



HAL
open science

Modélisation numérique d'une structure oscillante en tangage et pilonnement, avec prise en compte de l'interaction Fluide-Structure

Paul Brousseau

► **To cite this version:**

Paul Brousseau. Modélisation numérique d'une structure oscillante en tangage et pilonnement, avec prise en compte de l'interaction Fluide-Structure. Energie électrique. Normandie Université, 2020. Français. NNT : 2020NORMC221 . tel-03174248

HAL Id: tel-03174248

<https://theses.hal.science/tel-03174248>

Submitted on 19 Mar 2021

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **MECANIQUE DES FLUIDES, ENERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION,
ACOUSTIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

**Modélisation numérique d'une structure oscillante en tangage et
pilonnement, avec prise en compte de l'interaction Fluide-
Structure**

Présentée et soutenue par
Paul BROUSSEAU

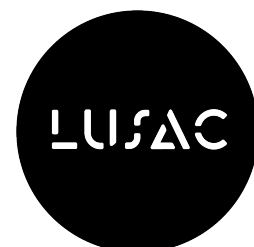
**Thèse soutenue publiquement le 09/12/2020
devant le jury composé de**

M. OLIVIER DOARE	Professeur des universités, ENSTA PARIS	Rapporteur du jury
M. MHAMED SOULI	Professeur des universités, Université Lille 1 Sciences Et Technolog	Rapporteur du jury
M. OUAHSINE ABDELLATIF	Professeur des universités, Univ Technologique de Compiègne - UTC	Membre du jury
Mme CAROLINE BRAUD	Chargé de recherche HDR, École Centrale de Nantes	Membre du jury
M. SYLVAIN GUILLOU	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Directeur de thèse
M. MUSTAPHA BENAOUICHA	Docteur, SEGULA Engineering France	Co-directeur de thèse
M. JACQUES-ANDRÉ ASTOLFI	Professeur des universités, École Navale	Président du jury

Thèse dirigée par SYLVAIN GUILLOU et MUSTAPHA BENAOUICHA, Laboratoire universitaire des sciences appliquées de Cherbourg (Caen)



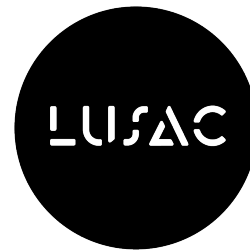
UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Cette thèse a été subventionnée par l'ANRT



et a été effectuée en collaboration avec Segula Technologies et le Laboratoire des Sciences Appliquées de Cherbourg.



Ce travail a bénéficié des moyens de calcul du mésocentre CRIANN (Centre Régional Informatique et d'Applications Numériques de Normandie).



Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg (LUSAC) en collaboration avec l'entreprise Segula Technologies dans le cadre d'une convention CIFRE. Je remercie donc l'ANRT et l'entreprise Segula Technologies sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu. Je remercie le Centre Régional Informatique et d'Application Numériques de Normandie et le conseil départemental de la Manche pour avoir mis à notre disposition des moyens de calcul.

Je tiens à remercier en premier lieu M. M'hamed SOULI, Professeur à l'Université de Lille, et M. Olivier DOARÉ, Professeur à l'ENSTA Paris, pour avoir accepté de rapporter sur mon travail de thèse.

Je tiens également à remercier M. Jacques-André ASTOLFI, Professeur à l'École Navale de Brest, Mme Caroline BRAUD, CR-CNRS HDR à l'École Centrale Nantes et M. Abdellatif OUAHSINE, Professeur à l'UTC Compiègne, pour avoir accepté d'examiner ce travail. Je remercie très sincèrement mes deux encadrants, sans qui ce travail n'aurait pu aboutir, pour leurs confiances qu'ils m'ont accordées et pour l'attention et leurs aides qu'ils m'ont apportées durant ces trois années. Tout d'abord, Sylvain GUILLOU, pour les longues conversations et pour ta présence quotidienne, diurne comme nocturne, je te remercie. Ensuite, Mustapha BENAOUICHA, pour ta disponibilité sans faille, pour les discussions (extra-)professionnelles et pour tes corrections longues mais toujours justes, je te remercie.

Je remercie bien sur tout le personnel du site universitaire de Cherbourg et de Segula Technologies qui m'ont assisté de près ou de loin pendant ma thèse. Je tiens également à remercier chaleureusement l'ensemble de mes collègues du laboratoire du LUSAC et de Segula Technologies à Cherbourg, pour l'ambiance de travail sans égal et la bonne humeur de la salle de pause.

J'en profite pour remercier mes collègues et mes amis que j'ai pu rencontré à Cherbourg qui ont activement participé aux activités extra-boulots. Je n'oublierai sûrement pas tous les bons moments passés lors de nos sorties rando, surf, musique et pub, de temps en temps, il faut bien l'avouer. Vous avez réussi à transformer le *bout-du-monde* en un *chez-moi*.

Merci à mes *colocs* (Mikaël, Lucille, *Berg*, Juliette et Corentin) pour le soutien lors des moments difficiles! Une dédicace spéciale aux *copainings* de l'ENSE3 qui ont bravé la pluie et les tempêtes moult fois pour venir me voir à Cherbourg.

Enfin, je remercie du fond du cœur ma famille (Maman, Papa et Coline) pour votre patience, votre soutien indéfectible et pour m'avoir aidé à relativiser dans les moments un peu plus durs.

Table des matières

Introduction	1
1 De l'énergie des courants à son extraction par un système à pale oscillante	4
1.1 La ressource énergétique	5
1.2 Les systèmes d'extractions de l'énergie marémotrice	6
1.2.1 Les turbines à axe horizontal	6
1.2.2 Les turbines à axe vertical	8
1.2.3 Les systèmes à pales oscillantes	9
1.3 Les structures oscillantes	11
1.3.1 Paramétrisation de la cinématique et des efforts	11
1.3.2 Modes de fonctionnement : Production ou propulsion	13
1.3.3 La propulsion	13
1.3.4 L'extraction d'énergie	15
1.3.5 Le rendement énergétique des structures oscillantes	18
1.4 Les structures déformables en mouvement	19
1.4.1 L'impact énergétique des déformations de la structure	19
1.4.2 Les modèles pour prendre en compte les déformations	20
1.5 PoHyCA : Une pompe Hydrodynamique pour la Compression de l'Air	20
1.6 Bilan	21
2 Interaction Fluide-Structure	22
2.1 Définition et modélisation de l'interaction fluide-structure	23
2.2 Modélisation numérique de la dynamique du fluide	26
2.2.1 Équations de Navier-Stokes en formulation Arbitraire Lagrangienne-Eulérienne	26
2.2.2 Modèles de turbulence	29
2.2.3 Résolution numérique des équations de Navier-Stokes : l'algorithme PISO	32

2.3	Modélisation numérique de la dynamique de la structure	33
2.3.1	L'équation d'équilibre des contraintes	33
2.3.2	Les équations de déformations d'une structure élastique	34
2.3.3	Résolution de l'équation de Navier	37
2.4	Modélisation mathématique de l'interaction fluide-structure	39
2.5	Les stratégies de couplage en interaction Fluide-Structure	40
2.5.1	Approche de couplage monolithique	41
2.5.2	Approche partitionnée	42
2.5.3	Approche découplée	47
2.5.4	Transfert des informations au niveau de l'interface fluide-structure .	48
2.6	Bilan	50
3	Vers l'étude d'une structure déformable en grand déplacement	52
3.1	Introduction	53
3.2	Structure indéformable en grands déplacements	53
3.2.1	Dynamique d'un hydrofoil 2D en pilonnement et tangage	53
3.2.2	Formulation et résolution du problème de la structure indéformable	54
3.2.3	Formulation et résolution du problème de l'écoulement	56
3.2.4	Résultats et discussions	57
3.2.5	Rendement du système pour les deux solutions	65
3.3	Structure déformable encastree	66
3.3.1	Présentation et objectifs de l'étude	66
3.3.2	Formulation et résolution du problème de l'écoulement	67
3.3.3	Formulation et résolution du problème de la structure	68
3.3.4	Formulation et résolution du problème couplé en IFS	68
3.3.5	Résultats et discussions	68
3.4	Bilan	73
4	Plaque déformable en mouvement de rotation forcé	76
4.1	Introduction	77
4.2	Formulation du problème étudié	77
4.2.1	Formulation du problème de l'écoulement	78
4.2.2	Formulation du problème de déformation de la structure	79
4.2.3	Formulation du problème couplé en Interaction Fluide-Structure . .	80
4.2.4	Résolution numérique	80
4.3	Résultats et discussion	81
4.3.1	Validation expérimentale pour une structure rigide	82
4.3.2	Analyse fréquentielle pour une structure déformable	87

4.3.3	Effet de la masse ajoutée dans l'eau	88
4.3.4	Analyse de la déformation en flexion de la plaque	89
4.3.5	Comparaison avec une approche modale	105
4.4	Bilan	111
5	Structure déformable en mouvement de pilonnement et de tangage for-	
	cés	114
5.1	Introduction	115
5.2	Mouvement de pilonnement imposé	115
5.2.1	Formulation du problème	115
5.2.2	Cas du cylindre indéformable en mouvement de pilonnement imposé	116
5.3	Hydrofoil déformable en mouvement de pilonnement et de tangage forcés .	118
5.3.1	Présentation du problème	118
5.3.2	Formulation et résolution du problème	121
5.3.3	Résultats et discussion	121
5.4	Bilan	130
	Conclusion et Perspectives	132

Table des figures

1.1	Deux exemples de turbine à axe horizontal.	7
1.2	Deux exemples de turbines à axe vertical.	8
1.3	Définition de basse eau (shallow water)	9
1.4	Deux exemples de système oscillant.	10
1.5	Dynamique d'un NACA0015 en mouvement de pilonnement et de tangage.	12
1.6	Les deux modes de fonctionnement d'une structure oscillante : (a) propulsion, (b) extraction d'énergie. La structure évolue temporellement de gauche à droite, dans le référentiel lié au mouvement de pilonnement de la structure. La ligne grise et sinusoïdale représente le sens de l'écoulement.	14
1.7	Exemple d'évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T lorsque la structure est en mode de propulsion.	15
1.8	Exemple d'évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T lorsque la structure est en mode de production d'énergie.	16
1.9	Cartes des rendements (α_0, f^*) pour un NACA0015 en mouvement oscillant de pilonnement et de tangage forcés pour deux amplitudes de pilonnement en écoulement laminaire (gauche) et turbulent (droite).	18
2.1	Exemples de phénomènes d'Interaction Fluide-Structure	23
2.2	Les différentes descriptions utilisées en mécanique des fluides. La méthode Eulérienne utilise un maillage fixe, la méthode Lagrangienne un maillage qui se déplace avec les particules et la méthode Arbitraire Lagrangienne Eulérienne qui combine les deux premières.	27
2.3	Exemple de lois de comportement reliant les déformations aux contraintes pour modéliser les matériaux.	36
2.4	Représentation des domaines Fluide, Structure et de l'interface fluide-structure.	39
2.5	Différentes approches de couplage pour l'interaction fluide-structure.	41
2.6	Approche partitionnée.	42

2.7	Principe des schémas de couplage explicites.	43
2.8	Principe des schémas de couplage implicites.	44
2.9	Comparaison de l'évolution temporelle du nombre de sous-itérations k nécessaires pour obtenir la convergence (gauche) et de l'évolution temporelle de $\ \mathbf{r}^k\ _2$ (droite) pour 10 pas de temps, dans le cas d'un algorithme partitionné implicite, avec un facteur de relaxation d' <i>Aitken</i> dynamique puis constant.	46
2.10	Exemple d'approche découplée. Ici le transfert se fait seulement du fluide vers le solide.	47
2.11	Domaine et maillage fluide (gris et bleu) et structure (rouge et bleu). . . .	48
3.1	Représentation schématique de la dynamique de l'hydrofoil en mouvement de tangage forcé et de pilonnement libre.	54
3.2	Déplacement addimensionnel sur une période de l'hydrofoil h^* en fonction de l'angle d'attaque α^* pour les solutions SD (noir) et SC (rouge).	56
3.3	Représentation du domaine fluide et de ses frontières.	57
3.4	Coefficients de portance et de trainée pour les six maillages, du plus grossier (V1) au plus fin (V6) pour $\alpha = 10^\circ$	58
3.5	Distribution du coefficient de pression C_p pour le cas 3D (blue et rouge) et 2D (noir) pour $\alpha = 8^\circ$, $Re = 5 \cdot 10^5$ et pour le maillage V4; e représente la longueur de l'hydrofoil dans le sens de l'envergure.	59
3.6	Évolution temporelle de la position verticale h^* et de l'angle d'incidence de l'hydrofoil pour les deux solutions. Solution discontinu SD, $\Delta h = 2 \cdot c$ pour α_{40} et α_{70} (gauche). Solution continue SC, $\Delta h = 4 \cdot c$ pour α_{40} et α_{70} (droite).	60
3.7	Évolution temporelle de l'angle d'attaque pour la solution SD (rouge) et SC (noir) pour α_{40} et $\Delta h = 4 \cdot c$	61
3.8	Coefficients de portance, de trainée de moment lors de la phase de tangage pour les solutions SD (gauche) et SC (droite) en fonction de l'angle d'attaque de l'hydrofoil et pour les amplitudes de tangage α_{40} (courbe rouge) et α_{70} (courbe bleu).	63
3.9	Coefficient de portance, de trainée et vitesse de l'hydrofoil en fonction de sa position verticale pour les solutions SD (gauche) et SC (droite), pour les amplitudes de tangage α_{40} (courbe rouge) et α_{70} (courbe bleu). Le mouvement de pilonnement descendant est marqué par Δ	64
3.10	Domaine fluide, structure et Frontières	67
3.11	Algorithme de couplage implicite.	69
3.12	Champs initiaux u et p à $t = 0$ s et pour $U_\infty = 3\text{m/s}$	70

3.13	Comparaison numérique (courbes bleues) et expérimental (courbes noires) du coefficient de portance C_L et de trainée C_D pour $U_\infty = 5\text{m/s}$	71
3.14	Composante en x de la vitesse u sur trois plans suivant z situés à 10%, 50% et 90%.	71
3.15	Distribution du coefficient de pression C_p sur trois plans suivant z situés à 10%, 50% et 90%.	72
3.16	Évolution temporelle obtenus numériquement de la flèche d_y du bord d'attaque (noir) et du bord de fuite (bleu) et de l'angle d'attaque α de l'hydrofoil au niveau de la face libre, comparaison avec les résultats expérimentaux (rouge).	73
4.1	Domaine fluide : Description de la géométrie et des frontières.	78
4.2	Domaine solide : Description de la géométrie et des frontières pour le matériau rigide (noir) et les matériaux déformables (bleu). Le centre de rotation O est fixe dans le temps et dans l'espace.	79
4.3	Évolution temporelle de l'angle d'attaque α (gauche) et du déplacement y du bord d'attaque (LE) et du bord de fuite (TE) (droite) pour Mat_1 et $k = 3.8$	81
4.4	Coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ pour tous les maillages (du plus grossier au plus fin) pour $k = 2.5$ et $k = 3.8$	82
4.5	Champs de vorticité ω_z instantanée dans la direction z pour l'approche numérique (gauche) et expérimentale (droite), pour $k = 2.5$ (haut) et $k = 3.8$ (bas).	83
4.6	Champs de vitesse u instantanée pour l'approche numérique, pour $k = 2.5$ (gauche) et $k = 3.8$ (droite).	84
4.7	Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour l'approche Multi-Domaine (noir), exp. (bleu) [69] et 2D (rouge) pour $k = 2.5$	85
4.8	Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour l'approche Multi-Domaine (noir), exp. (bleu) [69] et 2D (rouge) pour $k = 3.8$	85
4.9	Évolution du coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ en fonction de la fréquence réduite k , résultats expérimentaux (noir), résultats numériques (bleu).	86
4.10	Première fréquence naturelle en flexion f_0 de la plaque pour trois maillages, pour le matériaux Mat_2	87
4.11	Déplacement y du bord d'attaque en fonction de α pour le matériau Mat_3 et $k = 3.8$ pour toute la simulation (noir) et pour une période convergée T (orange).	89

4.12	Déplacement y du bord de fuite en fonction du temps (gauche) et en fonction de α (droite) pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$	90
4.13	Déplacement y du bord de fuite en fonction du temps (gauche) et en fonction de α (droite) pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$	91
4.14	Déplacement y du bord de fuite en fonction du temps (gauche) et en fonction de α (droite) pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 5.0$	92
4.15	Déformation de la corde en flexion pour différents α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$	94
4.16	Déformation de la corde en flexion pour différents α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$	95
4.17	Déformation de la corde en flexion pour différents α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 5.0$	96
4.18	Coefficients de trainé, de portance et de poussée en fonction de α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$	99
4.19	Coefficients de trainé, de portance et de poussée en fonction de α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$	101
4.20	Coefficients de trainé, de portance et de poussée en fonction de α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 5.0$	103
4.21	Évolution du coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ en fonction de la fréquence réduite k , pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$	105
4.22	Champs de vitesse u instantanée pour $\alpha = -8^\circ$ pour l'approche numérique, pour les matériaux $Mat_{1,5}$ et $k = 3.8$	106
4.23	Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$	107
4.24	Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$	107
4.25	Champs de vorticité ω_z instantanée dans la direction z pour $\alpha = -8^\circ$ pour l'approche numérique (gauche) et numérique modale (droite), pour $k = 2.5$ (haut) et $k = 3.8$ (bas).	108
4.26	Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ derrière le TE pour l'approche exp. (noir) [69], 2D (bleu) et 2D modale (orange) pour $k = 2.5$ (gauche) et $k = 3.8$ (droite).	109
4.27	évolution du coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ en fonction de la fréquence réduite k : résultats expérimentaux (noir), résultats numériques (bleu), résultats numériques approche modale (orange).	109

4.28	Déplacement y du bord d'attaque en fonction de α (droite) pour le matériau Mat_3 et $k = 3.8$	110
4.29	Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ derrière le TE pour les matériaux $Mat_{1,3}$ et $k = 3.8$	110
5.1	Mouvement de pilonnement forcé h en fonction du temps.	117
5.2	Exemple de champs de vitesse u (gauche) et de vorticité instantanée dans la direction z (droite) pour le cylindre indéformable en mouvement de pilonnement forcé.	117
5.3	Hydrofoil partiellement déformable : Description des géométries et des frontières. La partie indéformable Ω_{LE} de la structure est en gris alors que la partie déformable Ω_{TE} est en cyan.	119
5.4	Évolution temporelle de la position verticale h/h_0 et de l'angle d'attaque α/α_0 de l'hydrofoil pour une période d'oscillation T	120
5.5	Coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y pour quatre maillages (du plus grossier au plus fin) pour $Re = 2000$ et un angle d'attaque constant $\alpha = 10^\circ$	122
5.6	Champs de vorticité instantanée dans la direction z pour les trois hydrofoils et pour $\alpha_0 = 10^\circ$, $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8m$ et pour les instants $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$	123
5.7	Champs de vorticité instantanée dans la direction z pour les trois hydrofoils et pour $\alpha_0 = 30^\circ$, $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8m$ et pour les instants $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$	124
5.8	Évolution temporelle de la différence de déplacement du bord de fuite Δy des hydrofoils 2 et 3 par rapport à l'hydrofoil 1 pour α_{10} (gauche) et α_{30} (droite), $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8m$	126
5.9	Évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_Y , C_M , C_X et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T , pour α_{10} (gauche) et α_{30} (droite) et $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8m$ et pour les trois matériaux.	127
5.10	Évolution temporelle du coefficient de puissance C_P et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T , α_{10} (gauche) et α_{30} (droite), $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8$ et pour les trois matériaux.	129
5.11	Champs de vitesse u dans le sens de l'écoulement pour une plaque plane 3D déformable en mouvement de tangage forcé dans le plan de normale y	134
5.12	Champs de pression (fluide) et champ des contraintes équivalentes de Cauchy (structure) pour une plaque plane 3D déformable en mouvement de tangage forcé.	134

Liste des tableaux

3.1	Temps CPU (s) et coefficients de trainée et de portance pour les maillages $V4$, $V5$ et $V6$	58
3.2	Vitesse verticale maximale \dot{h}_{max}^* de l'hydrofoil pour le cas des solutions DC et SC pour deux amplitudes de pilonnement et de tangage.	60
3.3	Rendement η et fréquence adimensionnée f^* pour les solutions DC et SC pour deux amplitudes de tangage, $\alpha_0 = 40^\circ$ et $\alpha_0 = 70^\circ$	66
3.4	Caractéristiques mécanique de l'acier et du POM	67
3.5	Coefficients hydrodynamiques C_L et C_D , torsion $\Delta\alpha$ et flexion d_y d'un l'hydrofoil 3D déformable. Résultats expérimentaux [60] et numériques obtenu avec <i>Ansys</i> [15] et avec notre modèle. L'erreur relative est calculée par rapport aux résultats expérimentaux.	72
4.1	Caractéristiques mécaniques des matériaux de la plaque.	78
4.2	Première fréquence propre en flexion dans l'air f_0 , dans l'eau $f_{0,w}$ et masse ajoutée M_A de la plaque pour les matériaux $Mat_{2,3,4,5}$	88
4.3	Coefficients hydrodynamiques moyens, maximaux et minimaux, pour $k = 1.5$, $k = 3.8$ et $k = 5.0$	104
5.1	Comparaison du coefficient de trainée moyen $\langle C_D \rangle$ et de la valeur maximale du coefficient de portance \widehat{C}_L d'un cylindre en mouvement de pilonnement forcé avec deux méthodes différentes issues de la littérature [17, 51], pour $Re = 500$, $f^* = fD/U_\infty = 0.228$ et $h_0/D = 0.25$	118
5.2	Caractéristiques mécaniques des matériaux constituant la partie déformable Ω_{TE} de l'hydrofoil.	120
5.3	Rendement hydrodynamique η (%) pour $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8m$ et pour les trois matériaux.	130

Liste des Algorithmes

1	L'algorithme PISO	33
2	L'algorithme de relaxation dynamique d'Aitken pour un pas de temps . . .	45

Nomenclature

Acronymes

<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CSD</i>	Computational Solid Dynamics
<i>EMR</i>	Énergie Marine Renouvelable
<i>OpenFoam</i>	Code open source de CFD
<i>PoHyCA</i>	Pompe Hydrodynamique pour la Compression de l'Air
<i>POM</i>	Polyoxyméthylène
<i>URANS</i>	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

Conventions

$\langle . \rangle$	Moyenne temporelle
\ddot{a}	Dérivé temporelle seconde de a
\dot{a}	Dérivé temporelle de a
\mathbf{a}	Notation d'un vecteur de norme a
\bar{a}	Moyenne d'un set de données a
a^*	Valeur adimensionnée de a

Lettres grecques

α	Angle d'attaque de la structure	◦
η	Rendement hydrodynamique	

Γ	Frontière	
Γ_{fs}	Interface Fluide-Structure	
σ_f	Tenseur des contraintes fluides	<i>Pa</i>
σ_s	Tenseur des contraintes solides	<i>Pa</i>
ξ	Déplacement en déformation solide	<i>m</i>
λ	Coefficient de diffusion	
ν	Coefficient de Poisson	
ω	Pulsation	<i>rad.s⁻¹</i>
ω_z	Vorticité selon l'axe <i>z</i>	<i>s⁻¹</i>
ρ	Masse volumique du fluide	<i>kg.m⁻³</i>
ρ_s	Masse volumique de la structure	<i>kg.m⁻³</i>

Lettres latines

<i>F</i>	Résultante des efforts hydrodynamiques	<i>N</i>
<i>M</i>	Moment de tangage	<i>N.m</i>
<i>u</i>	Vitesse du fluide	<i>m.s⁻¹</i>
<i>u_g</i>	Vitesse du domaine fluide	<i>m.s⁻¹</i>
<i>A</i>	Surface balayée par l'hydrofoil lors d'un cycle	<i>m²</i>
<i>c</i>	Corde de la structure	<i>m</i>
<i>C_D</i>	Coefficient de trainée	
<i>C_i</i>	Coefficient de adimensionné de <i>F_i</i>	
<i>C_L</i>	Coefficient de portance	
<i>C_L</i>	Coefficient de poussé	
<i>C_M</i>	Coefficient de moment	
<i>C_P</i>	Coefficient de puissance	

C_p	Coefficient de pression	
E_Y	Module de Young	Pa
F_D	Force de poussé	N
F_D	Force de trainée	N
F_i	Projection de la résultante des efforts selon l'axe i	N
F_L	Force de portance	N
h	Position verticale de la structure	m
P	Puissance hydrodynamique	W
p	Pression du fluide	Pa
Re	Nombre de Reynolds	
t	Temps	s

Introduction

Depuis deux siècles, nous observons les effets du changement climatique qui se traduisent par des inondations, par le réchauffement des océans, ou encore par l'apparition de tempêtes dont la gravité est croissante. Selon le cinquième rapport du GIEC (groupe d'expert intergouvernemental sur l'évolution du climat) de 2014 [6], l'Homme est à 95% responsable de ce dérèglement, notamment de par l'augmentation des émissions de CO_2 . En effet, la concentration de ces composés a augmenté de 40% depuis l'époque pré-industrielle, en grande partie due à l'utilisation de combustibles fossiles [6]. Devant les effets environnementaux et les conséquences sociales et économiques qui en découlent, nous assistons à une prise de conscience collective qui s'est traduite par des politiques de lutte contre les émissions de CO_2 de plus en plus exigeantes, à mesure que la demande énergétique croît. Afin de réduire la part de ces combustibles fossiles dans le mix énergétique, depuis trois décennies de nombreuses alternatives sont étudiées. Elles sont cependant à des stades divers de maturité. Elles sont basées sur le développement des énergies renouvelables dans le mixte énergétique mondial. Ainsi, ces énergies propres devraient représenter un tiers de la consommation d'énergie finale en France d'ici 2030 [7].

Parmi ces énergies, l'énergie des courants marins est apparue une alternative intéressante. En effet, son potentiel énergétique représenterait entre 5 et 20% de la consommation électrique mondiale [19] et présente des avantages certains comme un impact visuel et sonore presque inexistant. De plus, de par l'origine de cette énergie, sa prédiction, une fois le lieu géographique identifié, est plus aisée. Le projet PoHyCA (Pompe Hydrodynamique pour la Compression d'Air) est un projet de R&D développé au sein de SEGULA Technologies. Il est basé sur la captation de l'énergie des courants par une aile battante, conduisant au stockage de l'énergie par compression d'air avant de l'utiliser pour la production de l'électricité. Les travaux développés lors de cette thèse s'intègrent dans le cadre de ce projet par l'étude du système de captage de l'énergie, ici une structure portante oscillante. Plus particulièrement ces travaux s'attachent à explorer, à travers un modèle numérique, les avantages que pourraient présenter la déformabilité de la structure sur son rendement énergétique. Ainsi, une approche en interaction fluide-structure (IFS) est

utilisée afin de prendre en compte les déformations de la structure immergée, en plus de ses déplacements en tangage et pilonnement. Ce manuscrit présente les différentes étapes mises en place pour la réalisation d'un tel modèle, appliqué à la récupération de l'énergie des courants à l'aide d'une structure portante oscillante.

Le chapitre 1 contextualise l'utilisation de la technologie de la pale oscillante pour la récupération de l'énergie, en partant de la ressource pour aller vers les technologies de captage de l'énergie des courants.

Le chapitre 2 se veut une synthèse des méthodes numériques utilisées pour la résolution des problèmes couplés en interaction fluide-structure ainsi que les différentes approches employées pour modéliser la dynamique de l'écoulement, la dynamique de la structure et le couplage.

Le chapitre 3 examine séparément les deux problématiques principales étudiées dans ce travail : les grands déplacements ainsi que les déformations de la structure en interaction avec l'écoulement. La première porte plus précisément sur l'évaluation de la dynamique de la structure portante, animée d'un mouvement oscillatoire. L'objectif est de réaliser des simulations afin de prédire avec précision le comportement dynamique de la structure ainsi que les efforts hydrodynamiques sous-jacents. La deuxième problématique est de mettre en lumière l'impact des déformations sur l'écoulement en réalisant une étude d'un hydrofoil 3D encastré.

Le chapitre 4 se focalise sur le problème d'une plaque déformable en mouvement de tangage, en utilisant une approche ALE et un déplacement de maillage combinant les grands déplacements de la structure et ses déformations induites par l'écoulement. Cette étude est une première étape nécessaire menant à l'étude d'un hydrofoil déformable en tangage et pilonnement. Les effets de la flexibilité de l'hydrofoil sur le mode propulsif ou réactif de sa dynamique sont analysés.

Le chapitre 5 étend l'analyse à une pale partiellement déformable en mouvement de pilonnement et de tangage, propre à un système de récupération de l'énergie des courants à pale oscillante. On se rapproche ainsi du problème de la structure portante de PoHyCA. Les résultats obtenus permettent de mettre en lumière l'impact des déformations sur le rendement énergétique de la pompe.

Enfin, ce manuscrit se termine par une section de conclusions et perspectives.

Chapitre 1

De l'énergie des courants à son extraction par un système à pale oscillante

Sommaire

1.1	La ressource énergétique	5
1.2	Les systèmes d'extractions de l'énergie marémotrice	6
1.2.1	Les turbines à axe horizontal	6
1.2.2	Les turbines à axe vertical	8
1.2.3	Les systèmes à pales oscillantes	9
1.3	Les structures oscillantes	11
1.3.1	Paramétrisation de la cinématique et des efforts	11
1.3.2	Modes de fonctionnement : Production ou propulsion	13
1.3.3	La propulsion	13
1.3.4	L'extraction d'énergie	15
1.3.5	Le rendement énergétique des structures oscillantes	18
1.4	Les structures déformables en mouvement	19
1.4.1	L'impact énergétique des déformations de la structure	19
1.4.2	Les modèles pour prendre en compte les déformations	20
1.5	PoHyCA : Une pompe Hydrodynamique pour la Compression de l'Air	20
1.6	Bilan	21

Ce chapitre se consacre à la présentation de la ressource énergétique que constitue l'énergie hydrolienne et aux différents moyens et approches mis en place pour l'extraire. Un soin particulier à la description des systèmes à pale oscillante sera apporté, notamment sur

les technologies déjà existantes, les modèles mathématiques développés pour la simulation de la dynamique des pales et les verrous scientifiques encore existants.

1.1 La ressource énergétique

Les océans représentent une gigantesque ressource énergétique. À ce jour, de nombreux systèmes ont été développés pour extraire l'énergie des vagues (houlomotrice), thermique, osmotique ou encore l'énergie marémotrice. Les nombreux verrous scientifiques liés à l'extraction de ces différentes ressources et le faible nombre de sites économiquement viables font que seulement une fraction de cette énergie peut être exploitée. Nous nous concentrons seulement sur l'énergie cinétique des courants de marée dans ce manuscrit. Ainsi, les courants générés par l'effet du vent, de gradients de températures ou de salinité ne sont pas traités ici. Cependant, ces courants ne sont pas négligeables sur le plan énergétique. C'est par exemple le cas du Gulf Stream [71].

La marée correspond à une variation de hauteur du niveau des océans. C'est un phénomène complexe causé par différents phénomènes. Tout d'abord, c'est une des conséquences directes des forces gravitationnelles dues principalement aux mouvements relatifs par rapport à la Terre de la Lune et du Soleil. Elle est aussi impactée par la révolution de la Terre autour de son propre axe de rotation et du centre de gravité Terre-Lune [42]. Ainsi, une grande masse d'eau est déplacée environ quatre fois par jour, correspondant à deux marées montantes et deux marées descendantes. Ce phénomène présente de nombreux avantages, ce qui explique le développement de nombreux systèmes d'extractions d'énergies durant ces dernières années. Tout d'abord avec une précision de 98% sur des décennies, la prédiction des courants de marées, et donc la vitesse de l'écoulement, est extrêmement prévisible car les efforts gravitationnels sur les masses d'eau terrestres sont maîtrisés depuis des années [88]. La puissance cinétique des courants est proportionnelle à la masse volumique comme décrit par l'équation (1.1), où A représente la section balayée par les pales, ρ la masse volumique du fluide, et U_∞ la vitesse de l'écoulement. Comme la densité moyenne de l'eau salée est environ 800 fois plus élevée que l'air [34], pour extraire une puissance équivalente à une turbine dans l'air, la surface balayée par les pales sera plus faible pour une turbine dans l'eau.

$$P = \frac{1}{2} \rho A U_\infty^3 \quad (1.1)$$

La puissance exploitable des courants marins est estimée à environ 75GW dans le monde dont 11GW en Europe. À eux seuls, le Royaume-Uni et la France disposent respectivement de 6GW et 3.4GW, notamment grâce à leurs grands nombres de littoraux et de zones à forts courants comme le *Raz Blanchard* en France ou le *Pentland Firth* au

Royaume Uni [19].

