conduit à des valeurs approximativement nulles pour la fonction $\mathcal{R}_\theta$. Dans la réponse II, l'angle moyen $\bar{\theta}$ est proche de zéro et la valeur efficace θ_{rms} est très élevée, conduisant à des valeurs proches de 1 pour la fonction $\mathcal{R}_\theta$. La transition entre la réponse II et III est accompagnée d'une légère réduction de la valeur efficace θ_{rms} et d'une éventuelle décentralisation de la valeur moyenne $\bar{\theta}$, résultant ainsi en une réduction de la valeur de $\mathcal{R}_\theta$. Enfin, dans la transition entre les réponses III et IV, l'angle de tangage moyen $\bar{\theta}$ connaît une augmentation considérable, conduisant à des valeurs encore plus faibles de la fonction $\mathcal{R}_\theta$. En somme, une corrélation peut s'établir entre les valeurs de la fonction scalaire $\mathcal{R}_\theta$ et les types de réponse de l'aile dans l'ordre suivant :

$$0 < \mathcal{R}_\theta(I) < \mathcal{R}_\theta(IV) < \mathcal{R}_\theta(III) < \mathcal{R}_\theta(II) < 1 \quad (4.33)$$

Il est maintenant nécessaire d'identifier les frontières dans l'ensemble-image de la fonction $\mathcal{R}_\theta$ permettant de classer les réponses du système. À cet effet, la fonction $\mathcal{R}_\theta$ a été évaluée pour toutes les configurations testées dans l'espace paramétrique $l_\theta^* \times k_\theta^*$ de l'étude. Les valeurs de $\mathcal{R}_\theta$ ont ensuite été regroupées selon le type de réponse de l'aile par une

procédure de classification qualitative. Les résultats sont présentés dans la figure 4.10 sous forme d'histogramme.

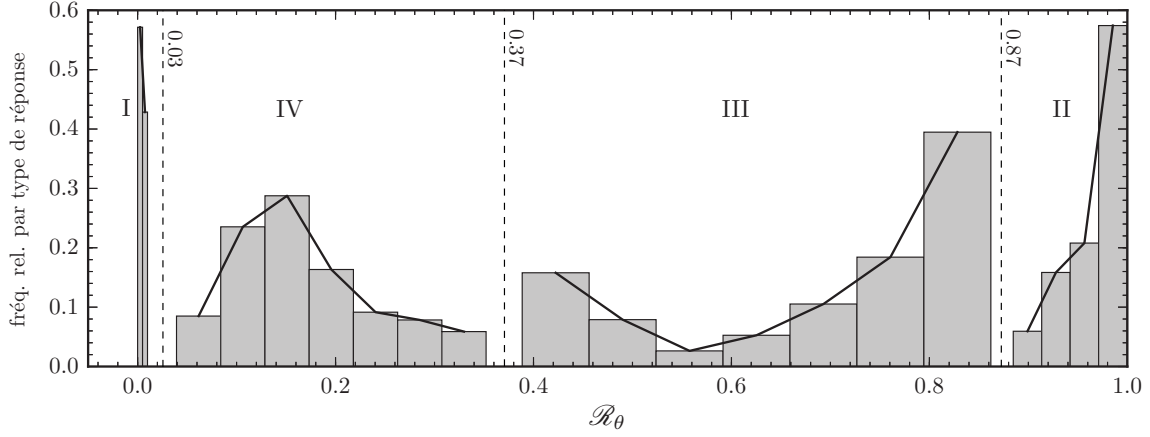


FIGURE 4.10 – Histogramme des valeurs de la fonction $\mathcal{R}_\theta$ regroupées par type de réponse de l'aile.

Tout d'abord, la corrélation exprimée par l'équation 4.33 est vérifiée dans l'histogramme de la figure 4.10. Les valeurs de la fonction $\mathcal{R}_\theta$ sont effectivement distribuées de manière croissante dans l'intervalle $[0, 1]$ pour une évolution du type des réponses dans l'ordre $I \rightarrow IV \rightarrow III \rightarrow II$. De plus, la représentation graphique a permis d'identifier les valeurs limites de $\mathcal{R}_\theta$ pour la classification quantitative des types de réponse de l'aile. Il en résulte :

$$\left\{ \begin{array}{ll} 0 < \mathcal{R}_\theta < 0.03 & \Rightarrow \text{réponse I} \\ 0.03 < \mathcal{R}_\theta < 0.37 & \Rightarrow \text{réponse IV} \\ 0.37 < \mathcal{R}_\theta < 0.87 & \Rightarrow \text{réponse III} \\ 0.87 < \mathcal{R}_\theta < 1 & \Rightarrow \text{réponse II} \end{array} \right. \quad (4.34)$$

4.2.2.3 Carte des réponses du système

À l'aide de la fonction $\mathcal{R}_\theta$ définie par l'équation 4.30 et des valeurs limites listées dans l'équation 4.34, une carte des réponses du système dans l'espace paramétrique de l'étude expérimentale $l_\theta^* \times k_\theta^*$ a enfin pu être tracée. Les contours de $\mathcal{R}_\theta$ dans le plan défini par $l_\theta^* \in [0.25, 0.50]$ et $k_\theta^* \in [0, 0.67]$ permettant de délimiter les frontières entre les différentes réponses du système sont présentés dans la figure 4.11.

Il a été constaté que l'axe de tangage doit être placé à une distance minimale de $l_\theta^* = 0.29$ du bord d'attaque pour que l'aile présente des mouvements oscillatoires auto-entretenus. De plus, pour toute configuration avec $l_\theta^* > 0.29$, il existe une raideur de tangage critique au-dessus de laquelle le système est stable, délimitant ainsi la zone de réponse I. La réponse idéale à la récupération d'énergie (réponse II) est identifiée à $k_\theta^* = 0$ pour $0.31 < l_\theta^* < 0.39$. Si l'axe de tangage est reculé davantage vers le bord de fuite, une raideur de tangage non nulle devient nécessaire pour que le système reste dans la zone de réponse II. Dans le cas contraire, des réponses de type III et IV sont observées.

Il est intéressant de noter que les réponses de type III et IV ont également été identifiées dans la zone intermédiaire entre les types I et II. Ces occurrences, d'amplitude relativement plus faible que celles observées à $l_\theta^* > 0.39$ et $k_\theta^* < 0.12$, n'ont pas été rapportées dans l'étude numérique de Peng et Zhu (2009).

Concernant l'emplacement de la frontière de transition stable-instable dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$, les résultats expérimentaux corroborent les prévisions issues de l'étude analytique à propos de l'effet d'une masse et d'une raideur de pilonnement non nulles. Comme le montre la figure 4.11, la zone de comportement instable repérée (réponses II, III et IV) est considérablement plus large que celle prévue pour un système simplifié avec $m_y = k_y = 0$ (cf. figure 4.3). En revanche, cette zone est moins large que celle prévue par l'étude analytique de stabilité (cf. figure 4.7). Cela s'explique probablement par le fait que des phénomènes stabilisants présents dans les expériences ont été négligés dans le modèle analytique. On peut citer par exemple les forces de frottement statique, les effets de bord ou encore la viscosité du fluide et la turbulence de l'écoulement.

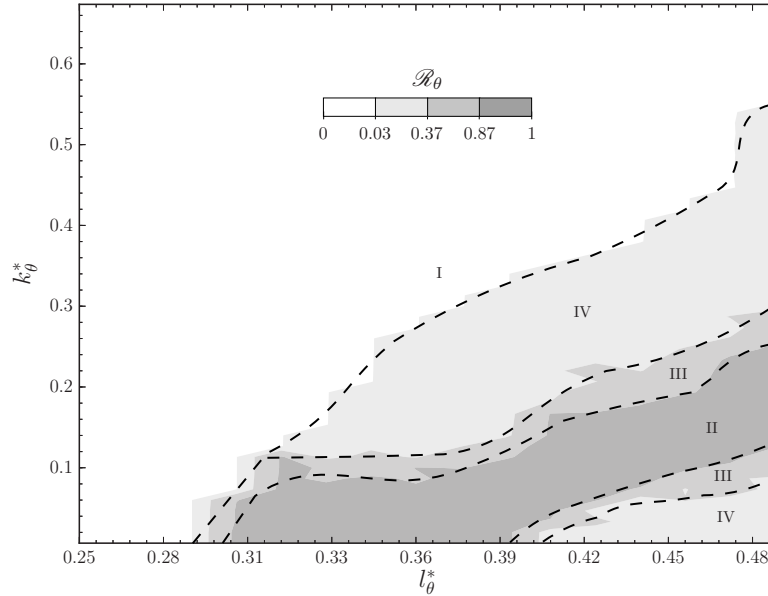


FIGURE 4.11 – Carte des réponses du prototype d'aile oscillante passive en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ^* et de la raideur de tangage k_θ^* .

4.2.3 Tests de sensibilité

La carte des réponses du système illustrée dans la figure 4.11 permet de déterminer la raideur de tangage k_θ^* nécessaire en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ^* pour que la réponse du système soit adaptée à la récupération d'énergie (réponse II). Cependant, ces résultats sont à priori valables uniquement pour un système dont les paramètres structuraux adimensionnels sont ceux listés dans le tableau 4.2. Par ailleurs, l'étude analytique menée préalablement avait suggéré que la stabilité du système est très sensible à certains de ces paramètres structuraux, notamment la masse et la raideur de pilonnement.

Afin d'étudier l'effet de ces deux paramètres sur la carte des réponses du système, et

plus particulièrement sur la zone de réponse II, une étude de sensibilité de la quantité $\mathcal{R}_\theta$ en fonction de m_y^* et k_θ^* a été réalisée. L'évolution du comportement de l'aile pour une raideur de tangage k_θ^* allant de zéro jusqu'à la raideur critique a été comparée pour différentes valeurs de masse et raideur de pilonnement. Cette étude a été réalisée pour deux emplacements différents de l'axe de tangage, à savoir $l_\theta^* = 0.36$ et $l_\theta^* = 0.46$. Les résultats seront discutés dans les paragraphes suivants, d'abord concernant la sensibilité à la masse de pilonnement et ensuite à la raideur de pilonnement.

4.2.3.1 Sensibilité de $\mathcal{R}_\theta$ à la masse de pilonnement

La masse de pilonnement du système dans sa configuration initiale est de $m_y^* = 0.50$. Un système deux fois plus léger ($m_y^* = 0.25$) et un autre 50 % plus lourd ($m_y^* = 0.75$) ont été considérés dans l'étude de sensibilité qui suit. Pour chaque valeur de m_y^* , l'évolution de $\mathcal{R}_\theta$ en fonction de k_θ^* a été tracée avec $l_\theta^* = 0.36$ et $l_\theta^* = 0.46$. Les résultats sont présentés dans la figure 4.12.

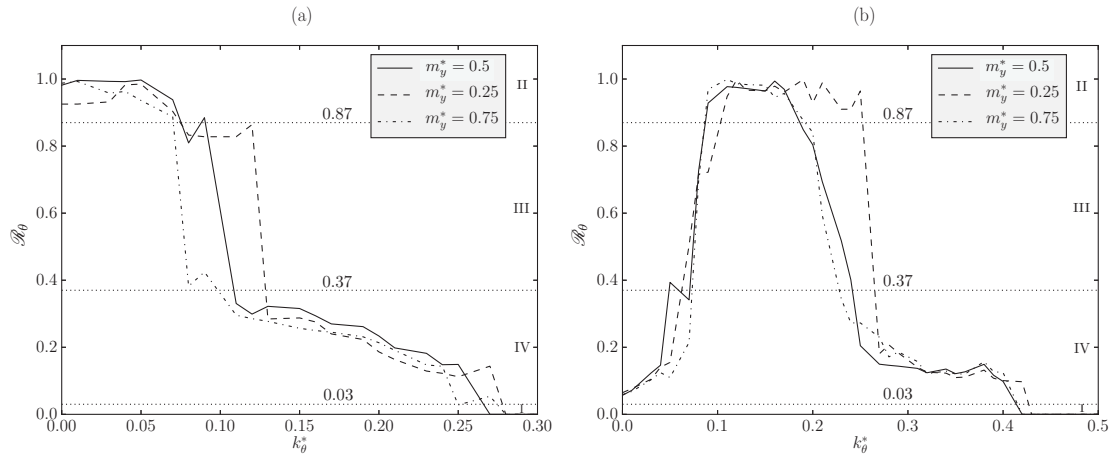


FIGURE 4.12 – Sensibilité des frontières entre les différentes réponses du prototype à la masse de pilonnement m_y^* , exprimée par l'évolution de $\mathcal{R}_\theta$ en fonction de k_θ^* pour différentes valeurs de m_y^* avec (a) $l_\theta^* = 0.36$ et (b) $l_\theta^* = 0.46$.

Pour un emplacement de l'axe de tangage de $l_\theta^* = 0.36$, le comportement du système évolue dans l'ordre $\text{II} \rightarrow \text{III} \rightarrow \text{IV} \rightarrow \text{I}$ avec l'augmentation de la raideur de tangage k_θ^* , comme illustré dans la figure 4.12a. Dans la configuration initiale ($m_y^* = 0.50$), la réponse du système est de type II pour $0 < k_\theta^* < 0.08$. Aucune variation significative du point de transition vers la réponse III n'est observée pour les différentes masses de pilonnement considérées. La transition entre les réponses III et IV est légèrement retardée par la diminution de m_y^* .

À $l_\theta^* = 0.46$, la réponse du système évolue dans l'ordre $\text{IV} \rightarrow \text{III} \rightarrow \text{II} \rightarrow \text{III} \rightarrow \text{IV} \rightarrow \text{I}$ en fonction de la raideur de tangage k_θ^* , comme le montre la figure 4.12b. Ici, la réduction de la masse de pilonnement m_y^* retarde considérablement la transition entre les réponses II et III. En effet, une réponse de type II est observée pour $0.08 < k_\theta^* < 0.19$ avec $m_y^* = 0.50$, pendant que la même réponse est identifiée pour $0.10 < k_\theta^* < 0.25$ lorsque la masse de pilonnement est réduite à $m_y^* = 0.25$. Ces résultats suggèrent qu'une réduction de la masse

de pilonnement du système tend à élargir la zone de réponse II dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$, ce qui est favorable du point de vue de la récupération d'énergie.

4.2.3.2 Sensibilité de $\mathcal{R}_\theta$ à la raideur de pilonnement

Le prototype a été initialement équipé d'une raideur de pilonnement de $k_y^* = 1.53$. Deux autres valeurs de raideur ont été considérées dans ce qui suit, à savoir $k_y^* = 1.15$ et $k_y^* = 1.91$. Pour chaque valeur de k_y^* , l'évolution de $\mathcal{R}_\theta$ en fonction de k_θ^* a été tracée avec $l_\theta^* = 0.36$ et $l_\theta^* = 0.46$. Les résultats sont présentés dans la figure 4.13.

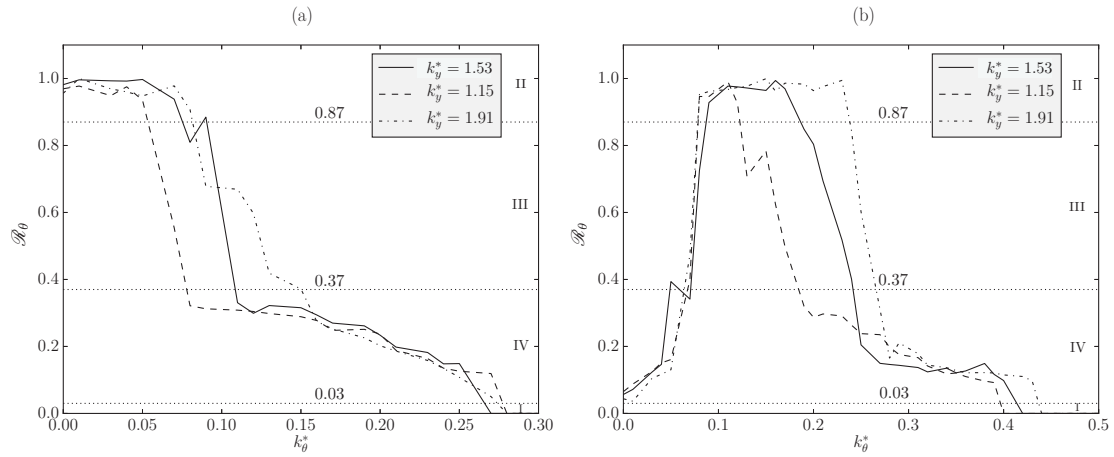


FIGURE 4.13 – Sensibilité des frontières entre les différentes réponses du prototype à la raideur de pilonnement k_y^* , exprimée par l'évolution de $\mathcal{R}_\theta$ en fonction de k_θ^* pour différentes valeurs de k_y^* avec (a) $l_\theta^* = 0.36$ et (b) $l_\theta^* = 0.46$.

Lorsque la raideur de pilonnement est réduite à $k_y^* = 1.15$, toutes les transitions entre les réponses du système ont lieu à une raideur de tangage k_θ^* inférieure par rapport à la configuration initiale. Cet effet est particulièrement accentué pour la transition entre les réponses II et III, réduisant ainsi considérablement la zone de réponse II. Inversement, l'augmentation de la raideur de pilonnement à $k_y^* = 1.91$ tend à retarder la transition entre les réponses II et III. Il en résulte une corrélation positive entre la raideur de pilonnement k_y^* et la largeur de la zone de réponse II, comme le montre la figure 4.13b.

En somme, la sensibilité du comportement dynamique du système à la raideur de pilonnement et à la masse de pilonnement ont des effets inverses sur la zone de réponse II. Une réduction de la masse m_y^* ou une augmentation de la raideur k_y^* tendent à élargir la zone de réponse II dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$. Ces constatations suggèrent qu'une augmentation de la pulsation propre de pilonnement $\omega_{0y} = \sqrt{k_y/m_y}$ peut favoriser le comportement dynamique le mieux adapté à la récupération d'énergie par le système hydrolien à aile oscillante passive.

Chapitre 5

Optimisation expérimentale des performances énergétiques du système hydrolien

L'étude du comportement dynamique du système menée dans le chapitre précédent a permis d'identifier les différentes réponses de l'aile oscillante passive en fonction de l'emplacement de l'axe de tangage l_θ et de la raideur de tangage k_θ . Parmi les différents types de comportements observés, la réponse II a été identifiée comme étant la mieux adaptée à la récupération d'énergie en raison de la régularité des mouvements de pilonnement et tangage. Cela est dû à la corrélation entre la puissance récupérée, les vitesses et l'amplitude du mouvement de l'aile oscillante. Les performances énergétiques restent néanmoins tributaires du choix des paramètres structuraux pour ce même régime. Cela fait l'objet du présent chapitre, consacré à l'étude des paramètres structuraux et géométriques du système hydrolien visant à optimiser la récupération d'énergie par l'aile oscillante passive pour le régime de réponse II.

Parmi l'ensemble des paramètres structuraux impliqués dans le comportement de l'aile, on s'intéressera particulièrement à ceux dont le réglage est le plus facilement réalisable. On y distinguera notamment l'emplacement de l'axe de tangage l_θ , les raideurs k_y et k_θ , ainsi que les coefficients d'amortissement visqueux c_y et c_θ . Les propriétés inertielles comme la masse de pilonnement m_y , le moment d'inertie I_θ et le moment statique Λ ne seront pas traités dans la présente étude d'optimisation. En effet, de telles propriétés sont liées à des critères de tenue mécanique et tributaire des modes de fabrication. Ces caractéristiques sont donc figées lors de la conception du système hydrolien.

5.1 Recherche des valeurs optimales de la raideur et de l'amortissement visqueux de pilonnement

Comme discuté dans le chapitre 1 il a été admis que la majeure partie de l'énergie mécanique récupérable provient du mouvement de pilonnement. La raideur k_y et l'amortissement visqueux c_y sont, par conséquent, des paramètres structuraux clés qui ont une influence majeure sur le comportement et les performances énergétiques du système hydrolén. En effet, la raideur de pilonnement k_y affecte le comportement dynamique de l'aile, comme abordé dans le chapitre précédent. Le coefficient d'amortissement visqueux c_y , quant à lui, établit directement la quantité d'énergie dissipée au sein du mouvement de pilonnement pour la production d'électricité. L'effet de ces paramètres sur la récupération d'énergie par l'aile oscillante passive sera étudié dans la présente section à l'aide du dispositif expérimental.

5.1.1 Méthodologie et protocole expérimental

Au regard des résultats exposés dans la figure 4.11 concernant les différents types de réponse du système dans le plan $l_\theta^* \times k_\theta^*$, trois configurations à l'intérieur de la zone de réponse II seront considérées. Dans un premier cas (C_1), l'axe de tangage est placé à $l_\theta^* = 0.33$ et aucune raideur de tangage n'est utilisée, soit $k_\theta^* = 0$; la deuxième configuration (C_2) est caractérisée par un axe de tangage reculé à $l_\theta^* = 0.39$ et l'ajout d'une raideur de tangage de $k_\theta^* = 0.05$; enfin, dans le troisième cas (C_3) l'axe de tangage est davantage reculé à $l_\theta^* = 0.45$ et la raideur de tangage est fixée à $k_\theta^* = 0.15$. Les paramètres structuraux du dispositif expérimental dans ces trois configurations sont listés dans le tableau 5.1.

Une étude préliminaire du système hydrolén autour de sa configuration de base (cf. tableau 3.3) a suggéré que la puissance mécanique développée par l'aile tend à augmenter avec la diminution de la raideur k_y^* et l'augmentation de l'amortissement visqueux c_y^* . En s'appuyant sur ces résultats, on définit l'espace paramétrique de l'étude par $k_y^* \times c_y^* = [0, 1.68] \times [0.48, 2.59]$. L'objectif principal de l'étude est d'identifier un maximum local pour le coefficient de puissance $\bar{C}_P$ et pour le rendement hydraulique η dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour chaque des trois configurations du système.

TABLE 5.1 – Paramètres structuraux des trois configurations considérées dans l'optimisation des performances énergétiques du système dans le plan $k_y^* \times c_y^*$.

Paramètre	C_1	C_2	C_3
l_θ^*	0.33	0.39	0.45
m_y^*	0.558	0.558	0.558
c_y^*	[0.48, 2.59]	[0.48, 2.59]	[0.48, 2.59]
k_y^*	[0, 1.68]	[0, 1.68]	[0, 1.68]
I_θ^*	0.0180	0.0184	0.0201
c_θ^*	0	0	0
k_θ^*	0	0.05	0.15
Λ^*	0.0021	-0.0088	-0.0198

Tous les essais ont été menés à un nombre de Reynolds basé sur la corde de $Re_c = 6 \times 10^4$. Pour chaque couple (k_y^*, c_y^*) , les variables d'état du système sont enregistrées sur une durée

équivalente à $250 t_{adv}$, pendant laquelle l'aile aura décrit environ 50 périodes d'oscillation. Ensuite, les grandeurs moyennées caractérisant le mouvement de l'aile (amplitudes de pilonnement A_{y^*} et de tangage A_θ , fréquence d'oscillation f^*) et la récupération d'énergie (coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$, rendement hydraulique η)¹ sont calculées sur la durée de l'enregistrement. Un intervalle d'attente de $50 t_{adv}$ est fixé à chaque nouvelle configuration pour le rétablissement du régime.

5.1.2 Résultats de l'optimisation

Les résultats de l'optimisation des performances énergétiques du système dans l'espace paramétrique $k_y^* \times c_y^*$ seront discutés dans la suite pour chacune des trois configurations considérées dans l'étude (cf. tableau 5.1).

5.1.2.1 Optimisation des performances énergétiques dans la configuration C_1

Les courbes d'iso-puissance et d'iso-rendement obtenues dans l'espace paramétrique $k_y^* \times c_y^*$ pour la configuration C_1 sont exposés dans la figure 5.1. Pour certaines valeurs de (k_y^*, c_y^*) , l'amplitude de pilonnement de l'aile a été limitée par des limiteurs de course. En fait, la position de pilonnement est bornée à $|y^*| < 1.25$ à cause de la longueur de la courroie utilisée dans le système de transmission. Ces cas sont identifiés sur la figure 5.1 par les croix $\times$, alors que les cercles $\circ$ désignent les essais conformes.