1.2 Les systèmes d'extractions de l'énergie marémotrice

Tous les systèmes développés permettant de transformer l'énergie cinétique des courants de marées en énergie électrique reposent sur un principe général simple : l'énergie hydrodynamique de l'écoulement est transformée en énergie mécanique, qui entraîne une génératrice. Cette dernière sert à produire de l'électricité qui est ensuite injectée dans le réseau électrique. Grâce au développement des éoliennes, ce fonctionnement est bien connu et maîtrisé depuis plusieurs décennies.

Cependant, un récupérateur d'énergie ne pourra capter qu'une partie de l'énergie de l'écoulement. En réalité, l'équation (1.1) représentant la puissance récupérée par le système, s'écrit sous la forme suivante :

$$P = \frac{1}{2}C_p\rho AU_\infty^3 \quad (1.2)$$

où C_p représente un coefficient de puissance. Il correspond au ratio de la puissance qui peut être récupérée par un système d'extraction et de la puissance totale de l'écoulement, en prenant également en compte les pertes mécaniques internes au système. Il est estimé entre 0.35 et 0.5 pour la majorité des systèmes de récupération d'énergie marémotrice, contre 0.25-0.3 pour les éoliennes [34].

Il existe une grande variété de technologies permettant d'extraire l'énergie marémotrice. Seulement trois types de systèmes seront présentés dans ce manuscrit : les turbines à axe horizontal et à axe vertical car ce sont les deux technologies les plus abouties de nos jours, et les systèmes à pales oscillantes.

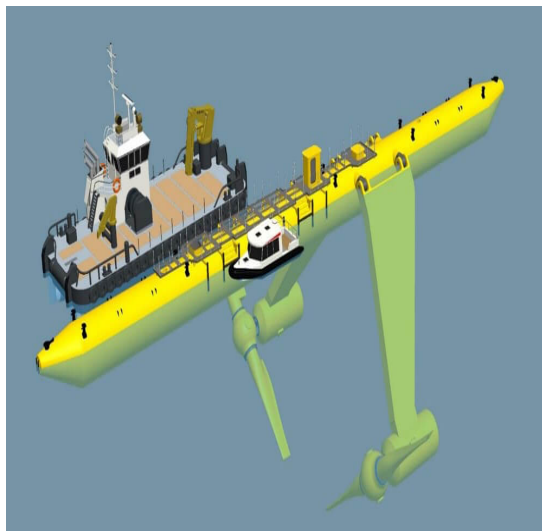
1.2.1 Les turbines à axe horizontal

Toutes les machines à axe horizontal sont des machines tournantes de type rotor/stator dont l'axe de rotation est parallèle au sens de l'écoulement (Figure 1.1) [82]. Les turbines à axe horizontal représentent la technologie hydrolienne la plus avancée à ce jour et présentent certains avantages :

- Base d'informations abondantes : la technologie reposant grandement sur les éoliennes et hélices marines, des années de recherches et d'expériences d'ingénieries



(a) Turbine Sabella [73]



(b) Hydrolienne marine flottante - FloTEC, Scotrenewables Tidal Power [3, 4]

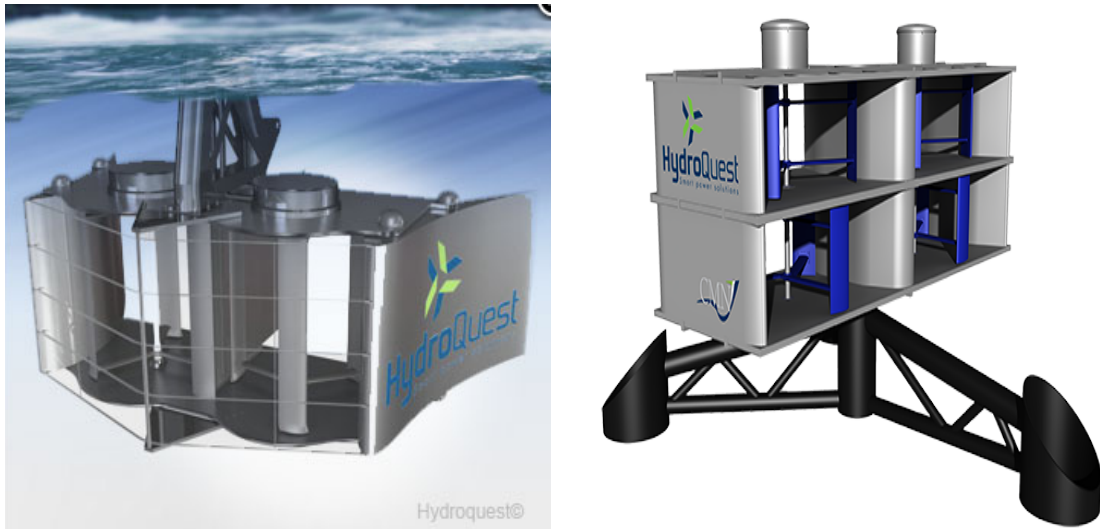
FIGURE 1.1 – Deux exemples de turbine à axe horizontal.

sont disponibles et ont largement contribué au développement de ces turbines.

- Contrôle : afin d'éviter le décrochage de l'écoulement sur les pales, les systèmes de régulation de l'angle d'incidence ont été développés.
- Performance : les rotors à axe horizontal sont a priori auto-démarrants.

A ce jour, plusieurs prototypes ont déjà atteint la phase d'essai en mer et sont capables de produire une puissance de l'ordre du mégawatt. Afin de faciliter la maintenance en mer de ces systèmes, presque la moitié des turbines développées utilise des pales à angle d'incidence constant. On peut citer à titre d'exemple : la turbine d'OpenHydro, qui a été posée au large de Paimpol-Bréhat (France) et en Nouvelle-Écosse (Canada) ou encore la turbine Sabella (Figure 1.1a), posée dans le passage du Fromveur (France) [101]. Différentes approches sont étudiées concernant l'emplacement des machines. Ainsi, elles peuvent être montées sur un flotteur (Figure 1.1b), ou posées sur le fond marin (Figure 1.1a).

La puissance extraite de ces turbines peut être calculée en utilisant l'équation (1.2) avec $A = \pi R^2$. Avec A correspondant à la surface balayée par une turbine de rayon R lors d'une rotation. Ces machines sont conçues pour générer une puissance de plusieurs mégawatt. Cependant, une telle production nécessite un rotor ayant de très grandes dimensions, de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres, ce qui diminue drastiquement le nombre de sites géographiques compatibles avec l'installation d'une ferme hydroliennes.



(a) Hydrolienne fluviale sur barge - Hydroquest [1] (b) Hydrolienne marine posée - Hydroquest [1]

FIGURE 1.2 – Deux exemples de turbines à axe vertical.

1.2.2 Les turbines à axe vertical

Toutes les machines à axe vertical sont des machines tournantes de type rotor-stator dont l'axe de rotation est perpendiculaire au sens de l'écoulement [82]. Encore en phase de développement, cette technologie, qui est la deuxième technologie la plus populaire concernant les hydroliennes, présente néanmoins des atouts non négligeables par rapport aux turbines à axe horizontal :

- Sens de l'écoulement : contrairement aux systèmes à axe horizontal, l'hydrolienne à axe vertical génère la même puissance indépendamment du sens de l'écoulement.
- Émission de bruit : la technologie à axe vertical génère moins de nuisance sonore.

A l'image de la turbine développée par Hydroquest (Figure 1.2b), les hydroliennes à axe vertical connaissent un développement en parallèle pour l'environnement fluvial et pour l'environnement marin. Deux technologies sont étudiées depuis plusieurs années pour optimiser le positionnement des machines dans leur environnement. Elles sont soit posées sur le fond (Figure 1.2b), soit reliées à un flotteur au niveau de la surface de l'eau (Figure 1.2a) [34]. La deuxième solution à l'avantage de faciliter la maintenance des machines, ce qui constitue encore un défi majeur.

La puissance extraite est calculée grâce à l'équation (1.2), avec $A = D * H$, où D est le diamètre et H la longueur de la turbine. Cependant, quelques inconvénients sont à noter. Tout d'abord, la fluctuation cyclique du couple qui s'applique sur les pales génère de la fatigue et accélère l'usure des matériaux. Ensuite, ces machines nécessitent souvent un

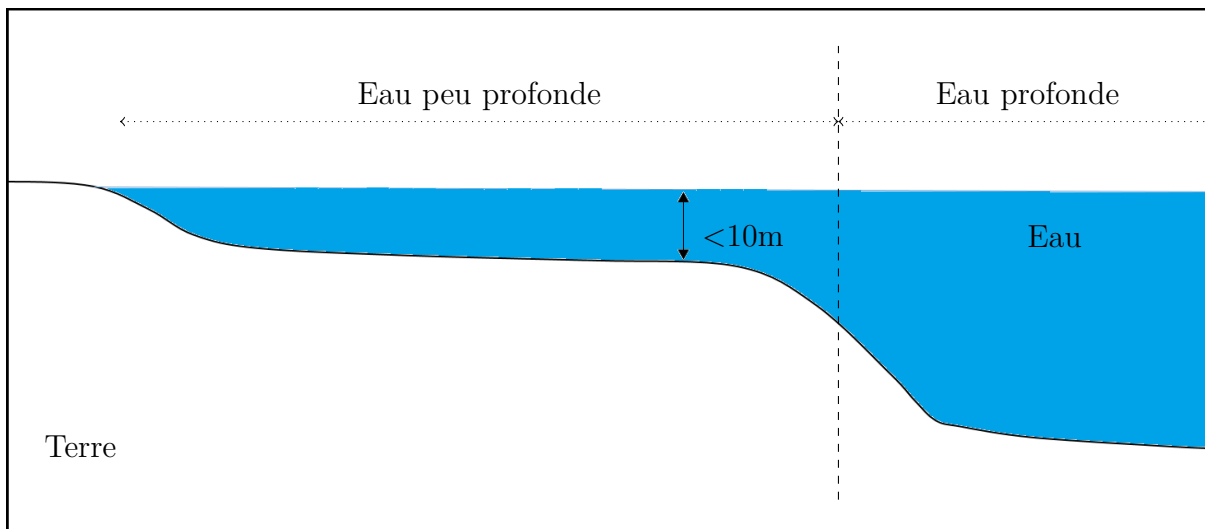


FIGURE 1.3 – Définition de basse eau (shallow water)

apport d'énergie mécanique extérieur pour initier la rotation, en particulier les turbines darrius. Enfin, le rendement de ces machines est généralement plus faible que celui des hydroliennes à axe horizontal, dû à de forts décrochages dynamiques [81].

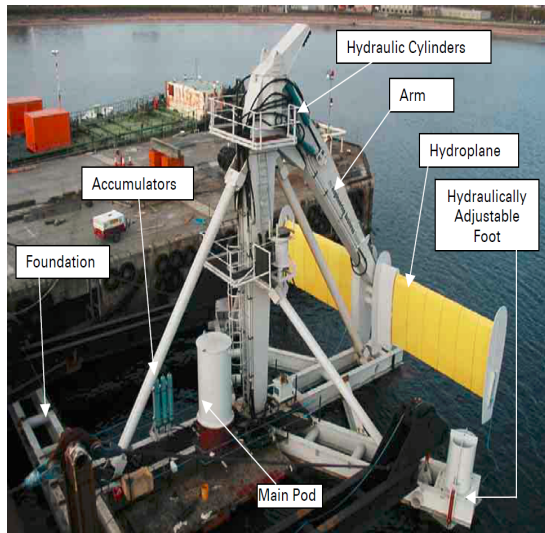
1.2.3 Les systèmes à pales oscillantes

A la manière de la voilure d'un avion qui utilise les efforts hydrodynamiques pour voler, notamment la portance, les systèmes à pales oscillantes utilisent pour la plupart un hydrofoil qui se déplace en mouvement oscillatoire grâce aux efforts imposés par l'écoulement. Les mécanismes physiques qui entrent en jeu sont discutés plus en détails dans la section 1.3.

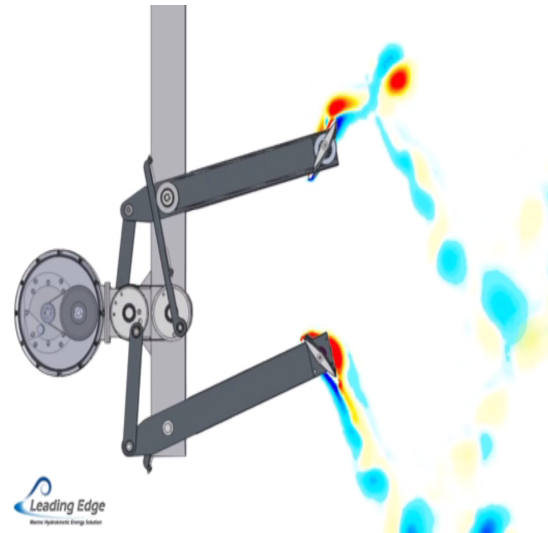
Historiquement, et encore de nos jours, les hydrofoils ont longtemps été étudiés pour leur utilisation dans la propulsion de systèmes [69]. Cependant, McKinney et DeLaurier [64] ont montré qu'il était possible d'extraire de l'énergie à l'aide d'un hydrofoil oscillant. Ces systèmes présentent certains avantages :

- Coût de production, la plupart des turbines axiales utilise des pales profilées et vrillées afin d'avoir une vitesse relative, par rapport à l'écoulement, variant peu sur le long de l'envergure de la pale. Cependant, les profils de ce type sont coûteux à produire. A contrario, les pales de systèmes oscillants disposent généralement de sections droites plus faciles à usiner.
- Emplacement, les hydroliennes développées actuellement sont conçues pour opérer sur des sites bien particuliers, où l'on trouve de très forts courants et une hauteur

d'eau importante (plus de $30m$) afin d'assurer une immersion permanente des rotors par exemple, comme le Raz Blanchard en France. Cependant, très peu de sites de ce type existent. Les systèmes à pales oscillantes, en revanche, n'ont ni besoin d'une profondeur d'eau aussi importante, ni de courants aussi élevés pour être performants [72].



(a) La turbine Stingray [5]



(b) La turbine de Leading Edge [2]

FIGURE 1.4 – Deux exemples de système oscillant.

Ainsi, plusieurs prototypes ont déjà été testés en conditions réelles. On peut notamment citer le système *Stingray* (Figure 1.4a), qui malgré des essais en mer convaincants [5], fut arrêté car son rendement énergétique n'était pas compétitif par rapport aux systèmes rotatifs. Cependant la technologie qui a été reconnue comme envisageable pour la production d'électricité à un tarif raisonnable, dispose d'un grand nombre de sites viables et entraîne aucun impact environnemental significatif. Le projet *Leading Edge* [2], développé principalement par un groupe de scientifiques rattaché à l'université de Brown, aux États-Unis, a permis de tester deux prototypes différents en mer produisant respectivement 1kW et 2kW. La machine de 1kW (Figure 1.4b) est constituée de deux hydrofoils oscillants l'un au dessus de l'autre alors que celle de 2kW est constituée de $2 * 2$ hydrofoils en tandem. La puissance extraite de ces technologies s'exprime à l'aide de l'équation (1.2). La surface balayée par les pales résulte du produit de l'envergure de la pale b et de l'amplitude du mouvement vertical de l'hydrofoil.

Enfin, il faut remarquer que très peu de documentation est accessible et que les projets qui développent ce genre d'extracteur sont soit très récents, à l'image de *Leading Edge*, soit ont été arrêtés. Il est donc difficile de tirer des conclusions sur l'efficacité et le rendement de ces systèmes. Néanmoins, la littérature regorge de travaux principalement numériques,

réalisés sur des structures oscillantes pour la propulsion ou pour la récupération d'énergie (section 1.3) [41, 52, 70, 95].

1.3 Les structures oscillantes non déformables

1.3.1 Paramétrisation de la cinématique et des efforts

1.3.1.1 Cinématique du mouvement

Les structures oscillantes font l'objet de nombreuses études numériques et expérimentales depuis des années, que ce soit pour des mouvements oscillatoires en translation (pilonnement) [17, 33, 61], en rotation (tangage) [59, 69], ou lorsque ces deux mouvements sont combinés.

Dans notre cas, les oscillations de la structure sont une combinaison des mouvements de tangage et de pilonnement, représentés respectivement par l'angle d'incidence α et la position verticale h (Figure 1.5). Lorsque ces deux mouvements sont forcés, ils sont généralement définis par deux fonctions sinusoïdales [51, 52, 53, 95], telles que les équations (1.3) et (1.4). On traitera principalement le cas où les deux mouvements sont forcés.

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(\omega t) \quad (1.3)$$

$$h(t) = h_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (1.4)$$

α_0 et h_0 sont respectivement les amplitudes du tangage et du pilonnement et φ le déphasage entre les deux mouvements. Ainsi, l'angle d'attaque efficace θ et la vitesse efficace \dot{h}_{eff} de la structure sont donnés par rapport à la dynamique de la structure et de l'écoulement :

$$\theta(t) = \arctan\left(\frac{-\dot{h}(t)}{U_\infty}\right) - \alpha(t) \quad (1.5)$$

$$\dot{h}_{eff} = \sqrt{U_\infty^2 + \dot{h}(t)^2} \quad (1.6)$$

1.3.1.2 Efforts pertinents et paramètres clés

L'analyse des efforts hydrodynamiques s'appliquant sur la structure permet d'apporter des renseignements sur son mode de fonctionnement. On définit ainsi la résultante des efforts hydrodynamiques \mathbf{F} . Elle est calculée par intégration des contraintes fluides normales σ_f sur la totalité de la surface (équation (1.7)), où n est la normale extérieure à la surface de la structure. On définit également F_D et F_L , respectivement la force de

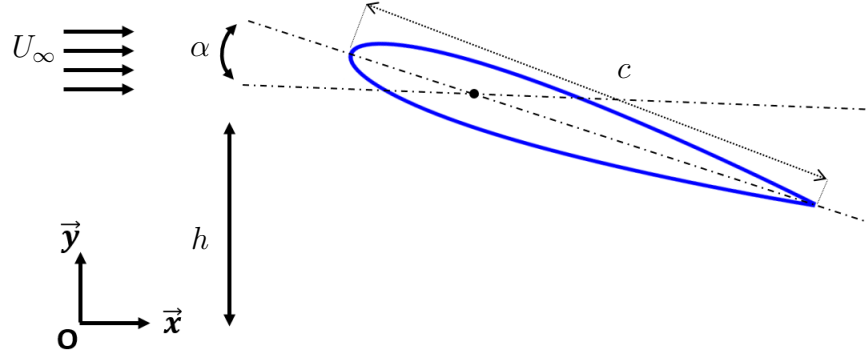


FIGURE 1.5 – Dynamique d’un NACA0015 en mouvement de pilonnement et de tangage.

trainée (projection de la résultante des efforts dans le sens de l’écoulement) et de portance (projection de la résultante des efforts dans le sens perpendiculaire à l’écoulement) et F_X et F_Y , respectivement la projection de la résultante des efforts sur l’axe horizontal x et vertical y . Les différentes projections de \mathbf{F} sont visibles, par exemple, sur la Figure 1.6.

$$\mathbf{F} = \int_{\Gamma_S} \boldsymbol{\sigma}_f \cdot \mathbf{n} ds \quad (1.7)$$

Il est commun d’utiliser les valeurs adimensionnées des efforts hydrodynamiques, respectivement donnés par les équations (1.8), (1.9), (1.10) et (1.11). Ainsi, les efforts hydrodynamiques sont adimensionnés par le produit de la pression dynamique $\frac{1}{2}\rho U_\infty^2$ et de la surface de référence A .

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^2} \quad (1.8)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^2} \quad (1.9)$$

$$C_X = \frac{F_X}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^2} \quad (1.10)$$

$$C_Y = \frac{F_Y}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^2} \quad (1.11)$$

La force de poussée F_t (équation (1.12)) et le coefficient de poussée C_t (équation (1.13)) sont définis en fonction des efforts de trainée et de portance [70].

$$F_t = \sin(\alpha) \cdot F_L - \cos(\alpha) \cdot F_D \quad (1.12)$$

$$C_t = \frac{F_t}{\frac{1}{2}\rho A U_\infty^2} \quad (1.13)$$

Enfin, le moment de la résultante des efforts (équation (1.14)) est calculé au centre de rotation de la structure dans tout le manuscrit. On définit \mathbf{r}_M comme le vecteur reliant les points appartenant à Γ_{fs} au centre de rotation.

$$\mathbf{M} = \int_{\Gamma_S} (\boldsymbol{\sigma}_f \wedge \mathbf{r}_M) \cdot \mathbf{n} ds \quad (1.14)$$

Le moment est adimensionné par le produit de la pression dynamique et d'une longueur caractéristique (dans notre cas, il s'agit de la corde c de la structure) afin d'obtenir le coefficient de moment (équation (1.15)).

$$C_m = \frac{M}{\frac{1}{2} \rho A c U_\infty^2} \quad (1.15)$$

1.3.2 Modes de fonctionnement : Production ou propulsion

Les structures oscillantes peuvent fonctionner selon deux régimes distincts : en propulsion ou en extraction d'énergie. Il peut être déterminé grâce à un nombre adimensionnel χ (équation (1.16)) qui représente le paramètre de feathering [51].

$$\chi = \frac{\alpha_0}{\arctan\left(\frac{h_0 \omega}{U_\infty}\right)} \quad (1.16)$$

Ainsi, la structure se trouve en mode de fonctionnement en propulsion lorsque $\chi < 1$ et un angle d'attaque efficace positif de la structure au quart de cycle soit $\theta > 0$ (Figure 1.6). De même, elle se trouve en mode d'extraction lorsque $\chi > 1$ et $\theta < 0$. La différence entre ces deux régimes réside principalement sur le signe, positif ou négatif, des efforts que l'écoulement applique sur la structure. La Figure 1.6 représente la dynamique de la structure en propulsion et en extraction d'énergie. Le cas $\chi = 1$, appelé régime de *feathering*, correspond au cas où la résultante des forces est opposée au mouvement de la structure.

1.3.3 Les structures oscillantes pour la propulsion

Les structures oscillantes ont pendant très longtemps été étudiées dans le domaine de l'aéronautique et de l'hydrodynamique en mode de propulsion [35, 69]. De plus, elles font partie de notre environnement depuis des années. Par exemple, en observant la biodiversité, on remarque que les performances d'un hydrofoil en propulsion peuvent être améliorées en s'inspirant du mouvement d'un poisson ou des ailes d'insectes [50]. Il est intéressant de noter que sillage d'une structure oscillante en propulsion sera généralement marqué par une sur-vitesse de l'écoulement [69].

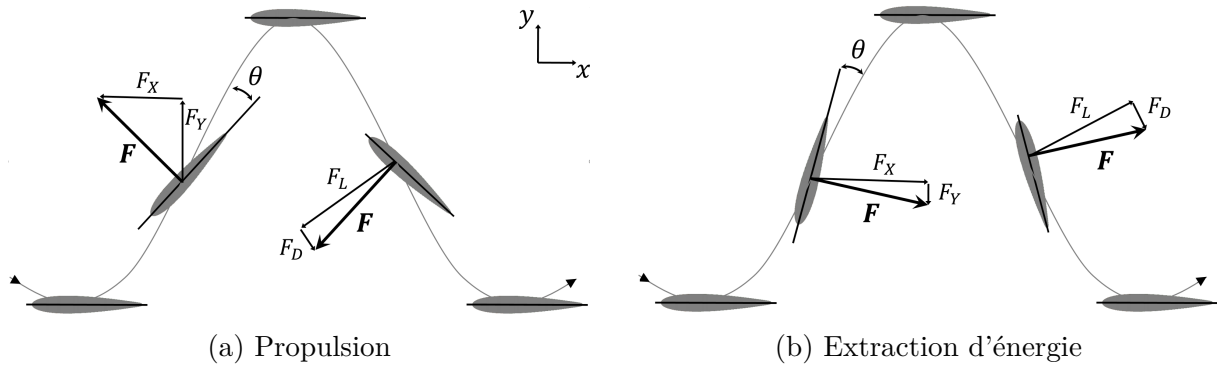


FIGURE 1.6 – Les deux modes de fonctionnement d’une structure oscillante : (a) propulsion, (b) extraction d’énergie. La structure évolue temporellement de gauche à droite, dans le référentiel lié au mouvement de pilonnement de la structure. La ligne grise et sinusoïdale représente le sens de l’écoulement.

La Figure 1.6a représente un cycle de la dynamique de la structure à plusieurs instants. La trajectoire de la structure est visible ainsi que son angle d’attaque α et les efforts qu’elle subit en phase ascendante et descendante. La résultante des efforts \mathbf{F} est dirigée vers la gauche, soit opposée au sens de l’écoulement, ce qui est caractéristique du mode de propulsion. Nous observons également une force horizontale C_X négative. De plus, les efforts verticaux C_Y s’appliquant sur la structure s’opposent aux déplacements verticaux de la structure. Un apport énergétique extérieur est donc nécessaire pour propulser la structure [51].

Ces deux points caractéristiques d’une structure en mode de propulsion se traduisent par une valeur moyenne des efforts horizontaux C_X négative (équation (1.17)) et une valeur moyenne temporelle de la puissance extraite négative (équation (1.18)), qui correspond à la puissance nécessaire à fournir pour entrainer la structure. Un exemple d’évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y est donné par la Figure 1.7. On vérifie aisément les conditions données par les équations (1.17) et (1.18).

$$\langle C_X \rangle < 0 \quad (1.17)$$

$$\left\langle C_Y \cdot \frac{\dot{h}}{U_\infty} \right\rangle < 0 \quad (1.18)$$

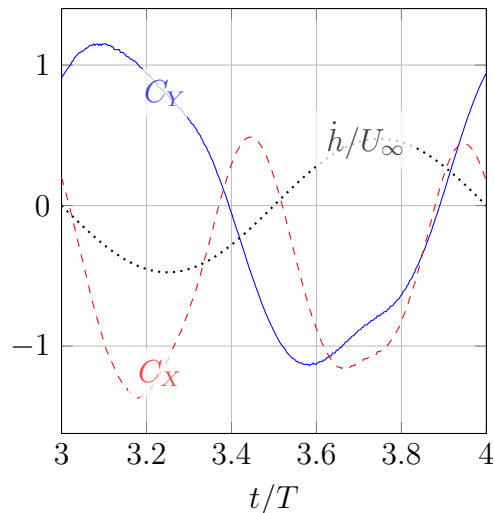


FIGURE 1.7 – Exemple d'évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T lorsque la structure est en mode de propulsion.

1.3.4 Les structures oscillantes pour l'extraction d'énergie

La Figure 1.6b représente les mêmes décompositions des efforts en mode d'extraction d'énergie. Ici, la résultante des efforts \mathbf{F} est dirigée vers la droite, soit dans le sens de l'écoulement, ce qui est caractéristique d'un système fonctionnant en extraction d'énergie. De plus, la composante verticale des efforts a la même direction que le déplacement vertical de la structure. En effet, ce sont les efforts verticaux qui induisent le mouvement de pilonnement. L'écoulement réalise donc un travail positif sur la structure, tant que le travail relatif à la composante horizontale des efforts C_X n'est pas négatif. Or, le mouvement horizontal est nul dans notre cas donc le travail relatif à la composante horizontale des efforts l'est également.

Cela se traduit par une valeur moyenne en temps positive des efforts horizontaux C_X (équation (1.19)) et une valeur moyenne positive de la puissance extraite par la structure via le mouvement de pilonnement (équation (1.20)). Un exemple d'évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y est donné par la Figure 1.7. On vérifie aisément les conditions données par les équations (1.19) et (1.20). Contrairement au cas où la structure est en mode de propulsion, ici on s'attend à observer un déficit de vitesse dans le sillage de la structure [53].

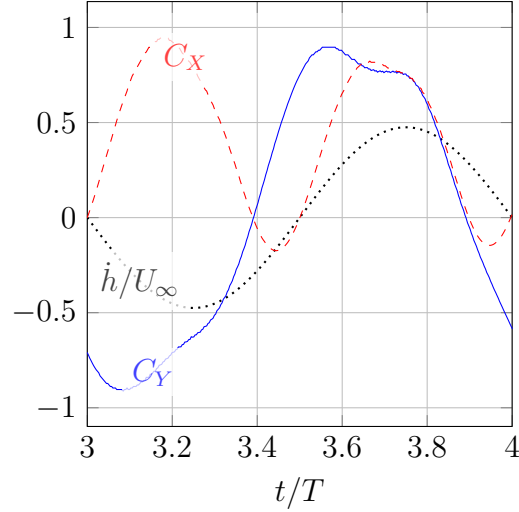


FIGURE 1.8 – Exemple d'évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T lorsque la structure est en mode de production d'énergie.

$$\langle C_X \rangle > 0 \quad (1.19)$$

$$\left\langle C_Y \cdot \frac{\dot{h}}{U_\infty} \right\rangle > 0 \quad (1.20)$$

L'idée d'extraire de l'énergie à partir du mouvement d'une structure oscillante est tirée des travaux de Wu [93]. Il a établi qu'il est possible d'extraire de l'énergie depuis un écoulement généré par des ondes de surfaces. Plus tard, McKinney et DeLaurier [64] affirment qu'une turbine à aile oscillante peut aussi extraire de l'énergie depuis un écoulement uniforme. Ils ont démontré que ce concept est autant efficace que les autres turbines, et qu'il peut être utilisé dans de l'eau ou de l'air [87]. Cette conclusion a été basée sur une étude expérimentale sur un profil NACA 0012 animé d'un mouvement combiné de pilonnement et de tangage, dans un écoulement incompressible de nombre de Reynolds égal à 1100. Les résultats obtenus montrent que l'efficacité énergétique varie entre 18.4% et 28.3%. Ils ont aussi montré que le déphasage optimal entre le pilonnement et le tangage est de 90° . Les résultats de McKinney et DeLaurier [64] ont rapidement inspiré le développement des systèmes d'extraction de l'énergie basés sur les ailes oscillantes durant ces dernières années.

Il existe trois catégories de systèmes qui peuvent être classés selon leurs mécanismes de fonctionnement [95], en forçant ou non les mouvements de pilonnement et de tangage. Il est nécessaire de noter que les puissances moyennes données ci-dessous (équation (1.21)) correspondent aux puissances moyennes maximales atteignables par les systèmes à pales

oscillantes. En effet, elles ne prennent pas en compte les pertes internes (mécaniques, électriques, etc...) aux systèmes.