De manière générale, on peut constater que le système hydrolien est plus performant pour des raideurs k_y^* inférieures à 1.0 et des amortissements visqueux entre $1.0 < c_y^* < 1.5$. En effet, un cas optimal maximisant à la fois le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η peut être identifié à $k_y^* = 0.50$ et $c_y^* = 1.31$. Il s'agit en revanche d'une configuration où le mouvement de pilonnement a été borné par des limiteurs de course, ce qui est par ailleurs le cas pour la majorité des essais à faible raideur k_y^* . Cela peut suggérer que, si le pilonnement n'avait pas été soumis à la limitation $y^* < 1.25$, les performances du système aurait pu être supérieures.

Les principales grandeurs caractérisant le mouvement de l'aile et la récupération d'énergie sont comparées entre le cas initial et le cas optimal sur le tableau 5.2. On observe que les amplitudes de pilonnement A_{y^*} et de tangage A_θ sont considérablement plus élevées dans le cas optimal, tandis que la fréquence d'oscillation f^* n'augmente que légèrement. Enfin, le système atteint un coefficient de puissance de $\overline{C}_P = 0.62$ et un rendement hydraulique de $\eta = 20.7\%$ dans sa configuration optimale.

Néanmoins, les résultats obtenus ne sont pas très conclusifs, compte tenu du nombre d'essais non conformes par rapport à la limitation de l'amplitude de pilonnement. Même si les courbes exposées dans la figure 5.1 suggèrent l'existence d'un maximum local pour le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η à environ $k_y^* = 0.50$ et $c_y^* = 1.31$, une étude complémentaire où le mouvement de pilonnement n'est pas soumis à la limitation $|y^*| < 1.25$ serait nécessaire afin de valider ces constatations.

1. Il convient de souligner que toute l'énergie récupérée par le système est dissipée par l'amortissement visqueux de pilonnement c_y^* , étant donné que le coefficient d'amortissement visqueux de tangage c_θ^* est nul dans toutes les configurations considérées. On a donc $\overline{C}_P = \overline{C}_{P_y}$.

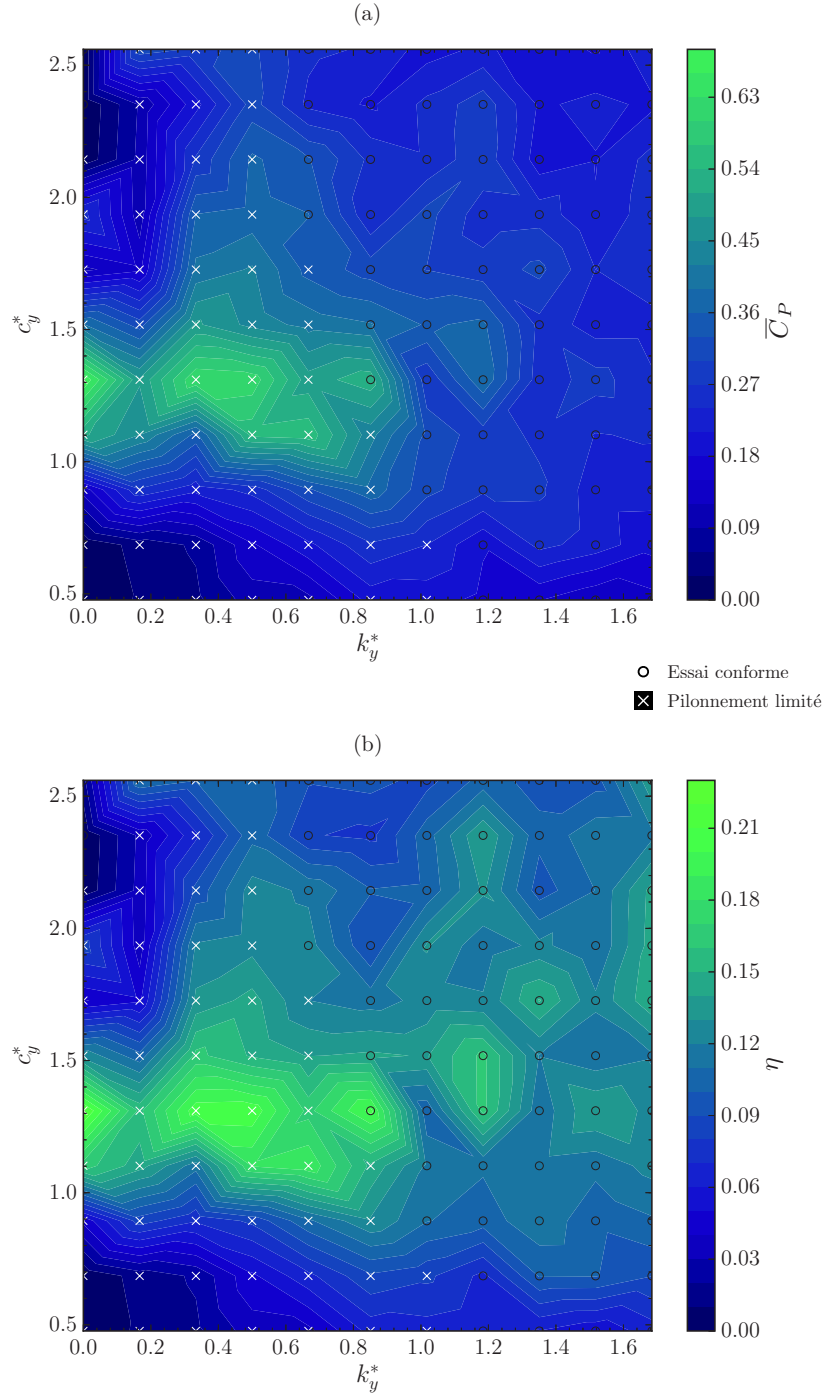


FIGURE 5.1 – Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_1 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η .

TABLE 5.2 – Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour la configuration C_1 .

Paramètre	Cas initial	Cas optimal	Écart relatif
k_y^*	1.52	0.50	−67.1 %
c_y^*	0.48	1.31	172.9 %
A_{y^*}	0.93	1.21	30.1 %
A_θ	51°	70°	37.3 %
f^*	0.082	0.100	22.0 %
$\overline{C}_P$	0.12	0.62	416.7 %
η	5.2 %	20.7 %	298.1 %

5.1.2.2 Optimisation des performances énergétiques dans la configuration C_2

Dans la configuration C_2 , l'axe de tangage est placé à $l_\theta^* = 0.39$ et une raideur de tangage de $k_\theta^* = 0.05$ est utilisée. Les résultats de l'optimisation pour cette configuration dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ sont présentés dans la figure 5.2. Tout comme pour la configuration C_1 , les résultats sont exprimés par le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η . Les marqueurs $\circ$ et $\times$ désignent, respectivement, les essais conformes et ceux où le mouvement de pilonnement a atteint la limite imposée par les limiteurs de course.

Comme on peut le voir sur la figure 5.2a, une configuration optimale maximisant le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ est identifiée à $k_y^* = 0.54$ et $c_y^* = 0.93$. Ce maximum local est placé à la frontière entre la zone d'essais conformes et la zone d'essais avec pilonnement limité, marquée par une chute abrupte du coefficient de puissance $\overline{C}_P$ avec la diminution de l'amortissement visqueux c_y^* . La puissance récupérée par le système baisse significativement lorsque l'amortissement visqueux c_y^* augmente à partir du point optimal. En fait, une extraction trop importante de l'énergie du système peut réduire considérablement les vitesses et l'amplitude d'oscillation de l'aile, compromettant ainsi ses performances énergétiques en termes de coefficient de puissance $\overline{C}_P$.

Concernant le rendement hydraulique η , les courbes d'iso-rendement illustrées dans la figure 5.2b exhibent des tendances similaires à celles observées pour le coefficient de puissance $\overline{C}_P$. La configuration optimale identifiée précédemment ($k_y^* = 0.54$ et $c_y^* = 0.93$) maximise également le rendement hydraulique η . En revanche, le rendement reste assez élevé même pour un amortissement visqueux c_y^* supérieur à celui du point optimal. En effet, bien que la puissance récupérée par le système diminue avec l'augmentation de c_y^* , la puissance disponible est tout aussi réduite car elle fait intervenir l'amplitude des mouvements de l'aile, qui diminue également avec l'augmentation de c_y^* .

Le cas initial et le cas optimal pour la configuration C_2 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ sont comparés dans le tableau 5.3. On observe une augmentation considérable des amplitudes de pilonnement A_{y^*} et de tangage A_θ et une légère hausse de la fréquence d'oscillation f^* . Enfin, le cas optimal pour la configuration C_2 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ présente des performances énergétiques nettement supérieures à celles du cas initial, avec un coefficient de puissance de $\overline{C}_P = 0.90$ et un rendement hydraulique de $\eta = 29.4$ %.

En somme, les résultats de l'optimisation du système dans la configuration C_2 ont permis d'identifier un maximum local pour $\overline{C}_P$ et η dans l'espace paramétrique de l'étude. Cette configuration optimale dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ est placée à la frontière avec la zone où le

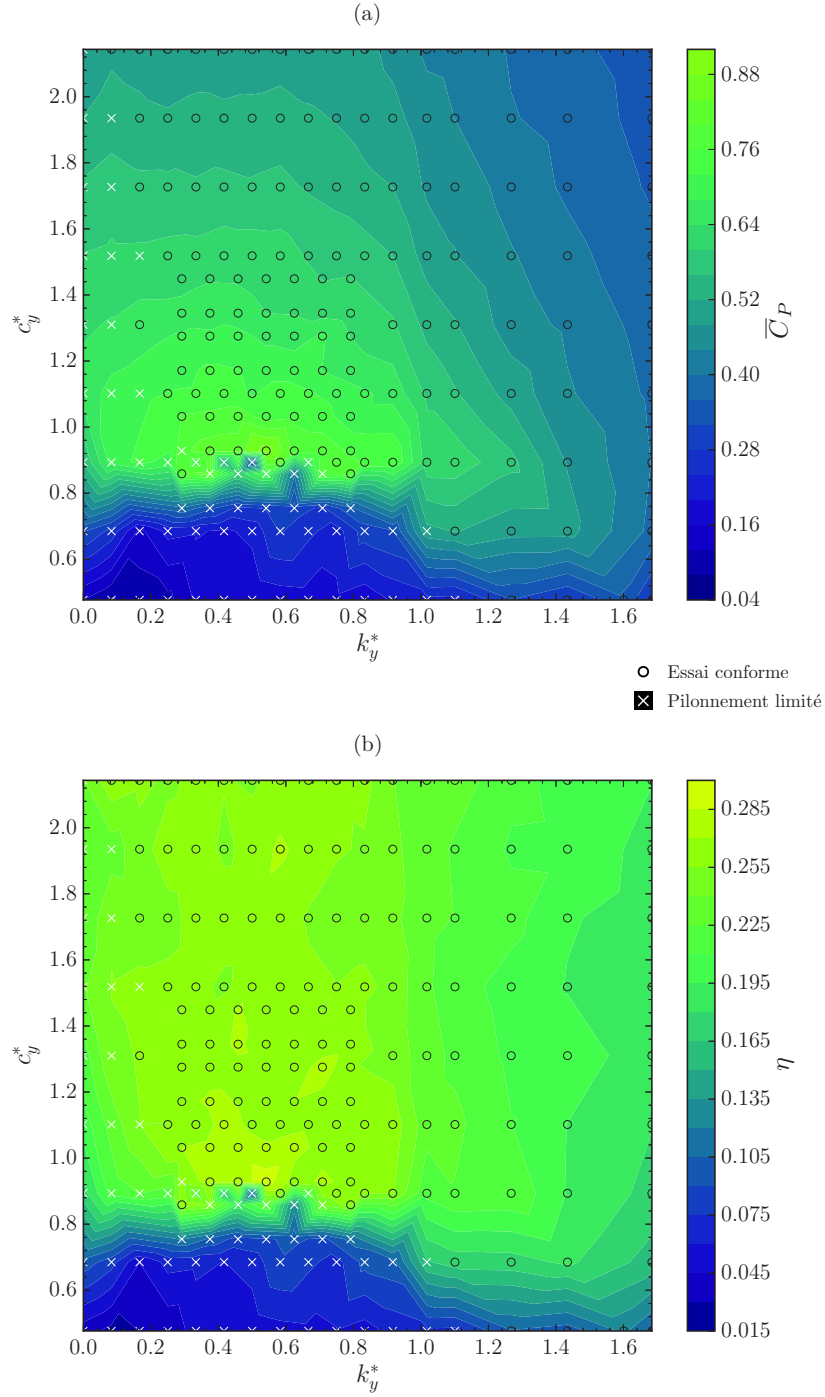


FIGURE 5.2 – Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_2 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η .

TABLE 5.3 – Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour la configuration C_2 .

Paramètre	Cas initial	Cas optimal	Écart relatif
k_y^*	1.60	0.54	−66.3 %
c_y^*	0.48	0.93	93.8 %
A_{y^*}	1.05	1.15	9.5 %
A_θ	74°	91°	23.0 %
f^*	0.125	0.136	8.8 %
$\overline{C}_P$	0.35	0.90	157.1 %
η	12.3 %	29.4 %	139.0 %

mouvement de pilonnement a été limité par les limiteurs de course. Cela peut suggérer que des performances énergétiques comparables à celles du cas optimal auraient pu être obtenues avec un amortissement visqueux c_y^* inférieur à 0.93 si le mouvement de pilonnement n'avait pas été borné à $|y^*| < 1.25$.

5.1.2.3 Optimisation des performances énergétiques dans la configuration C_3

Dans la configuration C_3 , l'axe de tangage est placé à $l_\theta^* = 0.45$ et la raideur de tangage vaut $k_\theta^* = 0.15$. Les résultats de l'étude de sensibilité des performances énergétiques du système à la raideur k_y^* et au coefficient d'amortissement visqueux de pilonnement c_y^* sont présentés dans la figure 5.3, exprimés par le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η .

Tout d'abord, on constate une diminution du nombre d'essais à pilonnement limité par rapport aux configurations précédentes. Ici, cette zone de non-conformité est restreinte à des faibles valeurs de la raideur k_y^* et de l'amortissement visqueux c_y^* . Concernant les performances énergétiques du système, les courbes du coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et du rendement hydraulique η révèlent des résultats très semblables à ceux obtenus pour la configuration C_2 . Globalement, le système hydrolien se montre plus performant pour des raideurs k_y^* relativement faibles. La puissance récupérée $\overline{C}_P$ est optimale lorsque l'amortissement visqueux c_y^* est proche de 1.0, pendant que le rendement hydraulique η s'avère moins sensible à ce paramètre.

Une configuration optimale maximisant le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ est identifiée à $k_y^* = 0.50$ et $c_y^* = 0.93$. Dans cette configuration, le rendement hydraulique η est également très proche de sa valeur maximale. Les grandeurs moyennées du cas optimal et du cas initial sont comparées dans le tableau 5.4. Comme pour les configurations C_1 et C_2 , l'optimisation des performances énergétiques du système est accompagnée d'une hausse des amplitudes du mouvement de l'aile. Ici, la fréquence d'oscillation f^* connaît également une augmentation remarquable. Dans le cas optimal pour la configuration C_3 , le coefficient de puissance vaut $\overline{C}_P = 0.76$ et un rendement hydraulique à hauteur de $\eta = 25.7\%$ est obtenu.

5.1.2.4 Synthèse des résultats

Une conclusion générale peut être formulée à partir des résultats de l'optimisation des performances énergétiques du système dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour les trois configurations différentes considérées. Dans tous les cas, le système hydrolien s'est montré plus performant

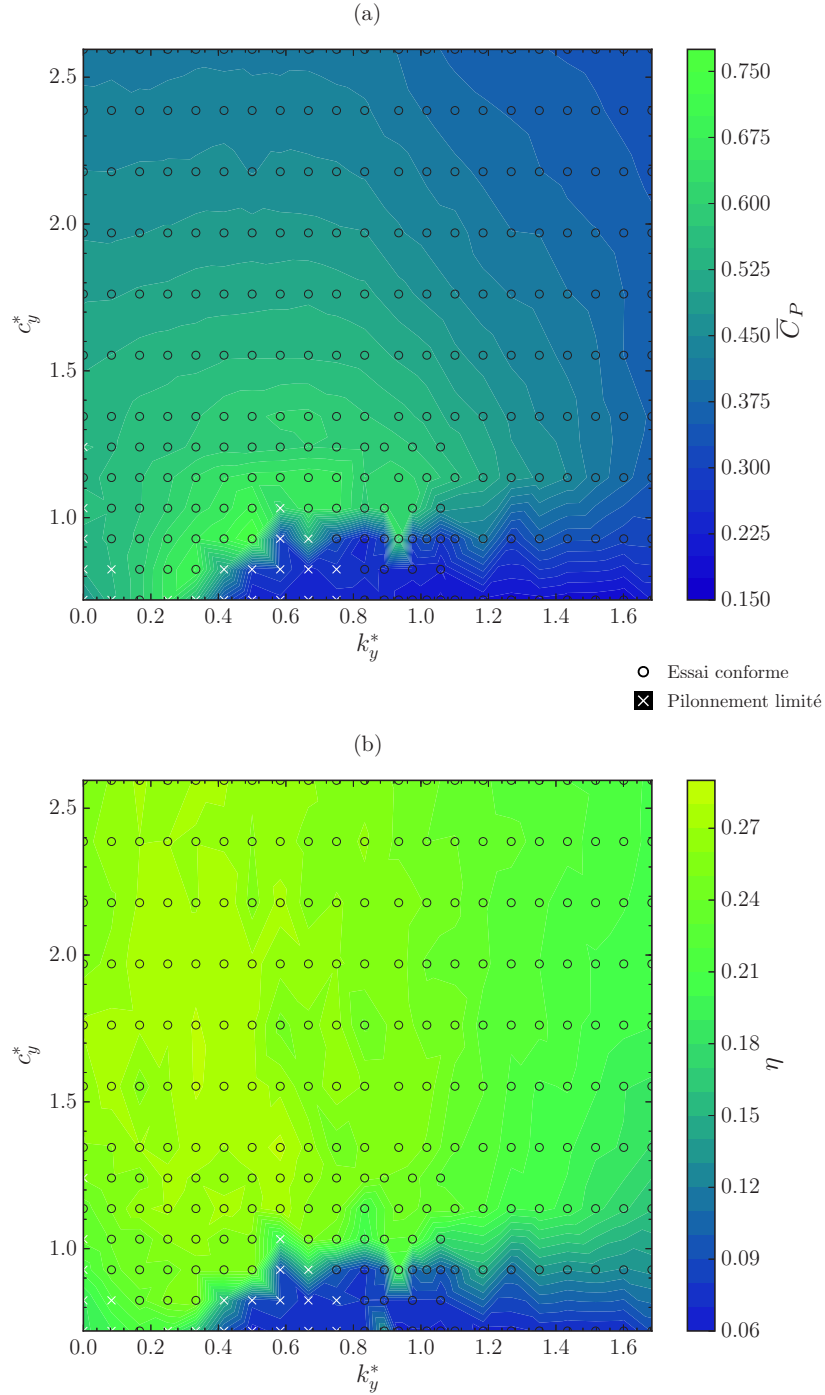


FIGURE 5.3 – Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_3 dans le plan $k_y^* \times c_y^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η .

TABLE 5.4 – Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour la configuration C_3 .

Paramètre	Cas initial	Cas optimal	Écart relatif
k_y^*	1.60	0.59	−63.1 %
c_y^*	0.72	0.93	29.2 %
A_{y^*}	0.83	1.04	25.3 %
A_θ	72.5°	96.5°	33.1 %
f^*	0.084	0.144	71.4 %
$\overline{C}_P$	0.17	0.76	347.1 %
η	6.9 %	25.7 %	272.5 %

en termes de récupération d'énergie pour des raideurs k_y^* plus faibles et des amortissements visqueux c_y^* légèrement plus élevés par rapport aux valeurs de la configuration initiale. Par ailleurs, les valeurs de k_y^* et c_y^* pour lesquelles les performances énergétiques du système sont optimisées dans les configurations C_2 et C_3 sont très proches. Bien que dans la configuration C_1 il ait été constaté un nombre important d'essais non conformes par rapport à la limitation de l'amplitude de pilonnement, les résultats ont suggéré l'existence d'un cas optimal autour de ces mêmes valeurs.

Une analyse comparative entre la fréquence d'oscillation de l'aile f^* et les fréquences propres de pilonnement f_{0y}^* et de tangage $f_{0\theta}^*$ a été menée pour chaque configuration, ces dernières étant définies par :

$$f_{0y}^* = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_y^*}{m_y^*}} \quad (5.1)$$

$$f_{0\theta}^* = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_\theta^*}{I_\theta^*}} \quad (5.2)$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 5.11. Pour chaque configuration du système, f_{0y}^* diminue d'un facteur de presque deux entre les cas initial et optimal. La fréquence propre de tangage $f_{0\theta}^*$ n'évolue pas dans une même configuration puisque la raideur k_θ^* et le moment d'inertie I_θ^* restent constants. Aucune corrélation ne peut être explicitement identifiée entre les fréquences f_{0y}^* et $f_{0\theta}^*$ et la fréquence d'oscillation de l'aile f^* . En revanche, l'examen du quotient f_{0y}^*/f^* révèle que l'optimisation du système caractérise une synchronisation entre le mode propre de pilonnement et l'oscillation de l'aile. En effet, f_{0y}^*/f^* se rapproche de l'unité dans les cas optimaux de toutes les configurations considérées dans l'étude. Cette synchronisation entre la fréquence propre de pilonnement f_{0y}^* et la fréquence d'oscillation de l'aile f^* a également été observée par [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) lors de leur optimisation numérique des paramètres structuraux du système et par [Boudreau et al. \(2018\)](#) dans leur étude expérimentale.

Finalement, l'optimisation expérimentale dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour les trois configurations différentes a permis d'identifier un maximum global en termes d'efficacité énergétique. Ce cas optimal, dont le coefficient de puissance vaut $\overline{C}_P = 0.90$ et le rendement hydraulique

TABLE 5.5 – Fréquences propres de pilonnement f_{0y}^* et tangage $f_{0\theta}^*$ et fréquence d'oscillation f^* pour les cas initial et optimal de chaque configuration considérée dans l'étude d'optimisation.

Configuration		f^*	f_{0y}^*	$f_{0\theta}^*$
C_1	Initiale	0.082	0.263	0
	Optimale	0.100	0.151	0
C_2	Initiale	0.125	0.269	0.262
	Optimale	0.136	0.157	0.262
C_3	Initiale	0.084	0.269	0.435
	Optimale	0.144	0.164	0.435

vaut $\eta = 29.4\%$, correspond à la configuration C_2 avec une raideur de $k_y^* = 0.54$ et un coefficient d'amortissement visqueux de $c_y^* = 0.93$.

5.1.3 Détails de l'optimisation pour la configuration C_2

Comme exposé dans le tableau 5.3, l'optimisation de l'aile oscillante passive dans la configuration C_2 a permis de trouver un cas optimal dans le plan $k_y^* \times c_y^*$ pour lequel les performances énergétiques du système sont améliorées d'un facteur supérieur à deux par rapport au cas initial. Le gain en performance – exprimé en termes de coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et de rendement hydraulique η – est accompagné d'une augmentation dans les amplitudes du mouvement de l'aile. Une étude comparative du comportement dynamique de l'aile oscillante pour les cas initial et optimal est menée ici pour permettre une meilleure compréhension des facteurs impliqués dans l'optimisation du système.

5.1.3.1 Cas initial

Initialement, la raideur et le coefficient d'amortissement visqueux de pilonnement ont été respectivement fixés à $k_y^* = 1.60$ et $c_y^* = 0.48$. Les mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l'aile oscillante dans cette configuration initiale sont présentés dans la figure 5.4. L'évolution temporelle de y^* et θ sur quelques périodes d'oscillation (cf. figure 5.4a) montre que le mouvement de l'aile est assez régulier, malgré les variations d'amplitude qui peuvent être observées, notamment pour l'angle de tangage. Le mouvement de l'aile sur une période d'oscillation est détaillé dans la figure 5.4b. Cette représentation graphique permet de visualiser le déphasage ϕ entre le pilonnement y^* et le tangage θ . En l'occurrence, on peut mesurer $\phi = 34^\circ$ lors du passage à l'origine.