1.3.4.1 Pilonnement et tangage forcés

C'est un modèle simple et idéal pour des études théoriques ou numériques visant à donner une vision globale de la problématique [52]. Ces modèles sont utilisés afin d'obtenir des résultats préliminaires, permettant de bénéficier de bases solides pour les étapes de conceptions suivantes. On montre que plus l'hydrofoil met du temps à effectuer sa rotation, plus le système a un mauvais rendement [72]. Si $F_Y(t)$ et $M(t)$ représentent respectivement les efforts selon l'axe y et le moment de tangage instantané, et que le mouvement de la structure est périodique de période T , la puissance extraite lors d'un cycle sera :

$$P_{moy} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} [F_L(t)\dot{h}(t) + M(t)\dot{\alpha}(t)]dt \quad (1.21)$$

Si la puissance moyenne obtenue est un indicateur intéressant, le rendement énergétique η (rapport de l'énergie captée sur l'énergie disponible) est souvent préféré. Il s'exprime comme suit :

$$\eta = \frac{P_{moy}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 \Delta h e} \quad (1.22)$$

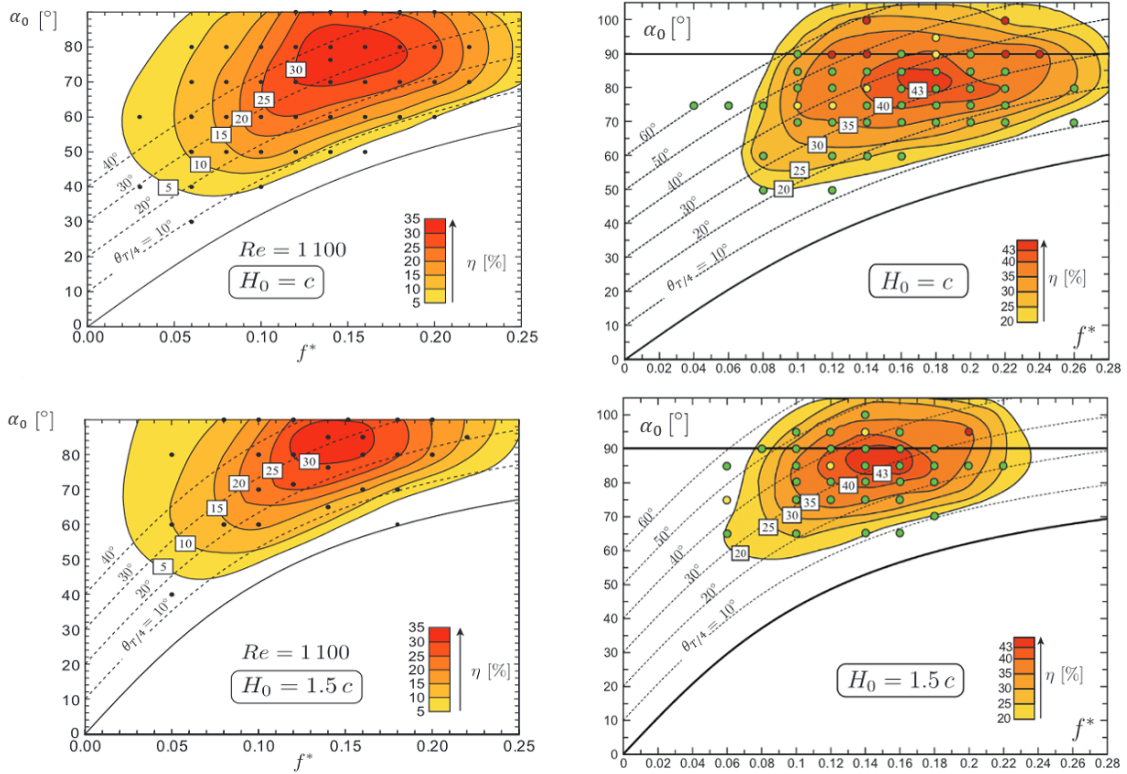
Avec e l'envergure de l'hydrofoil et Δh la différence de hauteur entre le point le plus bas et le point le plus haut atteint par l'hydrofoil. Cette distance prend les mouvements de pilonnement et de tangage en compte, et donc est légèrement supérieure à $2 \cdot h_0$.

1.3.4.2 Pilonnement libre et tangage forcé

Dans ce cas, le pilonnement est dû aux efforts hydrodynamiques, alors que le tangage nécessite un apport extérieur d'énergie. Ainsi, il est possible de générer de l'énergie si et seulement si le mouvement de pilonnement en génère plus que le mouvement de tangage n'en requiert. La puissance obtenue lors d'un cycle est donnée par l'équation (1.21). Le rendement du système sera également donnée par l'équation (1.22) [21].

1.3.4.3 Pilonnement et tangage libres

Ces systèmes extraient de l'énergie en se basant sur des instabilités induites par l'écoulement générant ainsi les mouvement de tangage et de pilonnement. Ce fonctionnement simplifie grandement la conception des systèmes mécaniques car aucun mécanisme oscillatoire n'est nécessaire. La puissance moyenne obtenue lors d'un cycle et le rendement sont respectivement donnés par l'équation (1.21) et l'équation (1.22) [40, 77].



(a) Écoulement laminaire, $Re = 1100$ [53]. (b) Écoulement turbulent, $Re = 5 \cdot 10^5$ [53].

FIGURE 1.9 – Cartes des rendements (α_0, f^*) pour un NACA0015 en mouvement oscillant de pilonnement et de tangage forcés pour deux amplitudes de pilonnement en écoulement laminaire (gauche) et turbulent (droite).

1.3.5 Le rendement énergétique des structures oscillantes

Le rendement d'une machine permet de mesurer sa capacité à capter l'énergie hydrodynamique d'un écoulement. Pour les structures oscillantes, il est obtenu avec l'équation (1.22). A titre d'exemple, on présente le rendement obtenu pour un NACA0015 indéformable en mouvement de pilonnement et de tangage forcés [53]. Il est tracé en fonction de α_0 et de la fréquence adimensionnée $f^* = fc/U_\infty$ pour un écoulement laminaire et turbulent, correspondant respectivement à un nombre de Reynolds $Re = U_\infty c/\mu$ de 1100 et $5 \cdot 10^5$, dans la Figure 1.9.

On remarque que le rendement présente un comportement similaire, que l'écoulement soit laminaire ou turbulent [53]. Ce comportement est également observé par le projet *Leading Edge* [2], dont la technologie est illustrée en Figure 1.4b. Des rendements légèrement supérieurs sont néanmoins atteints pour un régime turbulent de l'écoulement [53, 95]. On remarque que le rendement maximal est d'environ 43% (Figure 1.9b) contre 30% pour un régime laminaire (Figure 1.9a). Aussi, l'amplitude de pilonnement ne semble pas avoir un impact aussi décisif que l'amplitude de tangage. En effet, des rendements équivalents

sont obtenus pour le cas $H_0 = c$ et $H_0 = 1.5c$, mais il évolue énormément avec α_0 . Le rendement maximal est atteint pour des amplitudes de tangage élevées, d'environ 150° . Ce dernier point est également indépendant de la régime de l'écoulement.

Enfin, il faut noter que rendement global d'un système à pales oscillantes peut être amélioré avec des hydrofoils en tandem (l'un derrière l'autre ou l'un au dessous de l'autre) [25, 84, 95].

1.4 Les structures déformables en mouvement

1.4.1 L'impact énergétique des déformations de la structure

L'intérêt récent pour les énergies marines renouvelables a conduit à diverses recherches afin de prédire au mieux la dynamique des turbines et de l'écoulement, et la physique sous-jacente [11, 21, 31, 46, 54]. En effet, les mouvements de pilonnement et de tangage des structures immergées ont fait à la fois l'objet d'analyses numériques [21, 50] et expérimentales [31, 52, 69]. Ces travaux s'intéressent activement à l'optimisation des performances hydrodynamiques de ces structures, comme la minimisation de la traînée ou la maximisation de leur poussée ou de leur portance, selon leur utilisation [30, 51, 63]. Cependant, la plupart de ces études sont basées sur la modélisation 2D de solides rigides immergés. Par conséquent, ils ne prennent pas en compte les effets 3D des interactions fluide-structure (IFS) [95].

Des études ont montré que la flexibilité d'une structure immergée en mouvement peut améliorer son rendement [46, 102]. Par exemple, la flexibilité des nageoires augmente la poussée des grands dauphins d'environ 20% [39]. Il a été prouvé que les déformations des structures flexibles doivent être prédites avec précision car elles ont un impact conséquent sur les performances du système [62]. Par conséquent, des études sur la flexibilité des matériaux des pales ont été réalisées afin d'augmenter l'efficacité des éoliennes et des hydroliennes. Pour les deux technologies, ils ont montré que les pales flexibles agissent comme un mécanisme de contrôle passif en réalisant un réglage dynamique et pourraient ainsi empêcher le décrochage de l'écoulement [99]. De plus, et toujours pour ces deux technologies, la flexibilité des pales génère généralement une poussée plus élevée, des forces normales plus faibles, un moment minimal et moins de vibrations de la turbine. Cela conduit à un rendement plus élevé et à une augmentation significative de la capacité de démarrage automatique [46, 62, 99].

Nous remarquons ainsi que les déformations de la structure, lorsqu’elles sont souhaitées et correctement prédites, améliorent les performances hydrodynamiques d’une hydrolienne par exemple. Il y a, à ce jour, aucune étude sur l’impact des déformations sur un système à pale oscillante. Il est donc important de développer un outil permettant de quantifier les effets d’une structure flexible sur le rendement d’un tel système.

1.4.2 Les modèles pour prendre en compte les déformations

Les approches en interactions fluide-structure lorsqu’une structure déformable est en mouvement de rotation ou de translation sont complexes à mettre en place et étaient encore impossibles il y a une dizaine d’années. Plus récemment, avec les progrès des ressources informatiques et des méthodes de couplage numérique en IFS, des simulations réalistes et efficaces sont désormais possibles à échelle réelle [54]. Elles restent cependant relativement peu nombreuses. Ce genre de modèle est généralement réalisé avec des codes commerciaux, comme *Ansys* [96]. La complexité d’une telle étude provient de nombreux facteurs : modélisation plus ou moins fine de la dynamique de l’écoulement ou de la structure, degré du couplage IFS pris en compte, etc...

Si les modèles numériques en IFS sont largement développés pour analyser la réponse de la dynamique des structures déformables encastrées [15, 22], la prise en compte, en plus des déformations, des grands déplacements libres ou forcés de la structure reste un champ d’investigation peu exploré dans la littérature. Cela est certainement dû à la complexité de sa mise en œuvre. En effet, cela nécessite différents modèles complexes pour obtenir une bonne description de la dynamique du fluide et de la structure, ainsi que du maillage mobile [47, 96]. Pour ces raisons, les études expérimentales restent fréquentes dans ce cas. Cependant, elles restent coûteuses, difficiles à mettre en place et pas forcément réalisables dans certains cas [30, 31, 69].

1.5 PoHyCA : Une pompe Hydrodynamique pour la Compression de l’Air

Le projet PoHyCA (Pompe Hydrodynamique pour la Compression d’Air) est un projet de R&D développé au sein de SEGULA Technologies. Il consiste à la réalisation d’une pompe hydrodynamique innovante pour la compression d’air. L’objectif final étant le stockage de l’air comprimé pour la production de l’énergie électrique. La pompe PoHyCA capte l’énergie des courants marins à l’aide d’une structure portante oscillante qui se déplace sous l’effet des efforts hydrodynamiques issues de l’écoulement environnant. Ce

mouvement est transformé en mouvement de translation par un système mécanique actionnant des pistons liquides. Enfin, les pistons réalisent une compression de l'air présent dans les chambres de compression, qui est à son tour stocké dans un réservoir sous-marin. Le principe général de fonctionnement de la pompe PoHyCA est encore en développement au sein de l'entreprise et ne peut faire l'objet d'une présentation détaillée dans ce manuscrit.

1.6 Bilan

La présence d'une structure portante animée d'un mouvement dans un écoulement ne nécessite pas forcément la prise en compte de l'interaction fluide-structure. En effet, une majorité d'études utilise une structure indéformable dont le mouvement est imposé [53, 95]. Cette approximation, consistant à considérer une structure extrêmement rigide, pose peu de problème lorsque la structure est composée de matériaux rigides ou peu déformables. Cependant, dès lors que la structure est souple, sa déformation peut impacter grandement le rendement de la machine.

La prédiction de la dynamique de la structure est directement impactée par la précision de l'estimation des efforts hydrodynamiques appliqués sur la surface de la pale. Si celle-ci se déforme, il est donc crucial de prédire correctement sa déformation afin d'estimer au mieux les efforts subis, qui dépendent de la nouvelle forme de la structure, et inversement. Il est donc nécessaire pour une meilleure estimation de l'efficacité énergétique de la pompe PoHyCA et de son optimisation, de développer un modèle d'Interaction Fluide-Structure complet, et ainsi de réaliser des simulations numériques réalistes afin de prédire avec une précision suffisante la dynamique du système fluide-structure.

Ainsi, le chapitre suivant réalise un état de l'art de l'interaction fluide-structure permettant de présenter les approches et les modèles utilisés pour modéliser la structure oscillante de PoHyCA.

Chapitre 2

Interaction Fluide-Structure

Sommaire

2.1	Définition et modélisation de l'interaction fluide-structure .	23
2.2	Modélisation numérique de la dynamique du fluide	26
2.2.1	Équations de Navier-Stokes en formulation Arbitraire Lagrangienne-Eulérienne	26
2.2.2	Modèles de turbulence	29
2.2.3	Résolution numérique des équations de Navier-Stokes : l'algorithme PISO	32
2.3	Modélisation numérique de la dynamique de la structure . .	33
2.3.1	L'équation d'équilibre des contraintes	33
2.3.2	Les équations de déformations d'une structure élastique	34
2.3.3	Résolution de l'équation de Navier	37
2.4	Modélisation mathématique de l'interaction fluide-structure	39
2.5	Les stratégies de couplage en interaction Fluide-Structure . .	40
2.5.1	Approche de couplage monolithique	41
2.5.2	Approche partitionnée	42
2.5.3	Approche découplée	47
2.5.4	Transfert des informations au niveau de l'interface fluide-structure	48
2.6	Bilan	50

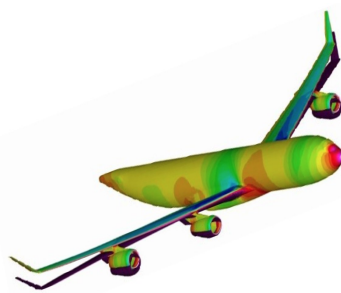
Ce chapitre est consacré à une présentation synthétique de la physique de l'interaction fluide-structure et aux approches numériques employés pour modéliser les phénomènes mis en jeu. Deux sections se consacrent entièrement à la modélisation mathématique et aux méthodes de résolution de la dynamique d'un fluide et d'une structure déformable. Cela permet finalement de présenter la formulation mathématique des problèmes couplés en interaction fluide-structure et les différentes approches numériques pour les résoudre.

2.1 Définition et modélisation de l'interaction fluide-structure

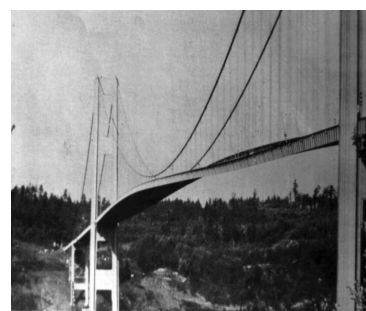
Un phénomène est qualifié de couplage fluide-structure lorsque le comportement de la structure est affecté par celui du fluide et vice versa. Cette interaction consiste en un échange instantané et sans délais d'énergie entre le fluide et la structure [57]. Depuis toujours, les interactions fluide-structure font partie de notre quotidien dans la nature, à l'image de la déformation d'un arbre subissant des rafales de vents (Figure 2.1a). Au sein de l'industrie, nous retrouvons fréquemment ces problèmes dans plusieurs secteurs, notamment en aéronautique, dans l'automobile, le ferroviaire, le génie nucléaire, le génie civil ou encore l'hydrodynamique navale. Par exemple, ce type d'étude a été intégré dans les conceptions de bâtiments ou de véhicules (Figure 2.1b) afin d'anticiper des phénomènes pouvant endommager ou détruire une structure, à l'image du pont de Tacoma (Figure 2.1c).



(a) Déformation des arbres



(b) Aéroélasticité



(c) Le pont de Tacoma

FIGURE 2.1 – Exemples de phénomènes d'Interaction Fluide-Structure

Il s'agit donc ici d'étudier l'interaction fluide-structure, où un échange d'énergie mécanique apparaît entre un domaine fluide et un domaine solide. Lors de l'étude de ce phénomène, le comportement du solide est soumis aux efforts exercés par le fluide. Par ailleurs, l'étude du comportement du fluide doit prendre en compte les effets de la dynamique de la structure.

Différents types de problèmes d'interactions fluide-structure existent et peuvent être classés suivant différents critères comme par exemple la physique du problème et le degré de couplage entre les deux domaines : l'interaction est dite *forte* lorsque le fluide affecte fortement la dynamique du solide et inversement. Elle est qualifiée de *faible* lorsque l'effet de l'un des milieux sera prépondérant devant l'autre. Ils peuvent aussi être classés selon la nature et la dynamique du fluide (fluide en écoulement ou stagnant, fluide contenant ou contenu) ou encore selon la nature et la dynamique du solide (solide rigide ou déformable,

solide statique ou dynamique, solide contenant ou contenu). Ces différentes classifications permettent de choisir une approche numérique adéquate afin de modéliser le problème en interaction fluide-structure. Ces approches sont discutées plus loin dans ce chapitre (Figure 2.5).

Afin de classer les différents types d'interactions, de Langre propose d'utiliser les cinq nombres adimensionnels ci-dessous [57], respectivement la vitesse réduite, le nombre de masse, le nombre de Cauchy, le nombre de Stokes et le nombre de Froude dynamique :

- Le nombre de masse \mathcal{M}_A permet de mesurer l'importance des effets inertiels du fluide par rapport à la structure. Il s'exprime comme le rapport des masses volumiques du fluide ρ et du solide ρ_s . Pour un nombre de masse tendant vers 0, c'est-à-dire un solide dense et/ou un fluide léger, l'écoulement n'aura pas ou très peu d'influence sur la dynamique de la structure. On aura donc un couplage *faible*. Plus le nombre de masse se rapproche de 1, plus le couplage pourra être caractérisé de *fort*. De plus, le nombre de masse permet de définir les limites de stabilités physiques du système fluide-structure [57, 76].

$$\mathcal{M}_A = \frac{\rho}{\rho_s} \quad (2.1)$$

- La vitesse réduite V_r compare les échelles de temps des milieux solide et fluide. Elle est égale au rapport de la vitesse caractéristique de l'écoulement V et de la vitesse de propagation d'une onde dans la structure c_s (équation (2.2)). Lorsque la vitesse réduite du problème tend vers l'unité, les dynamiques des deux milieux ont le même poids, et on parlera donc de couplage *fort*. Tout comme le nombre de masse, la vitesse réduite permet de définir les limites de stabilités d'un système fluide-structure.

$$V_r = \frac{V}{c_s} \quad (2.2)$$

- Le nombre de Cauchy C_Y précise l'importance des déformations induites par l'écoulement. C'est le rapport entre la pression dynamique et le module d'Young E_Y de la structure (équation (2.3)). Plus ce nombre est petit, plus les déformations induites par l'écoulement seront négligeables.

$$C_Y = \frac{\rho V^2}{E_Y} \quad (2.3)$$

- Le nombre de Stokes S_t s'exprime comme le rapport de la vitesse de propagation des contraintes visqueuses dans le fluide et de la vitesse de vibration de la structure (équation (2.4)). Il s'exprime avec L la grandeur caractéristique du solide.

Par conséquent, il permet de déterminer l'importance des contraintes visqueuses du fluide. Ainsi, si $S_t \gg 1$, les effets inertiels de la masse ajoutée seront prédominants.

$$S_t = \frac{\rho c_s L}{\mu} \quad (2.4)$$

- Le nombre de Froude dynamique F_D permet de quantifier les effets de couplage hydro-élastiques, prédominant lorsqu'il tend vers 1.

$$F_D = \frac{c_s}{\sqrt{gL}} \quad (2.5)$$

Il est assez courant de classifier les différents types d'interaction fluide-structure suivant le type de fluide. De cette manière, deux catégories distinctes apparaissent :

- les phénomènes aéroélastiques (le fluide étant de l'air) qui regroupent les études de structures en mouvement en contact avec de l'air comme les véhicules aériens, les véhicules terrestres ou les éoliennes.
- les phénomènes hydroélastiques (le fluide étant de l'eau) qui regroupent les études de structures en mouvement en contact avec de l'eau comme les navires, les sous-marins ou les hydroliennes.

Finalement, afin d'étudier et de caractériser les phénomènes de couplages en interaction fluide-structure, différentes approches ont été utilisées. Elle peuvent néanmoins être divisées en trois groupes :

- L'approche expérimentale reste l'approche la plus difficile à mettre en œuvre et donc généralement la plus coûteuse. Cependant, c'est d'une part une étape majeure à la conception d'un produit, et d'autre part une approche qui reste indispensable à la validation des modèles numériques [31, 32, 46, 100, 99].
- L'approche analytique est basée sur l'intégration des équations du fluide et de la structure à l'aide de fonctions complexes décrivant explicitement l'influence d'un milieu sur un autre. Cependant elle n'est applicable que pour de petites déformations et déplacements de la structure et est limitée par la complexité de la géométrie mais aussi de la physique du problème [9, 43].
- L'approche numérique est devenue, avec le développement des moyens de calculs numériques, la méthode privilégiée. En effet l'augmentation des puissances de calculs et donc la diminution des coûts liés aux simulations a permis à cette approche de devenir plus abordable. Différentes méthodes plus ou moins coûteuses existent, pour

la modélisation de l'IFS, mais sont basées sur le même principe : la modélisation de la dynamique du fluide et du solide.

Cette dernière approche est utilisée pour les travaux développés et présentés dans ce manuscrit. Les sections suivantes se concentreront sur les approches numériques dédiées à la résolution des équations du fluide, celles de la structure ainsi que de leur couplage.

2.2 Modélisation numérique de la dynamique du fluide

2.2.1 Équations de Navier-Stokes en formulation Arbitraire Lagrangienne-Eulérienne

La dynamique d'un écoulement instationnaire et incompressible dans un domaine mobile est décrite par les équations de Navier-Stokes (équation (2.6)) en formulation Arbitraire Lagrangienne-Eulérienne (ALE) [85, 86]. Ces équations sont dérivées des équations de conservation de masse et de conservation de la quantité de mouvement appliquées à une particule fluide dans un repère en mouvement. L'équation (2.6) présentée comme suit, est cependant incomplète. La présentation des conditions initiales et des conditions aux limites sera effectuée à chaque cas présenté dans ce manuscrit.

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho[(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \cdot \nabla] \mathbf{u} = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{f} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

Avec ρ la masse volumique, \mathbf{u} le vecteur vitesse, p la pression, \mathbf{f} le vecteur des forces extérieures, μ la viscosité du fluide et \mathbf{u}_g la vitesse du domaine fluide.

La méthode Arbitraire Lagrangienne Eulérienne (ALE) présente l'avantage de combiner la formulation Eulérienne et Lagrangienne pour décrire le mouvement des particules fluides. Cette formulation a été spécifiquement introduite pour prendre en compte les problèmes de frontières mobiles. La Figure 2.2 illustre ces trois formulations. Les grilles noire et bleu représentent respectivement le maillage du domaine et celui de la matière étudiée.

La formulation Eulérienne est communément employée en mécanique des fluides. Si l'on prend l'exemple d'un écoulement fluide, son évolution temporelle sera alors suivie par un observateur depuis une position fixe. Donc le système de référence utilisé est fixe dans le temps et ainsi le maillage, qui représente la discrétisation spatiale du domaine, ne se déforme pas. La vitesse de déplacement des nœuds est donc nulle. C'est pour cette raison que cette méthode sera privilégiée lorsque le milieu étudié (généralement le fluide) subit

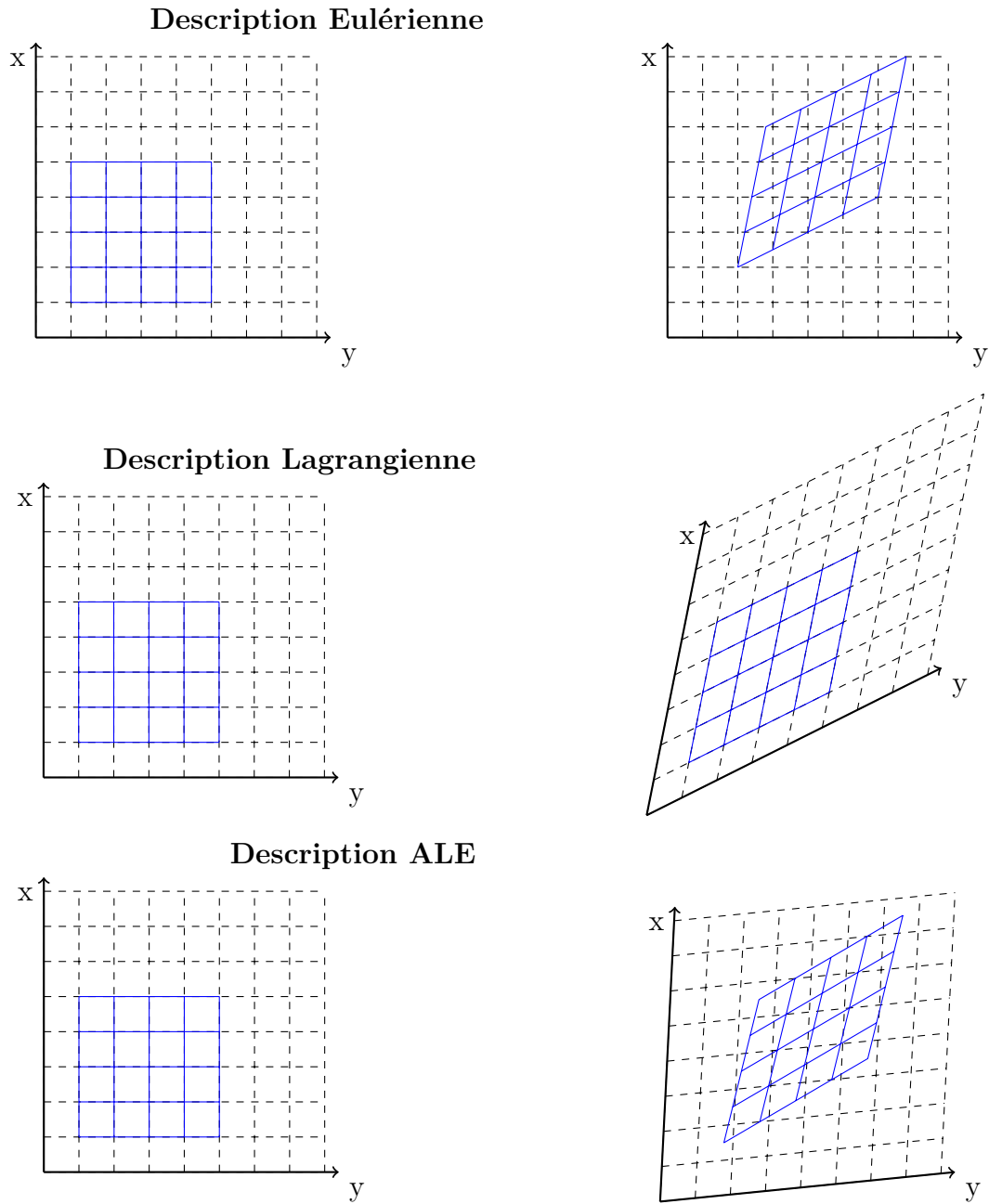


FIGURE 2.2 – Les différentes descriptions utilisées en mécanique des fluides. La méthode Eulérienne utilise un maillage fixe, la méthode Lagrangienne un maillage qui se déplace avec les particules et la méthode Arbitraire Lagrangienne Eulérienne qui combine les deux premières.

de grande déformation.

La formulation Lagrangienne est généralement utilisée en mécanique des structures car son système de référence est lié à la matière. Les particules du domaine sont ainsi suivies le long de leurs trajectoires. En effet, chaque nœud du maillage est relié à une particule. Ils se déplacent donc de la même façon, et leur vitesse de déplacement est la même. Ainsi, cette méthode permet un suivi des frontières mobiles et facilite la mise en place des conditions aux limites. Cependant cette méthode devient inadéquate lorsque que de grandes distorsions de la matière apparaissent, dégradant la qualité du maillage [86, 16]. C'est généralement le cas lorsque l'on étudie un écoulement fluide.

La méthode Arbitraire Lagrangienne Eulérienne permet de résoudre les équations de Navier-Stokes dans un domaine mobile. C'est-à-dire que la matière se déplace dans un domaine mobile de manière arbitraire, mais le déplacement de l'interface fluide-structure est pris en compte de façon Lagrangienne. La vitesse du domaine est donc prise nulle sur les frontières du domaine et égale à la vitesse de la structure au niveau de l'interface fluide structure. Dans le reste du domaine, il s'agit d'une nouvelle inconnue qui peut être résolue de différentes manières. Pour tous les travaux présentés dans ce manuscrit, le domaine fluide est considéré comme un milieu continu. Ainsi la vitesse du domaine fluide devient une solution d'un problème de mécanique classique. Le déplacement du domaine étant connu sur ses frontières, on peut supposer qu'il va se propager dans le domaine et s'atténuer en s'éloignant des frontières mobiles. Par exemple, cela peut se traduire par une équation de diffusion (équation (2.7)) [86, 16] pour \mathbf{u}_g .

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot (\lambda \nabla \mathbf{u}_g) = 0 \quad (a) \\ \mathbf{u}_g = 0 \quad \text{on } \Gamma_{immobille} \quad (b) \\ \mathbf{u}_g = \dot{\boldsymbol{\xi}} \quad \text{on } \Gamma_{mobile} \quad (c) \end{array} \right. \quad (2.7)$$

Le coefficient de diffusion λ peut alors être défini de différentes manières. Généralement il sera fonction de la distance d avec les frontières mobiles ou du volume des mailles du domaine fluide. Dans notre cas, on aura :

$$\lambda = \frac{1}{d^2}. \quad (2.8)$$

Pour plus de détails sur la méthode ALE, il est possible de se référer aux travaux de Donea et al. qui présentent très clairement la théorie de la méthode [29], de Van Loon et al. qui présentent une étude comparative entre plusieurs méthodes dont l'ALE, en se basant sur un exemple de corps allongés et déformables [92] ou encore ceux de Souli et

al. qui présentent des méthodes permettant de contrôler la déformation du maillage [86].

2.2.2 Modèles de turbulence

2.2.2.1 Modèle $k - \varepsilon$

Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ est un modèle qui ajoute deux équations de transport à l'équation (2.6), respectivement une équation pour l'énergie cinétique turbulente k (équation (2.9)), et une équation pour le taux de dissipation de la turbulence ε (équation (2.10)), qui est une grandeur caractéristique de l'échelle de la turbulence à modéliser.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - \rho \varepsilon \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} E_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.10)$$

avec u_i la vitesse dans la direction i , $E_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$ et $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ la viscosité turbulente. Les constantes utilisées sont généralement fixées telles que : $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.00$, $\sigma_\varepsilon = 1.30$, $C_{1\varepsilon} = 1.44$ et $C_{2\varepsilon} = 1.92$ afin de convenir à une large gamme d'écoulements turbulents.

Ce modèle, développé par Jones et Launder en 1972, reste à ce jour le plus utilisé dans l'industrie, et cela pour plusieurs raisons. La première tient du fait qu'il utilise une loi de paroi, ce qui permet de mettre en place une discrétisation en espace plus grossière en proche paroi et donc d'obtenir des temps de calculs plus courts. La deuxième repose sur de nombreuses améliorations et modifications apportées plus tard (*Standard $k - \varepsilon$* , *Realizable $k - \varepsilon$* , *RNG $k - \varepsilon$* , etc...), le rendant plus performant pour de nombreux cas d'applications.

Le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ permet d'obtenir de très bon résultats loin des parois et pour les écoulements à haut nombre de Reynolds. Cependant, l'utilisation de loi de paroi fait qu'il est peu précis en proche paroi [58].

2.2.2.2 Modèle $k - \omega$ SST

Le modèle de turbulence $k - \omega$ SST, développé par Menter [66, 67], est aussi un modèle de turbulence à deux équations. Une équation pour k (équation (2.11)) et une équation pour une fréquence caractéristique $\omega = \varepsilon/k$ (équation (2.12)).