Il est important de rappeler que, idéalement, la récupération d'énergie par le système hydrolien à aile oscillante passive est optimisée lorsque le déphasage entre les mouvements de pilonnement et de tangage est proche de 90° . Comme mentionné auparavant dans le chapitre 1, ce déphasage idéal implique que la vitesse de pilonnement est toujours dans le même sens de la force hydrodynamique F_y sur le profil, maximisant ainsi la puissance récupérée par l'aile oscillante. Ce n'est cependant pas le cas dans la présente configuration initiale du système. En effet, les courbes exposées dans la figure 5.4b indiquent une vitesse de pilonnement négative pour $0.04 < t^* < 0.22$ avec un angle de tangage positif. Inversement, pour $0.52 < t^* < 0.70$ la vitesse de pilonnement est positive alors que l'angle de tangage est négatif. Il en résulte que, dans ces intervalles, l'aile avance dans la direction opposée à

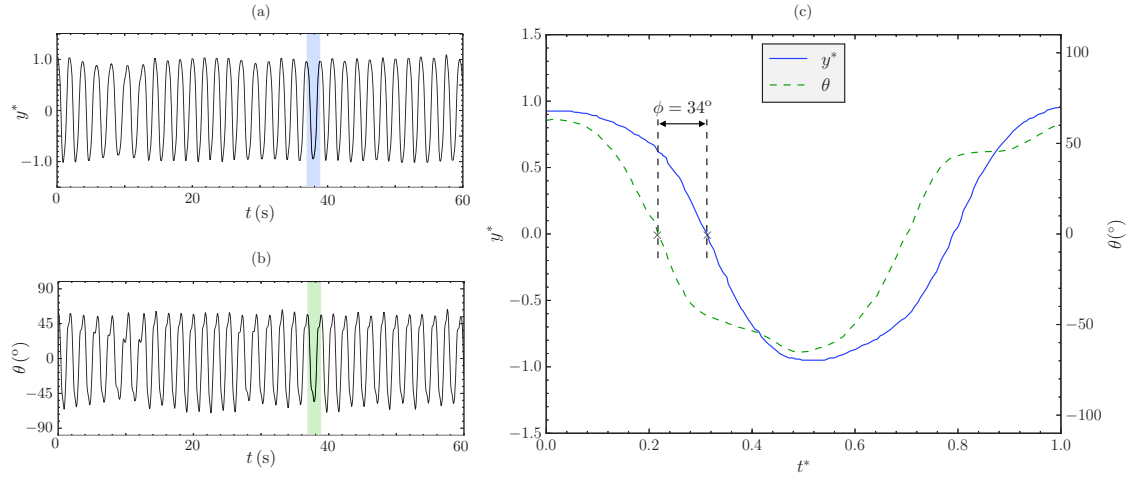


FIGURE 5.4 – Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l’aile dans le cas initial de la configuration C_2 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d’oscillation.

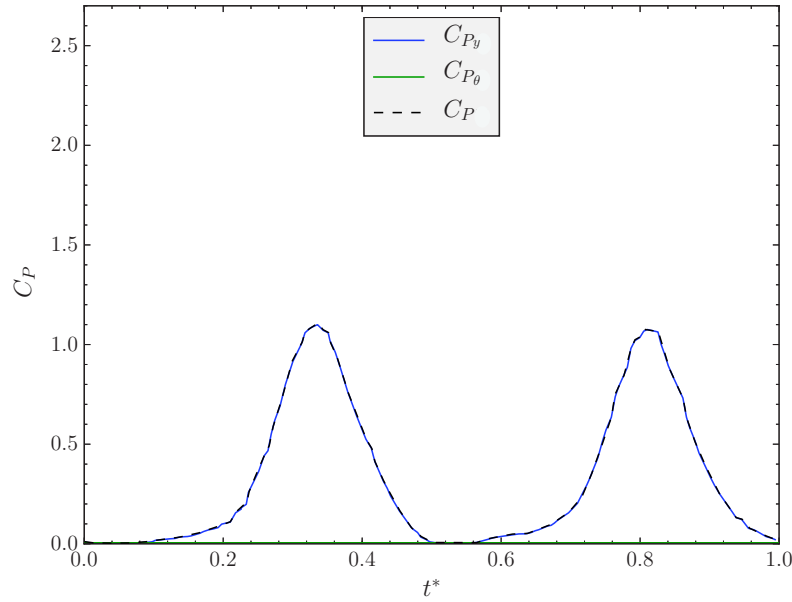


FIGURE 5.5 – Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d’oscillation de l’aile dans le cas initial de la configuration C_2 .

celle de la force hydrodynamique ².

Les performances énergétiques relativement faibles du système dans cette configuration initiale sont explicitées par l’évolution des coefficients de puissance sur une période d’oscilla-

2. Bien que le système soit complètement passif, il est tout à fait possible que l’aile décrive momentanément un mouvement contraire aux efforts hydrodynamique de l’écoulement. Pour ce faire, l’aile peut consommer l’énergie potentielle stockée dans les ressorts de pilonnement ou celle provenant des termes de couplage.

tion, présentés dans la figure 5.5. Étant donné que $c_\theta^* = 0$, toute la puissance récupérée par le système est dissipée dans l'amortissement visqueux de pilonnement c_y^* , d'où $C_P = C_{Py}$. Deux pics assez étroits sont observés à $t^* = 0.34$ et $t^* = 0.82$, correspondant aux instants où la vitesse de pilonnement est maximale. Ailleurs, le coefficient de puissance C_P est très faible, notamment dans les intervalles de temps où l'aile avance contre la force hydrodynamique de pilonnement.

5.1.3.2 Cas optimal

Les valeurs optimales de la raideur et de l'amortissement visqueux de pilonnement trouvées dans l'espace paramétrique de l'étude pour la configuration C_2 ont été respectivement de $k_y^* = 0.53$ et $c_y^* = 0.93$. Un échantillon de l'évolution temporelle de la position de pilonnement y^* et de l'angle de tangage θ est présenté sur la figure 5.6. Dans le cas optimal, les mouvements oscillatoires décrits par l'aile sont plus réguliers et d'une amplitude supérieure par rapport à ceux du cas initial, spécialement pour ce qui concerne le mouvement de tangage. On constate également une augmentation nette du déphasage entre y^* et θ . Comme indiqué sur la figure 5.6c, on peut mesurer $\phi = 57^\circ$ lors du passage à l'origine.

À $t^* = 0.36$, l'aile atteint un angle θ minimal et inverse son mouvement de tangage grâce à l'interaction avec le LEV produit lors du décrochage dynamique. À ce moment, l'aile est aspirée par le LEV et atteint sa position de pilonnement y^* minimale seulement quelques instants plus tard, d'où le déphasage important observé entre θ et y^* . Cette augmentation du déphasage ϕ est un facteur prépondérant du gain en performance énergétique du système hydrolien dans le cas optimal. Contrairement à ce qu'on a pu remarquer pour le cas initial, les courbes présentées dans la figure 5.6c indiquent que la vitesse de pilonnement et l'angle de tangage ont le même signe sur la quasi-totalité de la période d'oscillation. Cela implique que le mouvement de pilonnement suit majoritairement la direction de la force hydrodynamique sur le profil, maximisant ainsi les performances énergétiques du système.

La récupération d'énergie par l'aile oscillante dans le cas optimal est illustrée dans la figure 5.7 en termes de l'évolution des coefficients de puissance sur une période d'oscillation. À l'instar du cas initial, toute l'énergie récupérée par le système hydrolien dans cette configuration est dissipée dans l'amortissement visqueux de pilonnement, d'où $C_{P\theta} = 0$ et donc $C_P = C_{Py}$. On observe les mêmes crêtes de puissance correspondant aux instants où la vitesse de pilonnement est maximale, mais cette fois-ci de manière plus prononcées et plus larges que dans le cas initial. Lorsque le mouvement de pilonnement s'inverse à $t^* = 0.52$ et $t^* = 1$, la vitesse de pilonnement est nulle et, par conséquent, $C_P = C_{Py} = 0$, d'où les creux observés sur les courbes de la figure 5.7. À ces mêmes instants, les courbes illustrées dans la figure 5.6c indiquent que la vitesse de tangage est maximale. Il serait donc envisageable de récupérer également l'énergie du mouvement de tangage à travers un coefficient d'amortissement visqueux c_θ^* non nul afin d'augmenter davantage les performances énergétiques du système hydrolien. Cela fera l'objet de la dernière section de ce chapitre.

5.1.3.3 Incertitudes de mesure de la puissance et du rendement

Il est important de rappeler que le coefficient d'amortissement visqueux de pilonnement c_y quantifiant la récupération d'énergie est le résultat de la somme de l'amortissement rajouté par la génératrice et le frottement visqueux inhérent au prototype. Ce dernier a été déterminé dans le chapitre 3, lors de la caractérisation des propriétés mécaniques du

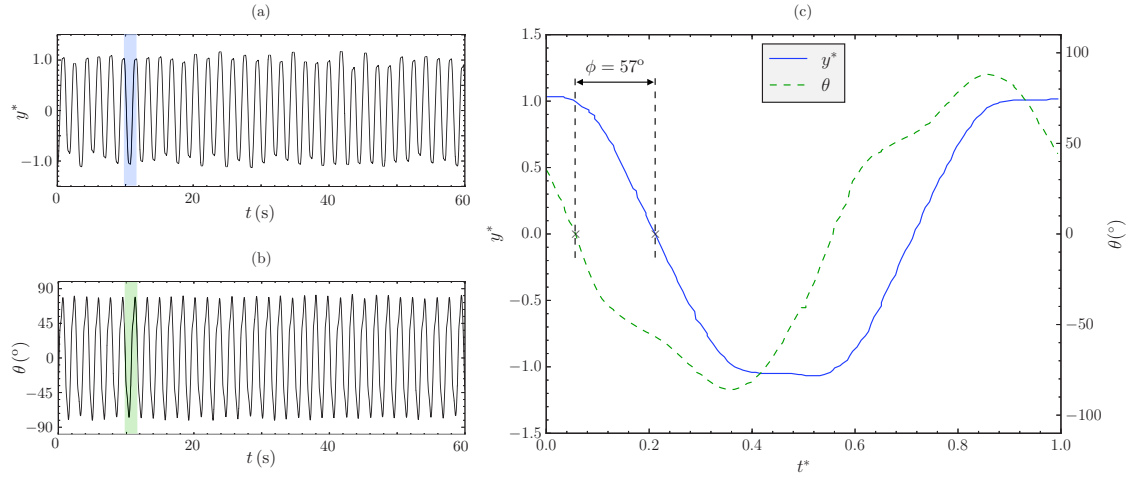


FIGURE 5.6 – Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l’aile dans le cas optimal de la configuration C_2 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d’oscillation.

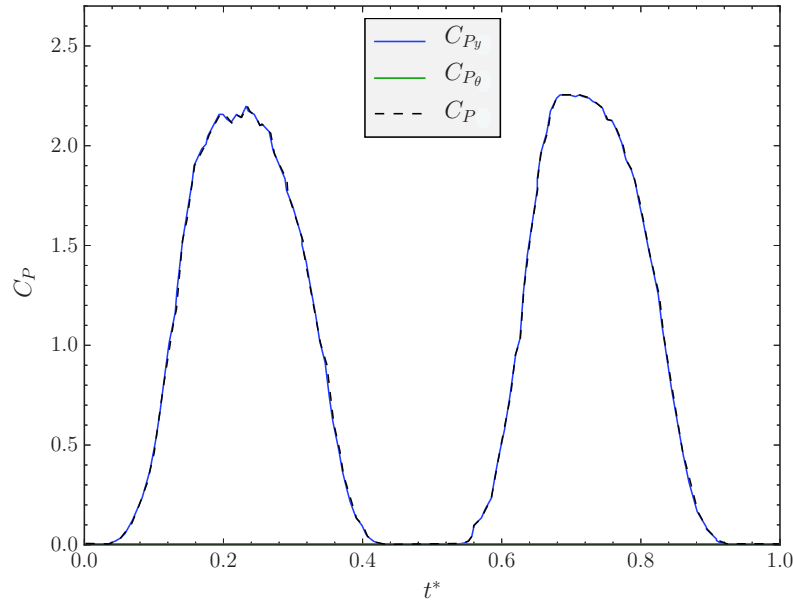


FIGURE 5.7 – Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d’oscillation de l’aile dans le cas optimal de la configuration C_2 .

dispositif expérimental, avec une incertitude relative de l’ordre de 30 %. Cette incertitude se propage dans la valeur effective du coefficient d’amortissement visqueux de pilonnement et, par conséquent, dans le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et dans le rendement hydraulique η mesurés.

Les valeurs de $\overline{C}_P$ et η autour du cas optimal de la configuration C_2 sont présentées dans la figure 5.8 avec les barres d’erreur correspondantes. Comme on peut le voir sur la figure 5.8a,

l'incertitude relative sur $\overline{C}_P$ et η est de l'ordre de 10 % pour un amortissement visqueux de $c_y^* = 0.93$. Sur toute la plage de valeurs de c_y^* , les incertitudes relatives sont comprises entre 6 % et 15 %. En somme, les résultats obtenus sont assez représentatifs malgré l'incertitude relativement élevée sur le frottement visqueux de pilonnement inhérent au prototype.

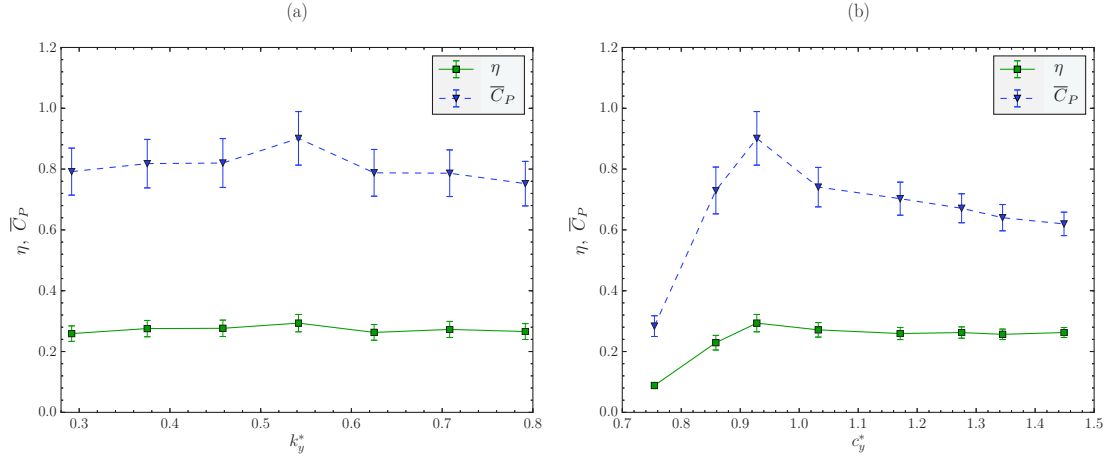


FIGURE 5.8 – Coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et rendement hydraulique η du système dans la configuration C_2 avec les barres d'erreur ; (a) évolution en fonction de k_y^* avec $c_y^* = 0.93$ constant et (b) évolution en fonction de c_y^* avec $k_y^* = 0.54$ constant.

5.2 Amélioration du design de l'aile

L'optimisation expérimentale réalisée dans la section précédente a permis d'identifier une configuration optimale avec des performances énergétiques assez satisfaisantes en comparaison avec les résultats disponibles dans la littérature pour un tel système hydrolien. En même temps, les expérimentations conduites ont révélé quelques aspects qui pourrait potentiellement être améliorés par rapport au design du dispositif. Ces constatations ont motivé l'apport de quelques modifications prototype avant de procéder à la recherche des valeurs optimales de la raideur de tangage k_θ^* et de l'amortissement visqueux de tangage c_θ^* .

5.2.1 Motivations

Les principales motivations pour l'amélioration du design de l'aile oscillante passive seront détaillées dans les paragraphes suivants, à savoir l'augmentation de la position maximale de pilonnement admissible, la réduction des interactions avec la surface libre et la réduction des effets de bord.

5.2.1.1 Augmentation de l'amplitude admissible de pilonnement

Comme constaté lors de l'étude d'optimisation dans le plan $k_y^* \times c_y^*$, l'amplitude de pilonnement tend à augmenter dans les configurations optimales du système. Dans certains cas, notamment pour des faibles valeurs de k_y^* et c_y^* , le mouvement de pilonnement de l'aile a été restreint aux limitations du système de transmission à poulies-courroie. En effet, dans le design initial du dispositif la position de pilonnement est bornée à $y^* < 1.25$. Afin d'augmenter cette position maximale admissible de pilonnement, une première solution serait l'adaptation du système de transmission par le remplacement de la courroie. En revanche, un mouvement de pilonnement plus étendu à l'intérieur du canal entrainerait une réduction dans le rapport de blocage, amplifiant ainsi les effets de confinement.

Une solution alternative à l'augmentation de l'amplitude admissible de pilonnement a été retenue : la réduction de la corde c du profil hydrodynamique. La nouvelle corde c' de l'aile a été choisie pour que la position maximale de pilonnement sous forme adimensionnelle augmente de 25 %. Il en résulte :

$$c' = 0.8c = 0.096 \text{ m} \quad (5.3)$$

La réduction de la corde de l'aile exige une augmentation de la vitesse U_∞ dans les mêmes proportions afin d'assurer la similitude du régime de l'écoulement autour de l'aile oscillante et conserver le nombre de Reynolds à $Re_c = 6 \times 10^4$. Cela est accompli par une augmentation de 66 % du débit de la pompe P_2 , soit $Q'_2 = 0.0940 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Il en découle que la nouvelle vitesse de l'écoulement libre (estimée par la vitesse débitante) vaut :

$$U'_\infty = 1.25U_\infty = 0.625 \text{ m s}^{-1} \quad (5.4)$$

5.2.1.2 Réduction des interactions avec la surface libre

Une deuxième constatation qui a motivé l'amélioration du design initial du prototype concerne les fortes interactions observées entre l'aile et la surface libre de l'écoulement. En

aval de l'aile, on a pu constater un ressaut. Cela s'est traduit par une forte réduction locale de la hauteur d'eau et une accélération des lignes de courant proches de la surface libre. Ce phénomène, accompagné de la génération des tourbillons liés au décrochage dynamique du profil, induit une forte aspiration d'air par l'écoulement. Cette structure tourbillonnaire de dimensions non négligeables, comme on peut le voir sur la figure 5.9, est générée à partir de la surface libre à une fréquence deux fois supérieure à celle d'oscillation de l'aile. L'effet de ces interactions sur la récupération d'énergie par le système hydrolien n'est pas déterminé. La seule constatation est que l'écoulement est localement tridimensionnel et diphasique.

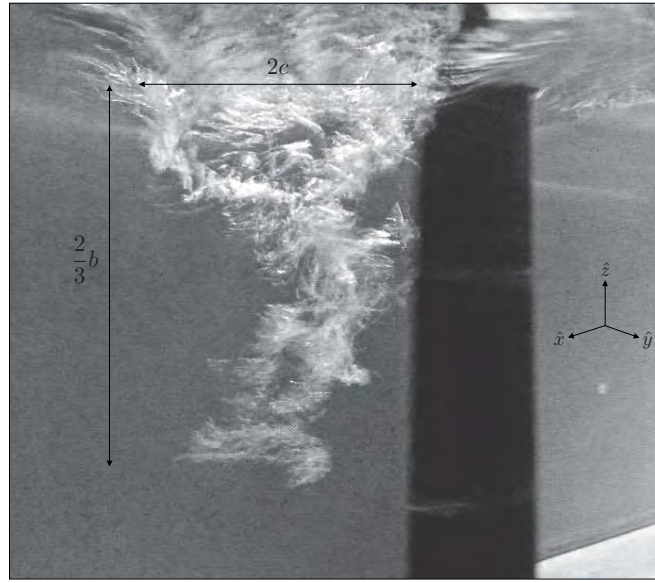


FIGURE 5.9 – Aspiration d'air à partir de la surface libre par les tourbillons générés en aval de l'aile oscillante passive dans le design initial du prototype.

En vue de réduire ces effets secondaires induits dans l'écoulement par les interactions de l'aile avec la surface libre, une amélioration dans le design du prototype a été considérée, inspirée des travaux de [Boudreau et al. \(2018\)](#). Cela a consisté en une aile complètement immergée d'envergure inférieure à la hauteur d'eau. Dans ce nouveau concept, seulement les deux tirants cylindriques montés à l'intérieur de l'aile interagissent avec la surface libre de l'écoulement, comme illustré dans la figure 5.10.

Grâce à la réduction de la corde du profil (cf. équation 5.3), l'envergure b' de l'aile dans ce nouveau concept a pu être fixée de manière à garantir un rapport d'aspect de $R_A = 4.5$, tout en gardant une distance de $0.5c'$ entre l'extrémité supérieure de l'aile et la surface libre. Il en résulte :

$$b' = 4.5c' = 0.432 \text{ m} \quad (5.5)$$

5.2.1.3 Réduction des effets de bord

Il est notoire que des effets de bord se produisent aux extrémités de l'aile à cause de la limitation de son envergure. Il s'agit des tourbillons marginaux qui ont un effet néfaste sur l'aérodynamique de l'aile. Dans le cas du système hydrolien à aile oscillante, [Kinsey](#)

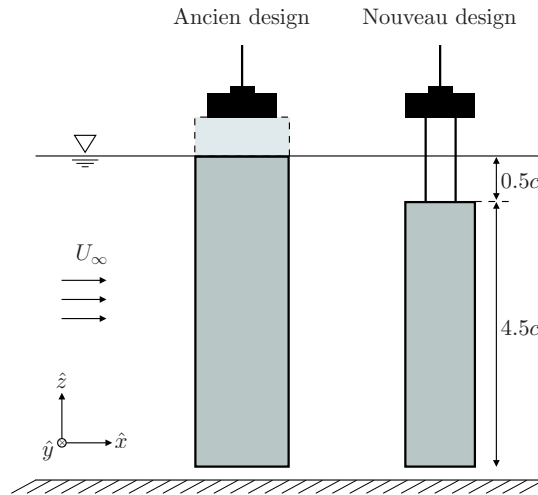


FIGURE 5.10 – Amélioration du design de l’aile visant à réduire les interactions entre l’aile et la surface libre de l’écoulement.

et Dumas (2012b) ont montré que ces effets sont défavorables à la récupération d’énergie. D’après leur étude numérique, une aile oscillante de rapport d’aspect $R_A = 5$ a des performances énergétiques 28 % inférieures à celles d’un profil 2D où les effets de bord ne peuvent être pris en compte. De plus, ils ont montré que cette dégradation peut être réduite à 18 % par l’ajout de *winglets*³ empêchant la formation des tourbillons marginaux aux extrémités de l’aile.

Inspiré de ces résultats, le nouveau design du prototype a été équipé de winglets aux deux extrémités de l’aile afin de réduire les effets de bord, comme illustré dans la figure 5.11. Chaque winglet consiste en une plaque en tôle d’épaisseur 1 mm, montée sur l’aile perpendiculairement à l’axe de tangage. Les contours des ailettes suivent la forme du profil hydrodynamique, distant de $0.3c'$ de celui au niveau du bord d’attaque et de $0.5c'$ au niveau du bord de fuite.