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (2.12)$$

Les fonctions F_1 et F_2 permettent de prendre, ou non, en compte les effets de la viscosité turbulente ν_T et du terme de diffusion de l'équation (2.12). Cela permet de passer du modèle $k - \varepsilon$ en champ lointain au modèle $k - \omega$ en proche paroi. Les valeurs de ces deux fonctions tendent vers 1 lorsque l'on se rapproche de la paroi, et tendent vers 0 lorsque l'on s'en éloigne :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (2.13)$$

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (2.14)$$

avec $\alpha_1 = 5/9$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_1 = 3/40$, $\beta_2 = 0.0828$, $\beta^* = 0.09$, $\sigma_{k1} = 0.85$, $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega 1} = 0.5$ et $\sigma_{\omega 2} = 0.856$ et :

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (2.15)$$

La viscosité turbulente est définie comme :

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (2.16)$$

Enfin, une limitation du terme de production de la turbulence est utilisée afin de limiter la sur-évaluation de la turbulence dans les régions où l'écoulement stagne :

$$P_k = \mu_T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad \leftarrow \quad \tilde{P}_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho k \omega) \quad (2.17)$$

Ce modèle vise à être utilisé pour les écoulements en proche paroi car il n'utilise pas de loi de paroi. Cependant, cet aspect a un coût en temps de calcul non négligeable, car il nécessite une discrétisation en espace très fine ($y^+ \simeq 1$) afin de bien modéliser la couche limite. Cela demande des maillages plus fins et donc des temps de calculs plus longs.

2.2.2.3 Résolution de la couche limite

Une couche limite se développe lorsque l'écoulement rencontre une paroi. Suivant la physique de l'écoulement, elle peut être laminaire, turbulente ou transitoire. De plus, elle peut être divisée en trois zones distinctes :

- La sous-couche visqueuse ($0 \leq y^+ \leq 5$) où la dynamique de l'écoulement est dirigée

par les effets visqueux. Le profil de vitesse est donné par :

$$u^+ = y^+. \quad (2.18)$$

- La zone de transition ($5 \leq y^+ \leq 30$) où l'écoulement peut être laminaire ou turbulent.
- La zone de raccordement logarithmique ($y^+ \geq 30$) où l'écoulement est pleinement turbulent. Le profil de vitesse est donné par :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+), \quad (2.19)$$

avec $\kappa = 0.41$ et $E = 9$.

Avec y^+ , u^+ et u_τ , respectivement la distance adimensionnelle de la première maille à la paroi, la vitesse adimensionnelle et la vitesse de référence (friction velocity) dans la couche limite. Ils sont définis théoriquement comme suit :

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2.20)$$

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (2.21)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}} \quad (2.22)$$

Où τ_ω est la contrainte de cisaillement du fluide.

Il existe deux façons principales de résoudre l'écoulement en proche paroi, qui développe une couche limite. La première est de résoudre numériquement cette couche limite alors que la deuxième utilise des lois de paroi développées à partir de relations semi-empiriques. Cette première méthode nécessite de pouvoir capter la physique de l'écoulement au niveau de la sous-couche visqueuse. Cela a comme conséquence de mailler très finement le domaine en proche paroi ($y^+ \simeq 1$), ce qui augmente considérablement le nombre de mailles et donc le temps de calcul. Cependant cette approche donne généralement de bien meilleurs résultats. À l'inverse, la deuxième méthode nécessite moins de mailles car elle ne fait que modéliser la sous-couche visqueuse en approximant la vitesse dans cette zone. Les mailles à la paroi sont bien plus larges ($y^+ > 30$) et donc cette approche est cohérente pour tous nombre de Reynolds, avec une préférence pour les écoulements très turbulents.

2.2.3 Résolution numérique des équations de Navier-Stokes : l'algorithme PISO

L'algorithme PISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operators*) met en place une procédure itérative de type prédicteur-correcteur connue permettant de résoudre les équations de Navier-Stokes [75]. Plus précisément, il découple le problème vitesse/pression, et résout séparément les équations de vitesse et les équations de pression. Il s'agit en fait d'une extension de l'algorithme SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*). La procédure globale est résumée dans l'algorithme 1. L'algorithme PISO consiste en deux principales étapes : une étape de prédiction implicite de la vitesse, suivie de la résolution de la pression puis d'une correction explicite de la vitesse. Afin d'expliquer la méthode, et par souci de simplicité, seule la discrétisation en temps des équations de transport avec le schéma semi-implicite d'Euler est présentée [48]. Les exposants n et $n+1$ représentent deux instants successifs, ainsi :

$$\frac{\rho}{\Delta t}(\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n) = G(\mathbf{u}^{n+1}) - \nabla p^{n+1} \quad (2.23)$$

et,

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad (2.24)$$

Avec G l'opérateur de convection-diffusion et ∇ représentant l'opérateur gradient. L'équation de pression est obtenue en prenant la divergence de l'équation (2.23) :

$$\nabla \cdot (\nabla p^{n+1}) = \nabla \cdot G(\mathbf{u}^{n+1}) + \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^n \quad (2.25)$$

Les exposants *, ** et *** représentent les valeurs intermédiaires obtenues durant les étapes du PISO.

2.2.3.1 Étape de prédiction

L'étape de prédiction consiste à résoudre le champ de vitesse une première fois. Le gradient de pression du pas de temps précédent ∇p^n est utilisé car ∇p^{n+1} n'est pas encore connu à ce stade. Ainsi, l'équation (2.23) devient [48] :

$$\frac{\rho}{\Delta t}(\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n) = G(\mathbf{u}^*) - \nabla p^n \quad (2.26)$$

Cette équation donne une approximation du champ de vitesse, u^* , qui ne vérifie probablement pas l'équation de continuité (équation (2.24)). Le champ u^* a donc besoin d'être corrigé.

2.2.3.2 Étapes de corrections

Le champ de pression est calculé à partir des champs de vitesse prédits et du pas de temps précédents, respectivement u^* et u^n :

$$\nabla \cdot (\nabla p^*) = \nabla \cdot G(\mathbf{u}^*) + \frac{\rho}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{u}^n \quad (2.27)$$

p^* est ensuite introduit dans l'équation (2.29) afin de corriger la vitesse. A noter que cette équation est explicite car l'opérateur G opère seulement sur u^* [75]. Ainsi, un nouveau champ de vitesse u^{**} est déterminé. Il doit également satisfaire l'équation de continuité :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{**} = 0 \quad (2.28)$$

$$\frac{\rho}{\Delta t} (\mathbf{u}^{**} - \mathbf{u}^n) = G(\mathbf{u}^*) - \nabla p^* \quad (2.29)$$

Cette étape de correction peut avoir lieu plusieurs fois à la suite. Pour obtenir les nouvelles valeurs intermédiaires, il suffit de remplacer \mathbf{u}^{**} et p^* par \mathbf{u}^{***} et p^{**} dans l'équation (2.27) et l'équation (2.29). Généralement, deux étapes de corrections permettent d'obtenir des champs de vitesse et de pression u^{**} et p^{**} suffisamment proches des valeurs exactes u^{n+1} et p^{n+1} . En revanche, une seule étape de correction est souvent insuffisante [48].

Algorithme 1 : L'algorithme PISO

```

1 tant que  $t < T_f$  faire
2   Résolution de l'équation de quantité de mouvement discrétisée (eq. (2.26))
3   tant que  $n < n_{Correction}$  faire
4     Correction de la pression (eq. (2.27))
5     Correction de la vitesse avec la nouvelle pression (eq. (2.29))
6   fin
7   Résolution des équations de transport discrétisées restantes
8 fin

```

2.3 Modélisation numérique de la dynamique de la structure

2.3.1 L'équation d'équilibre des contraintes

Les équations décrivant le comportement en déformation de la structure sont données en formulation Lagrangienne par l'équation (2.30) et découle de la seconde loi de New-

ton appliquée à un élément cartésien en 3D [44]. Cette équation est incomplète sans les conditions aux limites et les conditions initiales. Ces conditions seront précisées à chaque étude de cas présente dans ce manuscrit.

$$\rho_s \frac{\partial^2 \boldsymbol{\xi}}{\partial t^2} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_s + \mathbf{f}_s \quad (2.30)$$

Avec $\boldsymbol{\sigma}_s$ le tenseur des contraintes de Cauchy, qui est symétrique, $\boldsymbol{\xi}$ le vecteur de déplacement en déformation de la structure, ρ_s , la masse volumique de la structure, et \mathbf{f}_s , les efforts volumiques s'exerçant sur la structure :

$$\boldsymbol{\sigma}_s = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\xi} = \begin{bmatrix} \xi_x \\ \xi_y \\ \xi_z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{f}_s = \begin{bmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Afin de fermer le système ci-dessus, il est nécessaire de définir une loi de comportement du solide. Il en existe plusieurs, en fonction du matériau modélisé : élastique, hyper-élastique, hypo-élastique, élasto-plastique, plastique, visco-élastique. Plus de détails sont disponibles dans la littérature [12]. Différentes approches peuvent être utilisées pour résoudre numériquement l'équation (2.30). Nous nous efforcerons ici de décrire l'utilisation de la méthode des volumes finis.

2.3.2 Les équations de déformations d'une structure élastique

La formulation Lagrangienne est naturellement utilisée pour décrire le comportement d'un solide (Figure 2.2). Toutes les variables (contraintes, déplacements, déformations) sont calculées par rapport à la configuration initiale de la structure. La déformation de la structure est représentée par le tenseur des gradients de déformation \mathbf{F} [24, 89, 90]. Il est exprimé en fonction du déplacement solide $\boldsymbol{\xi}$ et de la matrice unité \mathbf{I} comme suit :

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \nabla \boldsymbol{\xi} \quad (2.32)$$

Afin d'obtenir les équations de déformations, il est utile de définir deux tenseurs supplémentaires. Il s'agit du second tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff et du tenseur de déformation de Green-Lagrange, respectivement $\boldsymbol{\Sigma}$ et \mathbf{E} . Le premier est relié aux contraintes de Cauchy (équation (2.33)) qui apparaissent dans l'équation d'équilibre des contraintes (équation (2.30)). Le deuxième est fonction du gradient des déplacements (équation (2.34)). Ces deux tenseurs ont l'avantage d'être symétriques.

$$\boldsymbol{\sigma}_s = \frac{1}{\det(\mathbf{F})} \mathbf{F} \cdot \boldsymbol{\Sigma} \cdot \mathbf{F}^T \quad (2.33)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}(\nabla \boldsymbol{\xi} + \nabla^T \boldsymbol{\xi} + \underline{\nabla \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla^T \boldsymbol{\xi}}) = \varepsilon + \frac{1}{2}(\underline{\nabla \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla^T \boldsymbol{\xi}}) \quad (2.34)$$

Le tenseur des déformations de Green-Lagrange est formé d'une composante linéaire, appelé le tenseur des déformations linéarisé et noté ε , et d'une composante non linéaire, soulignée dans l'équation (2.34). Ces deux composantes sont symétriques. Lorsque les déformations de la structure sont faibles, il est généralement inutile de prendre en compte la partie non-linéaire du tenseur de déformation car elle sera négligeable devant ε . On dit alors que l'on travaille en *élasticité linéaire* : on fait l'hypothèse des petits déplacements et des petites déformations.

2.3.2.1 Modèle élastique non-linéaire de Saint-Venant Kirchhoff

Il est souvent utile de prendre en compte les effets non-linéaires des déformations. Cela permet d'adapter le modèle pour prendre en compte des grandes déformations de la structure. Ainsi le modèle de Saint-Venant-Kirchhoff décrit le comportement d'un solide élastique non-linéaire isotrope [12] :

$$\boldsymbol{\Sigma} = 2\mu_s \mathbf{E} + \lambda_s \text{tr}(\mathbf{E}) \mathbf{I} \quad (2.35)$$

Avec μ_s et λ_s les coefficients de Lamé (équation (2.36)).

$$\mu_s = \frac{E_Y}{2(1 + \nu_s)} \quad \lambda_s = \frac{\nu_s E_Y}{(1 + \nu_s)(1 - 2\nu_s)} \quad (2.36)$$

Avec E_Y et ν_s respectivement le module de Young et le coefficient de Poisson du matériau.

En remplaçant $\boldsymbol{\sigma}_s$ (équation (2.33)), \mathbf{F} (équation (2.32)), \mathbf{E} (équation (2.34)) et $\boldsymbol{\Sigma}$ (équation (2.35)) dans l'équation (2.30), on obtient l'équation de Navier pour les matériaux élastiques non-linéaires (équation (2.37)), avec $\boldsymbol{\xi}$ la variable principale [24].

$$\begin{aligned} \rho_s \frac{\partial^2 \boldsymbol{\xi}}{\partial t^2} - \nabla \cdot [(2\mu_s + \lambda_s) \nabla \boldsymbol{\xi}] = & \nabla \cdot [-(\mu_s + \lambda_s) \nabla \boldsymbol{\xi} + \mu_s \nabla^T \boldsymbol{\xi} + \lambda_s \text{tr}(\nabla \boldsymbol{\xi}) \mathbf{I}] + \\ & \nabla \cdot [\underline{\mu_s (\nabla \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla^T \boldsymbol{\xi}) + \frac{1}{2} \lambda_s \text{tr}(\nabla \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla^T \boldsymbol{\xi}) \mathbf{I}}] + \\ & \underline{\nabla \cdot [\boldsymbol{\Sigma} \cdot \nabla \boldsymbol{\xi}]} + \\ & \mathbf{f}_s \end{aligned} \quad (2.37)$$

Dans l'équation ci-dessus, le premier terme à droite est issu de la partie linéaire du tenseur de déformations Green-Lagrange \mathbf{E} alors que les deux termes soulignés dérivent de la partie non-linéaire. Ainsi, afin d'obtenir le champ de déformation, l'équation (2.37) doit être résolue.

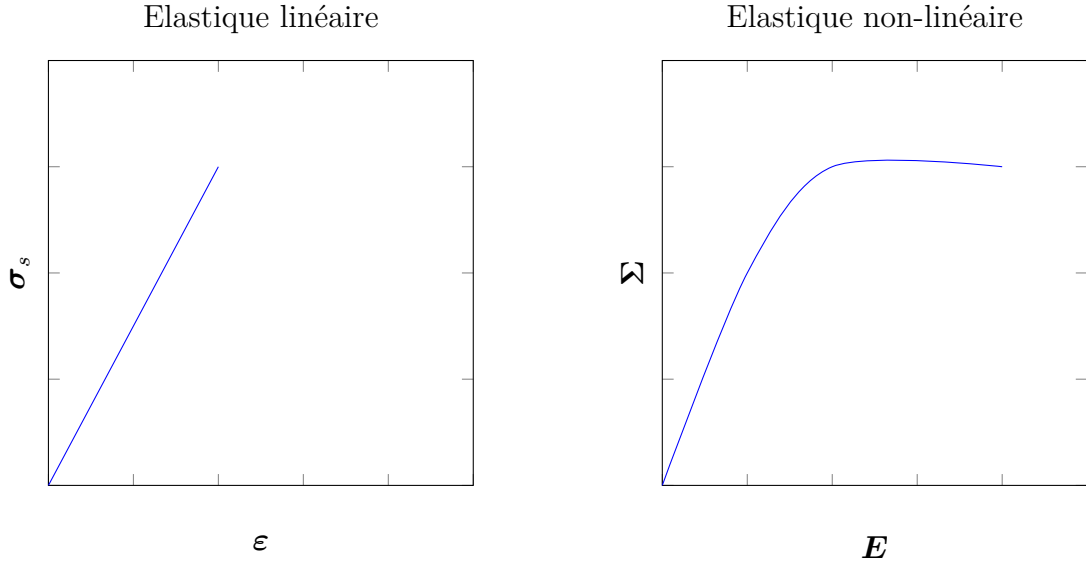


FIGURE 2.3 – Exemple de lois de comportement reliant les déformations aux contraintes pour modéliser les matériaux.

2.3.2.2 Modèle élastique linéaire de Hooke

Lorsque les déformations sont petites, le terme non-linéaire du tenseur des déformations de Green-Lagrange $\nabla \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla^T \boldsymbol{\xi}$ devient négligeable devant la composante linéaire. La Figure 2.3 illustre les deux lois de comportements élastiques que l'on présente dans ce manuscrit. On obtient donc le tenseur des déformations de Cauchy :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2}(\nabla \boldsymbol{\xi} + \nabla^T \boldsymbol{\xi}) \quad (2.38)$$

Le modèle de Saint-Venant Kirchhoff est une généralisation non-linéaire de la loi de Hooke, qui décrit le comportement d'un solide élastique et isotrope. On peut montrer que le tenseur de Piola-Kirchhoff est défini comme [12] :

$$\boldsymbol{\Sigma} = 2\mu_s \boldsymbol{\xi} + \lambda_s \text{tr}(\boldsymbol{\xi}) \mathbf{I}. \quad (2.39)$$

On montre également dans ce cas que le tenseur des contraintes de Piola-Kirchhoff est égal au tenseur des contraintes de Cauchy, soit :

$$\boldsymbol{\Sigma} = \boldsymbol{\sigma}_s. \quad (2.40)$$

En remplaçant $\boldsymbol{\sigma}_s$ (équation (2.33)), \mathbf{F} (équation (2.32)), \mathbf{E} (équation (2.34)) et $\boldsymbol{\Sigma}$ (équation (2.39)) dans l'équation (2.30), on obtient l'équation de Navier pour l'élasticité

linéaire avec $\boldsymbol{\xi}$ la variable principale [24] :

$$\rho_s \frac{\partial^2 \boldsymbol{\xi}}{\partial t^2} - \nabla \cdot [(2\mu_s + \lambda_s) \nabla \boldsymbol{\xi}] = \nabla \cdot [-(\mu_s + \lambda_s) \nabla \boldsymbol{\xi} + \mu_s \nabla^T \boldsymbol{\xi} + \lambda_s \text{tr}(\nabla \boldsymbol{\xi}) \mathbf{I}] + \mathbf{f}_s \quad (2.41)$$

Ainsi, lorsque l'on utilise le modèle élastique linéaire de Hooke, l'équation (2.41) doit être résolue afin d'obtenir le champ de déformation de la structure.

2.3.3 Résolution de l'équation de Navier

L'équation (2.37) est discrétisée en utilisant la méthode des volumes finies centrée. Les valeurs des déplacements aux nœuds de calculs sont obtenues par reconstruction [90]. La discrétisation spatiale de l'équation de la dynamique de la structure en volume finis n'étant pas habituelle, nous allons nous appliquer à détailler les différentes étapes dans cette section. La forme intégrale de l'équation sur un volume de contrôle V_c est utilisée :

$$\int_{V_c} \frac{\partial^2 (\rho_s \boldsymbol{\xi})}{\partial t^2} dV - \int_{V_c} \nabla \cdot [(2\mu_s + \lambda_s) \nabla \boldsymbol{\xi}] dV = \int_{V_c} (\nabla \cdot \mathbf{Q}_l + \nabla \cdot \mathbf{Q}_{nl}) dV \quad (2.42)$$

avec \mathbf{Q}_l et \mathbf{Q}_{nl} les parties linéaire et non-linéaire de l'équation (2.37) :

$$\mathbf{Q}_l = -(\mu_s + \lambda_s) \nabla \boldsymbol{\xi} + \mu_s \nabla^T \boldsymbol{\xi} + \lambda_s \text{tr}(\nabla \boldsymbol{\xi}) \mathbf{I} \quad (2.43)$$

$$\mathbf{Q}_{nl} = \mu_s (\nabla \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla^T \boldsymbol{\xi}) + \frac{1}{2} \lambda_s \text{tr}(\nabla \boldsymbol{\xi} \cdot \nabla^T \boldsymbol{\xi}) \mathbf{I} + \boldsymbol{\Sigma} \cdot \nabla \boldsymbol{\xi} \quad (2.44)$$

On s'intéresse tout d'abord au dernier terme de l'équation (2.42). En effet ce dernier est exprimé explicitement par le code, avec les valeurs du pas de temps précédent [75]. Les autres termes sont discrétisés en temps avec un schéma implicite.

Ensuite, on s'intéresse à la discrétisation du terme temporel de l'équation (2.42). Il est intégré sur le volume de contrôle V_c et linéarisé tel que :

$$\int_{V_c} \frac{\partial^2 (\rho_s \boldsymbol{\xi})}{\partial t^2} dV = (\rho_s)_c V_c \frac{\partial^2 \boldsymbol{\xi}_c}{\partial t^2}. \quad (2.45)$$

La dérivé seconde en temps de cette équation peut être discrétisée avec de nombreux schémas différents. Nous utilisons le schéma d'Euler implicite d'ordre 2, *backward* [90], et nous notons $\left[\frac{\Delta^2 \boldsymbol{\xi}}{\Delta^2 t} \right]^n$ cette discrétisation temporelle.

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \dot{\boldsymbol{\xi}} \right]^n = \frac{3\dot{\boldsymbol{\xi}}^n - 4\dot{\boldsymbol{\xi}}^{n-1} + \dot{\boldsymbol{\xi}}^{n-2}}{2\Delta t} \quad (2.46)$$

De même les dérivés premières en temps sont évaluées comme :

$$\left(\dot{\boldsymbol{\xi}}\right)^n = \frac{3\boldsymbol{\xi}^n - 4\boldsymbol{\xi}^{n-1} + \boldsymbol{\xi}^{n-2}}{2\Delta t}. \quad (2.47)$$

Le théorème de Gauss est appliqué sur le deuxième terme de l'équation (2.42). Cela permet dans un second temps de le discrétiser en somme d'intégrales sur toutes les faces F d'aire S_c du volume de contrôle V_c comme suit [49] :

$$\int_{V_c} \nabla \cdot [(2\mu_s + \lambda_s)\nabla\boldsymbol{\xi}] dV = \oint_{\partial V_c} [(2\mu_s + \lambda_s)\nabla\boldsymbol{\xi}] \mathbf{n} dS = \sum_F (2\mu_s + \lambda_s)(\nabla\boldsymbol{\xi})_c \mathbf{n} S_c \quad (2.48)$$

Ainsi, les termes de l'équation (2.42) sont remplacés avec ceux de l'équation (2.45), (2.46) et (2.48). On obtient ainsi :

$$\underbrace{(\rho_s)_c V_c \left[\frac{\Delta^2 \boldsymbol{\xi}}{\Delta^2 t} \right]^n - \sum_F (2\mu_s + \lambda_s)(\nabla\boldsymbol{\xi})_c \mathbf{n} S_c}_{\text{implicite}} = \underbrace{\int_{V_c} (\nabla \cdot \mathbf{Q}_l + \nabla \cdot \mathbf{Q}_{nl}) dV}_{\text{explicite}} \quad (2.49)$$

Ainsi, les termes à gauche de cette équation sont discrétisés en temps de façon implicite alors que le terme de droite est explicite. On peut donc obtenir un système d'équation linéaire, pour un volume de contrôle V_c donné :

$$\bar{a}_c \boldsymbol{\xi}_c + \sum_F a_F \boldsymbol{\xi}_F = \mathbf{r}_c \quad (2.50)$$

où \bar{a}_c et \mathbf{r}_c incluent les contributions du terme temporel et conditions aux limites et $\boldsymbol{\xi}_c$ dépend des volumes de contrôles voisins. Il vient donc le système d'équations suivant :

$$[A] [\boldsymbol{\xi}]^n = [\mathbf{r}] \quad (2.51)$$

où $[A]$ est une matrice symétrique et à diagonale dominante stricte contenant les coefficients \bar{a}_c sur la diagonale et a_F en dehors de la diagonale, $[\boldsymbol{\xi}]$ est le vecteur des déplacements pour tous les volumes de contrôles. Pour les trois dimensions de l'espace (x, y, z) , on a donc :

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^{\xi_x} [\boldsymbol{\xi}_x]^n &= \mathbf{b}^{\xi_x} \\ \mathbf{A}^{\xi_y} [\boldsymbol{\xi}_y]^n &= \mathbf{b}^{\xi_y} \\ \mathbf{A}^{\xi_z} [\boldsymbol{\xi}_z]^n &= \mathbf{b}^{\xi_z} \end{aligned} \quad (2.52)$$

Il est possible de résoudre les trois composantes de $\boldsymbol{\xi}$ de cette manière car le dernier termes de l'équation (2.42) est exprimé explicitement par le code utilisé, avec des valeurs déjà connues. Le système d'équation 2.52 est résolu avec la méthode des gradients conjugués pour les matrices symétriques, en utilisant un préconditionnement de Cholesky.

2.4 Modélisation mathématique de l'interaction fluide-structure

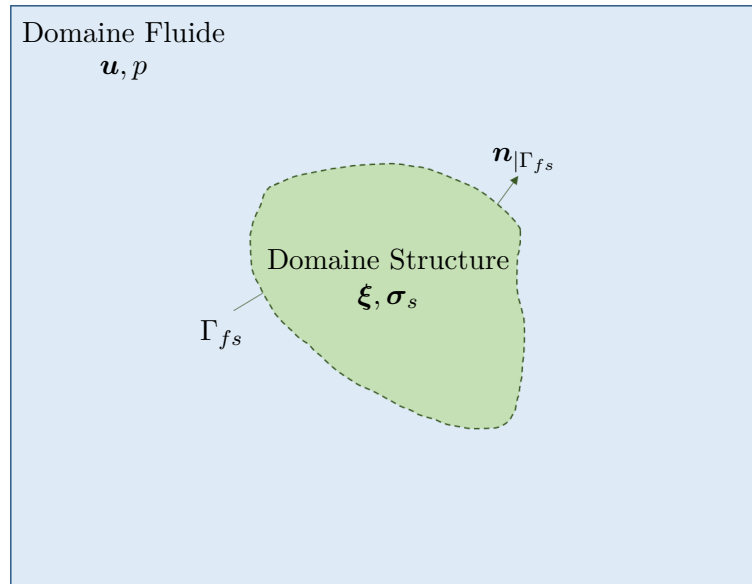


FIGURE 2.4 – Représentation des domaines Fluide, Structure et de l'interface fluide-structure.

La modélisation mathématique de l'interaction fluide-structure rentre dans la catégorie des *systèmes couplés* [36, 37, 38, 45]. En effet, les solutions des équations de la dynamique du fluide et celles de la dynamique du solide sont interdépendantes. Les deux sous-systèmes continus, *fluide* et *solide*, échangent des informations via l'interface fluide-structure Γ_{fs} [57]. Cet échange s'effectue de manière instantanée et sans délais. Ce phénomène induit la conservation de l'énergie mécanique à l'interface fluide-structure.

Afin de garantir cette conservation de l'énergie à l'interface par le modèle mathématique, deux conditions limites sont imposées aux équations du fluide et du solide respectivement, lors de leur couplage. La première est une condition limite cinématique (équation (2.54)) imposée aux équations de Navier-Stokes (2.60) à l'interface fluide-structure Γ_{fs} . Elle assure la continuité des vitesses du fluide et du solide à l'interface Γ_{fs} . La deuxième est une condition limite dynamique (équation (2.56)) imposée aux équations d'élasticité (2.61) à l'interface fluide-structure Γ_{fs} . Elle assure la continuité des efforts du fluide et du solide à l'interface. Ainsi, les systèmes d'équations suivant devront être résolus :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho[(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \cdot \nabla] \mathbf{u} = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{f} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (2.53)$$

$$\mathbf{u}|_{\Gamma_{fs}} = \dot{\boldsymbol{\xi}}|_{\Gamma_{fs}} \quad (2.54)$$

$$\rho_s \frac{\partial^2 \boldsymbol{\xi}}{\partial t^2} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_s + \mathbf{f}_s \quad (2.55)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_f \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma_{fs}} = \boldsymbol{\sigma}_s \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma_{fs}} \quad (2.56)$$

L'intégration sur l'interface fluide-structure Γ_{fs} de l'équation obtenue après la multiplication termes à termes des équations (2.54) et (2.56) met en évidence l'équilibre des puissances des efforts dus au fluide $Pf|_{\Gamma_{fs}}$ et solide $Ps|_{\Gamma_{fs}}$ à l'interface fluide-structure :

$$\underbrace{\int_{\Gamma_{fs}} [\boldsymbol{\sigma}_f \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma_{fs}} \dot{\boldsymbol{\xi}}|_{\Gamma_{fs}}] dS}_{Pf|_{\Gamma_{fs}}} = \underbrace{\int_{\Gamma_{fs}} [\boldsymbol{\sigma}_s \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma_{fs}} \dot{\mathbf{u}}|_{\Gamma_{fs}}] dS}_{-Ps|_{\Gamma_{fs}}} \quad (2.57)$$

La puissance totale des inter-efforts fluide et solide à l'interface fluide-structure $P|_{\Gamma_{fs}}$ est donc nulle (équation (2.58)).

$$P|_{\Gamma_{fs}} = Ps|_{\Gamma_{fs}} + Pf|_{\Gamma_{fs}} = 0. \quad (2.58)$$

Cela implique le principe de conservation de l'énergie mécanique à l'interface fluide-structure suivant :

$$\frac{dE|_{\Gamma_{fs}}}{dt} = 0. \quad (2.59)$$

2.5 Les stratégies de couplage en interaction Fluide-Structure

Il existe de nombreuses approches numériques permettant de résoudre un problème d'interaction fluide-structure. Ces différentes méthodes peuvent être classifiées selon le régime de l'écoulement et de la flexibilité de la structure mis en jeu. Elles sont résumées dans la Figure 2.5. Ces méthodes sont aussi régulièrement classifiées selon leur niveau de couplage, qui va de faible à fort. Ainsi, un couplage fort assure une certaine stabilité et robustesse, ce qui engendre des résultats très proches des données expérimentales.

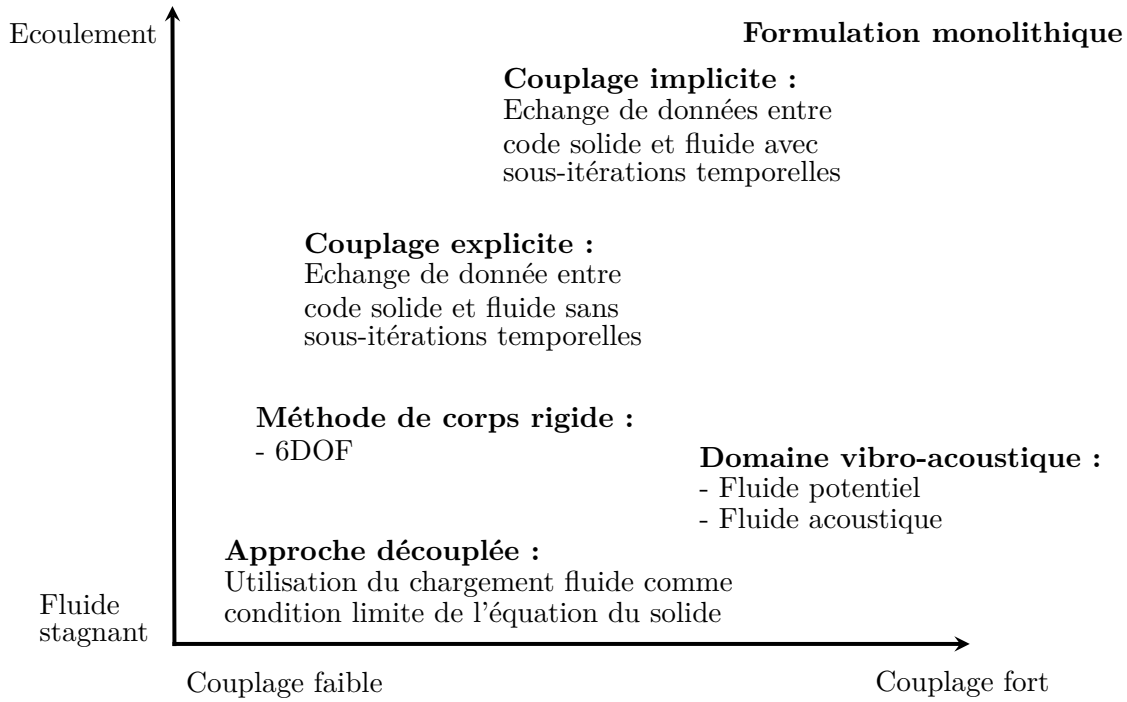


FIGURE 2.5 – Différentes approches de couplage pour l'interaction fluide-structure.

2.5.1 Approche de couplage monolithique

Cette approche résout le problème en un seul bloc. Les champs fluides, solides et le couplage sont résolus par le même opérateur. De ce fait, il s'agit de la méthode de référence par rapport aux résultats car toutes les variables sont résolus par le même code de calcul. Le système à résoudre est donnée par une seule équation :

$$[\mathbf{M}_m]\ddot{\mathbf{B}}_m + [\mathbf{C}_m]\dot{\mathbf{B}}_m + [\mathbf{K}_m]\mathbf{B}_m = \mathbf{F}_m \quad (2.60)$$

Avec $\mathbf{B}_m = [\mathbf{u}, p, \boldsymbol{\xi}, \dots]$ le vecteur des inconnues fluide et structure ; $[\mathbf{M}_m]$, la matrice de masse du système ; $[\mathbf{C}_m]$, la matrice d'amortissement du système ; $[\mathbf{K}_m]$, la matrice de raideur du système et \mathbf{F}_m le vecteur des efforts extérieurs.

A titre d'exemple, Michler et al. [68] propose une comparaison entre les approches monolithique et partitionnée. Il a été constaté que l'approche monolithique est inconditionnellement stable et bien plus précise que l'approche partitionnée. Cependant, lorsque le problème devient complexe (géométrie, physique), cette méthode n'est plus envisageable. En effet, elle peut rapidement poser des problèmes dus à la physique de l'écoulement ou de la structure ou dus aux limitations imposées par les ressources informatiques comme un manque d'espace mémoire [26]. A ce jour, cette méthode reste difficile à mettre en œuvre pour des cas d'interaction fluide-structure complexes.

2.5.2 Approche partitionnée

Cette approche se base sur la mise en place d'un échange entre les deux codes qui communiquent entre eux à chaque pas de temps, l'un pour la résolution du problème *fluide* et l'autre pour le problème *solide*. Elle est introduite par Park et al. pour la première fois en 1977 [74]. Ils s'échangent ainsi les grandeurs définies par les conditions de couplages données par les équations (2.54) et (2.56), à savoir la contrainte du fluide exercée sur la structure au niveau de l'interface et la vitesse de déplacement des nœuds à l'interface. Il existe différentes méthodes de transmission des informations à l'interface fluide-structure et différents schémas numériques de couplage qui rendent cette approche plus ou moins précise et plus ou moins difficile à mettre en œuvre. La difficulté de cette méthode réside alors dans la qualité du couplage et sur la convergence du code fluide, du code solide et de l'algorithme de couplage. La qualité du couplage peut être évaluée par l'erreur numérique générée lors de la transmission des informations.

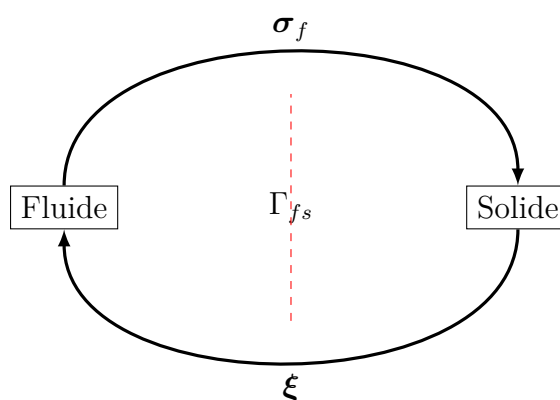


FIGURE 2.6 – Approche partitionnée.

En se basant sur la Figure 2.6, nous retenons 4 étapes principales pour cette approche :

- (1) Le code fluide résout les équations gouvernant la dynamique de l'écoulement. Dans notre cas, il s'agit des équations de Navier-Stokes en formulation ALE (équation (2.6)).
- (2) Les informations nécessaires au code structure sont transmises : il s'agit de la contrainte fluide suivant la normale $\sigma_f \cdot \mathbf{n}$ qui s'applique à l'interface fluide-structure Γ_{fs} .
- (3) Le code structure résout les équations gouvernant la dynamique du solide (équation (2.30)).

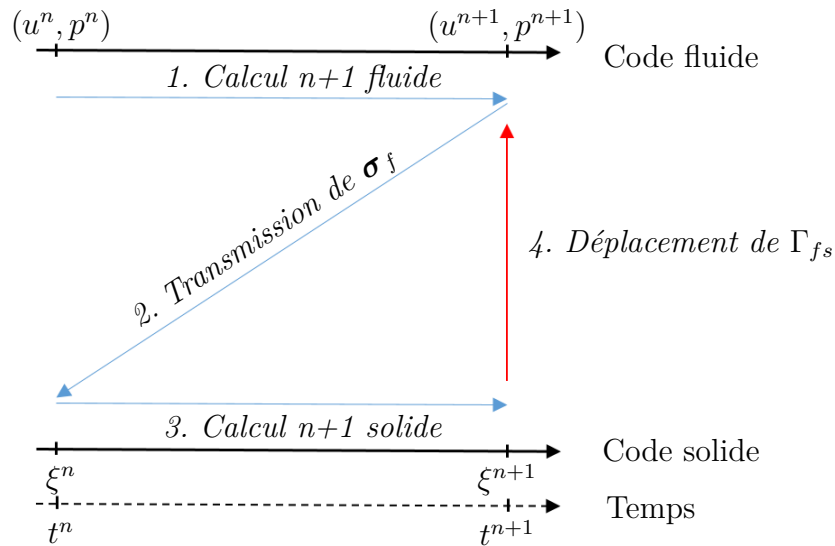


FIGURE 2.7 – Principe des schémas de couplage explicites.

- (4) Les informations nécessaires au code fluide sont transmises : vitesse de déplacements des nœuds à l'interface fluide-structure Γ_{fs} .

A titre d'exemple, Rajaomazava et al. proposent une analyse des différents schémas de couplages en interactions fluide-structure [79]. Il est possible de les classer en deux grandes catégories : schéma implicite et schéma explicite.

2.5.2.1 Schéma de couplage explicite

Un schéma explicite ne réalise qu'une seule résolution par solveur (fluide et solide) par pas de temps. Comme l'illustre la Figure 2.7, les champs fluides (u^{n+1}, p^{n+1}) sont obtenus à l'instant t^{n+1} . Puis les efforts appliqués au niveau de l'interface fluide-structure sont utilisés par le solveur structure comme conditions limites. Cela permet d'obtenir le déplacement ξ de la structure pour le pas de temps $n + 1$. Ces schémas sont faciles à mettre en œuvre, conditionnellement stables, convergent rapidement mais nécessitent de petits pas de temps. Cependant, la condition de conservation de l'énergie à l'interface n'est pas forcément respectée.

Différents types de schémas explicites ont été développés. On peut citer à titre d'exemple les schémas explicites synchrones (champs fluides et solides sont résolus au même pas de temps) et les schémas explicites asynchrones (champs fluides et solides sont résolus à des pas de temps intermédiaires).

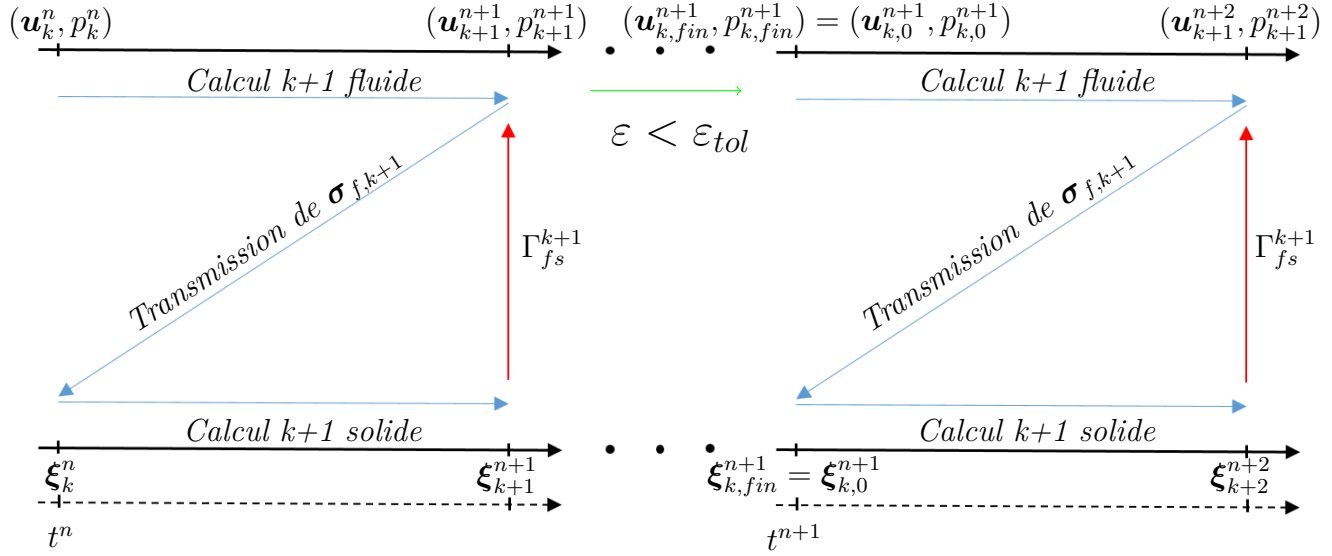


FIGURE 2.8 – Principe des schémas de couplage implicites.

2.5.2.2 Schéma de couplage implicite

Dans un schéma implicite, un processus itératif d'indice k , est réalisé dans chaque pas de temps n afin de garantir la conservation de l'énergie à l'interface fluide-structure et minimiser l'erreur numérique générée (Figure 2.8). Un critère de convergence ε_{tol} est ainsi utilisé. Les deux codes échangent ainsi plusieurs fois des informations (contraintes, déplacements) au sein du même incrément de temps. Cela permet généralement d'utiliser des pas de temps plus grands qu'un schéma explicite pour un problème identique [79]. Cependant, cette méthode est plus difficile à mettre en œuvre.

Une étude comparative de plusieurs formulations a été réalisée par Benaouicha [13]. Il conclut que cette méthode procure des résultats plus précis que la méthode explicite et comparables à la formulation monolithique. En revanche, la méthode explicite peut fournir de bons résultats si le système contient un amortissement.

2.5.2.3 La sous relaxation d'Aitken pour les couplages implicites

La formulation du point fixe

On introduit ici la formulation du point fixe afin de faciliter l'explication du fonctionnement de la sous-relaxation d'Aitken. Les méthodes partitionnées sont beaucoup utilisées notamment dans l'industrie, car elles sont relativement faciles à mettre en œuvre et il est aisé d'utiliser des codes adaptés à chacun des domaines, fluide ou structure. Cependant, la résolution du problème couplé en Interaction Fluide-Structure peut devenir hautement instable, notamment lorsque celui-ci devient *fort*, par exemple lorsque $\mathcal{M}_A \simeq 1$.

Algorithme 2 : L'algorithme de relaxation dynamique d'Aitken pour un pas de temps

```

1  $k = 0$ ;  $\tilde{\mathbf{X}}^1 = \mathcal{S} \circ \mathcal{F}(\mathbf{X}^0)$ ;  $\mathbf{r}^0 = \tilde{\mathbf{X}}^1 - \mathbf{X}^0$ 
2 tant que  $\|\mathbf{r}^k\|_2 > \varepsilon$  faire
3   si  $k=0,1$  alors
4      $\omega_k = \omega_0$ 
5   sinon
6      $\omega_k = -\omega_{k-1} \frac{(\mathbf{r}_{k-1})^T(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k-1})}{(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k-1})^T(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k-1})}$ 
7   fin
8    $\mathbf{X}^{k+1} = \mathbf{X}^k + \omega^k \mathbf{r}^k$ 
9    $\tilde{\mathbf{X}}^{k+1} = \mathcal{S} \circ \mathcal{F}(\mathbf{X}^k)$ ;  $\mathbf{r}^k = \tilde{\mathbf{X}}^{k+1} - \mathbf{X}^k$ 
10   $k = k + 1$ 
11 fin

```

Afin d'accélérer la convergence et de stabiliser l'algorithme de couplage implicite, un système de sous-relaxation est généralement mis en place pour le transfert des informations à l'interface fluide-structure. Cela permet de minimiser les erreurs commises pendant les premières sous-itérations du coupleur, susceptibles de faire diverger le calcul. Cette section décrit la résolution via la formulation du point fixe et la méthode d'*Aitken* (algorithme 2).

La position de l'interface fluide-structure et la distribution des contraintes fluides à l'interface sont respectivement représentés par \mathbf{X} et \mathbf{Y} . Il est donc possible de représenter les deux solveurs, fluide et structure par les deux fonctions \mathcal{F} et \mathcal{S} . Ainsi la fonction

$$\mathbf{Y} = \mathcal{F}(\mathbf{X}) \quad (2.61)$$

résume toutes les actions réalisées par le solveur fluide pour calculer les contraintes fluides \mathbf{Y} à partir de la nouvelle position de l'interface. De même, la fonction

$$\mathbf{X} = \mathcal{S}(\mathbf{Y}) \quad (2.62)$$

représente la résolution du solveur structure, à partir d'une distribution données des contraintes fluides à l'interface. Cette résolution permet d'obtenir une nouvelle position \mathbf{X} de l'interface fluide-structure.

Ainsi la résolution du couplage fluide-structure est donnée par la formulation du point-fixe par l'équation (2.63) et son résidu est obtenu grace à l'équation (2.64) [27].

$$\mathbf{X} = \mathcal{S} \circ \mathcal{F}(\mathbf{X}) \quad (2.63)$$

$$\mathcal{R}(\mathbf{X}) = \mathcal{S} \circ \mathcal{F}(\mathbf{X}) - \mathbf{X} = 0 \quad (2.64)$$

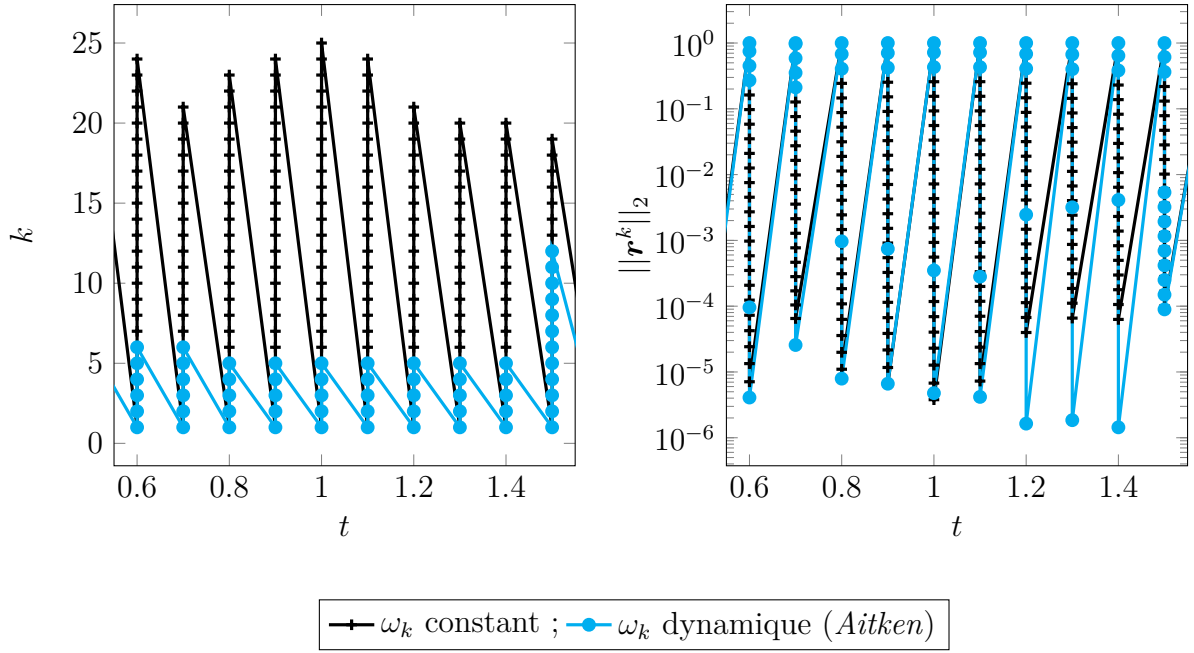


FIGURE 2.9 – Comparaison de l'évolution temporelle du nombre de sous-itérations k nécessaires pour obtenir la convergence (gauche) et de l'évolution temporelle de $\|\mathbf{r}^k\|_2$ (droite) pour 10 pas de temps, dans le cas d'un algorithme partitionné implicite, avec un facteur de relaxation d'*Aitken* dynamique puis constant.

Pour chaque sous-itérations k , le résidu sera calculé comme :

$$\mathbf{r}^k = \mathcal{R}(\mathbf{X}^k) = \underbrace{\mathcal{S} \circ \mathcal{F}(\mathbf{X}^k)}_{\tilde{\mathbf{X}}^{k+1}} - \mathbf{X}^k = \tilde{\mathbf{X}}^{k+1} - \mathbf{X}^k. \quad (2.65)$$

La relaxation dynamique d'Aitken

La procédure de relaxation des algorithmes de couplage en interaction fluide-structure peut être réalisée sur le transfert des contraintes fluides \mathbf{Y} ou sur le transfert des déplacements \mathbf{X} à l'interface. Dans la plupart des cas, elle est effectuée sur les déplacements du maillage fluide [65], par rapport aux déplacements calculés par le solveur structure à l'interface fluide-structure [22, 28, 80, 90, 97]. Ainsi, cette méthode permet de ne pas déplacer les nœuds du maillage fluide aussi rapidement que ceux de la structure à l'interface Γ_{fs} . En introduisant le facteur de relaxation ω_k , la position à l'itération $k + 1$ est donnée par l'équation suivante [27, 89] :

$$\begin{aligned} \mathbf{X}^{k+1} &= \mathbf{X}^k + \omega^k \mathbf{r}^k \\ &= (1 - \omega^k) \mathbf{X}^k + \omega^k \tilde{\mathbf{X}}^{k+1}. \end{aligned} \quad (2.66)$$

Il existe différentes méthodes pour calculer le facteur de relaxation ω_k . Les méthodes les plus basiques utilisent une valeur constante alors que d'autres, plus avancées, tirent

profits d'un facteur de relaxation dynamique. C'est le cas par exemple de la méthode d'*Aitken* [56, 98] ou la méthode *IQN-ILS* [28]. Ces méthodes permettent d'adapter la valeur de ω_k en fonction de l'évolution de la convergence de l'algorithme du couplage. Ces méthodes permettent d'obtenir une convergence bien plus rapide que lorsque le facteur de relaxation est constant [27]. Un exemple est donné dans la Figure 2.9. Ici, le facteur de relaxation ω_k est constant pour les deux premières itérations, puis peut être calculé à chaque sous-itération comme [28, 89, 97] :

$$\omega_k = -\omega_{k-1} \frac{(\mathbf{r}_{k-1})^T (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k-1})}{(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k-1})^T (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k-1})} \quad (2.67)$$

2.5.3 Approche découplée

Les couplages comprenant un fluide stagnant, et/ou une structure se déformant très peu, peuvent être correctement modélisés par une approche découplée. Elle consiste à utiliser le chargement fluide comme condition limite des équations du solide. Le transfert d'information ne s'effectue alors que dans un sens et la réaction du solide sur le fluide n'est pas pris en compte (Figure 2.10). Le code solide récupère les informations pour calculer les déformations et/ou déplacements de la structure. Cependant, dès lors que la nécessité d'un couplage suffisamment fort apparaît, cette approche n'est plus viable. En effet, cet échange d'information à sens unique n'est pas suffisant pour résoudre le couplage en interaction fluide-structure.

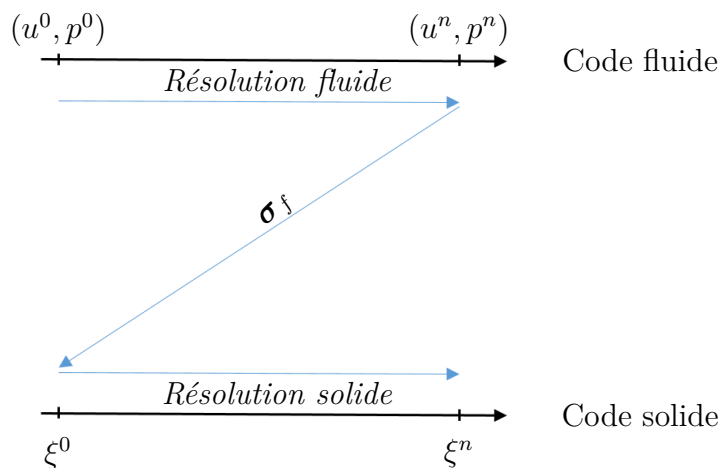


FIGURE 2.10 – Exemple d'approche découplée. Ici le transfert se fait seulement du fluide vers le solide.

2.5.4 Transfert des informations au niveau de l'interface fluide-structure

La résolution numérique de l'interaction fluide-structure avec une approche partitionnée passe par la mise en place d'un couplage des codes fluide et solide [20]. Ils échangent ainsi des informations à chaque pas temps. Aussi, différents types de couplages en temps sont possibles [20]. Cependant le couplage en espace peut lui aussi poser des problèmes au niveau de l'interface fluide-structure Γ_{fs} .

Il existe deux façons de procéder : pour la première, la discrétisation du domaine est réalisée une fois, sans prendre en compte la distinction fluide/structure, impliquant les deux maillages intrinsèquement conformes au niveau de l'interface. Ce niveau de couplage est qualifié de *partitionnement algébrique* [76]. Pour la seconde, la discrétisation du domaine est réalisée après le partitionnement en sous-domaine fluide/structure. Il a l'avantage de pouvoir choisir des maillages conformes ou non au niveau de Γ_{fs} . En effet, le maillage de chaque domaine se fait indépendamment de l'autre. La Figure 2.11 présente les deux cas. Il est qualifié de *partitionnement différentiel* [76]. Le grand intérêt de cette approche est de pouvoir adapter le maillage à la physique et au modèle des domaines étudiées. Par exemple, un écoulement turbulent nécessitera des mailles plus fines en paroi qu'un écoulement statique ou laminaire. De plus il est fréquent que l'écoulement nécessite une discrétisation en espace plus fine que la structure.

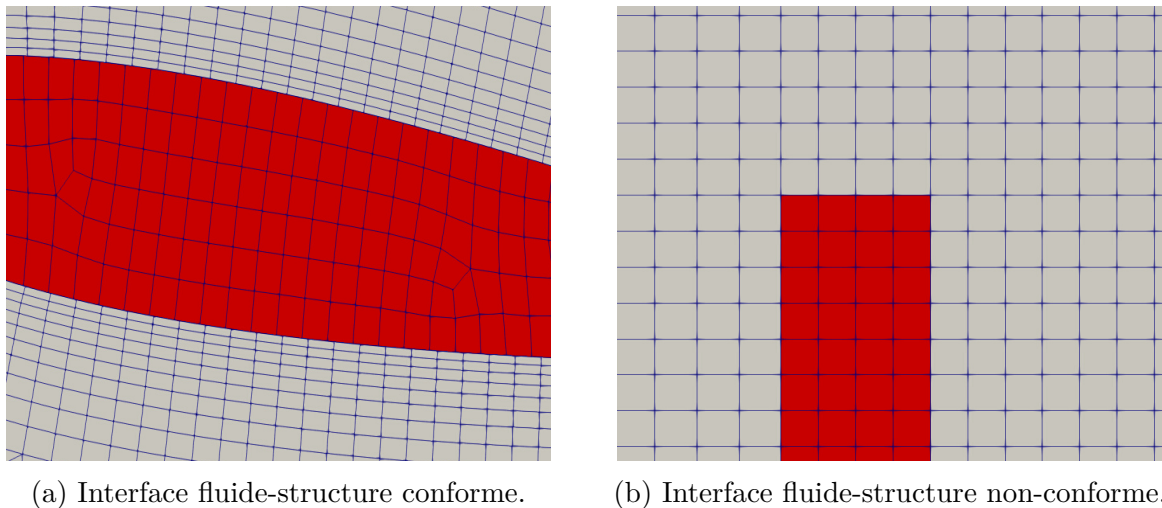


FIGURE 2.11 – Domaine et maillage fluide (gris et bleu) et structure (rouge et bleu).

Pour palier ce problème supplémentaire, le couplage en espace réalise les interpolations nécessaires aux transferts des grandeurs physiques entre les deux codes [90]. De nombreuses méthodes existent et chaque code de calcul utilise sa propre approche. C'est pour cela que seules les méthodes utilisées dans ces travaux seront décrites :

- Interpolation au niveau des faces des mailles. Elle est utilisée pour transférer les valeurs situées sur les faces des mailles fluides appartenant à Γ_{fs} vers les faces des mailles solides appartenant à Γ_{fs} .
- Interpolation au niveau des nœuds des mailles. Elle est utilisée pour transférer les déplacements des nœuds du maillage solide appartenant à Γ_{fs} vers les nœuds du maillage fluide appartenant à Γ_{fs} .

2.5.4.1 Interpolation au niveau des faces des mailles

Ces interpolations sont réalisées à partir du maillage fluide vers le maillage solide au niveau de Γ_{fs} en utilisant la méthode intitulée *Generalised Grid Interface* [10]. Un ensemble de facteurs de pondération est mis en place pour assurer la conservation des flux à l'interface. Ainsi une valeur $\phi_{S,j}$ située au centre d'une face j du maillage solide sera calculée telle que :

$$\phi_{S,j} = \sum_k \omega_{j,k} \phi_{F,k}, \quad (2.68)$$

où $\phi_{F,k}$ sera la valeur au centre d'une face k du maillage fluide. Ainsi, toutes les faces fluides k intersectant la face solide j seront prises en compte dans l'interpolation. Les facteurs de pondérations sont calculées comme :

$$\omega_{j,k} = \frac{S_{S,j} \cap S_{F,k}}{S_{S,j}}, \quad (2.69)$$

où $S_{S,j} \cap S_{F,k}$ représente la surface où j et k se superposent et $S_{S,j}$ la surface de la face solide j . Plus d'informations concernant les algorithmes utilisés sont disponibles dans la littérature [10]. Il est important de noter que cette interpolation est utilisée pour transmettre les contraintes appliquées par le fluide sur la structure et préserve la force totale transmise au niveau de Γ_{fs} . Elle est donc conservative.

2.5.4.2 Interpolation au niveau des nœuds des mailles

Ces interpolations sont réalisées pour transférer les déplacements des nœuds du maillage du solide vers les nœuds du maillage du fluide. La procédure suivante est mise en place [10] :

- (1) Les faces du maillage solide polygonales appartenant à Γ_{fs} sont décomposées en triangles en utilisant un point central fictif.
- (2) Les nœuds du maillage fluide appartenant à Γ_{fs} sont projetés sur le plus proche triangle solide appartenant à Γ_{fs} .

- (3) Les valeurs des déplacements des nœuds du maillage fluide projetés sont calculés par interpolation linéaire à partir des valeurs connues des déplacements au nœuds des triangles solides.

2.6 Bilan

La résolution des problèmes d'IFS a vu de nombreuses stratégies se développer ces dernières années. Elles diffèrent par leurs capacités à assurer une certaine flexibilité et facilité de mise en œuvre, ou encore par la stabilité et la robustesse des algorithmes développés. Cela afin de répondre au mieux à la problématique posée par les phénomènes physiques du *fluide*, de la *structure* mais aussi du couplage. La dynamique de la structure oscillante de PoHyCA est fortement instationnaire et fortement impactée par l'écoulement environnant. Les stratégies monolithiques ne sont pas encore suffisamment développées pour répondre à un tel problème industriel et les schémas explicites manquent généralement de stabilité et de précision. Ainsi, le schéma de couplage implicite renforcé avec la méthode de sous-relaxations d'*Aitken* est utilisé afin de prédire au mieux comportement du système fortement couplé fluide-structure envisagé dans le cadre du projet de R&D PoHyCA, mené au sein de Segula Technologies. Par ailleurs, si l'utilisation de la méthode des volumes finis est triviale pour résoudre les équations de Navier-Stokes, elle est nettement moins courante pour les problèmes de déformation de la structure.

Chapitre 3

Vers l'étude d'une structure déformable en grand déplacement

Sommaire

3.1	Introduction	53
3.2	Structure indéformable en grands déplacements	53
3.2.1	Dynamique d'un hydrofoil 2D en pilonnement et tangage	53
3.2.2	Formulation et résolution du problème de la structure indéformable	54
3.2.3	Formulation et résolution du problème de l'écoulement	56
3.2.4	Résultats et discussions	57
3.2.5	Rendement du système pour les deux solutions	65
3.3	Structure déformable encastrée	66
3.3.1	Présentation et objectifs de l'étude	66
3.3.2	Formulation et résolution du problème de l'écoulement	67
3.3.3	Formulation et résolution du problème de la structure	68
3.3.4	Formulation et résolution du problème couplé en IFS	68
3.3.5	Résultats et discussions	68
3.4	Bilan	73

Ce chapitre est consacré à deux applications distinctes permettant d'aller vers l'étude d'une aile déformable en grand déplacement, en séparant le problème du grand déplacement de celui des déformations de la structure. Ainsi, dans un premier temps, une analyse est réalisée de la dynamique d'une structure non déformable en mouvement de pilonnement libre induit par les efforts hydrodynamiques et de tangage forcé. Dans un second temps, une étude comparative entre des résultats expérimentaux et des résultats numériques est réalisée sur la dynamique d'une structure portante déformable encastrée dans un canal hydrodynamique.

3.1 Introduction

Le développement des énergies marines renouvelables a vu l'émergence de nombreux travaux de recherches se concentrant sur la dynamique des structures oscillantes en mode de propulsion mais également pour la récupération d'énergie (cf. chapitre 1). En effet, de nombreuses études issues de la littérature évaluent l'impact de nombreux paramètres comme la physique de l'écoulement, la dynamique ou la forme de la structure sur le rendement d'une structure oscillante [21, 51, 91]. Il semble que la méthode privilégiée jusqu'à maintenant consiste à forcer un mouvement sinusoïdal d'une structure indéformable afin d'analyser son impact sur la production d'énergie et sur l'écoulement environnant [94, 95]. Par conséquent, afin d'améliorer notre compréhension de la dynamique d'un hydrofoil oscillant, on s'intéresse à deux descriptions du mouvements de l'hydrofoil non sinusoïdaux. Cette étude permet de modéliser simplement et de comparer les deux solutions de couplage des mouvements de tangage et de pilonnement envisagées pour le projet PoHyCA. En effet, la dynamique de la structure portante est encore à définir.

D'autre part, en raison de l'intérêt et de la complexité de la problématique, la littérature regorge d'analyses expérimentales et numériques de la déformation induite d'une structure immergée dans un écoulement [15, 32, 60]. Aussi, de nombreuses méthodes numériques pour la résolutions des problèmes couplés en IFS ont été développées [55]. En outre, l'évolution croissante des ressources informatiques et des algorithmes de couplage fluide-structure ont permis d'obtenir des progrès sur la précision et la fiabilité des résultats. Par exemple, au cours des dernières décennies, de nombreux codes commerciaux et libres d'accès sont apparus et permettent la résolution de problèmes complexes en IFS. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude numérique de la déformation induite par un écoulement turbulent d'un hydrofoil encastré. La réponse instationnaire l'hydrofoil en trois dimensions est ainsi analysée. La résolution des équations de déformations de la structures est réalisée avec la méthode des volumes finis présentée dans le chapitre 2.