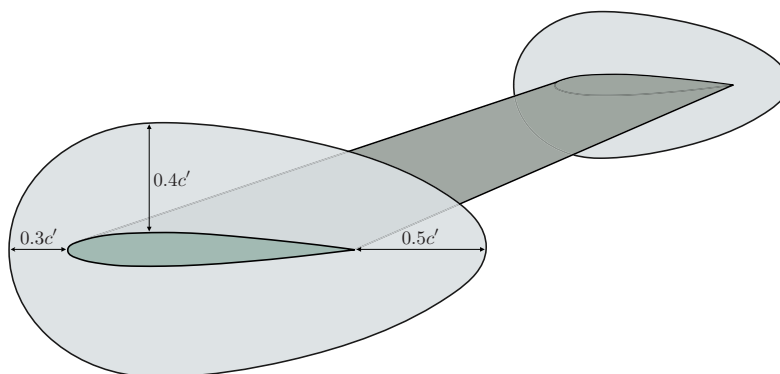


FIGURE 5.11 – Dimensions des winglets rajoutées au prototype afin de réduire les effets de bord sur l’aile.

3. Terme anglais désignant une ailette sensiblement verticale située au bout des ailes d’avion, visant à augmenter ses performances aérodynamiques.

5.2.2 Nouveau design de l'aile oscillante

La concrétisation des objectifs d'amélioration du dispositif a abouti à un nouveau design de l'aile oscillante, présenté dans la figure 5.12. Les modifications apportées au prototype ont été la réduction de la corde du profil hydrodynamique, l'immersion complète de l'aile dans l'écoulement et l'ajout de winglets aux extrémités. En conséquence, la position maximale admissible de pilonnement a été repoussée à $y^* < 1.56$, les interactions du système avec la surface libre ont été minimisées et les effets de bord atténués.

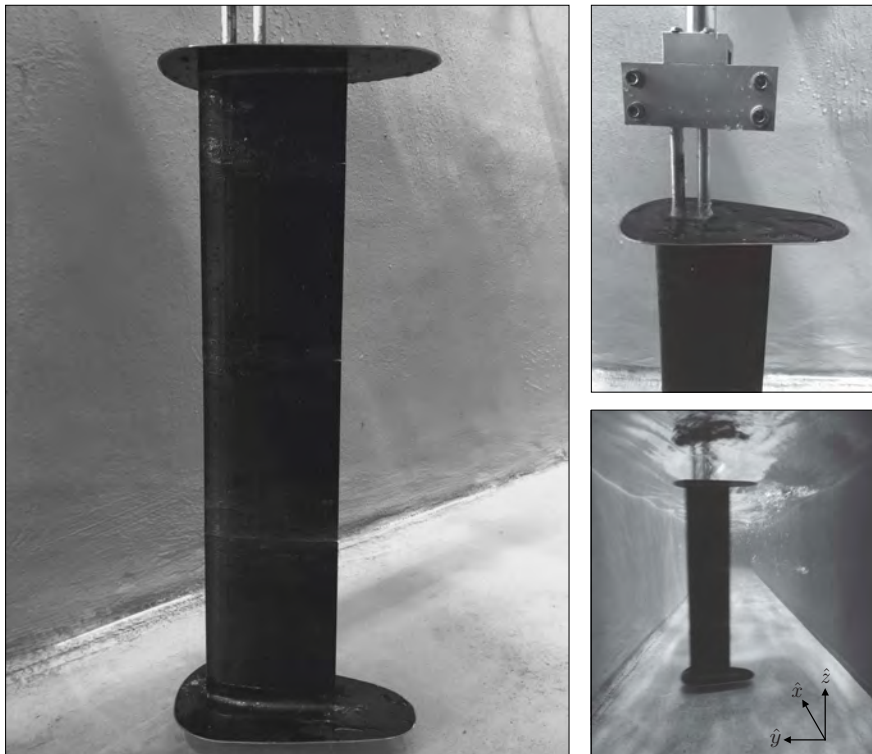


FIGURE 5.12 – Photos du nouveau design de l'aile du dispositif expérimental.

Outre la corde du profil, la vitesse de l'écoulement libre et l'envergure de l'aile, dont les nouvelles valeurs sont exprimées respectivement par les équations 5.3, 5.4 et 5.5, certains paramètres structuraux du dispositif ont été également affectés. Il s'agit notamment des propriétés inertielles du système, comme la masse de pilonnement m_{y_2} , le moment de tangage $\tilde{I}_\theta$ et le centre de gravité CG_2 . Ces nouveaux paramètres structuraux ont été caractérisés suivant les mêmes procédures, décrites dans le chapitre 3. Les valeurs sont présentés dans le tableau 5.6.

TABLE 5.6 – Valeurs des paramètres structuraux affectés par les modifications apportées au prototype.

Paramètre	Valeur
m_{y_2}	$1.063 \pm 0.001 \text{ kg}$
$\tilde{I}_\theta$	$2.06 \times 10^{-3} \pm 0.08 \times 10^{-3} \text{ kg m}^2$
CG_2	$0.034 \pm 0.002 \text{ m}$

Les modifications apportées au dispositif ont introduit de faibles variations sur les propriétés inertielles du prototype. La masse de pilonnement m_{y_2} est légèrement inférieure dans le nouveau design et le moment d'inertie $\tilde{I}_\theta$ a peu augmenté. Enfin, l'emplacement relatif du centre de gravité CG_2 sur la corde du profil n'a guère changé par rapport au design initial du prototype. Cependant, les variations sur les paramètres structuraux sans dimension correspondants ne sont pas négligeables puisque les grandeurs utilisées dans la normalisation (la corde c , l'envergure b et la vitesse de l'écoulement U_∞) ont connu d'importants changements. Cela pourra avoir un impact sur la reproductibilité des résultats obtenus précédemment, comme on le verra dans la suite lors de l'optimisation du système dans son nouveau design.

5.3 Recherche des valeurs optimales de la raideur et de l'amortissement visqueux de tangage

À l'issue de l'optimisation des paramètres structuraux liés au mouvement de pilonnement (k_y^* et c_y^*) et des améliorations apportées au design de l'aile, on s'intéresse maintenant aux effets de la raideur k_θ^* et de l'amortissement visqueux de tangage c_θ^* sur les performances énergétiques du système hydrolien.

Dans l'optimisation paramétrique réalisée précédemment, on a considéré trois différentes configurations du système. Ces configurations étaient caractérisées par un emplacement spécifique de l'axe de tangage l_θ^* sur la corde du profil et une raideur de tangage k_θ^* adaptée selon les résultats de l'étude du comportement dynamique de l'aile, menée dans le chapitre 4. En revanche, chaque valeur de l_θ^* considérée peut admettre différentes raideurs de tangage k_θ^* sans que le type de réponse soit affecté (voir figure 4.11). Dans cette section, on fera varier k_θ^* dans les respectives plages admissibles en fonction de l_θ afin d'optimiser la récupération d'énergie par l'aile oscillante.

Malgré les bonnes performances énergétiques des cas optimaux identifiés dans le plan $k_y^* \times c_y^*$, les résultats précédents ont suggéré que la récupération d'énergie par l'aile oscillante pourrait être améliorée davantage par le choix d'un amortissement visqueux de tangage c_θ^* non nul. En effet, des vitesses de tangage considérablement élevées ont été mesurées aux instants où la vitesse de pilonnement était faible, indiquant que les creux observés dans les courbes du coefficient de puissance pourrait être comblés par la récupération de l'énergie du mouvement de tangage. Ces hypothèses seront étudiées dans la présente section par l'intégration de c_θ^* dans l'optimisation paramétrique du système hydrolien.

5.3.1 Méthodologie et protocole expérimental

L'optimisation des performances énergétiques du système dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ sera réalisée pour trois configurations différentes, basées sur les résultats précédents de l'optimisation dans le plan $k_y^* \times c_y^*$. Les paramètres structuraux dans chacune de ces configurations sont listés dans le tableau 5.7.

Les trois configurations, désignées C_4 , C_5 et C_6 , sont caractérisées par un emplacement de l'axe de tangage l_θ^* respectivement égal à 0.33, 0.39 et 0.45. Les intervalles de variation de la raideur k_θ^* ont été fixés en fonction de la plage de valeurs pour laquelle la réponse du système est de type II. Les valeurs du coefficient d'amortissement visqueux c_θ^* sont comprises dans l'intervalle $[0, 0.075]$. Les propriétés inertielles (m_y^* , I_θ^* et Λ^*) correspondent aux valeurs listées dans le tableau 5.6. Enfin, l'amortissement visqueux de pilonnement c_y est fixé à la valeur optimale identifiée précédemment, pendant que la raideur k_y^* a été choisie pour que la fréquence propre de pilonnement f_{0y} soit proche de la fréquence d'oscillation de l'aile f^* mesurée dans les cas optimaux.

Tous les essais ont été menés à un nombre de Reynolds basé sur la corde de $Re_c = 6 \times 10^4$. Pour chaque couple (k_θ^*, c_θ^*) , les variables d'état du système ont été enregistrées sur une durée de $400 t_{adv}$ pendant laquelle l'aile aura décrit environ 50 périodes d'oscillations. Un temps d'attente équivalent à $80 t_{adv}$ a été fixé entre les différents essais pour que le nouveau régime d'oscillation soit établi.

TABLE 5.7 – Paramètres structuraux des trois configurations considérées dans l’optimisation expérimentale des performances énergétiques du système dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$.

Paramètre	C_4	C_5	C_6
l_θ^*	0.33	0.39	0.45
m_y^*	0.919	0.919	0.919
c_y^*	0.93	0.93	0.93
k_y^*	0.72	0.72	0.72
I_θ^*	0.0563	0.0565	0.0586
c_θ^*	[0, 0.075]	[0, 0.075]	[0, 0.075]
k_θ^*	[0, 0.090]	[0.051, 0.206]	[0.096, 0.174]
Λ^*	0.0065	-0.0096	-0.0256

5.3.2 Résultats de l’optimisation

Les résultats de l’optimisation seront discutés dans les paragraphes suivants pour chacune des trois configurations considérées dans l’étude (cf. tableau 5.7). Le comportement du système sera décrit par les grandeurs moyennées caractérisant le mouvement de l’aile (A_{y^*} , A_θ , f^*) et la récupération d’énergie ($\overline{C}_P$, η).

5.3.2.1 Optimisation des performances énergétiques dans la configuration C_4

Les résultats de l’optimisation du système dans la configuration C_4 sont exposés dans la figure 5.13, exprimés par les courbes d’iso-puissance et d’iso-rendement dans le plan paramétrique $k_\theta^* \times c_\theta^*$. Comme dans l’étude précédente, les essais conformes sont indiqués dans les graphiques par un cercle $\circ$, tandis que la croix $\times$ désigne les essais à amplitude de pilonnement limitée. Un troisième marqueur, le carré $\square$, est introduit pour identifier les cas où le comportement dynamique de l’aile est différent de la réponse II.

Globalement, on peut constater que les performances énergétiques du système sont nettement améliorées par l’ajout d’une raideur k_θ^* et d’un amortissement visqueux c_θ^* non nuls. Une configuration optimale a été identifiée à $k_\theta^* = 0.071$ et $c_\theta^* = 0.052$, avec un coefficient de puissance de $\overline{C}_P = 1.10$ et un rendement hydraulique de $\eta = 31.9\%$. Ce point est placé dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ dans une zone assez étendue où le système hydrolie est très performant. Lorsque la raideur k_θ^* se rapproche des valeurs maximales, on constate une chute abrupte de $\overline{C}_P$ et de η à cause du changement dans le comportement dynamique de l’aile. En effet, une réponse de type III est observée pour $k_\theta^* > 0.09$, ce qui corrobore les résultats précédents exposés dans la carte des réponses du système (voir figure 4.11).

Les principales grandeurs moyennées du système dans le cas optimal sont listées dans le tableau 5.8, ainsi que celles du cas initial avec $k_\theta^* = c_\theta^* = 0$. On remarque que l’optimisation du système dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour la configuration C_4 est accompagnée d’une forte croissance de l’amplitude de pilonnement A_{y^*} et d’une diminution considérable de l’amplitude de tangage A_θ . La fréquence d’oscillation de l’aile f^* reste à peu près constante, ce qui implique que les vitesses de pilonnement sont plus élevées dans le cas optimal, d’où l’augmentation du coefficient de puissance $\overline{C}_P$ d’un facteur supérieur à deux.

Comparativement aux résultats de l’optimisation pour la configuration C_1 , on peut conclure que les modifications apportées au design du prototype et l’ajout d’un amortissement

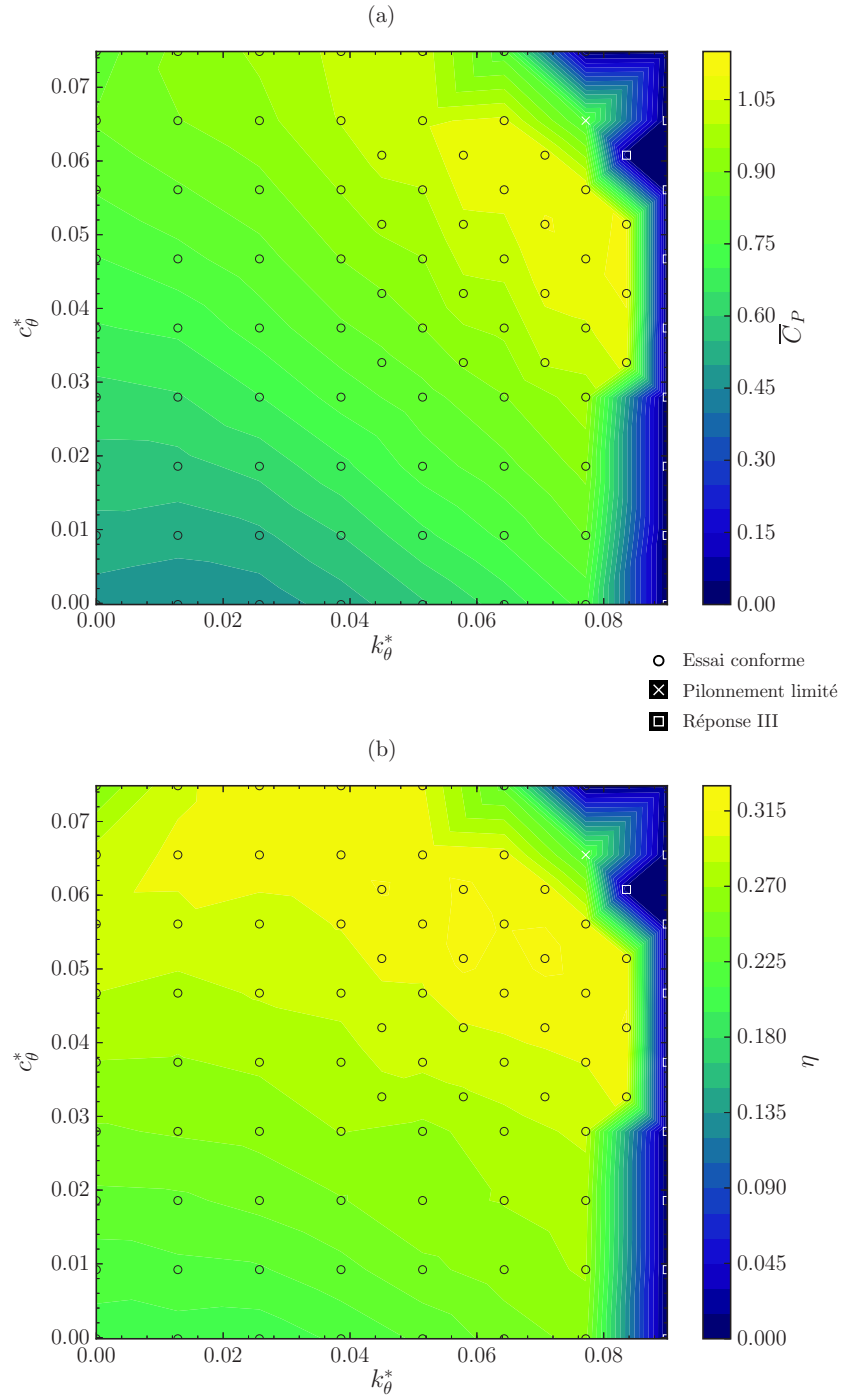


FIGURE 5.13 – Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_4 dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η .

TABLE 5.8 – Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour la configuration C_4 .

Paramètre	Cas initial	Cas optimal	Écart relatif
k_θ^*	0	0.071	∞
c_θ^*	0	0.052	∞
A_{y^*}	0.83	1.36	63.9 %
A_θ	96°	76°	-20.8 %
f^*	0.148	0.131	-11.5 %
$\overline{C}_P$	0.47	1.10	134.0 %
η	20.4 %	31.9 %	56.4 %

visqueux de tangage c_θ^* non nul ont contribué à l'optimisation des performances énergétiques du système hydrolén.

5.3.2.2 Optimisation des performances énergétiques dans la configuration C_5

Dans la configuration C_5 , l'axe de tangage est placé à $l_\theta^* = 0.39$. D'après la carte des réponses du système (figure 4.11), une réponse de type II devrait être observée pour une raideur de tangage dans l'intervalle $0 < k_\theta^* < 0.12$. En revanche, les résultats expérimentaux révèlent plutôt un intervalle de $0.05 < k_\theta^* < 0.20$ dans lequel la réponse du système est de type II. Les tests de sensibilité du comportement dynamique de l'aile avaient suggéré qu'un tel décalage pourrait être observé en cas d'augmentation de la fréquence propre de pilonnement f_{0y} , ce qui n'est pas le cas dans la présente configuration du prototype. Cette disparité est donc probablement due aux modifications apportées au design de l'aile, se traduisant non seulement par des modifications de la valeur de ses paramètres structuraux, mais aussi par une modification des interactions de l'aile oscillante avec l'écoulement.

Les courbes du coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et du rendement hydraulique η obtenues pour la configuration C_5 dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ sont présentées dans la figure 5.14. On observe notamment qu'une réponse de type III apparaît pour des raideurs k_θ^* inférieures à 0.05 ou supérieures à 0.20, ce qui augmente avantageusement la plage des réponses de type II. Globalement, le système présente des meilleures performances énergétiques lorsque k_θ^* et c_θ^* sont élevés. On peut identifier une configuration optimale autour de $k_\theta^* = 0.167$ et $c_\theta^* = 0.061$, délimitée à droite par une zone où l'amplitude de pilonnement a été restreinte à la limitation $y^* < 1.56$ imposée par les limiteurs de course.

Les grandeurs moyennées caractérisant le mouvement de l'aile et la récupération d'énergie dans les cas initial et optimal de la configuration C_5 sont présentées dans le tableau 5.9. Comme pour la configuration C_4 , on constate que l'optimisation des performances énergétiques du système dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ est caractérisée par une croissance notable de l'amplitude de pilonnement A_{y^*} et une baisse importante de l'amplitude de tangage A_θ . La fréquence d'oscillation de l'aile f^* est quelque peu inférieure dans le cas optimal. Enfin, les performances énergétiques du système sont améliorées par un facteur de trois par rapport au cas initial. On peut mesurer dans le cas optimal un coefficient de puissance à hauteur de $\overline{C}_P = 1.08$ et un rendement hydraulique de $\eta = 31.1$ %.

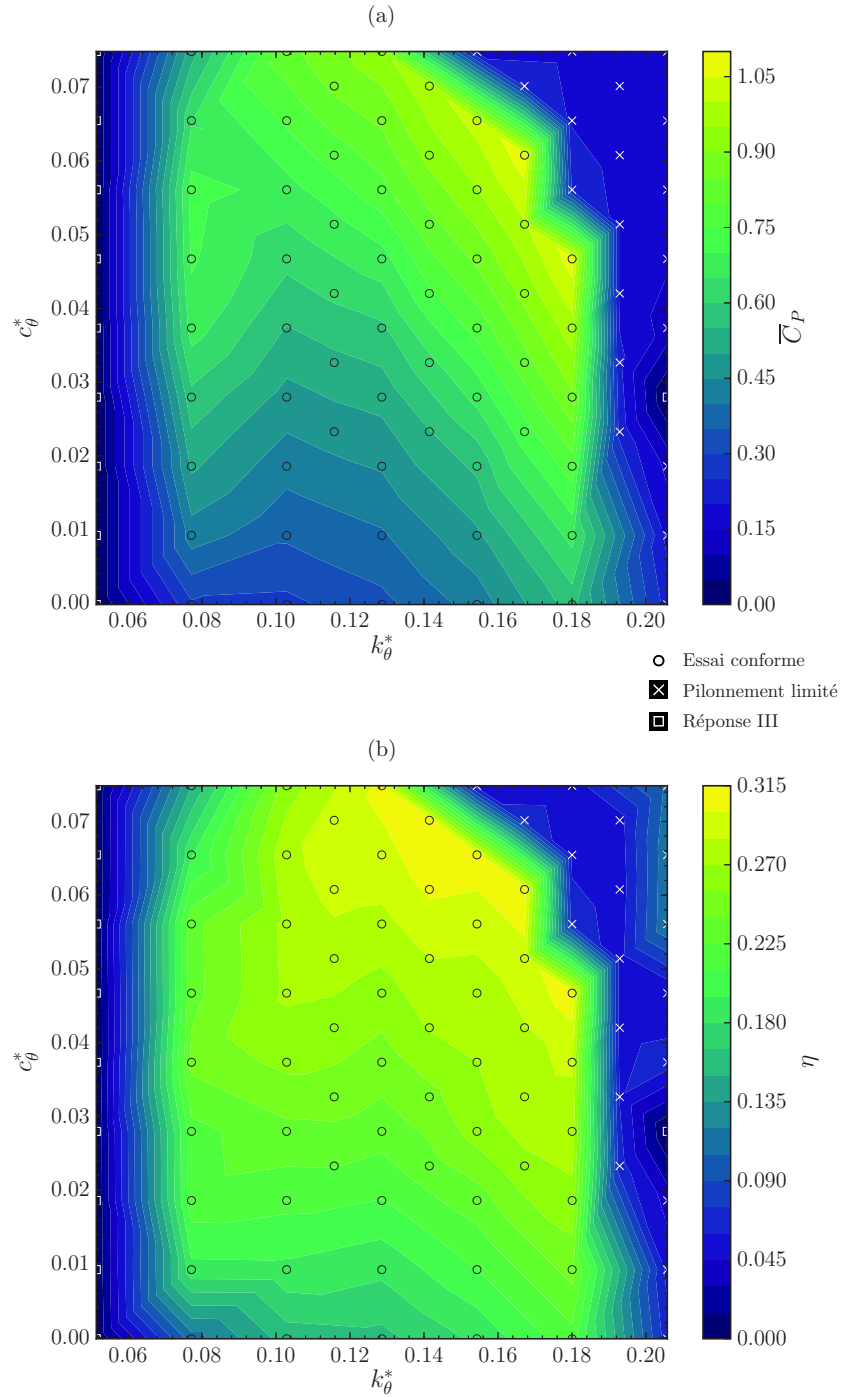


FIGURE 5.14 – Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_5 dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et (b) contours du rendement hydraulique η .

TABLE 5.9 – Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour la configuration C_5 .

Paramètre	Cas initial	Cas optimal	Écart relatif
k_θ^*	0.077	0.167	116.9 %
c_θ^*	0	0.061	∞
A_{y^*}	0.92	1.43	55.4 %
A_θ	98°	78°	-20.4 %
f^*	0.150	0.126	-16.0 %
$\overline{C}_P$	0.29	1.08	272.4 %
η	11.2 %	31.1 %	177.7 %

5.3.2.3 Optimisation des performances énergétiques dans la configuration C_6

Cette dernière configuration est caractérisée par un axe de tangage placé à $l_\theta^* = 0.45$ et une raideur de tangage variant dans l'intervalle $0.096 < k_\theta^* < 0.174$. Les résultats de l'optimisation pour cette configuration sont exposés dans la figure 5.15, exprimés par le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η . Tout d'abord, on peut noter que l'aile présente une réponse de type II pour la majorité des cas dans l'espace paramétrique. Une réponse de type III est observée lorsque la raideur k_θ^* est faible et que l'amortissement visqueux c_θ^* est important. Dans cette zone, les performances énergétiques médiocres du système hydrolien confirment à nouveau le fait que la réponse II soit mieux adaptée à la récupération d'énergie.