3.2 Structure indéformable en grands déplacements

3.2.1 Dynamique d'un hydrofoil 2D en pilonnement et tangage

La dynamique d'un hydrofoil 2D en pilonnement libre et tangage forcé est étudiée, en utilisant une approche d'interaction fluide-structure. En effet, le pilonnement est induit des efforts hydrodynamiques. Ainsi, un schéma de couplage implicite partitionné est utilisé pour résoudre le problème du couplage. La dynamique de la structure est régie par

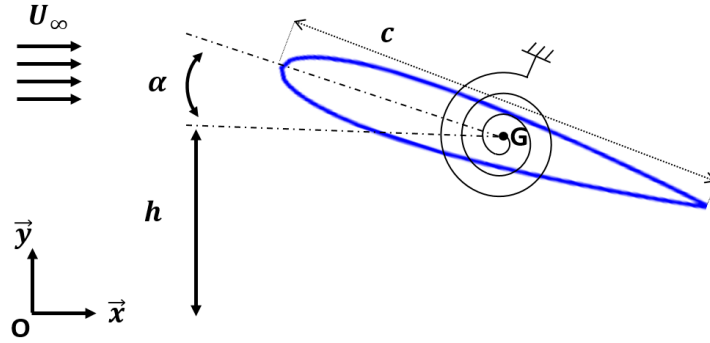


FIGURE 3.1 – Représentation schématique de la dynamique de l’hydrofoile en mouvement de tangage forcé et de pilonnement libre.

les équations de Newton et la dynamique de l’écoulement est régie par les équations de Navier-Stokes. L’écoulement est considéré comme turbulent avec un nombre de Reynolds égal à $3 \cdot 10^5$. Le modèle de turbulence $k - \omega$ SST est utilisé dans cette étude. Les équations de Newton et de Navier-Stokes en formulation ALE sont résolues à l’aide du code *Fluent*.

L’objectif de ce travail réside dans la caractérisation de la dynamique de la structure et des efforts hydrodynamiques dans des conditions réelles. De plus, une brève caractérisation du rendement énergétique du système *écoulement - hydrofoile* est réalisée.

3.2.2 Formulation et résolution du problème de la structure indéformable

Alors que l’hydrofoile décrit un mouvement de pilonnement libre qui résulte des efforts hydrodynamiques, le tangage est prescrit de deux manières distinctes (Figure 3.1), qui seront détaillées ci-après. La corde de l’hydrofoile est $c = 0.1m$ et sa masse est $m = 1.4kg$.

3.2.2.1 Mouvement de pilonnement libre

La gravité et les efforts résistants dus au système de conversion de l’énergie mécanique sont ignorées. Ainsi, la vitesse verticale de pilonnement \dot{h} est définie en fonction de la masse m de la structure et de la force de portance F_L , qui est la somme des forces de pression et des forces visqueuses agissant sur l’hydrofoile. Elle est calculée avec l’équation (1.7), présentée dans le chapitre 1. Un schéma d’Euler (équation (3.1)) est appliqué pour calculer la nouvelle vitesse et donc la nouvelle position de l’hydrofoile entre deux sous-itérations i à l’instant n .

$$\dot{h}_{i+1}^n - \dot{h}_i^n = \frac{\Delta t}{m} F_L \quad (3.1)$$

3.2.2.2 Mouvement de tangage forcé

Le déplacement de l'hydrofoil en tangage est prescrit de deux manières différentes. Pour les deux solutions, deux amplitudes de tangage, respectivement $\alpha = 0^\circ \pm 40^\circ$ (référée plus tard à α_{40}) et $\alpha = 0^\circ \pm 70^\circ$ (référée plus tard à α_{70}) sont analysées pour une grande amplitude de pilonnement ($\Delta h = 4 \cdot c$).

La première solution effectue le mouvement de tangage à la fin de chaque cycle de pilonnement, de façon alternée (Figure 3.2, courbe noire). Cette solution sera appelée "SD", pour *Solution Discontinue*. La vitesse de rotation de l'hydrofoil pour α_{40} et α_{70} est alors définie comme :

$$\begin{cases} \dot{\alpha}(t) = \alpha_{max} \omega_{SD} \sin(\omega_{SD} t) & \text{for } h = h_{max} \\ \dot{\alpha}(t) = 0 & \text{for } -h_{max} < h < h_{max} \end{cases} \quad (3.2)$$

La deuxième solution, appelée SC pour *Solution Continue*, considère le tangage comme une fonction continue dépendante de la position verticale h de l'hydrofoil. Celle-ci est définie comme une combinaison de deux fonctions polynomiales d'ordre 6 (équation (3.3)), respectivement pour le pilonnement ascendant et descendant (Figure 3.2, courbe rouge). Ces fonctions sont obtenues suite à une étude CAO réalisée par Segula Technologies. L'angle d'attaque lors du mouvement de pilonnement ascendant et descendant est donné respectivement par l'équation (3.3) et par l'opposé de cette même équation.

$$\begin{cases} \alpha_{40}(h) = -954735h^6 - 0,0001h^5 + 18043h^4 \\ \quad \quad \quad + 1.10^{-5}h^3 - 197,19h^2 + 5.10^{-7}h + 40,122 \\ \alpha_{70}(h) = -2.10^6h^6 + 0,0009h^5 + 34517h^4 \\ \quad \quad \quad - 4.10^{-5}h^3 - 403,41h^2 - 6.10^{-7}h + 70,546 \end{cases} \quad (3.3)$$

Ainsi, on définit la vitesse angulaire de l'hydrofoil comme suit :

$$\dot{\alpha}_{n+1}(h) = \frac{\alpha_{n+1}(h_{n+1}) - \alpha_n(h_n)}{\Delta t} \quad (3.4)$$

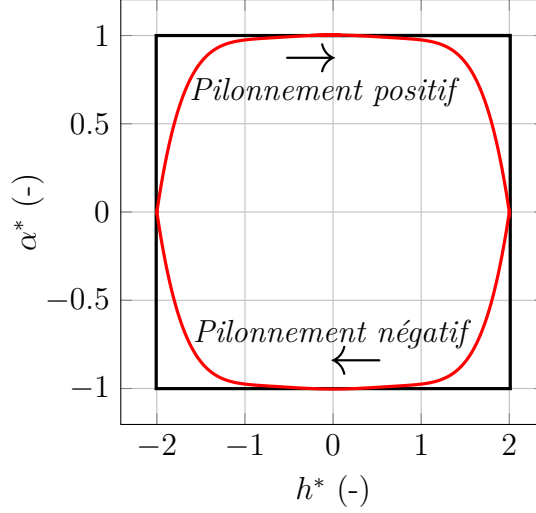


FIGURE 3.2 – Déplacement addimensionnel sur une période de l’hydrofoil h^* en fonction de l’angle d’attaque α^* pour les solutions SD (noir) et SC (rouge).

3.2.3 Formulation et résolution du problème de l’écoulement

3.2.3.1 Les équations de Navier-Stokes

La dynamique de l’écoulement est régie par les équations de Navier-Stokes (équation (2.6)) données dans leurs formulations Arbitraire-Lagrangienne-Eulérienne (ALE). L’écoulement est turbulent, instationnaire et incompressible. La vitesse en entrée est $U_\infty = 3m/s$ de sorte que le nombre de Reynolds soit $Re = 3 \cdot 10^5$. La densité de l’eau est $\rho = 1000kg/m^3$. La pression de sortie est $P_0 = 0Pa$. Les conditions initiales et aux frontières sont données par l’équation (3.5).

$$\left\{ \begin{array}{ll} \mathbf{u} = \dot{\boldsymbol{\xi}} & \text{sur } \Gamma_{fs} \quad (a) \\ \mathbf{u}_g = \dot{\boldsymbol{\xi}} & \text{sur } \Gamma_{fs} \quad (b) \\ \mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty & \text{sur } \Gamma_i \quad (c) \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{n}} = 0 & \text{sur } \Gamma_w \quad (d) \\ p = P_0 & \text{sur } \Gamma_o \quad (e) \end{array} \right. \quad (3.5)$$

Où $\mathbf{u} = (u, v)$ est le vecteur vitesse du fluide, p , la pression du fluide, $\mathbf{u}_\infty = (U_\infty, 0)$ et $\dot{\boldsymbol{\xi}}$, le vecteur vitesse de la structure. Les frontières du domaine, noté Γ sont représentées sur la Figure 3.3. Enfin, la vitesse arbitraire du domaine fluide \mathbf{u}_g est calculée avec l’équation de diffusion (équation (2.7)) [86], où $\lambda = 1/d^2$ est le coefficient de diffusion dépendant de l’espace et fonction de la distance d à la structure du fluide Γ_{fs} .

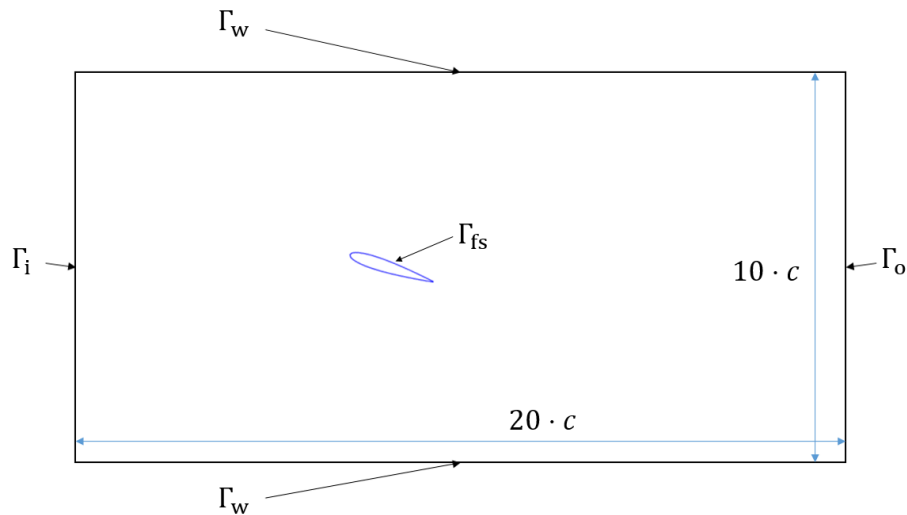


FIGURE 3.3 – Représentation du domaine fluide et de ses frontières.

3.2.3.2 La dynamique du maillage

La déformation du maillage, telle qu'elle est prise en compte dans l'approche ALE (cf. chapitre 2), peut devenir insuffisante et problématique lorsque les amplitudes de déplacement de la structure sont importantes. En effet, la qualité des mailles et du maillage se retrouve directement affectée, et la convergence du calcul peut donc se détériorer. Une solution à ce problème est de combiner cette approche avec une méthode de remaillage local. Elle permet de remplacer des mailles de mauvaise qualité en se basant sur leurs aspects et leurs longueurs caractéristiques. La qualité d'une maille triangulaire équilatérale est évaluée à partir du rayon du cercle circonscrit. Après le remaillage, une interpolation linéaire à partir des nœuds voisins est réalisée pour attribuer des valeurs aux nouveaux nœuds. Cet algorithme teste chaque cellule une fois, au début de chaque pas de temps. Cette méthode doit stocker les maillages aux temps t et $t - \Delta t$ pour une discrétisation temporelle de premier ordre. Une discrétisation du second ordre nécessiterait le niveau temporel $t - 2\Delta t$ et donc des ressources de calcul supplémentaires. Par conséquent, une discrétisation du premier ordre est employée.

3.2.4 Résultats et discussions

3.2.4.1 Étude de dépendance au maillage

Le domaine de calcul 2D est un rectangle de $20 \cdot c \times 10 \cdot c$. Afin d'obtenir des résultats indépendants de la taille des mailles, différents tests sont réalisés sur 6 maillages différents, composés respectivement de 60518, 68759, 81191, 150223 et 403228 nœuds avec un hydrofoil statique avec un angle d'attaque de 10° . Comme nous nous intéressons

Tableau 3.1 – Temps CPU (s) et coefficients de trainée et de portance pour les maillages V4, V5 et V6.

	CPU (s)	C_D (-)	C_L (-)
V4	6092	0.0723292	1.00183
V5	15600	0.0723101	0.999781
V6	65647	0.0723101	0.99893

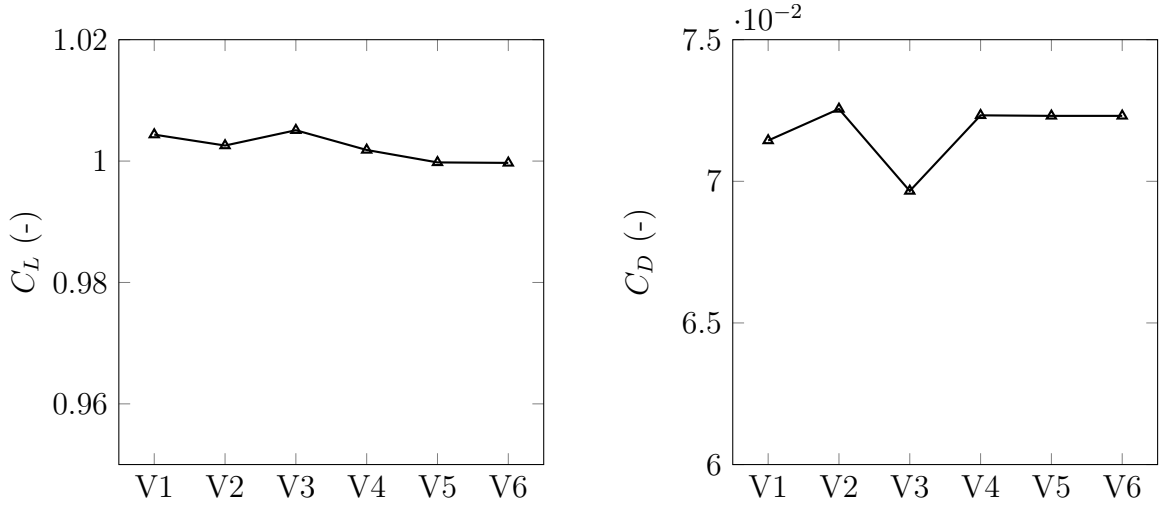


FIGURE 3.4 – Coefficients de portance et de trainée pour les six maillages, du plus grossier (V1) au plus fin (V6) pour $\alpha = 10^\circ$.

à la dynamique de l'hydrofoil, qui dépend entièrement des forces hydrodynamiques, la qualité du maillage est évaluée sur la base des coefficients de portance (équation (1.9)) et de trainée (équation (1.8)) obtenus. Les coefficients de trainée et de portance deviennent quasiment constants à partir du quatrième maillage (Figure 3.4). Cependant, l'erreur commise entre les maillages V4 et V6 étant négligeable, on choisi d'utiliser le maillage V4. En effet, le maillage V6 utilise dix fois plus de ressources informatiques que V4 (Tableau 3.1).

La répartition du champ de coefficient de pression $C_p = \frac{p}{(0.5\rho U_\infty^2)}$ obtenu numériquement en 2D est comparé avec ceux obtenu avec un hydrofoil 3D, qui a été validé avec un cas expérimental [15]. Le cas étudié est un NACA0015 statique dans un écoulement turbulent ($Re = 5 \times 10^5$) présentant un angle d'attaque de 8° . Sur la Figure 3.5, nous observons que le coefficient de pression le long de l'extrados et de l'intrados pour le cas 2D correspond au cas 3D, que celui-ci soit pris à 10% (Figure 3.5, courbe bleue/ pointillée) ou à 90% (Figure 3.5, courbe rouge/pointillée) de l'envergure de l'hydrofoil 3D.

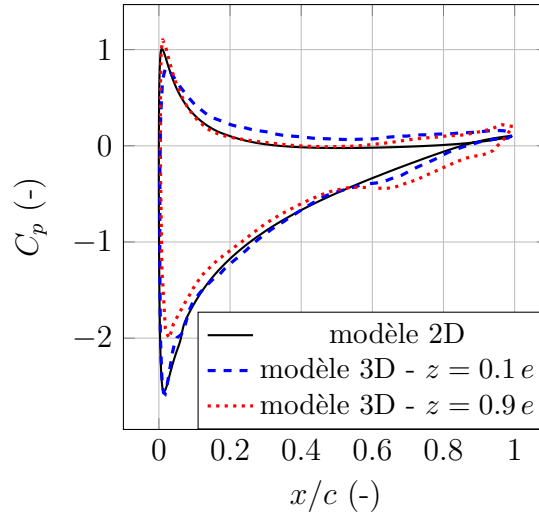


FIGURE 3.5 – Distribution du coefficient de pression C_p pour le cas 3D (bleu et rouge) et 2D (noir) pour $\alpha = 8^\circ$, $Re = 5 \cdot 10^5$ et pour le maillage V4; e représente la longueur de l'hydrofoil dans le sens de l'envergure.

3.2.4.2 Dynamique de l'hydrofoil

La Figure 3.6 (colonne de gauche) représente l'évolution temporelle de la position verticale ($h^* = \frac{h}{c}$) et de l'angle d'incidence de l'hydrofoil pour la solution discontinue (SD), pour une amplitude de pilonnement de $\Delta h = 2 \cdot c$, et pour α_{40} et α_{70} . Nous observons que le l'hydrofoil décrit un mouvement périodique, où le mouvement de tangage est effectué alternativement à la fin de chaque phase de pilonnement. De plus, l'hydrofoil oscille plus rapidement pour α_{70} que pour α_{40} , pour une fréquence adimensionnée ($f^* = fc/U_\infty$) de $f_{40}^* = 0.12$ et de $f_{70}^* = 0.17$ respectivement.

La colonne de droite de la Figure 3.6 représente les mêmes paramètres mais pour la solution continue (SC) et pour une amplitude de pilonnement de $\Delta h = 4 \cdot c$. Contrairement aux cas de la solution SD, l'hydrofoil est autonome dans son mouvement de pilonnement et aucun dispositif extérieur n'intervient pour le contrôler. En effet, il est guidé uniquement par le changement de l'angle d'incidence dû au mouvement de tangage, qui à son tour est une fonction continue non-sinusoïdale de la position verticale de l'hydrofoil (équation (3.3)). De plus on peut voir que le mouvement est périodique. Comme dans le cas de la solution SD (Figure 3.6 (gauche)), la structure oscille plus rapidement pour α_{70} que pour α_{40} , pour une fréquence adimensionnée de $f_{40}^* = 0.041$ et $f_{70}^* = 0.085$ respectivement.

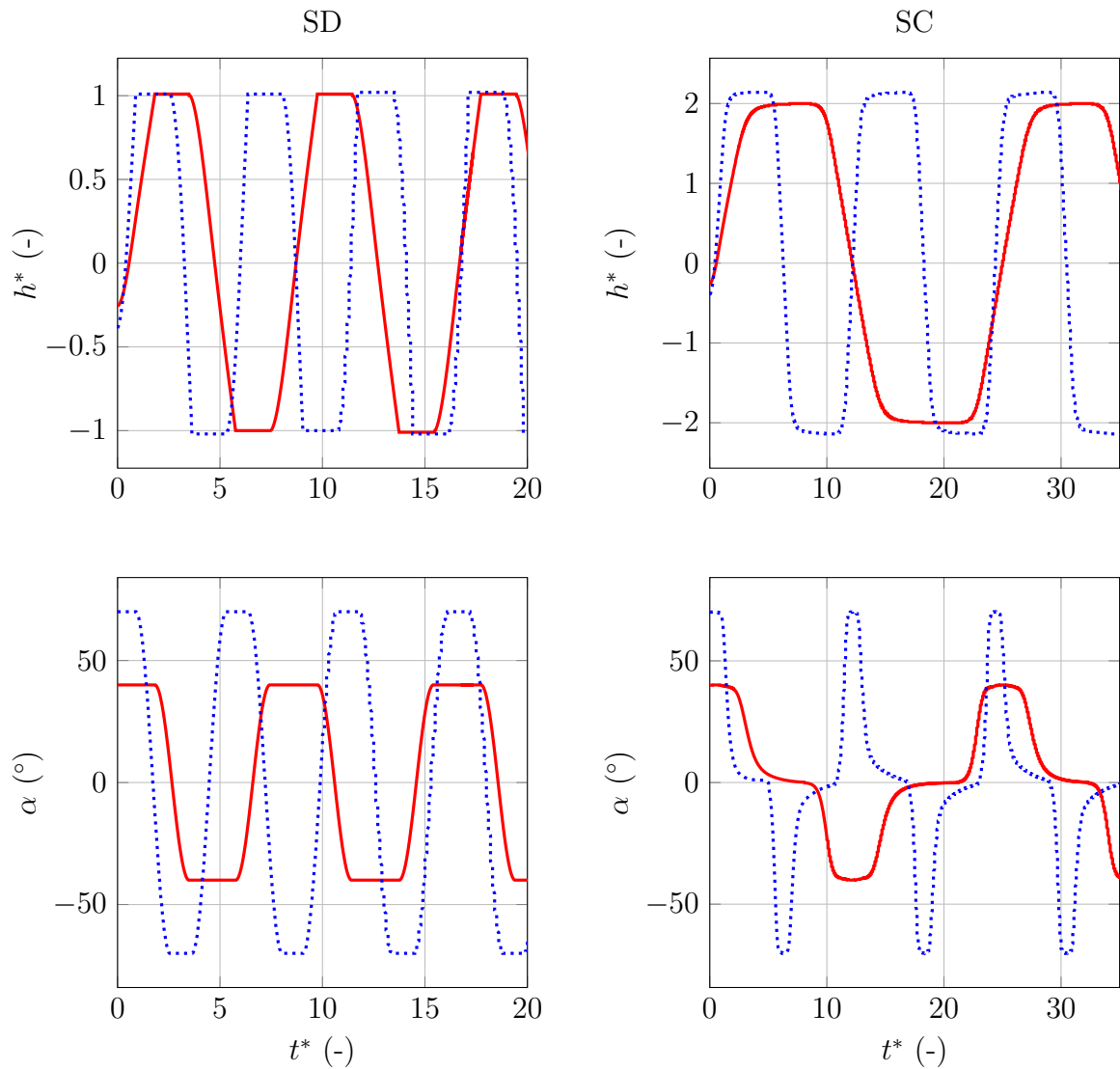


FIGURE 3.6 – Évolution temporelle de la position verticale h^* et de l'angle d'incidence de l'hydrofoil pour les deux solutions. Solution discontinu SD, $\Delta h = 2 \cdot c$ pour α_{40} et α_{70} (gauche). Solution continue SC, $\Delta h = 4 \cdot c$ pour α_{40} et α_{70} (droite).

Tableau 3.2 – Vitesse verticale maximale \dot{h}_{max}^* de l'hydrofoil pour le cas des solutions DC et SC pour deux amplitudes de pilonnement et de tangage.

	Solution Discontinue (SD)		Solution Continue (SC)	
Δh	$2 \cdot c$	$4 \cdot c$	$2 \cdot c$	$4 \cdot c$
α_{40}	1.19	1.21	1.21	0.87
α_{70}	2.82	2.92	3.5	2.95

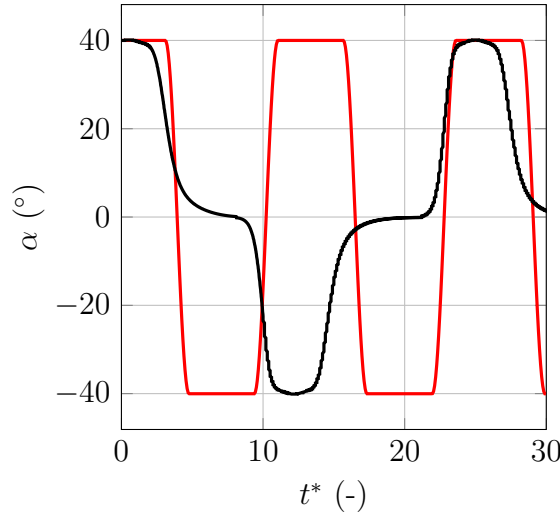


FIGURE 3.7 – Évolution temporelle de l'angle d'attaque pour la solution SD (rouge) et SC (noir) pour α_{40} et $\Delta h = 4 \cdot c$.

Pour les deux solutions et les mêmes paramètres, il apparaît que la vitesse verticale maximale de l'hydrofoil \dot{h} est presque similaire (Tableau 3.2). Pour la solution SD, l'amplitude de pilonnement ne semble pas avoir d'impact sur la vitesse maximale de l'hydrofoil. En effet, il y a une différence de vitesse de 2% et 3% entre les cas $2 \cdot c$ et de $4 \cdot c$, respectivement pour les amplitudes de tangage α_{40} et α_{70} . A contrario, l'amplitude de pilonnement semble avoir une plus grande influence sur la vitesse pour la solution SC. Des différences de 28% et 15% sont constatées entre les cas $\Delta h = 2 \cdot c$ et $4 \cdot c$, respectivement pour les amplitudes de tangage α_{40} et α_{70} .

Dans la suite de ce chapitre, seul le cas de l'amplitude de pilonnement $\Delta h = 4 \cdot c$ sera développé. La Figure 3.7 montre l'angle d'attaque en fonction du temps pour α_{40} et une amplitude de pilonnement de $\Delta h = 4 \cdot c$. Il est clair que pour une même amplitude de pilonnement et de tangage, la solution SC oscille plus rapidement que la solution SD. En effet, il faut presque deux fois plus de temps à l'hydrofoil dans la configuration SD pour réaliser un cycle que dans la configuration SC, compte tenu des fréquences adimensionnées $f_{40,SC}^* = 0.079$ et $f_{40,SD}^* = 0.041$.

3.2.4.3 Influence de l'angle d'attaque de l'hydrofoil sur les forces hydrodynamiques

Les coefficients de portance C_L , de traînée C_D et de moment C_m sont tracés en fonction de l'angle d'incidence de la structure pour les solutions discontinue (SD) et continue (SC) (Figure 3.8). Cela nous permet d'analyser l'influence de l'amplitude de l'angle d'incidence.

Certains artefacts sont visibles pour $\alpha = 0^\circ$ (Figure 3.8 (f) par exemple). Ils sont générés par la fonction numérique qui force le changement de signe de l'angle d'attaque.

Nous remarquons que pour la solution SD (Figure 3.8 (a)-(c)) et SC (Figure 3.8 (d)-(f)), l'amplitude de tangage α_{70} (courbe bleue) génère plus de portance, de traînée et de couple que pour l'amplitude α_{40} (courbe rouge). Le côté droit des trois diagrammes ($\alpha \geq 0^\circ$) correspond à la phase ascendante. Pour le cas α_{40} , la portance est positive de $\alpha = 0^\circ$ à $\alpha = 70^\circ$, ce qui fait accélérer l'hydrofoil. Cela est cohérent avec l'équation (3.1). Ensuite, la portance devient négative (de $\alpha = 70^\circ$ à $\alpha = 0^\circ$), ce qui provoque la décélération de l'hydrofoil. Le comportement inverse peut être observé pendant la phase de pilonnement descendant, correspondant à la partie gauche des diagrammes ($\alpha \leq 0^\circ$). En outre, les valeurs de pilonnement pour le cas α_{70} sont toujours plus grandes que pour le cas α_{40} avec une valeur maximale $C_{L,max,70} = 1.92$ pour $\alpha = 54^\circ$ contre $C_{L,max,40} = 0.22$ pour $\alpha = 22^\circ$. Ces valeurs sont attendues car la vitesse verticale de la structure \dot{h} est plus élevée pour α_{40} que pour α_{70} (Tableau 3.2). Nous observons un comportement similaire pour les coefficients de traînée et de couple.

3.2.4.4 Évolution des efforts hydrodynamiques en fonction de la position de l'hydrofoil

La phase de pilonnement peut être facilement analysée sur la Figure 3.9, où C_L , C_D et \dot{h}^* sont tracés en fonction de la position h^* de la structure. Les deux cas α_{40} et α_{70} sont analysés pour une amplitude de pilonnement $\Delta h = 4 \cdot c$ pour les solutions SD (Figure 3.9 (a)-(c)) et SC (Figure 3.9 (d)-(f)). Rappelons que la gravité est ignorée ici.

La Figure 3.9 (a)-(c) correspond à la solution discontinue. Nous remarquons que la dynamique de l'hydrofoil est divisée en deux phases distinctes, que ce soit pour α_{40} ou α_{70} : le pilonnement descendant (marqué par Δ) et le pilonnement ascendant. Dans chacune de ces phases, un état instationnaire où la structure accélère, jusqu'à atteindre sa position médiane $h^* = 0$, est suivi d'un état stationnaire où la vitesse de la structure tend vers une valeur constante qui est proche de son maximum, présenté dans le Tableau 3.2. On peut noter à nouveau que l'hydrofoil est plus rapide pour α_{70} que pour α_{40} . C'est une conséquence directe de la force de portance F_Y présente dans l'équation du mouvement vertical de l'hydrofoil (équation (3.1)). En effet, sur la Figure 3.9 (a), il est clair que le coefficient de portance moyen pour la phase de pilonnement positif ou négatif est plus important pour α_{70} que pour α_{40} , avec respectivement $C_{L,max,70} = 1.54$ et $C_{L,max,40} = 0.59$. Ces maximums sont obtenus au tout début de chaque phase de pilonnement. Enfin, la force de traînée augmente lorsque l'hydrofoil accélère, puis diminue lorsque l'accélération

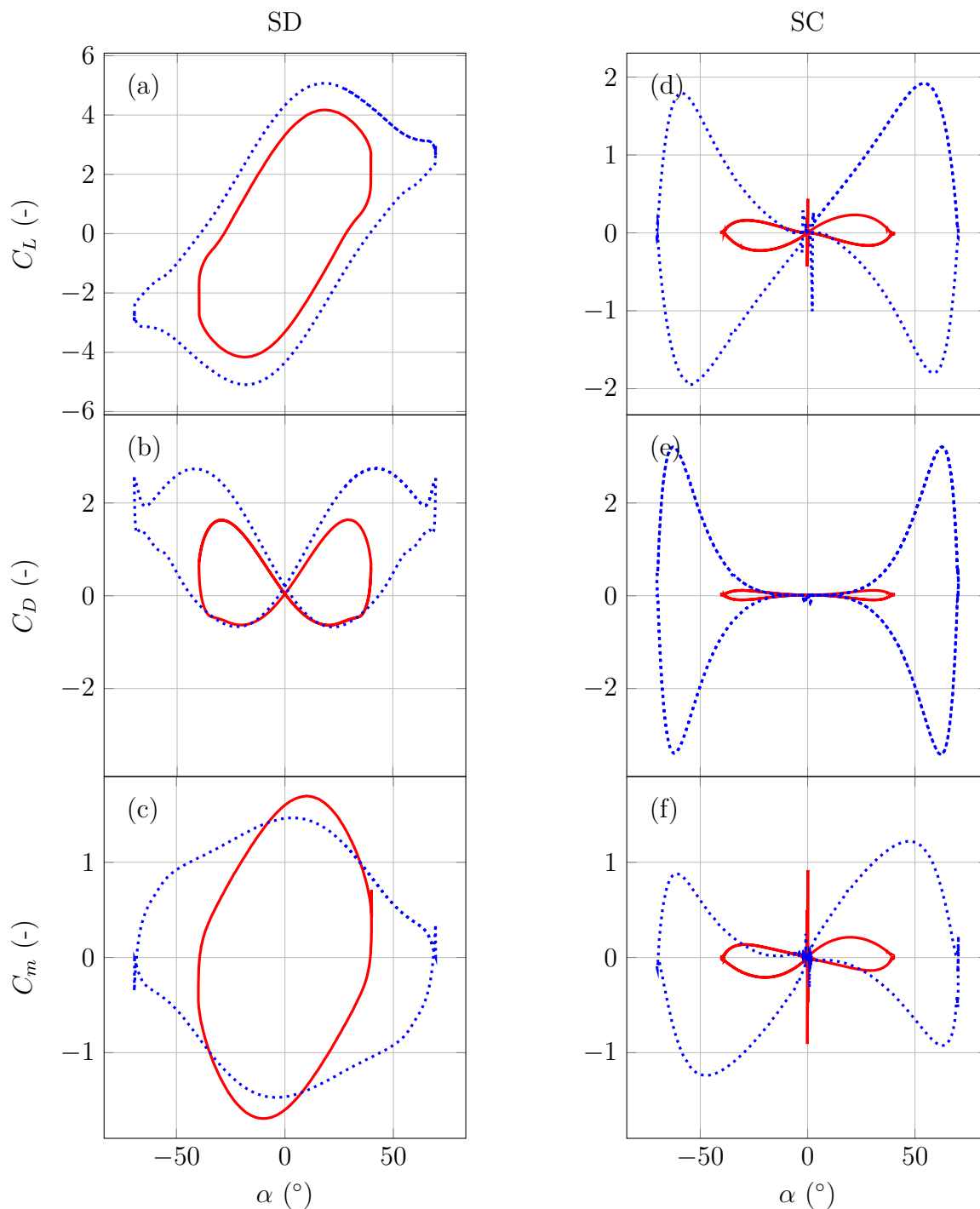


FIGURE 3.8 – Coefficients de portance, de trainée et de moment lors de la phase de tangage pour les solutions SD (gauche) et SC (droite) en fonction de l'angle d'attaque de l'hydrofoil et pour les amplitudes de tangage α_{40} (courbe rouge) et α_{70} (courbe bleu).

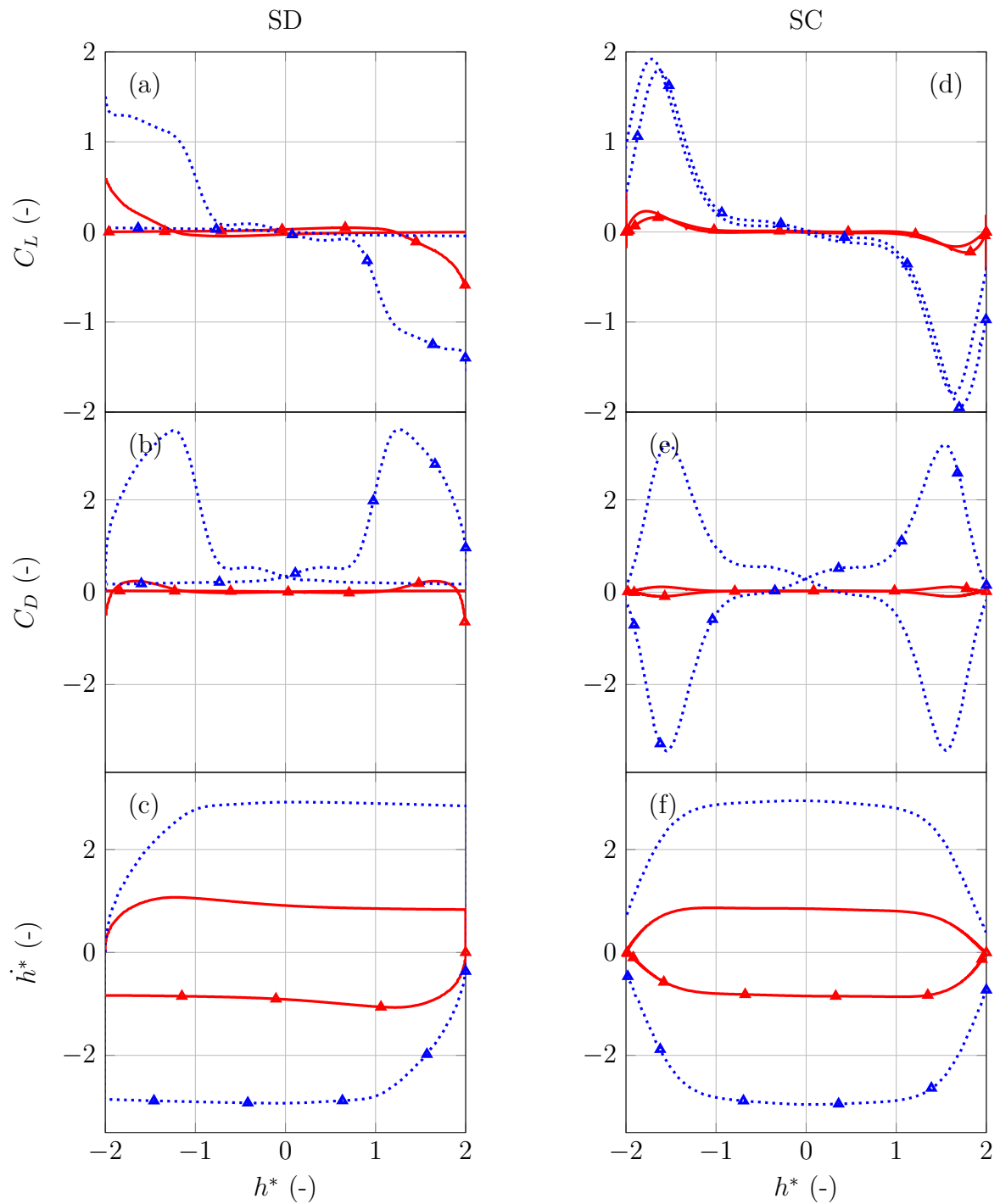


FIGURE 3.9 – Coefficient de portance, de trainée et vitesse de l'hydrofoil en fonction de sa position verticale pour les solutions SD (gauche) et SC (droite), pour les amplitudes de tangage α_{40} (courbe rouge) et α_{70} (courbe bleu). Le mouvement de pilonnement descendant est marqué par Δ .

devient faible, jusqu'à ce qu'elle atteigne un état stationnaire et tende vers une valeur constante. On peut également noter que pour la solution SD, le coefficient de traînée est beaucoup plus élevé pour α_{70} que pour α_{40} , avec $C_{D,max,70} = 3.21$ et $C_{D,max,40} = 0.12$.

Pour la solution SC (Figure 3.9 (d)-(f)), les coefficients de portance et de traînée suivent exactement le même comportement pour α_{70} que pour α_{40} . La dynamique de la structure est visible sur le dernier diagramme $\dot{h}^*(h^*)$. Chaque cycle est divisé en une phase de pilonnement positif et une phase de pilonnement négatif, qui se subdivisent en 3 états caractéristiques. D'abord l'hydrofoil s'accélère. Ensuite, il atteint sa vitesse maximale, qui est plus rapide pour α_{70} que pour α_{40} ($\dot{h}_{max,40}^* = 0.87$ et $\dot{h}_{max,70}^* = 2.95$, Tableau 3.2) pour enfin entrer dans sa phase de décélération. Comme dans le cas de la solution SD, la vitesse de la structure est une conséquence directe de l'équation (3.1). En effet, au début du pilonnement positif : $h^* = -2$, on peut voir que la force de pilonnement augmente rapidement jusqu'à $C_{L,max,40} = 0.16$ et $C_{L,max,70} = 1.92$, ce qui provoque l'accélération de la structure. Ensuite, les forces de portance diminuent pour tendre vers zéro. Finalement, la portance devient négative ce qui a pour conséquence le ralentissement de la structure jusqu'à $h^* = 2$. Le processus inverse peut être décrit pour le pilonnement négatif. En outre, le coefficient de portance a un comportement similaire (Figure 3.9) et est beaucoup plus important pour α_{70} que pour α_{40} , ce qui est attendu. Enfin, la force de traînée augmente lorsque l'hydrofoil accélère et diminue lorsque l'hydrofoil décélère.

3.2.5 Rendement du système pour les deux solutions

Le rendement est calculé avec l'équation (1.22) pour les deux solutions. Les valeurs du rendement et des fréquences adimensionnées sont résumées dans le Tableau 3.3. Tout d'abord, on note que l'on retrouve des résultats similaires à ceux issues de la littérature avec des mouvements de pilonnement et de tangage forcés (Figure 1.9). Dans notre cas, le rendement maximal est obtenu pour $\alpha_0 = 70^\circ$, contre $70 \leq \alpha_0 \leq 85^\circ$ pour un mouvement forcé. On constate également que le rendement est plus important pour α_{70} que pour α_{40} .

De plus, le rendement semble plus important pour la solution SD que pour SC ($\eta_{SD} > \eta_{SC}$). A priori, il serait donc plus intéressant de développer la solution SD que la solution SC. Cependant l'arrêt brusque provoqué par le changement de dynamique de la solution SD entraîne de nombreuses autres problématiques liées à la structure. En effet, cette solution génère des discontinuités sur les efforts et donc il existe de fortes probabilités de fatigue pour la structure portante et le mécanisme de conversion d'énergie. La prise en compte des déformations de la structures permettrait par exemple de quantifier ce phé-

nomène. A contrario la solution SC ne semble pas poser de tels problèmes.

Tableau 3.3 – Rendement η et fréquence adimensionnée f^* pour les solutions DC et SC pour deux amplitudes de tangage, $\alpha_0 = 40^\circ$ et $\alpha_0 = 70^\circ$.

	Solution Discontinue (SD)		Solution Continue (SC)	
	η [%]	f^*	η [%]	f^*
α_{40}	12.1	0.081	13.7	0.041
α_{70}	29.5	0.152	14.6	0.085

La section suivante se penche sur l'étude d'un hydrofoil déformable. Une comparaison avec des résultats expérimentaux est présentée.

3.3 Structure déformable encastrée

3.3.1 Présentation et objectifs de l'étude

Afin de développer un modèle prenant en compte les déformations induites des efforts hydrodynamiques de la structure et aussi ses grands déplacements en pilonnement et tangage, on s'intéresse tout d'abord à la capacité du solveur à traiter un problème en interaction fluide-structure pour les déformations seulement. L'objectif de ce travail est d'étudier numériquement la réponse instationnaire d'un hydrofoil en trois dimensions dans un canal hydrodynamique. L'application de cette étude concerne une pale encastrée d'un côté et libre de l'autre et permettra dans un second temps d'étudier les interactions fluide-structure d'une pale oscillante. Ainsi, on analyse ici la déformation induite d'un NACA0015 encastré (Figure 3.10), notamment la torsion et la flexion.

Le cas étudié se base sur un travail expérimental mené dans un canal hydrodynamique [60]. Un hydrofoil de type NACA0015 avec un angle d'attaque de 8° , une corde $c = 100mm$ et une envergure $e = 191mm$ est considéré. Il est encastré au niveau de la face Γ_{encast} et seule la déformation est analysée. Deux matériaux sont étudiés lors de l'expérience : l'acier, considéré comme indéformable dans notre cas, et le polyoxyméthylène (POM plus tard dans le texte) dont les caractéristiques sont répertoriées dans le Tableau 3.4.

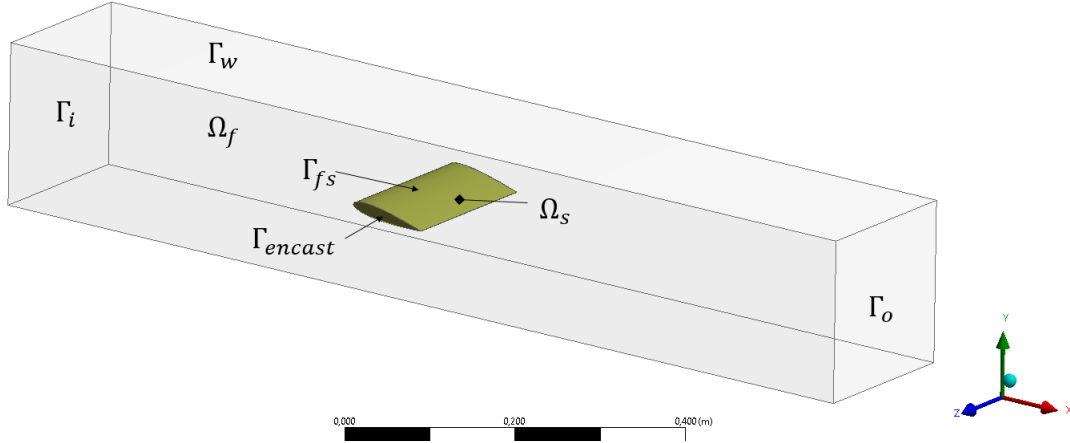


FIGURE 3.10 – Domaine fluide, structure et Frontières

3.3.2 Formulation et résolution du problème de l'écoulement

La dynamique de l'écoulement est décrite par les équations de Navier-Stokes (équation (2.6)) en formulation ALE. L'écoulement est instationnaire, incompressible et turbulent. Les conditions aux limites suivantes sont appliquées aux frontières du domaine (Figure 3.10) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty & \text{sur } \Gamma_i \\ \mathbf{u} = 0 & \text{sur } \Gamma_w \\ \mathbf{u} = \dot{\boldsymbol{\xi}} & \text{sur } \Gamma_{fs} \\ p = P_0 & \text{sur } \Gamma_o \end{array} \right. \quad (3.6)$$

Avec $\mathbf{u} = (u, v)$ le vecteur vitesse, p la pression et $\dot{\boldsymbol{\xi}}$ la vitesse de déplacements de l'interface de la structure. Γ_i correspond à la surface d'entrée du domaine, Γ_o la surface de sortie, Γ_w aux parois du domaine et Γ_{fs} à l'interface fluide-structure.

L'approche ALE permet de prendre en compte la déformation du domaine fluide [86]. Ainsi la vitesse du maillage est obtenue via l'équation de diffusion (équation (2.7)), avec λ le coefficient de diffusion donné par l'équation (2.8).

Tableau 3.4 – Caractéristiques mécaniques de l'acier et du POM

	Acier	POM
Masse volumique ρ (kg/m^3)	8010	1420
Module de Young E (GPa)	203	2.9
Coefficient de Poisson ν	0.30	0.35

Le modèle de turbulence URANS à deux équations, $k - \varepsilon$ est utilisé. Il s'agit d'un modèle connu pour surestimer l'énergie cinétique turbulente aux points de stagnation et nécessite un traitement particulier aux parois [58]. Ainsi, une loi de paroi semi-empirique est utilisée. Le découplage pression-vitesse est assurée par l'algorithme PISO (cf. chapitre 2). Le schéma d'Euler d'ordre 1 est appliqué pour la discrétisation temporelle. Concernant la discrétisation spatiale des termes de convection, diffusion et des gradients, la méthode de Gauss linéaire est utilisée.

3.3.3 Formulation et résolution du problème de la structure

On rappelle que les déformations de la structure sont décrites à l'aide de l'équation (2.30), présentée dans le chapitre 2 [44, 90]. Les conditions aux limites sont données par l'équation (3.7) et sont également valables pour $t = 0s$.

$$\begin{cases} \boldsymbol{\xi} = 0 & \text{sur } \Gamma_{encast} \\ \boldsymbol{\sigma}_s \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\sigma}_f \cdot \mathbf{n} & \text{sur } \Gamma_{fs} \end{cases} \quad (3.7)$$

avec $\boldsymbol{\xi}$, $\boldsymbol{\sigma}_f$ et $\boldsymbol{\sigma}_s$, respectivement le vecteur de déplacement en déformation de la structure, la contrainte fluide et la contrainte de Cauchy.

3.3.4 Formulation et résolution du problème couplé en IFS

Un schéma de couplage implicite (Figure 3.11) est utilisé afin de résoudre le problème en IFS. Les équations du fluide et du solide sont résolues à chaque étape jusqu'à ce que la convergence de couplage soit atteinte (cf. chapitre 2) [90]. La convergence de couplage à chaque pas de temps est obtenue lorsque la norme L^2 de l'erreur $\|\mathbf{r}_i\|_2 < \varepsilon_{FSI,tol}$. Plus de détails concernant les schémas de couplage implicites sont disponibles dans le chapitre 2. De plus, une procédure de sous-relaxation d'Aitken (équation (2.66)) est appliquée au déplacement du maillage fluide à l'interface fluide-structure, afin d'améliorer et d'accélérer la convergence et d'augmenter la stabilité du schéma de couplage (cf. section 2.5.2.3) [80].

3.3.5 Résultats et discussions

3.3.5.1 Cas d'un hydrofoil 3D encastré indéformable

L'écoulement est établi avant d'autoriser la déformation de la structure. Il est illustré par la Figure 3.12 qui présente les champs de vitesse dans le sens de l'écoulement u , et de

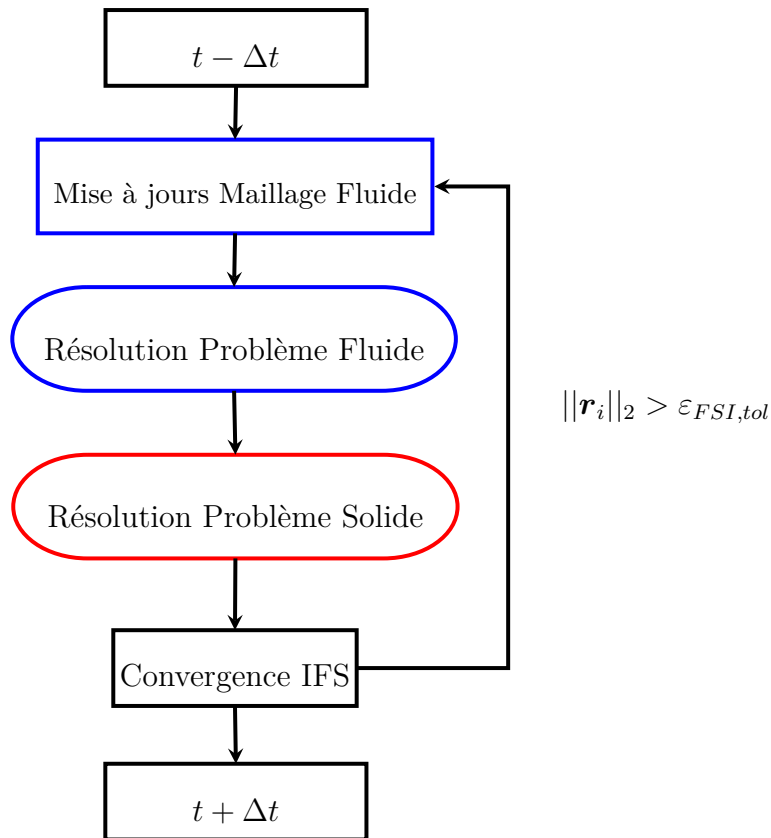


FIGURE 3.11 – Algorithme de couplage implicite.

pression p sur plan représentant une coupe suivant l'axe z du domaine. Enfin, le maillage solide est composé de 1000 éléments. Les dimensions du canal ont légèrement été augmentées ($200 * 200\text{mm}$) par rapport aux dimensions du canal hydrodynamique expérimental afin de faciliter la dynamique du maillage, notamment au niveau de l'interstice entre la paroi du canal et le bord libre de l'hydrofoil. Le maillage fluide comporte 830000 éléments. Ces maillages correspondent à ceux utilisés par Benaouicha [15].

Nous nous intéressons dans un premier temps à la résolution du problème fluide. L'objectif étant de valider l'utilisation des modèles mis en place. Les comparaisons se font donc par rapport à un cas de référence utilisant un hydrofoil en acier, considéré indéformable [60]. La vitesse d'entrée de l'écoulement est 5 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $5 \cdot 10^5$. Les résultats obtenus sont présentés dans la Figure 3.13, qui représente les coefficients de portance (équation (1.9)) et de trainée (équation (1.8)) de l'hydrofoil pour différents angle d'attaque α . Les courbes noires et bleues correspondent respectivement aux valeurs expérimentales et numériques. Enfin, les marqueurs ronds et bleus représentent les simulations réalisées. Nous constatons une surestimation de la trainée qui est probablement dû au modèle de turbulence $k - \varepsilon$. En revanche, la portance

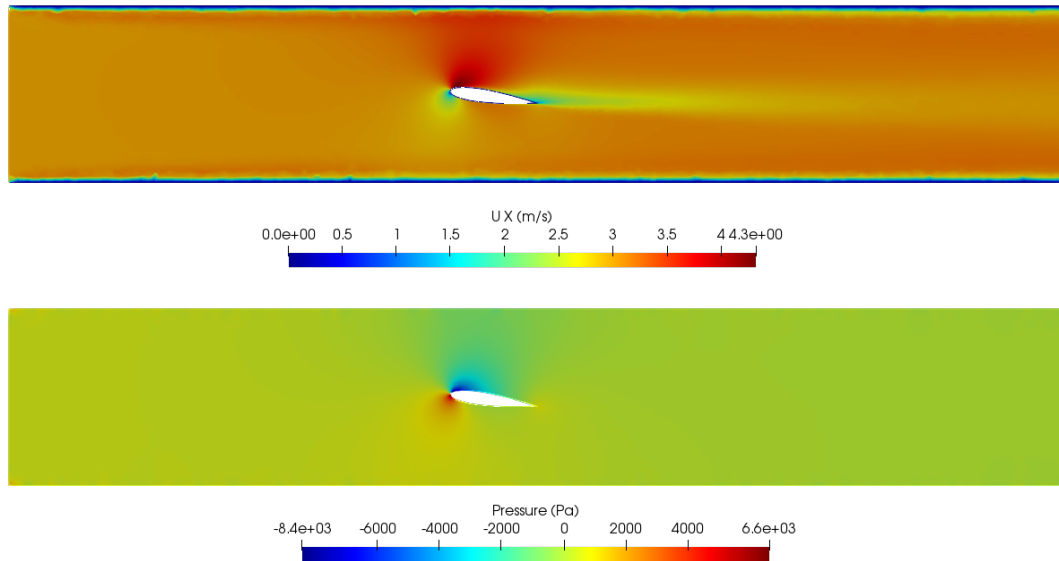


FIGURE 3.12 – Champs initiaux u et p à $t = 0$ s et pour $U_\infty = 3\text{m/s}$.

est relativement bien calculée jusqu'à $\alpha = 8^\circ$, puis se dégrade avec l'augmentation de l'angle d'incidence α . Globalement, une légère sous estimation de la portance est donc observée.

3.3.5.2 Cas d'un hydrofoil 3D encastré déformable

La Figure 3.14 et Figure 3.15 représentent respectivement la composante en x du champ de vitesse u et la répartition du coefficient de pression C_p à 10%, 50% et 90% de l'envergure, soit $z = 0.1e$, $z = 0.5e$ et $z = 0.9e$ respectivement lorsque le système couplé fluide-structure atteint un régime permanent. Les positions $z = 0$ et $z = e$ correspondent respectivement à la face encastrée (déformation nulle) et libre (déformation maximale) de l'hydrofoil. Nous remarquons des différences notables concernant le décrochage de l'écoulement au niveau de l'extrados. En effet, il n'apparaît pas au même moment pour les trois positions. Il semblerait qu'il soit fortement affecté par la proximité des parois du canal (Figure 3.14 - $z = 0.1e$) et par la déformation de la structure qui est maximale en $z = 0.9e$ (Figure 3.14 - $z = 0.9e$). Il apparaît environ à 50% de l'extrados pour $z = 0.5e$ (Figure 3.14 - $z = 0.5e$), alors que l'écoulement ne présente presque aucun décrochage pour $z = 0.1e$ et $z = 0.9e$. Enfin, sur la Figure 3.14, nous pouvons voir que l'interstice entre la face libre de la structure et la paroi du canal impacte énormément l'écoulement dans le sillage de l'hydrofoil. La Figure 3.15 nous permet d'observer que la dépression créée par l'hydrofoil sur l'extrados est maximale lorsque z est proche de 0 (face encastrée de l'hydrofoil) et diminue lorsque z tend vers e (face libre de l'hydrofoil). Cependant, la surface inférieure de la structure, l'intrados, semble moins affectée. Ainsi, le caractère 3D

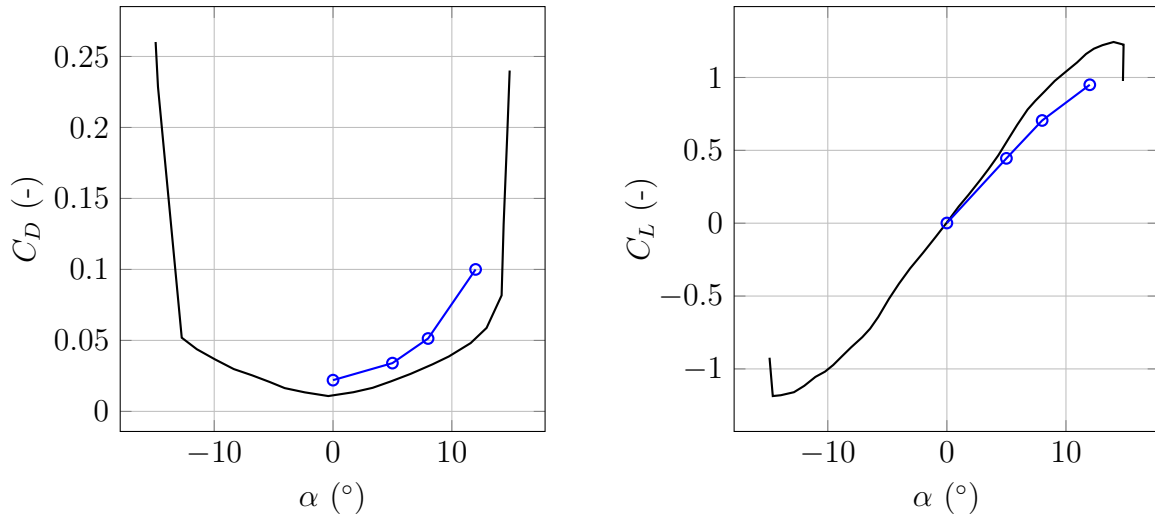


FIGURE 3.13 – Comparaison numérique (courbes bleues) et expérimental (courbes noires) du coefficient de portance C_L et de traînée C_D pour $U_\infty = 5\text{m/s}$.

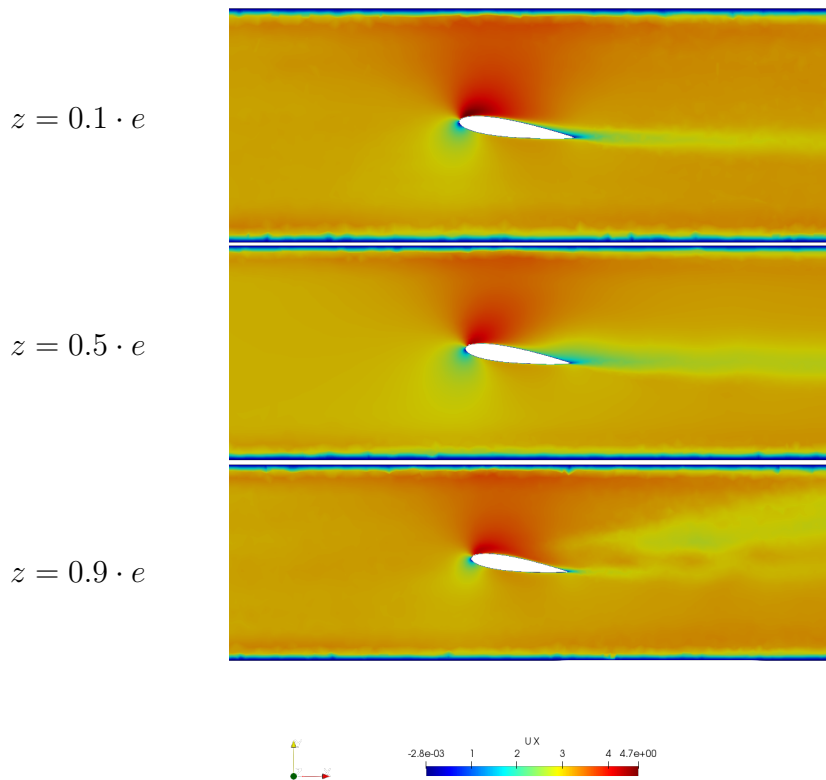


FIGURE 3.14 – Composante en x de la vitesse u sur trois plans suivant z situés à 10%, 50% et 90%.

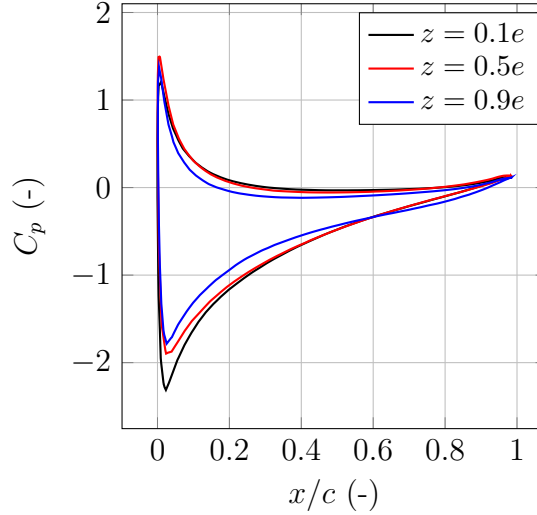


FIGURE 3.15 – Distribution du coefficient de pression C_p sur trois plans suivant z situés à 10%, 50% et 90%.

de l'écoulement est mis en valeur à travers cette étude.

L'évolution temporelle de l'angle d'attaque, ainsi que la flèche au bord d'attaque (noir) et au bord de fuite (bleu) au niveau de la face libre de l'hydrofoil est représentée sur la Figure 3.16. On distingue le régime transitoire du régime permanent. Néanmoins on s'intéresse ici au régime permanent. Les résultats expérimentaux sont affichés en rouge sur ces courbes. On remarque qu'un régime permanent est rapidement obtenu, à $t = 0.05s$. De plus, la flèche au bord d'attaque est plus importante que celle au bord de fuite. Cela est caractéristique d'un mouvement de torsion qui se développe dans le sens de l'envergure de l'hydrofoil. En effet, l'angle d'incidence du bord libre converge vers une valeur fixe égale à 8.22° . On rappelle que l'angle d'incidence de la face encastrée est de 8° .

Tableau 3.5 – Coefficients hydrodynamiques C_L et C_D , torsion $\Delta\alpha$ et flexion d_y d'un l'hydrofoil 3D déformable. Résultats expérimentaux [60] et numériques obtenu avec *Ansys* [15] et avec notre modèle. L'erreur relative est calculée par rapport aux résultats expérimentaux.

	C_L (-)	C_D (-)	$\Delta\alpha$ ($^\circ$)	d_y [mm]
Expérimental [60]	0.80	0.045	0.2	1.48
Numérique - <i>Ansys</i> [15]	0.85	0.058	0.17	1.5
Numérique	0.74	0.058	0.22	1.35
Erreur relative	7.5%	22%	10%	8.5%

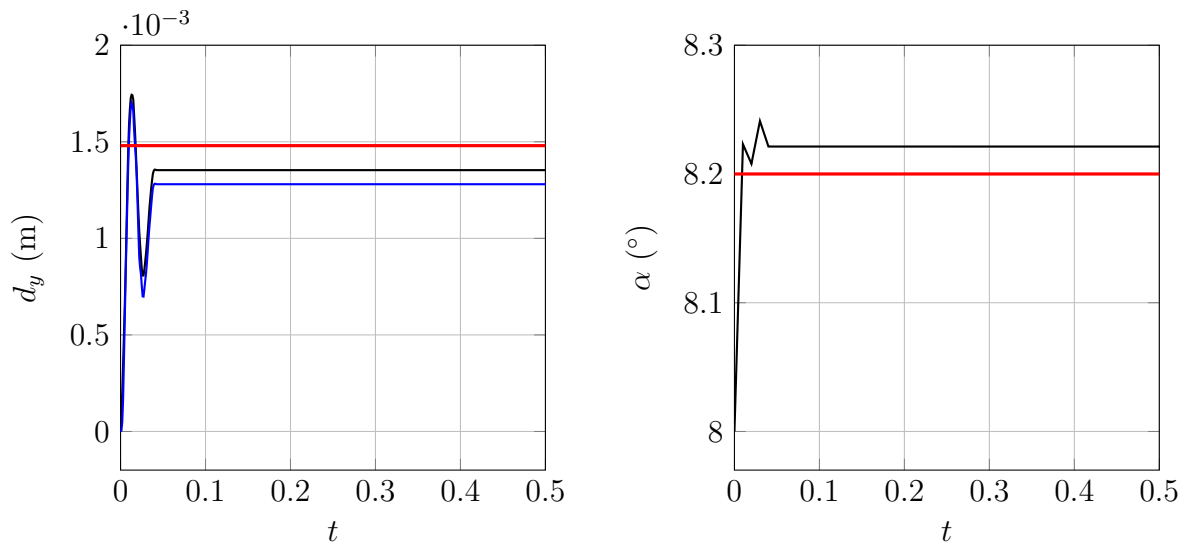


FIGURE 3.16 – Évolution temporelle obtenus numériquement de la flèche d_y du bord d'attaque (noir) et du bord de fuite (bleu) et de l'angle d'attaque α de l'hydrofoil au niveau de la face libre, comparaison avec les résultats expérimentaux (rouge).