Des valeurs optimales pour le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et pour le rendement hydraulique η sont identifiées lorsque k_θ^* et c_θ^* sont élevés. En effet, une configuration optimale est détectée à $k_\theta^* = 0.174$ et $c_\theta^* = 0.056$. Toutefois, les courbes d'iso-puissance et d'iso-rendement illustrées dans la figure 5.15 suggèrent que des meilleures performances énergétiques pourraient être obtenues avec une raideur de tangage k_θ^* supérieure. Cette hypothèse n'a pas pu être vérifiée car le courant électrique i_θ demandé pour $k_\theta^* > 0.174$ (voir équation 3.8) excédait la capacité du servomoteur ME_θ lorsque l'angle de tangage θ dépassait 90°.

Les principales grandeurs moyennées caractérisant le comportement du système sont listées dans le tableau 5.10 pour les cas initial et optimal de la configuration C_6 . Comme on peut le constater, les amplitudes de pilonnement A_{y^*} et de tangage A_θ ne varient pas significativement d'un cas à l'autre. La fréquence d'oscillation f^* est légèrement inférieure dans le cas optimal. Enfin, une augmentation modeste du coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et du rendement hydraulique η est observée.

On peut conclure que, pour un emplacement de l'axe de tangage à $l_\theta^* = 0.45$, les modifications apportées au design du prototype n'ont pas contribué à améliorer ses performances énergétiques. Au contraire, des meilleurs résultats ont été obtenus avec l'ancien design de l'aile. En effet, dans le cas optimal de la configuration C_3 on avait $\overline{C}_P = 0.76$ et $\eta = 25.7\%$, contre seulement $\overline{C}_P = 0.67$ et $\eta = 20.2\%$ pour le cas optimal de la configuration C_6 .

5.3.2.4 Synthèse des résultats

Quelques conclusions d'ordre général peuvent être tirées de l'étude d'optimisation des performances énergétiques du système dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour les différentes configurations considérées. Tout d'abord, on a constaté que les performances énergétiques du système

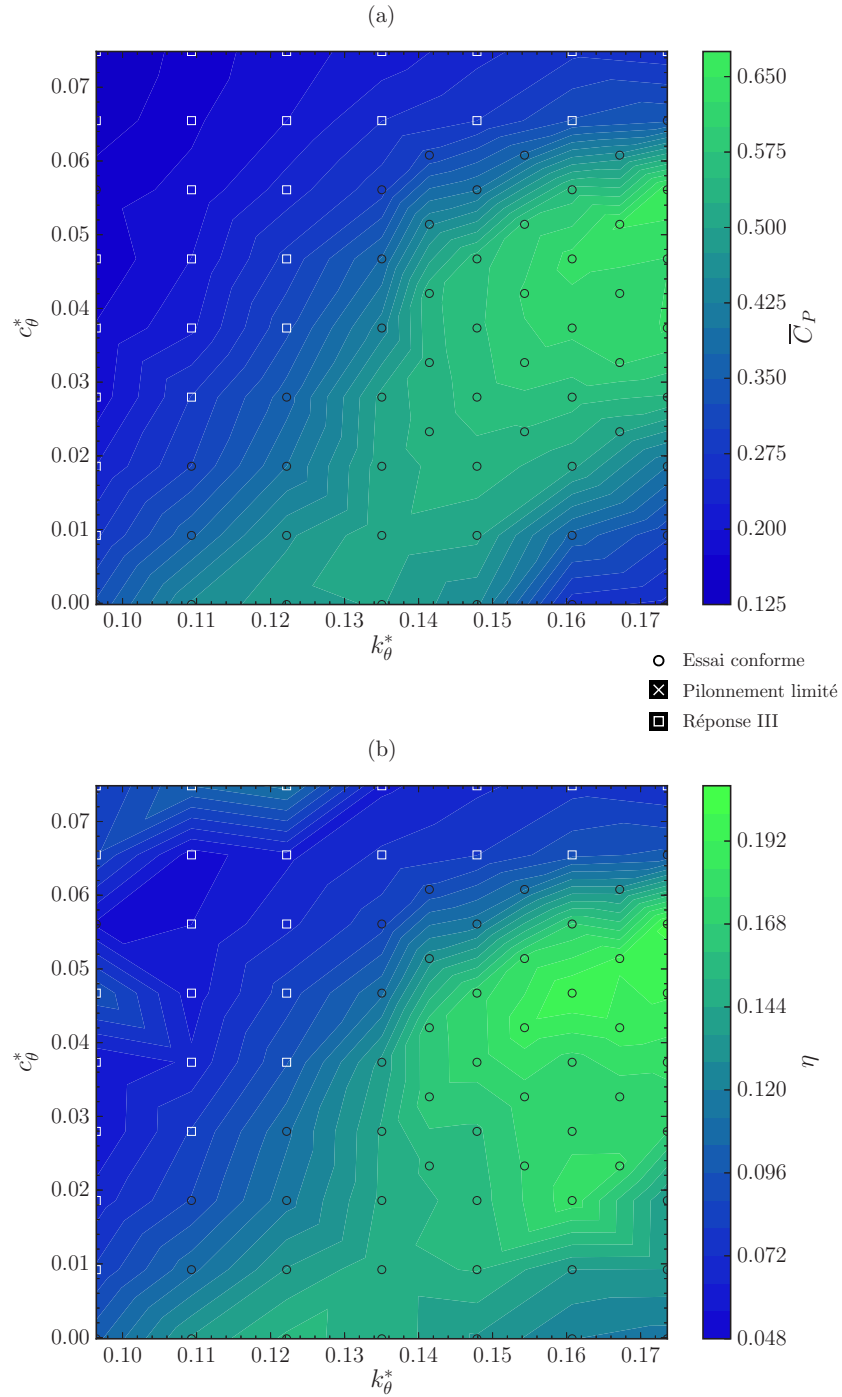


FIGURE 5.15 – Optimisation des performances énergétiques du prototype pour la configuration C_6 dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$; (a) contours du coefficient de puissance moyen $\overline{C_P}$ et (b) contours du rendement hydraulique η .

TABLE 5.10 – Comparaison des cas initial et optimal dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ pour la configuration C_6 .

Paramètre	Cas initial	Cas optimal	Écart relatif
k_θ^*	0.150	0.174	16.0 %
c_θ^*	0	0.056	∞
A_{y^*}	1.23	1.21	-1.6 %
A_θ	106°	92°	-13.2 %
f^*	0.136	0.108	-20.6 %
$\overline{C}_P$	0.45	0.67	48.9 %
η	13.5 %	20.2 %	49.6 %

hydrolien étaient globalement supérieures à celles obtenues précédemment avec l'ancien design de l'aile, à l'exception des configurations avec l'axe de tangage placé à $l_\theta^* = 0.45$. Les gains en performance sont dus, d'une part, aux améliorations apportées au design du dispositif et, d'autre part, à l'optimisation paramétrique dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$. Par ailleurs, le fait d'avoir considéré un amortissement visqueux de tangage c_θ^* non nul a non seulement contribué à l'efficacité du système. Cela a aussi rendu le prototype plus réaliste à l'égard des frottements naturellement présents dans ses liaisons mécaniques.

Pour chacune des trois configurations, un cas optimal a été identifié lorsque la raideur k_θ^* et l'amortissement visqueux c_θ^* étaient élevés. En ce qui concerne les configurations C_4 et C_5 , les valeurs optimales de k_θ^* et c_θ^* sont placées aux bords de la zone délimitée par la transition vers une réponse de type III. Les résultats pour la configuration C_6 suggèrent le même comportement, bien que la raideur de tangage était limitée par les capacités réduites du servomoteur ME_θ à $k_\theta^* < 0.174$.

Une synthèse de l'évolution des fréquences d'oscillation de l'aile f^* et des fréquences propres de pilonnement f_{0y}^* et de tangage $f_{0\theta}^*$ dans les cas initial et optimal et pour chaque configuration est proposée dans le tableau 5.11. Comme on peut le constater, la fréquence d'oscillation du système f^* est relativement proche de la fréquence propre de pilonnement f_{0y}^* dans tous les cas de figure. En revanche, la fréquence propre de tangage $f_{0\theta}^*$ reste bien supérieure à f^* et à f_{0y}^* . Aucune corrélation n'a pu être observée entre les variations de $f_{0\theta}^*$ et l'optimisation du système.

TABLE 5.11 – Fréquences propres de pilonnement f_{0y}^* et tangage $f_{0\theta}^*$ et fréquence d'oscillation f^* pour les cas initial et optimal de chaque configuration considérée dans l'étude d'optimisation.

Configuration		f^*	f_{0y}^*	$f_{0\theta}^*$
C_4	Initiale	0.148	0.141	0
	Optimale	0.131	0.141	0.179
C_5	Initiale	0.150	0.141	0.186
	Optimale	0.126	0.141	0.274
C_6	Initiale	0.136	0.141	0.255
	Optimale	0.108	0.141	0.274

En somme, la recherche des valeurs optimales de la raideur k_θ^* et de l'amortissement visqueux de tangage c_θ^* du prototype dans son nouveau design a permis d'identifier un

maximum global en terme de performances énergétiques. Le cas optimal correspond à la configuration C_4 avec $k_\theta^* = 0.071$ et $c_\theta^* = 0.052$, justifiant d'un coefficient de puissance de $\bar{C}_P = 1.10$ et d'un rendement hydraulique à hauteur de 31.9%. Il s'agit effectivement des meilleurs indicateurs de performance obtenus à ce jour pour un prototype de système hydrolien à aile oscillante passive.

5.3.3 Détails de l'optimisation pour la configuration C_4

Les meilleures performances du système ont été obtenues avec la configuration C_4 . Comme le montre le tableau 5.8, le cas initial à raideur k_θ^* et amortissement visqueux c_θ^* nuls justifiait déjà d'une efficacité énergétique relativement élevée. Ensuite, l'optimisation paramétrique dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$ a montré que la récupération d'énergie par l'aile oscillante dans cette configuration est davantage améliorée lorsque k_θ^* et c_θ^* augmentent. Dans les paragraphes suivants, les comportements dynamiques observés dans les cas initial et optimal de la configuration C_4 seront confrontés. Cela permettra de parvenir à une meilleure compréhension des rôles de la raideur k_θ^* et de l'amortissement visqueux c_θ^* dans l'optimisation du système.

5.3.3.1 Cas initial

L'évolution temporelle de la position de pilonnement y^* et de l'angle de tangage θ de l'aile oscillante dans le cas initial de la configuration C_4 est présentée dans la figure 5.16. On remarque que les mouvements oscillatoires décrits par le système sont assez réguliers, surtout en ce qui concerne le mouvement de tangage. Quelques variations sont observées dans l'amplitude de pilonnement, qui restent faibles devant la corde du profil.

Une analyse détaillée du mouvement de l'aile sur une période d'oscillation (cf. figure 5.16c) permet de mesurer un déphasage de $\phi = 60^\circ$ entre les courbes de pilonnement et de tangage au passage à l'origine. Bien que cette valeur soit inférieure au déphasage idéal de l'ordre 90° , elle reste suffisamment élevée pour que le mouvement de pilonnement se fasse presque toujours dans la direction de la force hydrodynamique sur l'aile. En revanche, on observe que la vitesse de pilonnement est pratiquement nulle dans des intervalles très étendus autour de $t^* = 0.48$ et $t^* = 0.96$. Dans ces mêmes intervalles, l'aile inverse son mouvement de tangage suite aux interactions avec le LEV et atteint des vitesses angulaires élevées. Cette énergie de rotation n'est cependant pas récupérée par le système, étant donné que l'amortissement visqueux c_θ^* est nul dans cette configuration. Cela est à l'origine des creux dans la courbe du coefficient de puissance C_P que l'on peut observer dans la figure 5.17.

Les deux pics de puissance identifiés à $t^* = 0.22$ et $t^* = 0.72$ correspondent aux instants où la vitesse de pilonnement est maximale⁴. Les valeurs de C_P sont modestes et les pics sont assez étroits, résultant en un coefficient moyen de puissance de $\bar{C}_P = 0.47$ et un rendement hydraulique pas supérieur à $\eta = 20.4\%$.

4. Par ailleurs, la courbe du coefficient de puissance C_P illustre également l'évolution du carré de la vitesse de pilonnement. En effet, $C_P = C_{P_y} = 2c_y^* \dot{y}^{*2}$. En l'occurrence, la vitesse de pilonnement maximale est de $\dot{y} = 0.89$.

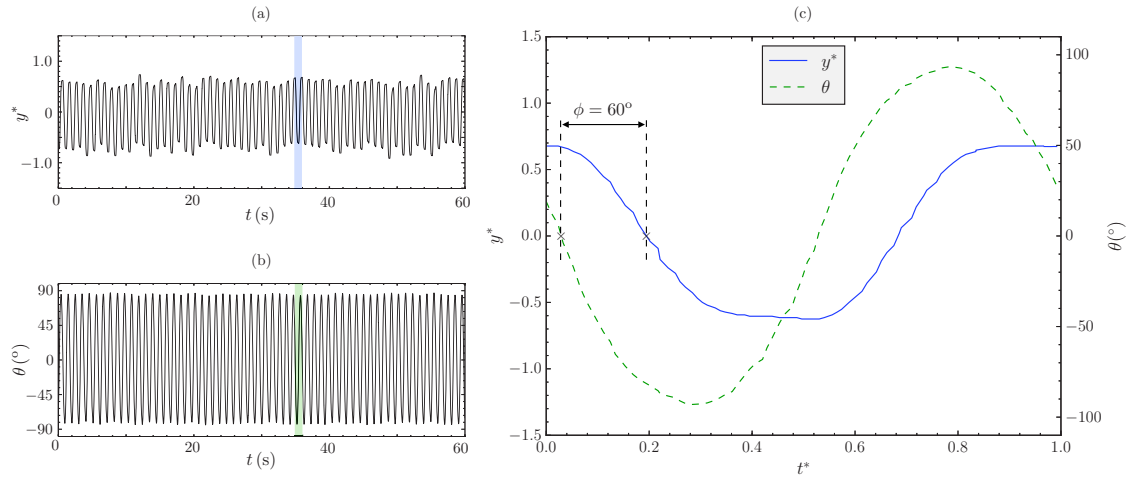


FIGURE 5.16 – Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l’aile dans le cas initial de la configuration C_4 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d’oscillation.

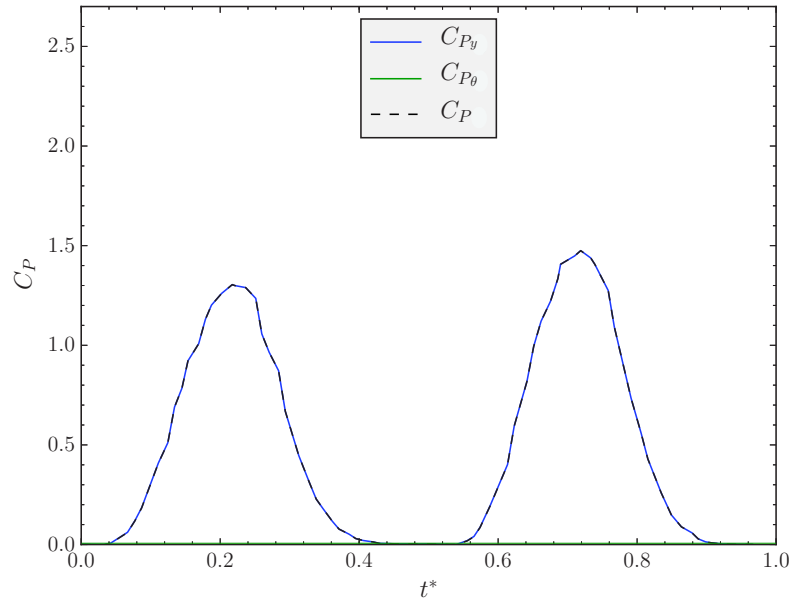


FIGURE 5.17 – Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d’oscillation de l’aile dans le cas initial de la configuration C_4 .

5.3.3.2 Cas optimal

Dans le cas optimal de la configuration C_4 , la raideur et l’amortissement visqueux de tangage valent respectivement $k_\theta^* = 0.071$ et $c_\theta^* = 0.052$. Les mouvements oscillatoires décrits par l’aile dans cette configuration sont présentés dans la figure 5.18. Comparativement au cas initial, on peut constater une nette augmentation de l’amplitude de pilonnement. Le mouvement de tangage est toujours très régulier et d’une amplitude légèrement inférieure.

Un échantillon d'une période d'oscillation est exposé en détail dans la figure 5.18c, sur laquelle on peut mesurer un déphasage de $\phi = 76^\circ$ au passage à l'origine entre la position de pilonnement y^* et l'angle de tangage θ .

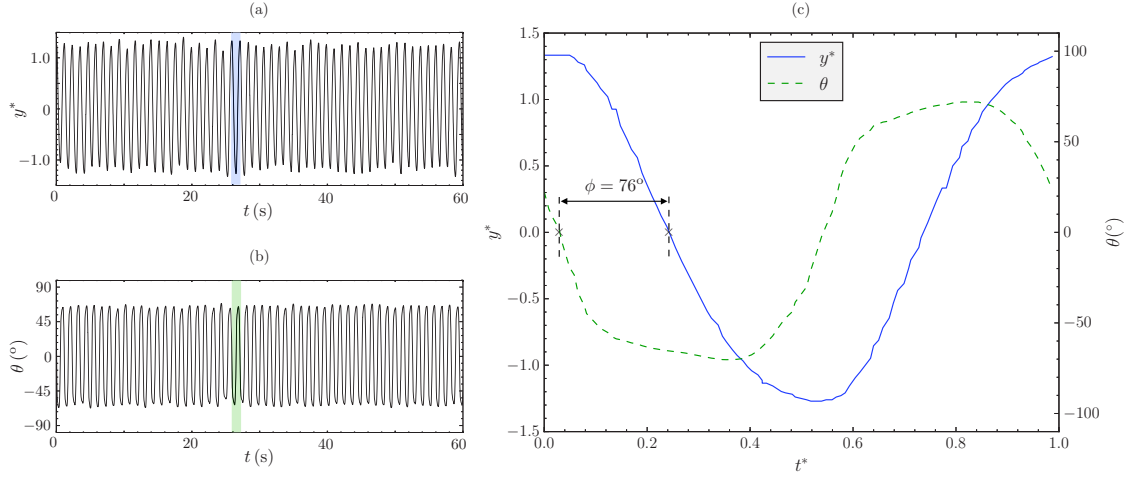


FIGURE 5.18 – Mouvements de pilonnement et de tangage décrits par l’aile dans le cas optimal de la configuration C_4 ; (a) évolution temporelle de y^* , (b) évolution temporelle de θ et (c) détails du mouvement sur une période d’oscillation.

Globalement, le gain en performance énergétique par rapport au cas initial peut être attribué à deux facteurs. Tout d’abord, la hausse du déphasage entre y^* et θ , bien que modérée, a rapproché davantage le système de la condition idéale d’environ $\phi = 90^\circ$. En second lieu, l’augmentation de l’amplitude de pilonnement a engendré une forte réduction des paliers à vitesse nulle observés précédemment, dans le cas initial.

L’évolution temporelle des coefficients de puissance sur une période d’oscillation de l’aile dans le cas optimal est présentée dans la figure 5.19. Cette fois-ci, la composante de puissance de tangage $C_{P\theta}$ est non nulle, même si elle reste très faible devant la puissance de pilonnement C_{Py} . Comme on peut le constater, les pics de puissance liés au pilonnement sont plus prononcés, ce qui indique que l’aile atteint des vitesses $\dot{y}^*$ supérieures à celles du cas initial. De plus, les intervalles dans lesquels $C_{Py} = 0$ sont nettement réduits. Dans ces mêmes intervalles autour de $t^* = 0.06$ et $t^* = 0.58$, on observe des faibles pics de $C_{P\theta}$ correspondants aux instants où la vitesse de tangage est maximale.

La valeur moyenne de la puissance récupérée par l’aile oscillante sur une période est de l’ordre de $\overline{C_P} = 1.10$. De ce total, 92 % provient du mouvement de pilonnement ($\overline{C_{Py}} = 1.01$) et seulement 8 % du mouvement de tangage ($\overline{C_{P\theta}} = 0.09$). Ces résultats corroborent les constatations mentionnées auparavant. La récupération d’énergie par l’aile oscillante passive se fait essentiellement sur le mouvement de pilonnement. Enfin, un rendement hydraulique à hauteur de $\eta = 31.9\%$ est mesuré dans cette configuration optimale du système hydrolien.

5.3.3.3 Incertitudes de mesure de la puissance et du rendement

Finalement, il convient d’apporter quelques précisions concernant les incertitudes liées aux indicateurs de performance obtenus pour le système dans sa configuration optimale. En

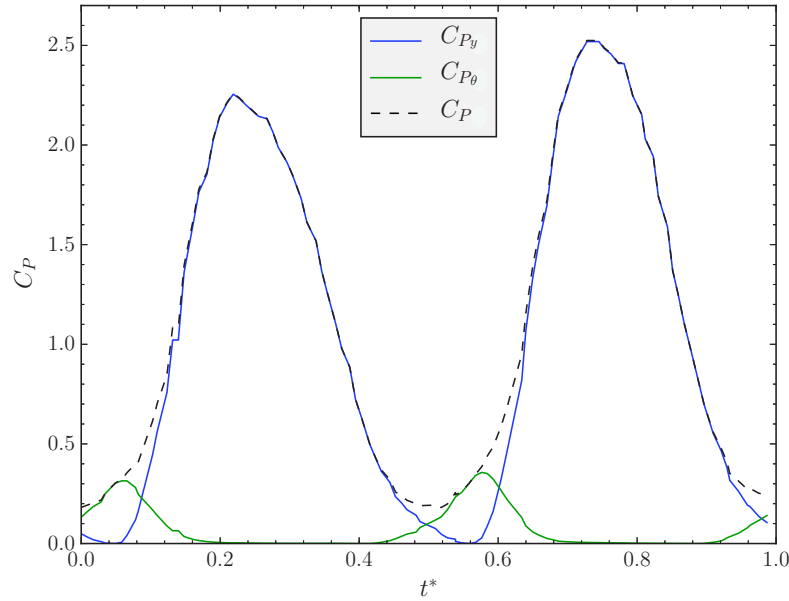


FIGURE 5.19 – Évolution des coefficients de puissance du système hydrolien sur une période d'oscillation dans le cas optimal de la configuration C_4 .

l'occurrence, l'incertitude sur la puissance récupérée par l'aile provient principalement de l'incertitude sur le coefficient de frottement visqueux c_y inhérent au dispositif expérimental. Ce coefficient a été déterminé dans le chapitre 3 lors de la caractérisation des propriétés mécaniques du prototype. Une incertitude relative de l'ordre de 30 % a été constatée sur c_y à cause de la dispersion des résultats obtenus dans les différents essais de caractérisation.

Dans la configuration optimale du système, l'amortissement visqueux de pilonnement est introduit majoritairement par le système de réglage dynamique. L'incertitude effective sur ce coefficient atteint environ 10 %. Il en découle une incertitude relative du même ordre de grandeur sur le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η , comme on peut le voir dans la figure 5.20. L'évolution de $\overline{C}_P$ et η avec les barres d'erreur autour du cas optimal confirme la représentativité des résultats de l'optimisation dans le plan $k_\theta^* \times c_\theta^*$, malgré l'incertitude relativement élevée sur le coefficient de frottement visqueux de pilonnement du prototype.

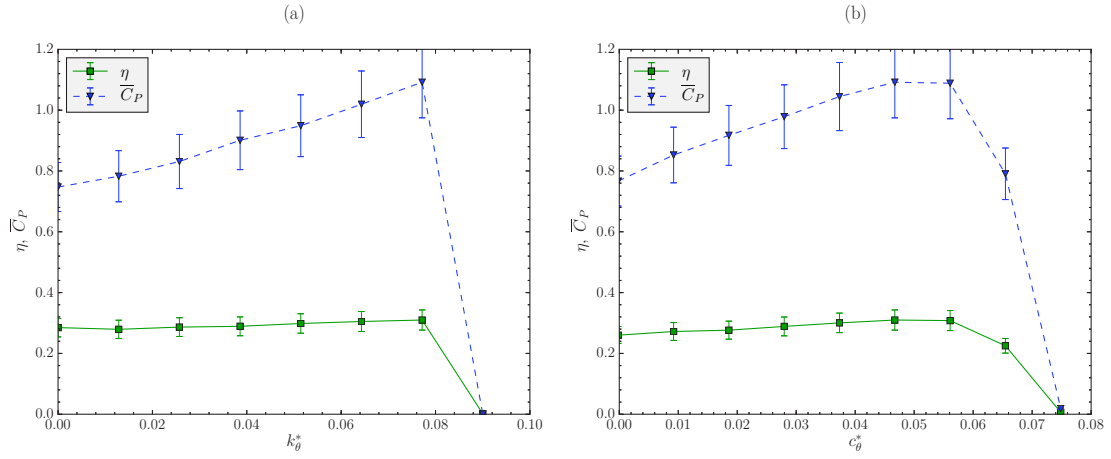


FIGURE 5.20 – Coefficient de puissance moyen $\overline{C}_P$ et rendement hydraulique η du système dans la configuration C_4 avec les barres d'erreur ; (a) évolution en fonction de k_θ^* avec $c_\theta^* = 0.052$ constant et (b) évolution en fonction de c_θ^* avec $k_\theta^* = 0.071$ constant.

Chapitre 6

Simulation numérique du dispositif expérimental

L'étude expérimentale du prototype d'aile oscillante passive a permis dans un premier temps de prouver la faisabilité du concept et de maximiser ses performances énergétiques en définissant les valeurs optimales pour certains paramètres structuraux. Comme exposé précédemment, on a pu identifier des configurations telles que l'aile récupère une puissance de $\overline{C_P} = 1.10$ avec un rendement hydraulique à hauteur de $\eta = 31.9\%$. Cela est très encourageant pour ce type de système de récupération d'énergie, limité naturellement par les effets de contournement du fluide.

Dans un second temps, l'étude expérimentale a permis de produire des données permettant de valider le modèle numérique dans le cas d'une aile oscillante passive de faible masse. Dans le chapitre 2, le modèle numérique d'interaction fluide-structure a été développé sur OpenFOAM dans une approche de type ségréguée. Un schéma de couplage fort entre les solveurs fluide et solide a été implémenté afin que le modèle puisse simuler une aile oscillante passive de faible masse ($m_y^* < 1$) sans que des instabilités numériques de masse ajoutée se produisent. Cependant, le modèle n'a pu être validé, à ce stade, que pour les cas d'une aile de masse importante ($m_y^* \approx 3$), et cela à partir des résultats numériques de [Veilleux et Dumas \(2017\)](#) ainsi que des résultats expérimentaux de [Boudreau *et al.* \(2018\)](#).

Grâce aux résultats expérimentaux obtenus avec le prototype d'aile oscillante passive, il est maintenant possible de valider la robustesse et la précision du modèle numérique dans la simulation d'une aile de faible masse. Cela fera l'objet de ce dernier chapitre. Tout d'abord, les résultats numériques seront confrontés aux résultats expérimentaux du prototype obtenus avec l'ancien design de l'aile. Ensuite, les résultats obtenus avec le nouveau design de l'aile seront utilisés. Dans ce cas, les conditions expérimentales se rapprochent de la configuration 2D du modèle et ainsi permettent d'apprécier les conséquences des effets tridimensionnels de l'écoulement.

6.1 Confrontation des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec l'ancien design de l'aile

Dans cette partie, les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux obtenus avec l'ancien design de l'aile (voir figure 3.5) dans une configuration qui est détaillée dans le tableau 6.1. Cette configuration a été reproduite par le modèle numérique de base (voir tableau 2.4). Le protocole de simulation est décrit dans ce qui suit.

Au début de la simulation, l'aile est initialement supposée à la position d'équilibre ($y^* = \theta = 0$). Une impulsion de vitesse de pilonnement non nulle ($\dot{y}^* = 0.10$) est imposée à $t = 0$. Après une durée équivalente à environ cinq périodes d'oscillation de l'aile, la solution numérique converge vers un régime d'oscillations auto-entretenues. Les grandeurs moyennées caractérisant le comportement du système hydrolien (A_{y^*} , A_θ , f^* , $\overline{C}_P$ et η) sont ensuite calculées sur une durée équivalente à dix périodes d'oscillation.

TABLE 6.1 – Paramètres structuraux du système dans la configuration avec l'ancien design de l'aile.

Paramètre	Valeur
l_θ^*	0.39
m_y^*	0.558
c_y^*	0.893
k_y^*	1.601
I_θ^*	0.0184
c_θ^*	0
k_θ^*	0.050
Λ^*	-0.0088

6.1.1 Comportement dynamique de l'aile et performances énergétiques du système

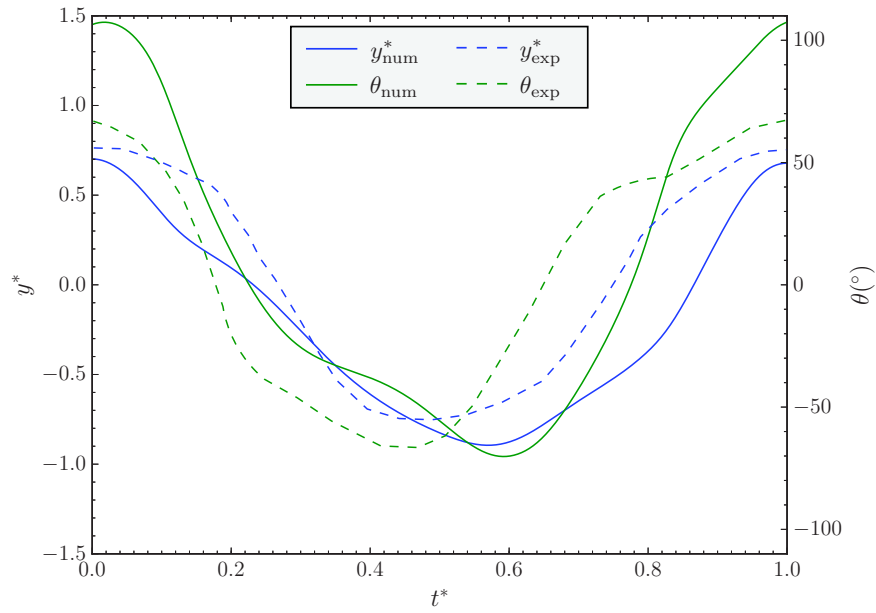
Tout d'abord, il est important de souligner que la simulation numérique du système dans la configuration décrite ci-dessus (cf. tableau 6.1) s'est déroulée sans aucun problème d'instabilité. Le modèle se montre robuste vis-à-vis des instabilités de masse ajoutée, bien que la masse de l'aile soit largement inférieure à 1 ($m_y^* = 0.558$). Les résultats numériques de la simulation sont présentés dans le tableau 6.2 et sont comparés aux résultats expérimentaux.

Hormis l'amplitude de tangage A_θ , toutes les grandeurs moyennées prévues par le modèle numérique sont très proches de celles observées expérimentalement. On constate un écart relatif entre les résultats numériques et expérimentaux inférieur à 10 % en ce qui concerne l'amplitude de pilonnement A_{y^*} , la fréquence f^* , le coefficient de puissance $\overline{C}_P$ et le rendement hydraulique η . L'amplitude de tangage A_θ atteint des valeurs plus élevées de près de 20 % par rapport aux résultats expérimentaux.

La concordance entre les résultats numériques et expérimentaux en termes de grandeurs moyennées n'assure pas la précision du modèle par rapport aux grandeurs instantanées caractérisant la dynamique de l'aile. En effet, l'évolution de y^* et de θ sur une période d'oscillation, présentée dans la figure 6.1, révèle des disparités plus grandes.

TABLE 6.2 – Comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec l'ancien design de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.1.

Résultats	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
Expérimentaux	76°	0.81	0.128	0.43	18.3 %
Numériques	91°	0.81	0.133	0.44	19.7 %
Écart relatif	19.7 %	0.1 %	3.9 %	2.3 %	7.7 %

FIGURE 6.1 – Évolutions numérique et expérimentale des positions de pilonnement y^* et de tangage θ sur une période d'oscillation de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.1.

Les courbes correspondantes aux résultats numériques exposent un mouvement oscillatoire très asymétrique. Sur la première moitié de la période ($0 < t^* < 0.57$), y^* et θ sont quasiment en phase. Sur la deuxième moitié de la période ($0.57 < t^* < 1$), les vitesses de pilonnement et de tangage sont considérablement plus élevées et un déphasage non négligeable est constaté entre y^* et θ . Cette asymétrie du mouvement entre les deux moitiés de la période d'oscillation n'est pas observée dans les résultats expérimentaux.

Il est important de rappeler que certaines hypothèses qui éloignent le modèle numérique des conditions expérimentales ont été admises lors de la modélisation du système. En effet, le domaine fluide est considéré comme infini, la turbulence est présumée isotrope et l'écoulement est supposé bidimensionnel, pour ne citer que quelques exemples. Parmi ces hypothèses, celle concernant la bidimensionnalité de l'écoulement s'éloigne notablement des conditions expérimentales du prototype avec l'ancien design de l'aile. Comme discuté dans le chapitre précédent, les interactions de l'aile avec la surface libre engendrent de grosses structures tourbillonnaires 3D en aval du profil. La présence de telles structures (voir figure 5.9) met en évidence une composante verticale V_z non nulle de la vitesse de l'écoulement. Bien que l'effet de ce phénomène sur le comportement du système soit indéterminé, il est sans doute à l'origine des disparités entre les valeurs instantanées

numériques et expérimentales.

6.1.2 Caractéristiques du champ de vitesse de l'écoulement

Afin de quantifier la composante verticale V_z de la vitesse de l'écoulement, induite par les interactions entre l'aile et la surface libre, des mesures ont été réalisées avec le capteur à ultrasons. Cette technique (présentée en détail par [Dellinger *et al.* \(2018\)](#)) permet de mesurer les vitesses instantanées à une fréquence de 8 Hz avec une résolution spatiale de 4 mm et une incertitude relative estimée à 3 %. Le capteur est positionné centré et à une distance b de l'axe de tangage de l'aile, comme illustré dans la figure 6.2.

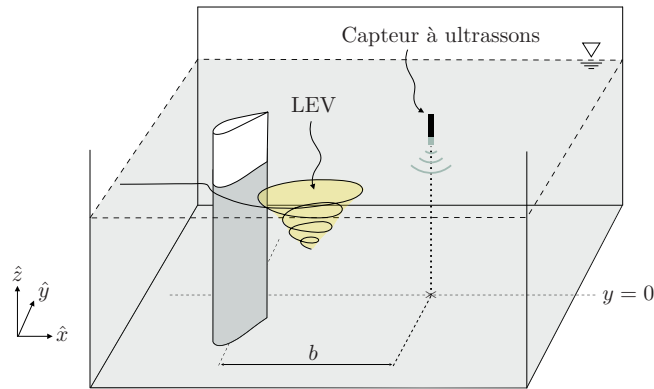


FIGURE 6.2 – Schéma du positionnement du capteur à ultrasons pour la mesure expérimentale de la composante verticale V_z de la vitesse de l'écoulement, en aval de l'aile.

Les résultats des mesures sont présentés dans la figure 6.3. Tout d'abord, les vitesses normalisées $V_z^* = V_z/U_\infty$ ont été moyennées sur une durée équivalente à 20 périodes d'oscillations de l'aile. Les valeurs moyennes $\overline{V_z^*}$ en fonction de la distance normalisée du fond $z^* = z/H$ sont présentées dans la figure 6.3a. Comme on peut le constater, les vitesses moyennes sont proches de zéro sur toute la hauteur d'eau. En revanche, les fluctuations autour de ces valeurs – caractérisées par les écarts-types $\sigma_{\overline{V_z^*}}$ – sont assez élevées. L'écart-type moyen sur toute la hauteur est de l'ordre de $\sigma_{\overline{V_z^*}} = 0.15$.

L'évolution temporelle de V_z^* sur deux périodes d'oscillation de l'aile est illustrée dans la figure 6.3b pour trois points sur la verticale : $z^* = 0.25$, $z^* = 0.50$ et $z^* = 0.75$. On remarque que, à certains moments, la composante verticale V_z de la vitesse de l'écoulement peut atteindre 50 % de la vitesse débitante U_∞ , notamment à $z^* = 0.75$. Les magnitudes de V_z^* sont moins importantes à $z^* = 0.25$ et à $z^* = 0.50$.

Enfin, une analyse spectrale est réalisée à travers l'application de la transformée de Fourier discrète (TFD) à l'évolution temporelle de V_z^* . Comme on peut le voir dans la figure 6.3c, un pic très prononcé est identifié à une fréquence deux fois supérieure à la fréquence d'oscillation de l'aile pour les points $z^* = 0.25$ et $z^* = 0.75$. Cela confirme le fait que les vitesses verticales V_z sont induites dans l'écoulement à la même fréquence du lâcher tourbillonnaire de l'aile – deux vortex de bord d'attaque (LEV) par période d'oscillation.

En somme, les mesures expérimentales ont corroboré les observations qui suggéraient la présence de vitesses verticales dans l'écoulement en aval du prototype. Ces vitesses ont

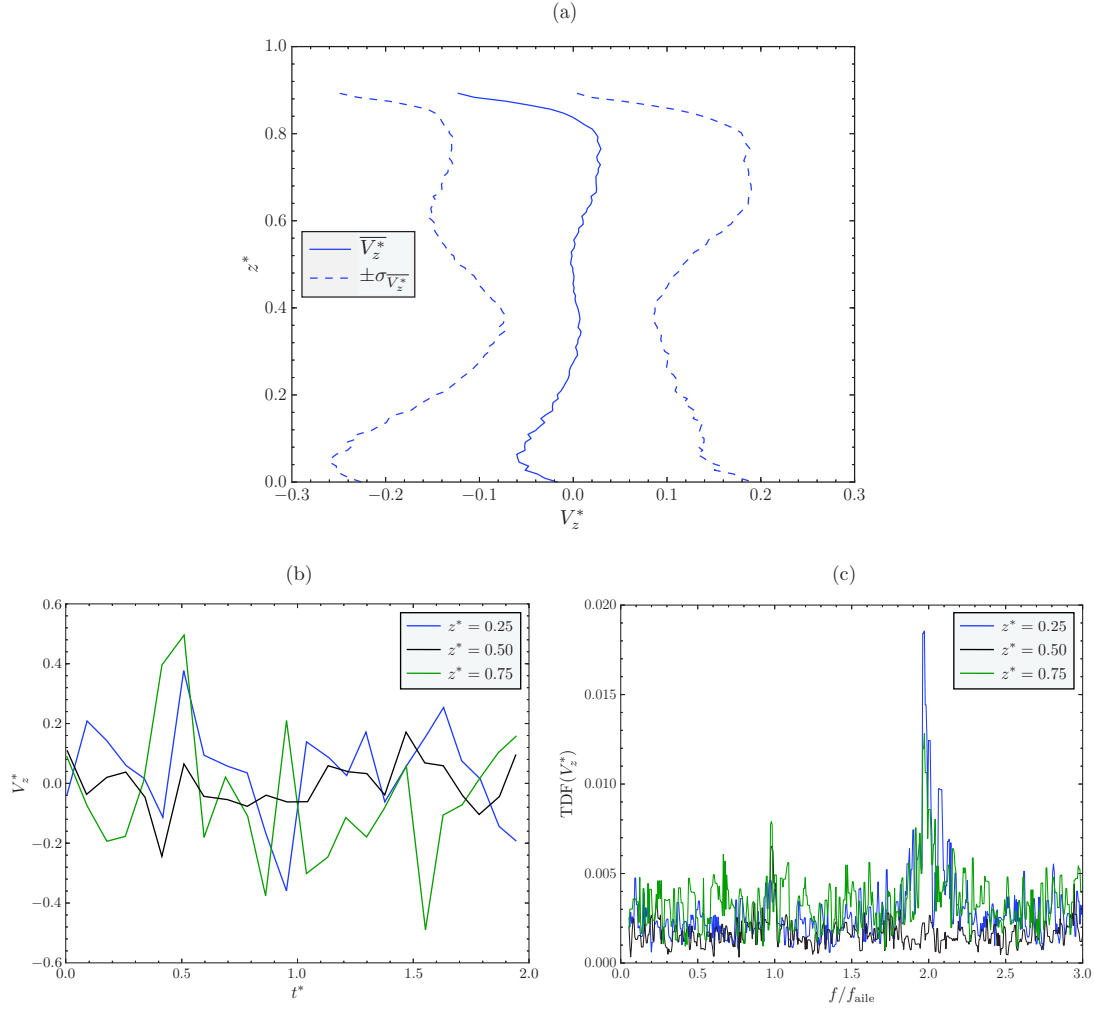


FIGURE 6.3 – Mesures expérimentales de la composante verticale $V_z^* = V_z/U_\infty$ de la vitesse de l'écoulement en aval du prototype avec l'ancien design de l'aile ; (a) vitesses moyennées $\overline{V_z^*}$ sur la verticale $z^* = z/H$, (b) évolution temporelle des vitesses V_z^* sur deux périodes d'oscillation de l'aile et (c) analyse spectrale de V_z^* .

une magnitude comparable à la vitesse débitante et évoluent dans la même fréquence de la production des LEV, comme supposé auparavant par l'observation des structures tourbillonnaires (cf. figure 5.9). À cause de ce phénomène, le modèle numérique s'éloigne considérablement des conditions expérimentales, d'où les divergences observées entre les résultats numériques et expérimentaux. Dans ce cas, l'usage d'un modèle 3D diphasique est conseillé.

6.2 Confrontation des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec le nouveau design de l'aile

Dans cette partie, les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux obtenus avec le nouveau design de l'aile (voir figure 5.12) dans une configuration qui est détaillée dans le tableau 6.3. Cette configuration paramétrique de l'aile oscillante passive a été reproduite par le modèle numérique de base suivant le même protocole de simulation décrit dans la section précédente. La confrontation des résultats numériques et expérimentaux sera présentée dans les paragraphes suivants.

TABLE 6.3 – Paramètres structuraux du système avec le nouveaux design de l'aile.

Paramètre	Valeur
I_θ^*	0.33
m_y^*	0.919
c_y^*	0.939
k_y^*	0.724
I_θ^*	0.0563
c_θ^*	0.047
k_θ^*	0.077
Λ^*	0.0065

6.2.1 Comportement dynamique de l'aile et performances énergétiques du système

Les résultats numériques concernant le comportement du système hydrolien sont comparés aux résultats expérimentaux dans le tableau 6.4. En termes de grandeurs moyennées, on peut constater que le modèle numérique reproduit assez fidèlement le comportement du prototype. Les écarts observés sont globalement de l'ordre de 10 %, le plus faible étant de -2.7% pour l'amplitude de tangage A_θ et le plus important de -14.5% pour la fréquence d'oscillation de l'aile f^* .

TABLE 6.4 – Comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus avec le nouveau design de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.3.

Résultats	A_θ	A_{y^*}	f^*	$\overline{C}_P$	η
Expérimentaux	74°	1.38	0.131	1.09	31.0 %
Numériques	72°	1.50	0.112	1.21	32.7 %
Écart relatif	-2.7%	8.7 %	-14.5%	11.0 %	5.5 %

Les grandeurs instantanées sont mieux reproduites par le modèle numérique dans le cas du nouveaux design. Pour mettre cela en évidence, les évolutions de y^* et θ ont été tracées dans la figure 6.4. Dans les deux cas, la position de pilonnement est périodique et se rapproche d'une fonction sinusoïdale. Elle présente un déphasage d'environ 72° par rapport à la position de tangage. Celle-ci est également très régulière et présente un plateau autour des valeurs maximales.

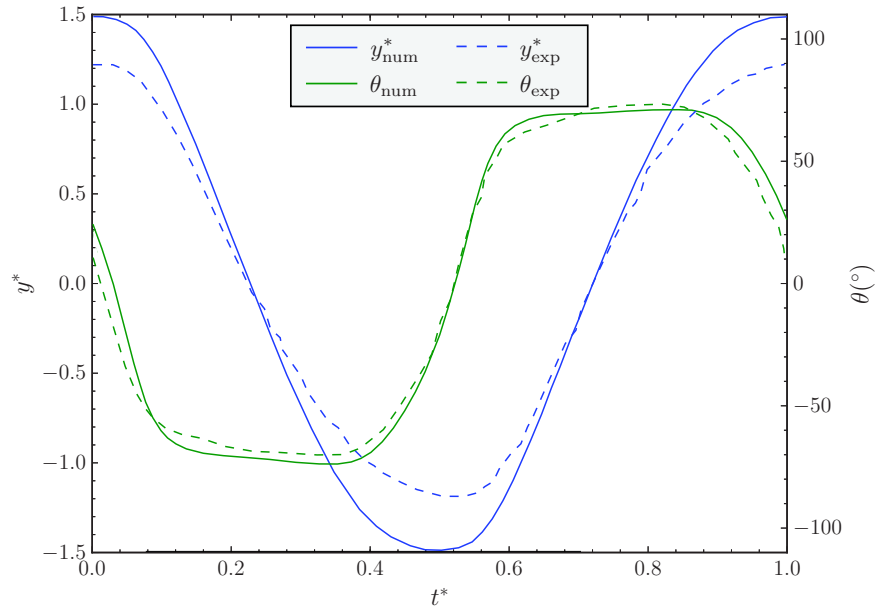


FIGURE 6.4 – Évolutions numérique et expérimentale des positions de pilonnement y^* et de tangage θ sur une période d'oscillation de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.3.

Une surestimation de l'amplitude de pilonnement peut être néanmoins constatée. Cet écart est en lien avec la récupération d'énergie légèrement supérieure obtenue par le modèle numérique, comme on peut le voir sur la figure 6.5. On constate également un déphasage d'environ 14° entre les coefficients de puissance numériques et expérimentaux.

En conclusion, le modèle numérique s'est montré assez précis dans la simulation du dispositif expérimental. Cette constatation suggère que le comportement du prototype avec le nouveau design de l'aile est plus cohérent avec les hypothèses de modélisation 2D. Un modèle numérique 2D permet donc de reproduire assez fidèlement le comportement d'une aile oscillante, dont le design réduit suffisamment les interactions avec la surface libre et minimise les effets de bord.

Dans la partie qui suit, le champ de vitesse de l'écoulement sera analysé. Les effets sur l'écoulement des modifications géométriques apportées à l'aile seront tout d'abord confirmés. La capacité du modèle à reproduire les structures tourbillonnaires sera enfin étudiée.

6.2.2 Caractéristiques du champ de vitesse de l'écoulement

Tout d'abord, on s'intéressera à la composante verticale V_z de la vitesse de l'écoulement. Ces mesures seront comparées à celles de la section précédente, permettant ainsi d'étudier les apports de la nouvelle géométrie de l'aile et de valider le fait que les perturbations liées aux interactions avec la surface libre sont minimisées. En dernier lieu, la composante latérale V_y de la vitesse de l'écoulement en aval de l'aile sera étudiée. Une confrontation des résultats numériques et expérimentaux permettra de confirmer la précision du modèle en ce qui concerne le lâcher des vortex de bord d'attaque (LEV) dans l'écoulement.

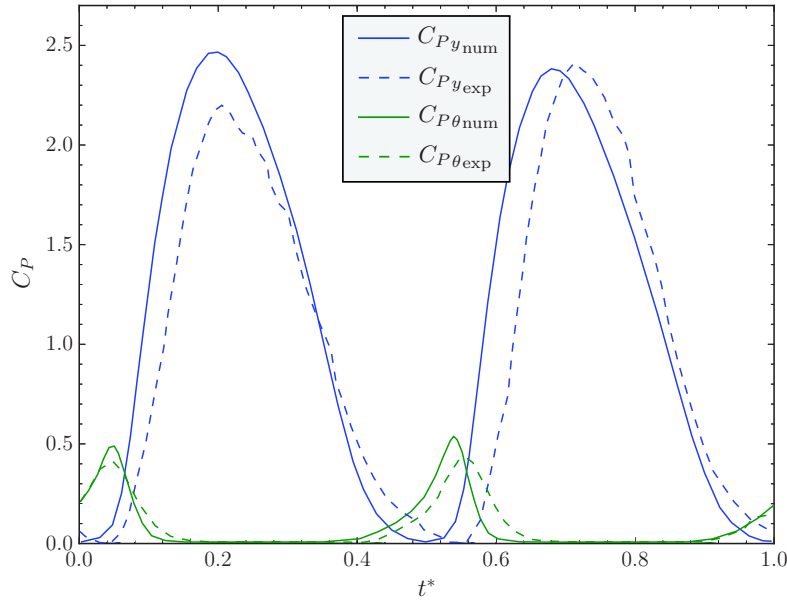


FIGURE 6.5 – Évolutions numérique et expérimentale des coefficients de puissance du système sur une période d'oscillation de l'aile pour la configuration décrite dans le tableau 6.3.

6.2.2.1 Étude de la composante verticale V_z de la vitesse de l'écoulement

La composante verticale V_z de la vitesse de l'écoulement a été mesurée en aval du prototype à l'aide d'un capteur à ultrasons dans un montage similaire à celui illustré dans la figure 6.2. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 6.6 de la même manière qu'auparavant.

Tout d'abord, on peut constater sur la figure 6.6a que les vitesses moyennes $\overline{V_z^*}$ présentent de grandes disparités sur la hauteur z^* du canal. En effet, à une hauteur proche de $z^* = 0.25$ on détecte une vitesse V_z^* toujours négative, alors qu'à $z = 0.75$ les vitesses V_z^* sont plutôt positives. Les dispersions autour des valeurs moyennes sont nettement inférieures à celles pour l'ancien design de l'aile (voir figure 6.3a). Ici, l'écart-type moyen sur toute la hauteur est de l'ordre de $\sigma_{\overline{V_z^*}} = 0.06$, près de 60 % plus faible que dans la configuration précédente.

L'évolution temporelle de V_z^* illustrée dans la figure 6.6b révèle que les magnitudes de la composante verticale de la vitesse de l'écoulement ne dépassent pas les 25 % de la vitesse débitante U_∞ , contre 50 % dans la configuration avec l'ancien design de l'aile. Enfin, l'analyse spectrale de l'évolution de V_z^* présentée dans la figure 6.6c expose les mêmes pics à la fréquence du lâcher des LEV, mais cette fois-ci nettement moins prononcés.

Pour conclure, les mesures réalisées ont confirmé l'hypothèse que le nouveau design de l'aile induit une variabilité des vitesses verticales V_z dans l'écoulement plus faibles que celles retrouvées dans les essais avec l'ancien design. Une fois de plus, cela indique qu'un modèle 2D peut sembler adapté à simuler le comportement d'une aile oscillante passive de géométrie similaire à celle du nouveau prototype.

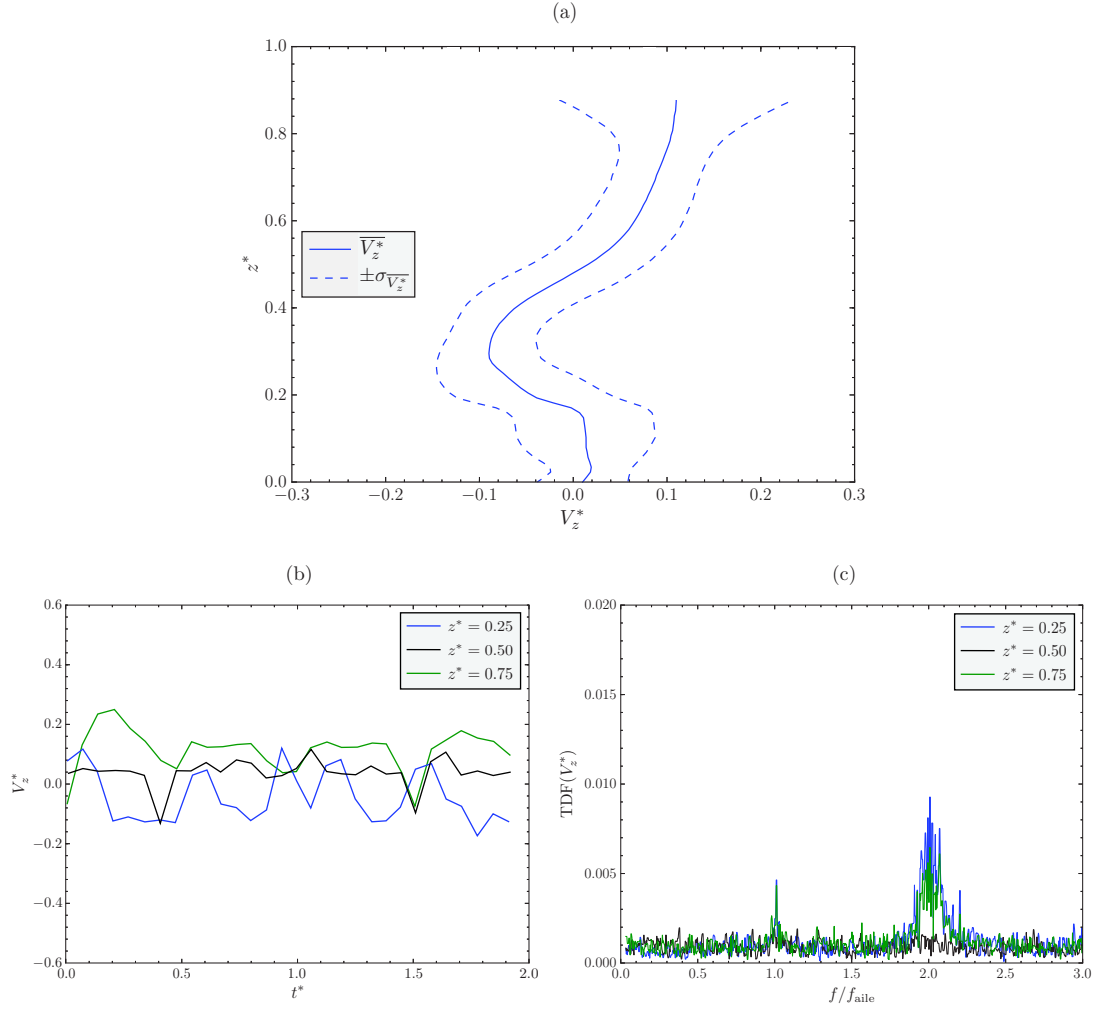


FIGURE 6.6 – Mesures expérimentales de la composante verticale $V_z^* = V_z/U_\infty$ de la vitesse de l'écoulement en aval du prototype avec le nouveau design de l'aile ; (a) vitesses moyennées $\bar{V}_z^*$ sur la verticale $z^* = z/H$, (b) évolution temporelle des vitesses V_z^* sur deux périodes d'oscillation de l'aile et (c) analyse spectrale de V_z^* .

6.2.2.2 Étude de la composante latérale V_y de la vitesse de l'écoulement

L'analyse du champ de vitesse de l'écoulement en aval de l'aile oscillante a enfin été réalisée en mesurant de la composante latérale V_y suivant $\hat{y}$. En amont de l'aile, l'écoulement se fait suivant $\hat{x}$ et la composante latérale V_y est donc nulle, à l'exception des fluctuations turbulentes. En aval du système hydrolien, des vitesses non nulles suivant $\hat{y}$ sont introduites par deux phénomènes : la déviation des lignes de courant imposée par la géométrie de l'aile et l'introduction d'un rotationnel $\vec{\nabla} \wedge \vec{V}$ suivant $\hat{z}$ associé à la génération de tourbillons. Ce dernier a lieu deux fois par période d'oscillation de l'aile suite au décrochage dynamique et au lâcher des LEV sur l'extrados du profil.

L'intérêt de l'étude de V_y porte donc sur la caractérisation des LEV advectés par l'écoulement en aval de l'aile. Pour ce faire, le capteur à ultrasons a été positionné dans la direction de $\hat{y}$ à une hauteur de $0.5b$ du fond et à une distance de $1.3c$ de l'axe de tangage, comme

illustré dans la figure 6.7. Grâce à ce montage, le passage des LEV a pu être capturé à travers le faisceau ultrasonore du capteur.

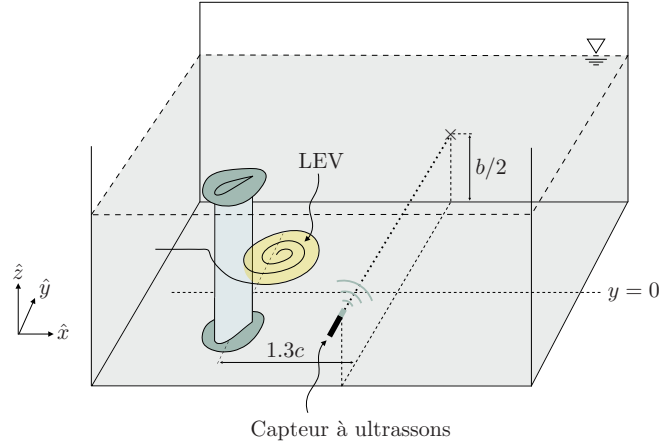


FIGURE 6.7 – Schéma de l'emplacement du capteur à ultrasons pour la mesure expérimentale de la composante latérale suivant $\hat{y}$ de la vitesse de l'écoulement, en aval de l'aile.

Les résultats des mesures sont exposés dans la figure 6.8. L'évolution du profil latéral de vitesse $V_y^* = V_y/U_\infty$ sur sept instants d'une période d'oscillation est tracée. La position de pilonnement et l'angle de tangage de l'aile aux instants correspondants – extraits des courbes expérimentales de la figure 6.4 – sont illustrés dans le cadre à gauche. Une même couleur est utilisée pour matérialiser chacun des instants.

Globalement, on peut constater que les vitesses V_y varient autour d'une valeur centrée sur zéro et peuvent atteindre une magnitude de l'ordre de 60 % de la vitesse débitante. On remarque que la superposition des profils V_y^* sur une période d'oscillation peut être assimilée à l'enveloppe d'une onde stationnaire à deux ventres, centrés à environ $|y^*| = 1$. Ces emplacements correspondent aux positions de pilonnement autour desquelles les LEV sont lâchés dans l'écoulement. L'identification d'un nœud à $y^* = 0$ suggère que le champ de vitesse de l'écoulement sur chaque demi-largeur du canal ($y^* < 0$ et $y^* > 0$) n'est pas affecté par le LEV produit dans la demi-largeur opposée. On se concentrera donc, dans un premier temps, à l'évolution du profil de vitesse V_y^* sur la demi-largeur $y^* < 0$.

À $t^* = 0.06$ et $t^* = 0.19$, l'aile se trouve du côté opposé ($y^* > 0$) et avance vers $y^* = 0$. Sur la demi-largeur $y^* < 0$, les vitesses V_y^* sont négatives et de très faible amplitude. À $t^* = 0.32$, on observe un changement de signe des vitesses V_y^* , dont la magnitude reste inférieure à 0.10. Cela est dû à la déviation des lignes de courant par l'aile qui se trouve maintenant dans la demi-largeur $y^* < 0$. Ce phénomène est d'avantage accentué à $t^* = 0.45$. Entretemps, l'aile subit le décrochage dynamique et lâche un LEV dans l'écoulement. À $t^* = 0.58$, l'augmentation des vitesses V_y^* indique le début de l'advection du LEV à travers le faisceau du capteur à ultrasons.

À $t^* = 0.71$, on observe une inversion brusque de V_y^* , dont la magnitude reste élevée. Cela indique que le cœur du LEV se situe maintenant en aval du faisceau ultrasonore. Enfin, à $t^* = 0.84$ les vitesses V_y^* sont à nouveau faibles et restent négatives à cause de la déviation des lignes de courant imposée par le profil. Le phénomène que l'on vient de décrire se

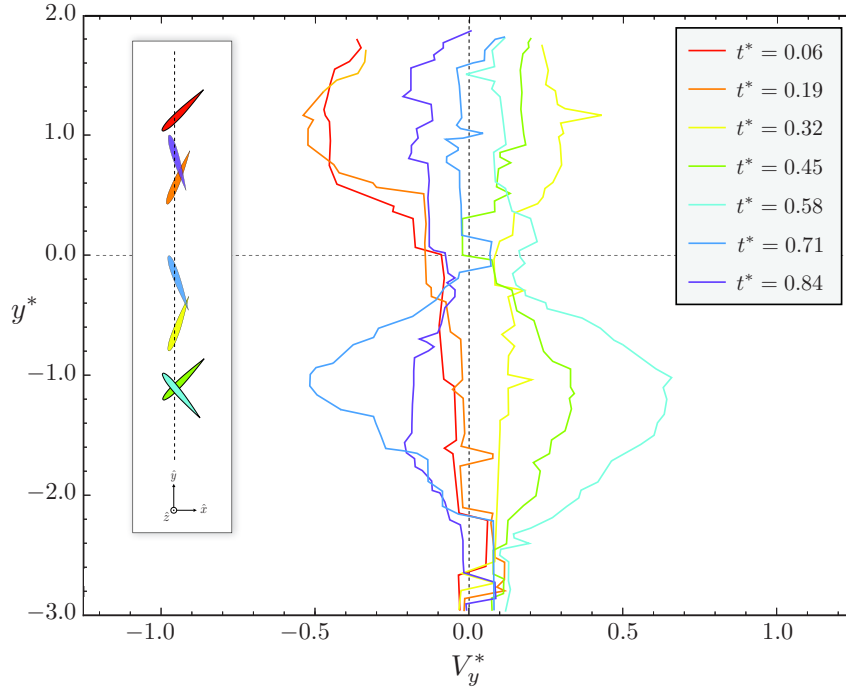


FIGURE 6.8 – Mesures expérimentales de la composante latérale $V_y^* = V_y/U_\infty$ de la vitesse de l'écoulement en aval du prototype, réalisées suivant le schéma illustré dans la figure 6.7.

produit de manière similaire sur la demi-largeur $y^* > 0$ avec un déphasage d'environ 180° , caractérisant l'advection du deuxième LEV produit sur une période d'oscillation de l'aile.

Les résultats expérimentaux concernant l'évolution du profil de vitesse V_y^* dans la demi-largeur $y^* < 0$ (illustrés dans la figure 6.8) ont été confrontés aux résultats numériques. Pour ce faire, la composante latérale V_y^* de la vitesse de l'écoulement d'après le modèle numérique a été tracée suivant $\hat{y}$ à la même distance de $1.3c$ de l'axe de tangage. Les résultats sont exposés dans la figure 6.9 pour quatre instants d'une période d'oscillation. La position de l'aile et les contours de vorticité ω_z d'après le modèle numérique sont présentés dans les cadres à gauche des courbes pour les instants t^* correspondants.

À $t^* = 0.32$, les résultats numériques sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux : le profil V_y^* est négatif et de faible amplitude. La déviation des lignes de courant autour de l'aile d'après le modèle numérique peut être visualisée sur les cadres à gauche des courbes. À $t^* = 0.45$ le lâché du LEV sur l'extrados du profil est observé. À cet instant, la déviation des lignes de courant à une distance de $1.3c$ de l'aile est plus accentuée. Les résultats numériques et expérimentaux indiquent la même augmentation de la magnitude de V_y^* . À $t^* = 0.58$ et $t^* = 0.71$, pendant que le LEV est advecté par l'écoulement à travers la sonde, les résultats numériques indiquent des vitesses V_y^* considérablement supérieures à celles observées expérimentalement. De plus, on remarque que les emplacements des pics de vitesse V_y^* d'après le modèle numérique ne sont pas les mêmes que ceux mesurés expérimentalement.

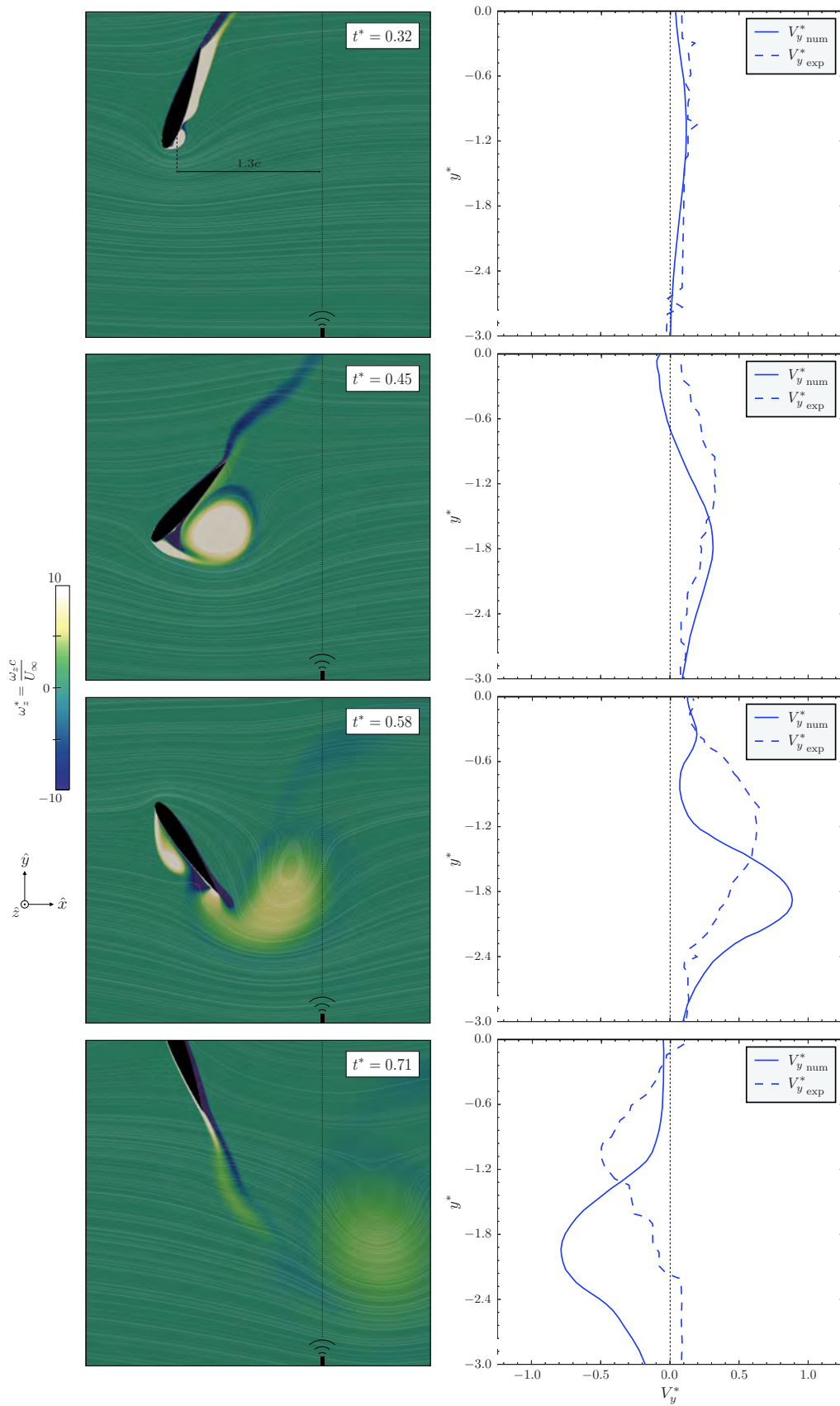


FIGURE 6.9 – Effet de l’advection du vortex de bord d’attaque (LEV) sur la composante V_y^* de la vitesse de l’écoulement ; confrontation des résultats numériques (cadres à gauche, courbes $V_{y \text{ num}}^*$ et ω_z^* à droite) aux résultats expérimentaux (courbes $V_{y \text{ exp}}^*$ à droite).

Les disparités observées entre les résultats numériques et expérimentaux peuvent être attribuées à deux aspects. Tout d'abord, le fait que les vitesses V_y^* associées au rotationnel induit par les LEV soient plus faibles en expérimental peut être justifié par le caractère 3D de l'écoulement. En effet, à cause de la composante verticale non nulle des vitesses en aval du prototype (voir figure 6.6), les LEV ne sont pas advectés dans le plan transversal à l'axe de tangage. Le capteur à ultrasons n'a donc mesuré que la projection sur $\hat{y}$ de la vitesse tangentielle au sein du LEV, d'où $V_{y\text{ exp}}^* < V_{y\text{ num}}^*$. Enfin, le fait que les pics de vitesse V_y^* en numérique aient lieu à des positions y^* plus éloignées du centre peut être attribué aux effets de confinement du prototype. Naturellement, les parois du canal limitent la déviation des lignes de courant, ce qui n'est pas le cas dans le modèle numérique où le domaine fluide est considéré comme infini. Par conséquent, les LEV observés expérimentalement sont contraints de rester plus proche de l'aile.

En dépit des différences concernant le champ de vitesse de l'écoulement en aval du système hydrolie, le modèle numérique reproduit de manière assez satisfaisante le comportement du dispositif expérimental avec le nouveau design de l'aile. Cela valide, d'une part, le fait que les hypothèses admises lors de la modélisation sont cohérentes avec les phénomènes qui gouvernent le comportement du système hydrolie à l'ordre 1. D'autre part, les confrontations des résultats numériques et expérimentaux a permis de valider la robustesse du couplage fluide-solide du modèle vis-à-vis des instabilités de masse ajoutée dans la simulation d'une aile oscillante passive de faible masse.

Conclusion et perspectives

Dans un scénario de transition énergétique où la production et les grands réseaux de distribution d'électricité sont remis en cause, le potentiel de production hydroélectrique à l'aide de dispositifs hydroliens est important et reste encore peu exploité. Un des concepts novateurs permettant de répondre en partie à cette problématique est le système hydrolien à aile oscillante passive. Ce dispositif de récupération d'énergie, basé sur un biomimétisme inspiré de la nage d'animaux aquatiques, consiste en une aile décrivant des mouvements périodiques de pilonnement et de tangage, entièrement induits par les interactions fluide-structure. Cette thèse s'est consacrée à l'étude des phénomènes physiques régissant le fonctionnement du système hydrolien, ainsi qu'à son optimisation du point de vue de la production énergétique.

Une première étape a consisté en l'implémentation d'un modèle numérique, l'objectif étant de reproduire les principaux phénomènes gouvernant la dynamique du système hydrolien. Dans ce cadre, quelques hypothèses simplificatrices ont été admises. Il s'agit notamment d'un modèle 2D d'un profil hydrodynamique oscillant au sein d'un écoulement uniforme non confiné. La turbulence de l'écoulement ($Re_c \approx 10^5$) a été modélisée dans une approche URANS par le modèle Spalart-Allmaras. Afin que le modèle soit capable de simuler une aile oscillante passive de faible masse, un algorithme de couplage fort entre les solveurs fluide et solide a été implémenté. Enfin, une technique de maillage déformant a été utilisée pour adapter le domaine fluide au mouvement de l'aile.

Le modèle numérique a été développé sur OpenFOAM et a été validé sur plusieurs aspects. Tout d'abord, l'évolution des efforts hydrodynamiques sur le profil en fonction de l'angle d'incidence a été confrontée à des données de référence. Ensuite, la fréquence du lâcher tourbillonnaire au niveau d'un profil d'aile en régime de décrochage statique a été validée par rapport à la fréquence théorique de Strouhal.

Enfin, le modèle a été validé en régime dynamique sur des résultats numériques et expérimentaux de référence. Ces résultats de référence ont ainsi pu être reproduits fidèlement. Néanmoins, faute de données expérimentales, le modèle numérique n'a pas pu être validé dans des conditions de faible masse, i.e. avec une masse volumique de l'aile proche de celle du fluide incident.

Ce manque de données nécessaires à la validation complète du modèle, ainsi que le besoin d'étudier le système hydrolien dans des conditions plus réalistes ont motivé la conception d'un dispositif expérimental. Installé et testé dans un canal hydraulique, le

prototype est équipé d'un système de contrôle permettant le réglage dynamique de ses paramètres structuraux. Ce dispositif a alors permis de réaliser une étude paramétrique du comportement du système hydrolien vis-à-vis de ses paramètres structuraux.

L'étude expérimentale du comportement dynamique de l'aile a mis en évidence quatre types de réponses différentes suivant les paramètres structuraux du système. Les conditions nécessaires pour que la réponse du système soit adaptée à la récupération d'énergie ont été déterminées. Il a été constaté que le type de réponse adaptée peut être obtenu sur une large plage de valeurs d'emplacement de l'axe de tangage, du moment que la raideur de tangage est ajustée.

Une optimisation expérimentale des performances énergétiques du prototype a été menée pour trois différents emplacements de l'axe de tangage. Les premiers résultats obtenus ont montré que la raideur de pilonnement doit être ajustée de manière à ce que la fréquence propre de pilonnement se rapproche de la fréquence d'oscillation de l'aile. Par la suite, le design de l'aile a été modifié afin de limiter les effets tridimensionnels de l'écoulement. L'optimisation expérimentale des performances énergétiques du prototype avec le nouveau design ont abouti à des résultats très satisfaisants. En effet, différentes configurations optimales ont été identifiées avec des rendements hydrauliques supérieures à 30 %.

Finalement, les résultats du modèle numérique ont pu être confrontés aux données expérimentales produites par le prototype d'aile oscillante. Globalement, les grandeurs moyennes obtenues à partir du modèle numérique étaient en bon accord avec celles issues des essais expérimentaux. En revanche, les grandeurs instantanées du modèle divergeaient considérablement de celles obtenues par le prototype avec l'ancien design de l'aile. En effet, des fortes interactions entre l'aile et la surface libre ont été observées lors des essais avec l'ancien design, d'où la difficulté de reproduire le comportement du prototype par une modélisation 2D. Enfin, le modèle numérique s'est montré sensiblement mieux adapté aux conditions expérimentales du prototype équipé avec le nouveau design de l'aile. Cela a permis de valider l'utilisation du modèle 2D pour la simulation d'une hydrolienne à aile oscillante passive dont le design réduit suffisamment les interactions avec la surface libre et minimise les effets de bord.

Au terme de cette thèse, il y a lieu de conclure que les résultats obtenus permettent d'envisager l'installation d'un système hydrolien à aile oscillante passive aux grandes échelles. En effet, toutes les études numériques et expérimentales ont été menées de manière adimensionnelle et permettent d'envisager sereinement le changement d'échelle. Les configurations optimales identifiées à l'échelle réduite peuvent ainsi s'étendre naturellement à des conditions hydrauliques réelles.

Les principales perspectives envisagées pour la suite de ces travaux de thèse sont les suivantes :

- Étude numérique de la sensibilité des performances énergétiques du système à des paramètres structuraux qui n'ont pas été considérés dans l'optimisation expérimentale du prototype.

- Modélisation numérique 3D de l'aile oscillante passive afin de mieux reproduire le comportement réel du système hydrolien, notamment en ce qui concerne les effets de bord et de confinement.
- Étude de la sensibilité du comportement de l'aile et des performances énergétiques du système aux variations des conditions hydrauliques de l'écoulement.
- Étude des différentes stratégies de conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique.
- Développement d'un modèle analytique robuste d'aide au dimensionnement de l'hydrolienne à aile oscillante passive.

Bibliographie

ANSYS : *Fluent User's Guide*, 2018. Release 19. 41

Michael BERNITSAS : Vivace (vortex induced vibration for aquatic clean energy) : A new concept in generation of clean and renewable energy from fluid flow. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 12 2008. 75

Matthieu BOUDREAU : *Optimizing the power-generation performance of flapping-foil turbines while simplifying their mechanical design with the use of elastic supports*. Thèse de doctorat, 03 2019. 18

Matthieu BOUDREAU, Guy DUMAS, Mostafa RAHIMPOUR et Peter OSHKAI : Experimental investigation of the energy extraction by a fully-passive flapping-foil hydrokinetic turbine prototype. *Journal of Fluids and Structures*, 82:446 – 472, 2018. ISSN 0889-9746. xvii, 18, 19, 59, 63, 65, 67, 117, 124, 141

Matthieu BOUDREAU, Kevin GUNTHER et Guy DUMAS : Investigation of the energy-extraction regime of a novel semi-passive flapping-foil turbine concept with a prescribed heave motion and a passive pitch motion. *Journal of Fluids and Structures*, 84:368 – 390, 2019. ISSN 0889-9746. 18

Matthieu BOUDREAU, Maxime PICARD-DELAND et Guy DUMAS : A parametric study and optimization of the fully-passive flapping-foil turbine at high reynolds number. *Renewable Energy*, 146, 08 2020. 18, 19

Davide CASTELVECCHI : On the trail of turbulence. *Nature International Journal of Science*, 548, 2017. 31

Paola CAUSIN, J.F. GERBEAU et Fabio NOBILE : Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid-structure problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 194:4506–4527, 10 2005. 45

Jeng Hei CHOW et Eddie NG : Strongly coupled partitioned six degree-of-freedom rigid body motion solver with aitken's dynamic under-relaxation. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 8, 07 2016. 48

Scott T. DAVIDS : A computational and experimental investigation of a flutter generator. Mémoire de D.E.A., Naval postgraduate school, 1999. 16

Guilhem DELLINGER : Etude expérimentale et optimisation des performances hydrauliques des vis d'archimède utilisées dans les micro centrales hydroélectriques, 2015. 7, 68

- Nicolas DELLINGER : *Instrumentation d'un tunnel hydrodynamique pour la caractérisation de turbines à flux transverse*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2011. Thèse de doctorat dirigée par Foray, Pierre et Achard, Jean-Luc Matériaux, mécanique, génie civil, électrochimie Grenoble 2011. 8
- Nicolas DELLINGER, Pierre FRANÇOIS, David LEFEBURE, Robert MOSE et Pierre-Andre GARAMBOIS : An experiment of a hydropower conversion system based on vortex-induced vibrations in a confined channel. *Renewable Energy*, 115:54 – 63, 2018. ISSN 0960-1481. 79, 144
- Mark DRELA : Xfoil : An analysis and design system for low reynolds number airfoils. In Thomas J. MUELLER, éditeur : *Low Reynolds Number Aerodynamics*, pages 1–12, Berlin, Heidelberg, 1989. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-642-84010-4. 56
- Mark DRELA : Xfoil subsonic airfoil development system, 2013. URL <http://web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/>. Version 6.99. 55, 56
- Leandro DUARTE : Fully passive flapping foil hydrokinetic turbine. Youtube, 2019. URL https://www.youtube.com/watch?v=qJF_2jQkqEY.
- Leandro DUARTE, Nicolas DELLINGER, Guilhem DELLINGER, Abdellah GHENAIM et Abdelali TERFOUS : Experimental investigation of the dynamic behaviour of a fully passive flapping foil hydrokinetic turbine. *Journal of Fluids and Structures*, 88:1 – 12, 2019. ISSN 0889-9746. 101
- Christiane FÖRSTER, Wolfgang WALL et Ekkehard RAMM : The artificial added mass effect in sequential staggered fluid-structure interaction algorithms. *European Conference on Computational Fluid Dynamics*, 01 2006. 45
- W.P. JONES et B.E. LAUNDER : The calculation of low-reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16(6):1119 – 1130, 1973. ISSN 0017-9310. 165
- T. KINSEY, G. DUMAS, G. LALANDE, J. RUEL, A. MÉHUT, P. VIAROUGE, J. LEMAY et Y. JEAN : Prototype testing of a hydrokinetic turbine based on oscillating hydrofoils. *Renewable Energy*, 36(6):1710 – 1718, 2011. ISSN 0960-1481. xvii, 16
- Thomas KINSEY et Guy DUMAS : Parametric study of an oscillating airfoil in power extraction regime. *Aiaa Journal - AIAA J*, 46:1318–1330, juin 2008. 16
- Thomas KINSEY et Guy DUMAS : Computational fluid dynamics analysis of a hydrokinetic turbine based on oscillating hydrofoils. *Journal of Fluids Engineering*, 134:021104, 02 2012a. 34
- Thomas KINSEY et Guy DUMAS : Three-dimensional effects on an oscillating-foil hydrokinetic turbine. *Journal of Fluids Engineering*, 134(7), jun 2012b. 124
- Thomas KINSEY et Guy DUMAS : Optimal operating parameters for an oscillating foil turbine at reynolds number 500,000. *AIAA Journal*, 52:1885–1895, 01 2014. 18
- R.B. LANGTRY et Florian MENTER : Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes. *AIAA Journal*, 47, 12 2009. 35

-
- J.H. LEE, N. XIROS et M.M. BERNITSAS : Virtual damper–spring system for viv experiments and hydrokinetic energy conversion. *Ocean Engineering*, 38(5):732 – 747, 2011. ISSN 0029-8018. 75
- David LEFÉBURE : *Projet EauVIV - Conception d'un système de récupération d'énergie électrique basé sur les vibrations induites par vortex*. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, En préparation depuis 2015. 8
- Md. MAHBUB ALAM, Y. ZHOU, H. X. YANG, H. GUO et Jiaying MI : The ultra-low reynolds number airfoil wake. *Experiments in Fluids*, 48:81–103, 07 2010. 58
- William MCKINNEY et James DELAURIER : Wingmill : An oscillating-wing windmill. *Journal of Energy*, 5(2):109–115, 1981. 16
- F.R. MENTER : Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows, 1993. *AIAA paper*, pages 96–2906, 1993. 34, 165
- Robert D. MOSER, John KIM et Nagi MANSOUR : Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re=590$. *Physics of Fluids*, 11:943–945, 04 1999. xviii, 36
- OPENCFO : *OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox - Programmer's Guide*. United Kingdom, 2016a. Version 4.0. 38, 40
- OPENCFO : *OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox - User's Guide*. United Kingdom, 2016b. Version 4.0. 38
- Zhangli PENG et Qiang ZHU : Energy harvesting through flow-induced oscillations of a foil. *Physics of Fluids*, 21(12):123602, Dec 2009. ISSN 1089-7666. 17, 19, 89, 95, 97, 103, 106
- Dominique POIREL et Francisco MENDES : Experimental investigation of small amplitude self-sustained pitch-heave oscillations of a naca0012 airfoil at transitional reynolds numbers. In *50th AIAA Aerospace and Science Meeting*, 01 2011. ISBN 978-1-60086-936-5. 60
- R. D. RAJAONA, F. GROUSSARD, M. LEVENEZ et M. LEBEY : Sur la visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre oscillant au voisinage d'une surface libre. In *9èmes Journées de l'Hydrodynamique*, 2003. 46
- Eriko SHIMIZU, Koji ISOGAI et Shigeru OBAYASHI : Multiobjective design study of a flapping wing power generator. *Journal of Fluids Engineering-transactions of The Asme - J FLUID ENG*, 130, 02 2008. 16
- Heinrich SODING : How to integrate free motions of solids in fluids. In *4th Numerical Towing Tank Symposium*, 2001. 46
- Philippe SPALART et Steven ALLMARAS : A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA*, 439, 01 1992. 34, 163
- Philippe SPALART et Christopher L. RUMSEY : Effective inflow conditions for turbulence models in aerodynamic calculations. *Aiaa Journal - AIAA J*, 45:2544–2553, 10 2007. 41
- STINGRAY : Research and development of a 150kw tidal stream generator. Rapport technique, Engineering Business Ltd., 2002. xvii, 17

- Theodore THEODORSEN : General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. Rapport technique 496, National Advisory Committee for Aeronautics. Langley Aeronautical Lab. ; Langley Field, VA, United States, 1935. 90, 91
- Jean-Christophe VEILLEUX : *Optimization of a Fully-Passive Flapping-Airfoil Turbine*. Thèse de doctorat, Université Laval, 08 2014. 17, 18, 19, 45, 65
- Jean-Christophe VEILLEUX et Guy DUMAS : Numerical optimization of a fully-passive flapping-airfoil turbine. *Journal of Fluids and Structures*, 70:102–130, Apr 2017. ISSN 0889-9746. xiii, xviii, 17, 18, 19, 34, 45, 49, 50, 52, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 67, 117, 141
- Zhuo WANG, Lin DU, Jisheng ZHAO et Xiaofeng SUN : Structural response and energy extraction of a fully passive flapping foil. *Journal of Fluids and Structures*, 72:96 – 113, 2017. ISSN 0889-9746. 17, 89
- David C. WILCOX : Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26:1299–1310, 11 1988. 165
- C. H. K. WILLIAMSON et R. GOVARDHAN : Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics - ANNU REV FLUID MECH*, 36:413–455, 01 2004. 60
- Qing XIAO et Qiang ZHU : A review on flow energy harvesters based on flapping foils. *Journal of Fluids and Structures*, 46:174–191, Apr 2014. ISSN 0889-9746. 16
- John YOUNG, Joseph C.S. LAI et Max F. PLATZER : A review of progress and challenges in flapping foil power generation. *Progress in Aerospace Sciences*, 67:2 – 28, 2014. ISSN 0376-0421. 16
- Kianoosh YOUSEFI et Alireza RAZEGHI : Determination of the critical reynolds number for flow over symmetric naca airfoils. *In 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 01 2018. 32
- Mohamed ZAKARIA, Moustafa IBRAHIM, Saad RAGAB et Muhammad R. HAJJ : A computational study of vortex shedding from a naca-0012 airfoil at high angles of attack. *Int. J. Aerodynamics*, 6:1, 01 2018. 58
- Qiang ZHU : Energy harvesting by a purely passive flapping foil from shear flows. *Journal of Fluids and Structures*, 34:157–169, Oct 2012. ISSN 0889-9746. 17, 19, 89, 103
- Qiang ZHU, Max HAASE et Chin WU : Modeling the capacity of a novel flow-energy harvester. *Applied Mathematical Modelling - APPL MATH MODEL*, 33:2207–2217, 05 2009. 16

Annexe A

Modèles de turbulence

A.1 Spalart-Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras ([Spalart et Allmaras, 1992](#)) rajoute aux équations URANS (éqs. 2.33) une équation de transport pour la résolution de la viscosité turbulente ν_t . Cela est fait à l'aide d'une variable intermédiaire $\tilde{\nu}$ donnée par :

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu_t}{f_{v1}} \quad (\text{A.1})$$

avec f_{v1} et χ définis comme il suit :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (\text{A.2})$$

L'équation de transport pour la variable $\tilde{\nu}$ est formulée à partir d'une approche semi-empirique. Dans une approche de turbulence pleinement développée, elle peut s'écrire :

$$\underbrace{\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t}}_{\text{Variation}} + \underbrace{\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \tilde{\nu}}_{\text{Advection}} = \underbrace{c_{b1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \tilde{\nu}}_{\text{Production}} - \underbrace{\left(c_{\omega 1} f_{\omega} - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right) \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2}_{\text{Destruction}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \left[\vec{\nabla} \cdot (\nu + \tilde{\nu}) \vec{\nabla} \tilde{\nu} + c_{b2} (\vec{\nabla} \tilde{\nu})^2 \right]}_{\text{Diffusion}} \quad (\text{A.3})$$

Les définitions suivantes sont établies afin de compléter le modèle :

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (\text{A.4})$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (\text{A.5})$$

$$f_\omega = g \left[\frac{1 + c_{\omega 3}^6}{g^6 + c_{\omega 3}^6} \right]^{1/6} \quad (\text{A.6})$$

$$g = r + c_{\omega 2}(r^6 - r) \quad (\text{A.7})$$

$$r = \left[\frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \right] \quad (\text{A.8})$$

$$c_{\omega 1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma} \quad (\text{A.9})$$

avec S la magnitude de la vorticité $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{V}$ et d la distance à la paroi la plus proche. Les constantes utilisées dans le modèle sont listées dans le tableau A.1.

TABLE A.1 – Valeurs des constantes utilisées dans le modèle de turbulence Spalart-Allmaras.

Constante	Valeur
c_{b1}	0.1355
c_{b2}	0.622
c_{t4}	0.5
c_{v1}	7.1
$c_{\omega 2}$	0.3
$c_{\omega 3}$	2
κ	0.41
σ	2/3

Enfin, les mêmes conditions aux limites appliquées à la viscosité turbulente ν_t (cf. tableau 2.3) sont utilisées pour la variable $\tilde{\nu}$. En particulier, on impose $\tilde{\nu} = \nu$ en entrée et $\tilde{\nu} = 0$ sur la paroi.

A.2 k- ω SST

Le modèle k- ω SST (Menter, 1993) résout la viscosité turbulente ν_t à partir de deux équations supplémentaires. Ces équations modélisent le transport de l'énergie cinétique turbulente k et du taux spécifique de dissipation de la turbulence ω , définis par :

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \quad (\text{A.10})$$

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k\beta^*} \quad (\text{A.11})$$

avec u', v', w' les fluctuations turbulentes, ε le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente k et β^* une constante. Les équations modélisant le transport de k et ω peuvent s'écrire en notation indicielle comme il suit :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_{\text{Variation}} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = \underbrace{P_k}_{\text{Production}} - \underbrace{\beta^* k \omega}_{\text{Destruction}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion}} \quad (\text{A.12})$$

$$\underbrace{\frac{\partial \omega}{\partial t}}_{\text{Variation}} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j}}_{\text{Advection}} = \underbrace{\alpha S^2}_{\text{Production}} - \underbrace{\beta \omega^2}_{\text{Destruction}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}}_{\text{Diffusion croisée}} \quad (\text{A.13})$$

Les définitions suivantes sont établies afin de compléter le modèle :

$$P_k = \min \left(\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}, 20\beta^* \rho \omega k \right) \quad (\text{A.14})$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{\text{CD}_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (\text{A.15})$$

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (\text{A.16})$$

$$\text{CD}_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (\text{A.17})$$

Le modèle k- ω SST consiste une combinaison entre deux autres modèles : le k- ω standard (Wilcox, 1988) et le k- ε (Jones et Launder, 1973). La commutation entre ces deux modèles

est définie par les équations A.15 et A.16, priorisant le k- ω en proche paroi et le k- ε dans l'écoulement libre.

Enfin, le modèle k- ω SST hérite une combinaison des constantes des modèles k- ω (index 1) et k- ε (index 2), définie à l'aide de la fonction de commutation F_1 :

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad (\text{A.18})$$

Les constantes utilisées sont listées dans le tableau A.2.

TABLE A.2 – Valeurs des constantes utilisées dans le modèle de turbulence Spalart-Allmaras.

Constante	Valeur
α_1	5/9
β_1	3/40
σ_{k1}	0.85
$\sigma_{\omega1}$	0.5
α_2	0.44
β_2	0.0828
σ_{k2}	1
$\sigma_{\omega2}$	0.856
β^*	0.09

Les conditions aux limites appliquées en entrée sur k et ω sont définies en fonction de l'intensité turbulente I_t et de la longueur turbulente L_t comme il suit :

$$k = \frac{3}{2} (I_t U_\infty)^2 \quad (\text{A.19})$$

$$\omega = \frac{\sqrt{k}}{L_t} \quad (\text{A.20})$$

Sur la paroi, $k = 0$ et la loi de paroi standard *omegaWallFunction* disponible sur OpenFOAM 4.0 est utilisée pour ω .



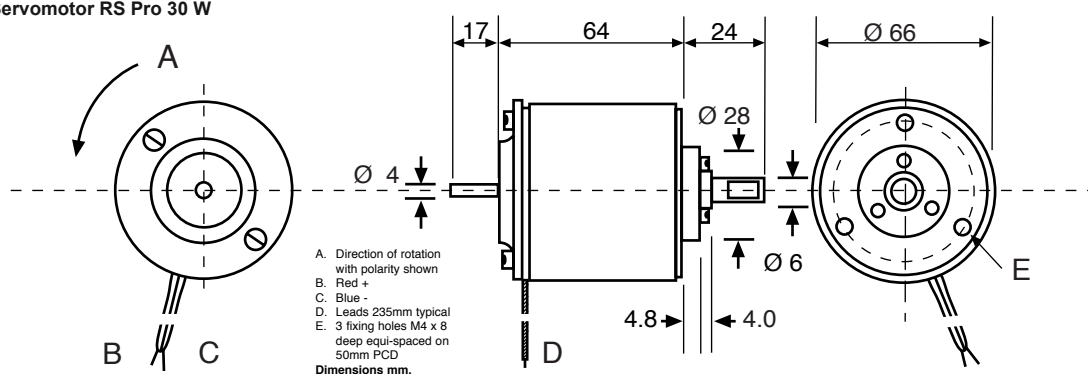
Annexe B



Fiches techniques des servomoteurs

B.1 Servomoteur de pilonnement

Servomotor RS Pro 30 W



Motor specification

Typical performance @ nominal voltage

Nominal voltage	Vdc	24
No-load speed	rpm	2300
Speed @ rated torque	rpm	1600
Rated torque	Ncm	12
Peak torque	Ncm	27

Limiting conditions

Maximum supply voltage	Vdc	40
Maximum continuous torque	Ncm	14
Maximum peak torque	Ncm	36

Motor constants

Motor voltage constant	V/1000 rpm	10.3
Motor torque constant	Ncm/Amp	9.0
Mechanical time constant	millisecs	17
Rotor inertia	kgcm ²	0.214
Rotor resistance	Ohms	7.8
Rotor inductance	mH	5.0
Rotor construction		ironless
Commutation		carbon
Bearings		ball
Maximum axial force	N	15
Maximum radial force	N	100
Mass	kg	0.90
Ambient temperature range		
Storage	deg.C	-40 to + 70
Operating	deg.C	-10 to + 60
Direction of rotation		reversible

Annexe C

Incertitudes de mesure

L'incertitude sur une variable comprend de nombreuses composantes qui sont généralement évaluées en deux groupes : le type A et le type B. L'incertitude de type A est le résultat de la dispersion des valeurs obtenues pour une variable suite à une série de mesures. Cette incertitude est donc caractérisée par l'écart-type de la dispersion, déterminé après la réalisation des mesures. Toutes les autres composantes de l'incertitude sont regroupées dans le type B. Ces composantes sont fondées sur des informations connues en amont de la procédure de mesurage, comme la précision et la justesse de l'instrument de mesure ou les effets de la température.

En l'occurrence, les dispersions observées lors de la répétition des procédures de caractérisation d'une variable sont évaluées comme une incertitude de type A. Dans le type B, on considère uniquement l'incertitude liée à la résolution de l'instrument de mesure. Il en résulte :

$$u_A = \sigma \quad (\text{C.1})$$

$$u_B = \frac{r}{2\sqrt{3}} \quad (\text{C.2})$$

avec σ l'écart-type des valeurs obtenues pour une variable et r la résolution de l'instrument de mesure utilisé.

Enfin, l'intervalle d'incertitude élargie U sur une variable est donnée par :

$$U = \sqrt{u_A^2 + u_B^2} \quad (\text{C.3})$$

En pratique, la dispersion observée sur les variables déterminées par la répétition d'une procédure de caractérisation font que l'incertitude liée à la précision de l'instrument de mesure u_B soit négligeable devant u_A . On fait donc l'hypothèse $u_B = 0$ sur ces variables, à savoir la raideur de pilonnement k_y , les frottements de pilonnement c_y et F_K , les frottements de tangage c_θ et M_K et le moment d'inertie $\tilde{I}_\theta$.

En revanche, l'incertitude sur les variables obtenues directement par la lecture d'un instrument de mesure est composée uniquement de u_B . C'est le cas pour les mesures de masse (m_y, m_θ), longueur (b, c, l_θ), courant électrique (i_y, i_θ), positions et vitesses angulaires des encodeurs incrémentaux ($\alpha_y, \omega_y, \alpha_\theta, \omega_\theta$) et accélération de pilonnement ($\ddot{y}$). On admet $u_A = 0$ sur ces variables car il s'agit de valeurs instantanées ou de mesures réalisées sans répétition. Les résolutions des instruments de mesures utilisés pour ces variables sont listées dans le tableau C.1.

TABLE C.1 – Résolution des instruments utilisés dans la mesure des variables fondamentales.

Instrument	Variables	Résolution
Pied à coulisse	b, c, l_θ	0.02 mm
Balance	m_y, m_θ	0.01 g
Ampèremètre	i_y, i_θ	0.01 A
Accéléromètre	$\ddot{y}$	0.1 m s ⁻²
Encodeur incrémental	α_y, α_θ	1.4°
	ω_y, ω_θ	0.1 rad s ⁻¹