Les coefficient de portance C_L , de trainée C_D , la différence de l'angle d'incidence $\Delta\alpha$ du bord encastré et du bord libre ainsi que la flèche du bord d'attaque obtenus en régime permanent sont résumés dans le Tableau 3.5. Une comparaison est réalisée avec les résultats obtenus expérimentalement [60] et numériquement avec le code *Ansys*. Concernant le coefficient de portance, la torsion et la flèche, une erreur relative inférieure à 10% est obtenue par rapport aux résultats expérimentaux. En revanche le coefficient de trainée obtenu semble assez éloigné de la valeur expérimentale. L'erreur relative est de 22%. Cependant, la même erreur est produite avec *Ansys*.

3.4 Bilan

Deux études sont présentées dans ce chapitre. La première permet d'analyser la dynamique globale d'un hydrofoil en mouvement oscillant de pilonnement et de tangage. La deuxième se concentre sur les déformations induites par les efforts hydrodynamiques d'un hydrofoil immergé dans un écoulement. Ces deux études dissocient deux phénomènes d'interaction fluide-structure qui apparaissent lorsqu'une structure déformable et immergée est en mouvement dans un écoulement.

Ainsi, la première section nous apporte des renseignements sur la dynamique globale d'une aile battante pour la production d'énergie. Cette dynamique est prescrite de deux façons non-sinusoidales conformément aux solutions technologiques envisagées pour le

projet PoHyCA. Pour les deux solutions, continue et discontinue, l'hydrofoil décrit un mouvement périodique. On observe qu'un angle d'incidence plus élevé génère une force de portance plus élevée, ce qui induit une oscillation plus rapide et un rendement plus important. Les rendements obtenus semblent cohérents avec ceux observés dans la littérature. Ils nécessitent cependant d'être affinés par la comparaison avec des résultats expérimentaux. La solution discontinue génère un rendement plus élevé que la solution continue, qui est dû en partie à une fréquence d'oscillation plus élevée. Cependant, les arrêts forcés en fin de phases de pilonnement ascendantes et descendantes sont des sources d'endommagement du matériel, constituant un inconvénient majeur de cette solution.

La deuxième partie permet la mise en place d'un modèle prenant en compte les déformations d'un hydrofoil encastré tridimensionnel se déformant sous l'effet de l'écoulement. Nos résultats, notamment les efforts hydrodynamiques et les déformations en flexion et en torsion, sont comparés aux résultats obtenus expérimentalement dans un canal hydrodynamique. L'interaction fluide-structure est prise en compte avec un schéma numérique partitionnée implicite. La turbulence est prise en compte avec un modèle URANS et la structure est modélisée comme étant élastique. Il est montré que la structure se déforme en subissant les efforts hydrodynamiques mais aussi que le sillage de la structure est impacté par la déformation de l'hydrofoil.

Nous présentons dans le chapitre suivant une approche permettant de prendre en compte les déformations et un mouvement forcé de tangage.

Chapitre 4

Plaque déformable en mouvement de rotation forcé

Sommaire

4.1	Introduction	77
4.2	Formulation du problème étudié	77
4.2.1	Formulation du problème de l'écoulement	78
4.2.2	Formulation du problème de déformation de la structure	79
4.2.3	Formulation du problème couplé en Interaction Fluide-Structure	80
4.2.4	Résolution numérique	80
4.3	Résultats et discussion	81
4.3.1	Validation expérimentale pour une structure rigide	82
4.3.2	Analyse fréquentielle pour une structure déformable	87
4.3.3	Effet de la masse ajoutée dans l'eau	88
4.3.4	Analyse de la déformation en flexion de la plaque	89
4.3.5	Comparaison avec une approche modale	105
4.4	Bilan	111

On s'intéresse dans ce chapitre au mouvement de tangage d'une structure déformable. On présente ainsi les résultats obtenus sur une plaque plane et déformable en 2D dans un écoulement dont le nombre de Reynolds est de 2000. La plaque est animée d'un mouvement de tangage sinusoïdal forcé, d'amplitude 20° et dont le centre de rotation est situé à 33% de la corde. Différents matériaux sont étudiés, et sont classés du plus rigide au plus souple. Les effets de l'interaction fluide-structure (IFS) sont pris en compte à l'aide d'un schéma de couplage implicite partitionné. La formulation mathématique du problème est présentée dans section 4.2. Les résultats obtenus et leurs validations expérimentales sont présentés et discutés dans la section 4.3.

4.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de valider le modèle mis en place pour prendre en compte les déformations induites par l'écoulement d'une structure en mouvement de tangage. Ainsi, nous montrons ici une première étape qui permettra dans un second temps de prendre en compte un mouvement de pilonnement et de tangage cumulé.

Les écoulements se développant autour de structures oscillantes représentent un centre d'intérêt majeur depuis des décennies en raison de leur large éventail d'applications. Les travaux dans de nombreux domaines de la recherche et de l'industrie ont abouti à des progrès significatifs dans la prédiction de la dynamique des fluides, mais également dans la prédiction des déplacements des structures déformables [95]. Les structures oscillantes immergées dans un écoulement peuvent fonctionner selon deux régimes différents : la propulsion et l'extraction d'énergie [51].

Le rendement des turbines peut être amélioré par l'utilisation d'une pale flexible. Cependant, la littérature manque d'informations sur les performances hydrodynamiques des structures déformables oscillantes. Dans ce chapitre, nous réalisons une étude numérique des effets de l'IFS sur une plaque plane flexible en 2D, soumise à un mouvement de tangage forcé. Une validation du modèle numérique avec des résultats expérimentaux dans le cas d'une plaque rigide de [69] est effectuée. Les paramètres de cette expérience sont gardés pour réaliser l'étude pour plusieurs matériaux.

4.2 Formulation du problème étudié

Dans ce chapitre, on considère une plaque plane déformable et en déplacement, dans un fluide en écoulement, dont le nombre de Reynolds basé sur la corde est $Re = 2000$. Ceci correspond à une vitesse amont de l'écoulement $U_\infty = 0.05m/s$ (Figure 4.1). L'épaisseur de la plaque et la corde sont respectivement $e = 3mm$ et $c = 40mm$. Elle est animée d'un mouvement de tangage forcé sinusoïdal défini par l'équation (4.1). Son axe de rotation est situé à $1/3$ de sa corde. Le mouvement forcé est contrôlé depuis le bord d'attaque (LE) de la structure (Figure 4.2), de sorte qu'il oscille avec une amplitude de 20° , entre $-\alpha_0$ et α_0 ($\alpha_0 = 10^\circ$). Cinq cas correspondant à cinq fréquences réduites $k = \pi fc/U_\infty$ de l'oscillation de la plaque sont étudiés : 1.5, 2.5, 3.0, 3.8 et 5.

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(2\pi ft) \tag{4.1}$$

Cinq matériaux de différentes rigidités, dont les paramètres sont résumés dans le Ta-

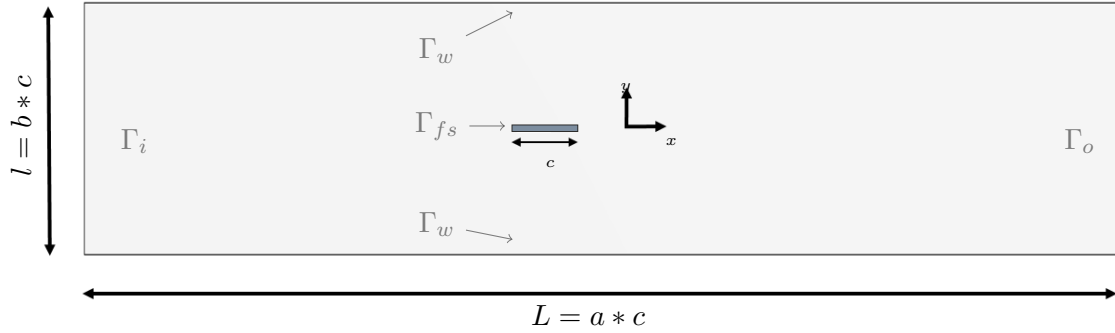


FIGURE 4.1 – Domaine fluide : Description de la géométrie et des frontières.

bleau 4.1, sont étudiés et comparés.

4.2.1 Formulation du problème de l'écoulement

La dynamique de l'écoulement est régie par les équations de Navier-Stokes (équation (2.6)) données dans leurs formulations Arbitraire-Lagrangienne-Eulérienne (ALE). L'écoulement est laminaire, instationnaire et incompressible. Les conditions initiales et aux frontières sont données par l'équation (4.2). L'équation (2.6) est rappelée ici :

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho [(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \cdot \nabla] \mathbf{u} = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{f} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty & \text{sur } \Gamma_i & (a) \\ \mathbf{u} = 0 & \text{sur } \Gamma_w & (b) \\ \mathbf{u} = \dot{\boldsymbol{\xi}} & \text{sur } \Gamma_{fs} & (c) \\ p \cdot \mathbf{n} = 0 & \text{sur } \Gamma_o & (d) \\ \mathbf{u}_{t=0} = \mathbf{u}_\infty & \text{sur } \Omega_f & (e) \end{cases} \quad (4.2)$$

Tableau 4.1 – Caractéristiques mécaniques des matériaux de la plaque.

	<i>Mat</i> ₁	<i>Mat</i> ₂	<i>Mat</i> ₃	<i>Mat</i> ₄	<i>Mat</i> ₅
Nom	<i>Acier</i>	-	-	-	-
Densité ρ_s (kg/m^3)	7000	1420	1420	1420	1420
Module de Young E_Y (GPa)	210	0.0029	0.001	0.00048	0.00029
Coefficient de Poisson ν	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35

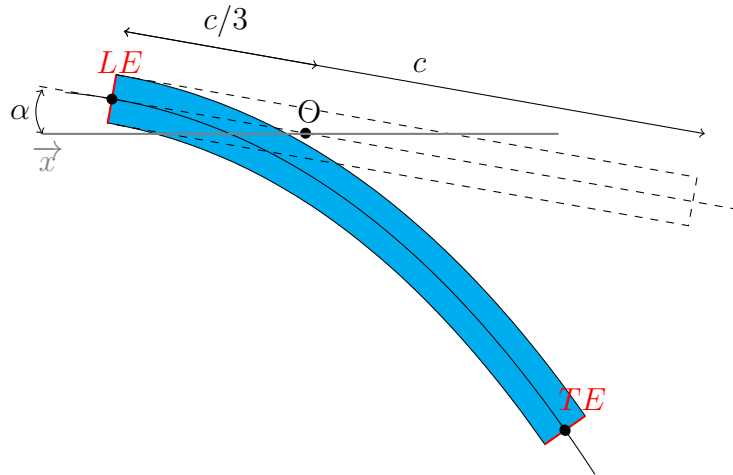


FIGURE 4.2 – Domaine solide : Description de la géométrie et des frontières pour le matériau rigide (noir) et les matériaux déformables (bleu). Le centre de rotation O est fixe dans le temps et dans l'espace.

$\mathbf{u} = (u, v)$ le vecteur vitesse du fluide, p la pression du fluide, $\mathbf{u}_\infty = (U_\infty, 0)$, et $\dot{\xi}$ le vecteur vitesse de la structure. Les limites du domaine fluide Γ_i , Γ_o , Γ_w et Γ_{fs} sont respectivement l'entrée, la sortie, la paroi et l'interface fluide-structure (Figure 4.1). Le vecteur normal unitaire \mathbf{n} aux frontières est dirigé vers l'extérieur du domaine fluide. Enfin, la vitesse arbitraire du domaine fluide \mathbf{u}_g est calculée avec l'équation de diffusion (équation (2.7)) [86], où λ est le coefficient de diffusion dépendant de l'espace, fonction de la distance d à l'interface fluide-structure Γ_{fs} .

4.2.2 Formulation du problème de déformation de la structure

On rappelle que les déformations de la structure sont décrites à l'aide de l'équation de conservation suivante (équation (2.30)) [44] :

$$\rho_s \frac{\partial^2 \boldsymbol{\xi}}{\partial t^2} = -\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_s + \mathbf{f}_s$$

avec ρ_s , $\boldsymbol{\xi}$, $\boldsymbol{\sigma}_s$ et \mathbf{f}_s , respectivement la densité de la structure, le vecteur de déplacement local de la structure, la contrainte de Cauchy et les forces volumiques agissant sur la structure.

Les conditions initiales et aux limites sont données par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \boldsymbol{\sigma}_f \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\sigma}_s \cdot \mathbf{n} & \text{sur } \Gamma_{fs} \quad (a) \\ \boldsymbol{\xi} = \frac{c}{3} [\cos(\alpha) - 1, \sin(\alpha)] & \text{sur } LE \quad (b) \\ \boldsymbol{\xi}_{t=0} = 0 & (c) \\ \dot{\boldsymbol{\xi}}_{t=0} = 0 & (d), \end{array} \right. \quad (4.3)$$

4.2.3 Formulation du problème couplé en Interaction Fluide-Structure

Le problème couplé en IFS est défini par les problèmes de l'écoulement (équation (2.6)), de la déformation de la structure (équation (2.30)) ainsi que les conditions de couplage entre le fluide et la structure. Ces dernières s'écrivent comme [15] :

$$\mathbf{u}_{|\Gamma_{fs}} = \dot{\boldsymbol{\xi}}_{|\Gamma_{fs}} \quad (4.4)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_f \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\sigma}_s \cdot \mathbf{n} \quad (4.5)$$

Ici, $\mathbf{u}_{|\Gamma_{fs}}$ et $\dot{\boldsymbol{\xi}}_{|\Gamma_{fs}}$ sont respectivement les champs de vitesse fluide et solide à l'interface fluide-structure Γ_{fs} .

4.2.4 Résolution numérique

Les équations de la dynamique de l'écoulement fluide (équation (2.6)) sont résolues avec le code open-source *Foam-Extend*, en utilisant une discrétisation en volumes finis du second ordre. L'algorithme PISO est appliqué pour assurer la résolution du problème couplé pression-vitesse. Dans cette étude, le nombre de Courant est maintenu à moins de 1. La discrétisation temporelle est effectuée en utilisant le schéma implicite du second ordre pour les équations du problème fluide et du problème de déformation de la structure. La résolution des équations de déformations est présentée dans le chapitre 2. Elle se base sur la méthode des volumes finis [24, 49, 90, 80, 22].

Plusieurs approches peuvent être utilisées pour résoudre le problème du couplage fluide-structure [15, 21, 47, 78, 80, 96]. Ici, le schéma de couplage implicite (Figure 3.11) est utilisé afin de résoudre le problème en IFS, en raison de sa précision et de sa stabilité numérique. De plus, une procédure de sous-relaxation d'Aitken est appliquée (équation (2.66)). Les avantages de cette procédure sont présentés dans le chapitre 2. Une première application est également présentée dans le chapitre 3.

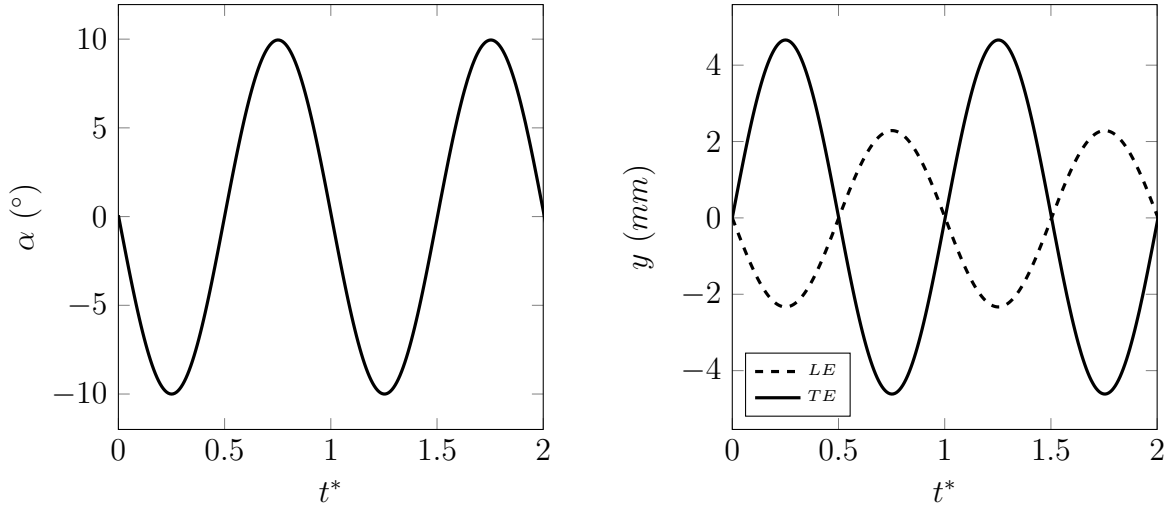


FIGURE 4.3 – Évolution temporelle de l’angle d’attaque α (gauche) et du déplacement y du bord d’attaque (LE) et du bord de fuite (TE) (droite) pour Mat_1 et $k = 3.8$.

4.3 Résultats et discussion

En inspectant l’évolution de l’angle d’attaque de la plaque (AoA pour Angle of Attack) en fonction du déplacement temporel forcé (équation (4.3)-b) du bord d’attaque (LE) et du déplacement temporel libre du bord de fuite (TE), on observe comme prévu que, dans le cas d’un matériau rigide (Mat_1), la plaque oscille entre $-\alpha_0$ et $+\alpha_0$, comme les variations temporelles de α (Figure 4.3). L’AoA se confond donc avec α . Notons que, comme prévu, le déplacement maximum y de TE est supérieure à celui de LE. Ce résultat est attendu car le centre de rotation de la plaque est situé à $c/3$ à partir de LE.

Le coefficient de poussée moyen est calculé avec quatre maillages différents du domaine fluide, classés en fonction du nombre de mailles utilisées le long de la plaque. Du maillage le plus grossier au plus fin, l’extrados et l’intrados sont décomposés en 80, 180, 280 et 380 éléments. Les valeurs moyennes du coefficient de poussée $\langle C_t \rangle$ sont tracées en Figure 4.4 pour deux valeurs de fréquence réduite k . Pour $k = 3.8$, le coefficient de poussée moyen n’évolue plus pour une discrétisation plus fine que 280 éléments et converge vers $\langle C_t \rangle = -0.0249$. Pour $k = 2, 5$, la convergence en maillage est obtenue pour une discrétisation moins raffinée. Il a donc été décidé d’utiliser le maillage avec une discrétisation de 280 éléments le long de la plaque.

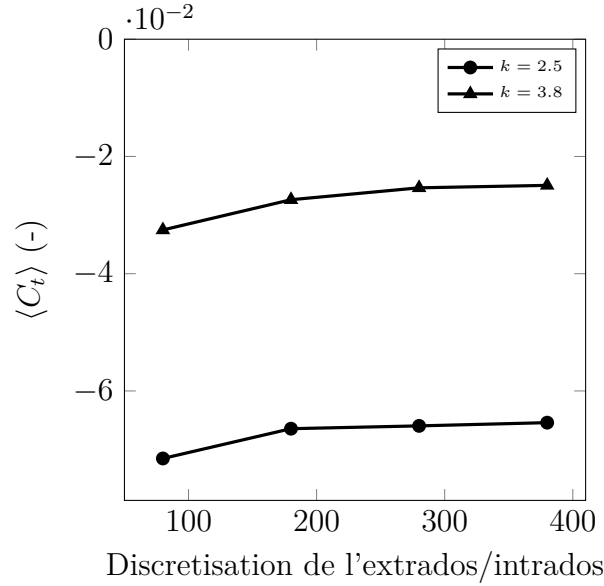


FIGURE 4.4 – Coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ pour tous les maillages (du plus grossier au plus fin) pour $k = 2.5$ et $k = 3.8$.

4.3.1 Validation expérimentale pour une structure rigide

4.3.1.1 Comparaison qualitative

Les champs de vorticités instantanés obtenus numériquement pour $k = 2.5$ et 3.8 (Figure 4.5) sont comparés à la moyenne de phase des champs de vorticités expérimentaux [69]. Le profil utilisé pour les mesures expérimentales est en carbone epoxy de module d'Young $E_Y = 70687\text{MPa}$. Il est suffisamment rigide pour être considéré comme indéformable. Rappelons que la vorticités ω_z suivant l'envergure (dans la direction z) est obtenue à partir des dérivés spatiales des composantes u et v de la vitesse de l'écoulement (équation (4.6)).

$$\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4.6)$$

Les captures sont réalisées pour un angle d'attaque de $\alpha = -8^\circ$ lorsque le bord d'attaque de la plaque est en mouvement descendant. On remarque une bonne cohérence dans le sillage proche de la structure ($x \leq c$) entre les résultats expérimentaux et numériques. En effet, à l'image des résultats expérimentaux, le sillage obtenu numériquement s'organise en réseau de tourbillon. Cependant, en s'éloignant un peu plus du bord de fuite, le maillage devient de plus en plus grossier et cela dégrade la propagation des tourbillons. Les comparaisons quantitatives dans le sillage se faisant le long des segments $x = c/2$ et $x = c$, en aval de la plaque, cela ne pose pas de problème pour la suite de l'étude. Pour les deux fréquences réduites $k = 2.5$ et $k = 3.8$, quatre tourbillons, dont le signe de circulation est alterné (un positif dans le sens antihoraire et un négatif dans le sens

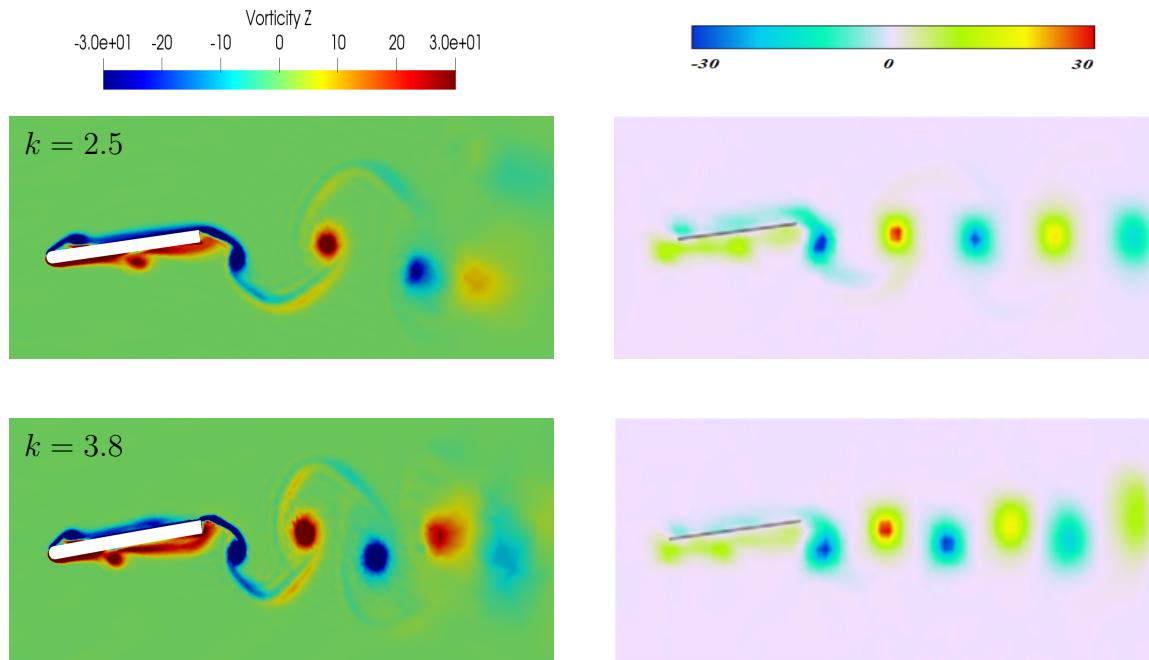


FIGURE 4.5 – Champs de vorticité ω_z instantanée dans la direction z pour l’approche numérique (gauche) et expérimentale (droite), pour $k = 2.5$ (haut) et $k = 3.8$ (bas).

horaire), sont relâchés par période d’oscillation T . La période d’oscillation pour $k = 3.8$ étant plus petite que pour $k = 2.5$, les tourbillons sont plus proches, ce qui est également observé expérimentalement. Ce type de sillage développé derrière une structure oscillante est caractéristique d’une allée inversée de Von K rm n [83], qui voit les tourbillons tourner en sens inverse de ceux qu’on observerait pour une allée naturelle de Von K rm n (que l’on observe dans le sillage de cylindres bidimensionnels par exemple). De plus cet arrangement génère une augmentation de la vitesse moyenne dans le sillage (Figure 4.7 et Figure 4.8) et est généralement synonyme d’une force propulsive [69, 70]. Enfin, l’apparition et la propagation le long de l’extrados et de l’intrados de tourbillons formés depuis le bord d’attaque est également notable avec les résultats numériques. Cela parait moins évident avec les résultats expérimentaux.

4.3.1.2 Comparaison quantitative

Les champs de vitesse u dans la direction x permettent d’obtenir les profils de vitesse U_{RMS} défini par l’équation (4.7). La vitesse RMS (pour Root Mean Square) est également calculée afin d’analyser l’écoulement dans le sillage de la plaque et d’apporter des comparaisons expérimentales [69]. Elle est définie par :

$$U_{RMS}(x, y) = \sqrt{\left(\frac{\langle u(x, y)^2 \rangle}{U_\infty^2}\right)} \quad (4.7)$$

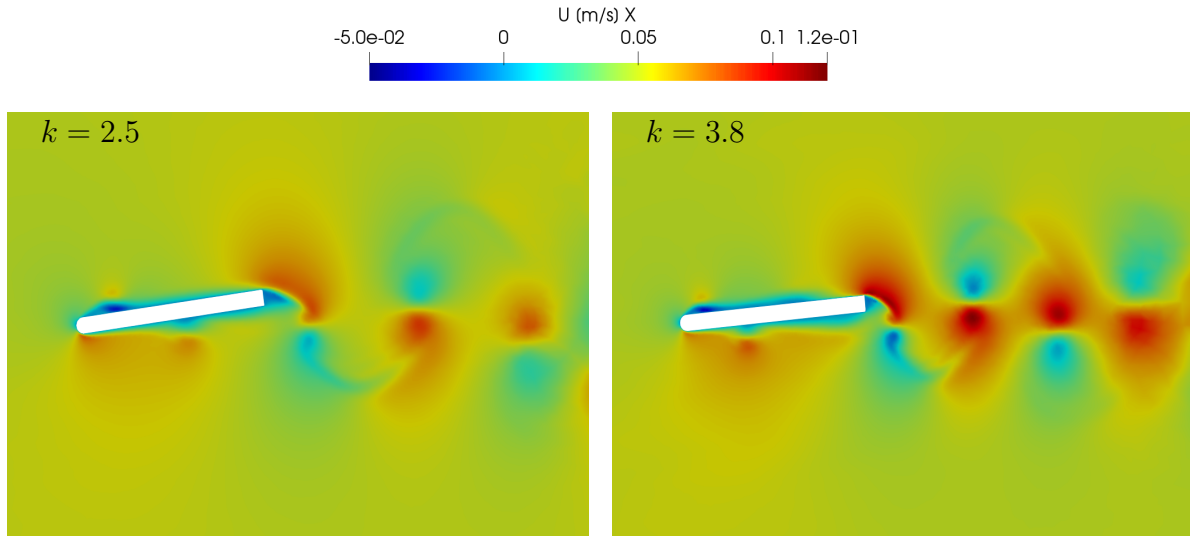


FIGURE 4.6 – Champs de vitesse u instantanée pour l’approche numérique, pour $k = 2.5$ (gauche) et $k = 3.8$ (droite).

où u est la vitesse dans le sens de l’écoulement. Dans ce chapitre, U_{RMS} est calculée sur les lignes-segments $x = c/2$ and $x = c$, dans le sillage de la plaque.

La Figure 4.6 représente le champ de vitesse u instantané obtenus numériquement pour $k = 2.5$ et 3.8 . Pour les deux fréquences réduites de rotation, l’écoulement est accéléré dans le sillage de la plaque. Cet excès de vitesse augmente avec la vitesse de rotation. Cela est également visible sur la Figure 4.7 et la Figure 4.8.

Les profils de vitesse U_{RMS} , définis par l’équation (4.7), sont tracés le long des segments $x = c/2$ et $x = c$, en aval de la plaque, respectivement pour $k = 2.5$ (Figure 4.7) et $k = 3.8$ (Figure 4.8). Dans l’ensemble, on constate que notre modèle produit des résultats cohérents avec l’approche *Multi-Domaine* et avec les résultats expérimentaux [69]. Cependant, le sillage dans la région la plus éloignée de la plaque semble être mieux prédit que celui plus proche du TE.

Pour $k = 2.5$, un excès de vitesse d’environ 0.3 apparaît, reflétant des profils en forme de jet (Figure 4.7). Notre modèle tend à surestimer de 8% et 5% la valeur maximale de U_{RMS} par rapport aux résultats expérimentaux, qui se produit à $y/c = 0$, respectivement pour $x = c/2$ et $x = c$ en aval du bord de fuite TE. Si la largeur des sillages obtenus par l’approche numériques 2D semble un peu plus étroite que pour les résultats expérimentaux, les profils U_{RMS} des deux méthodes sont quasiment identiques pour $|y/c| > 0.3$.

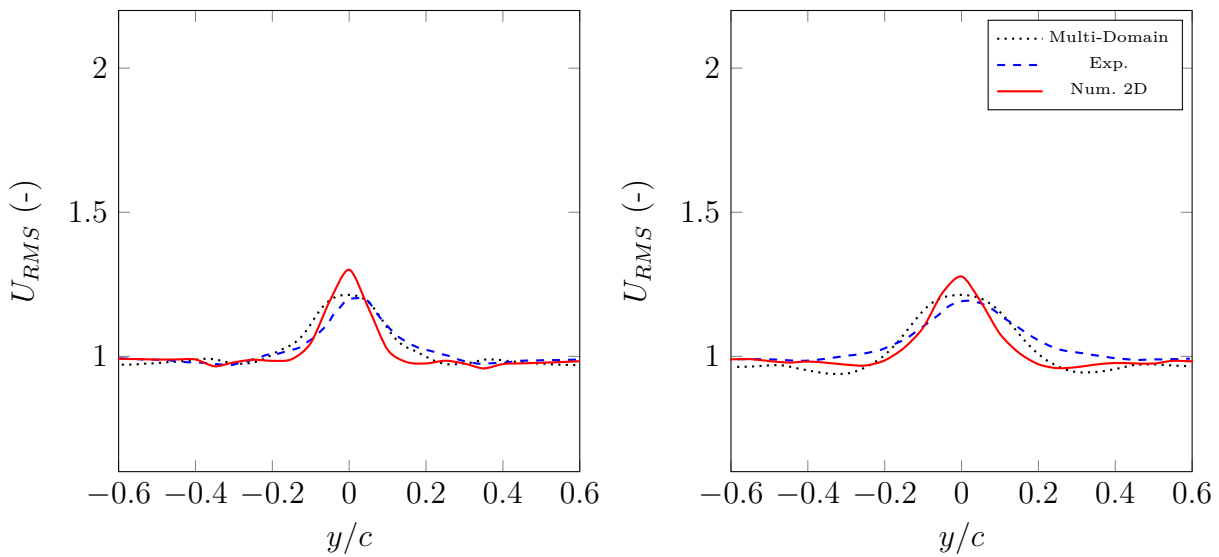


FIGURE 4.7 – Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour l’approche Multi-Domaine (noir), exp. (bleu) [69] et 2D (rouge) pour $k = 2.5$.

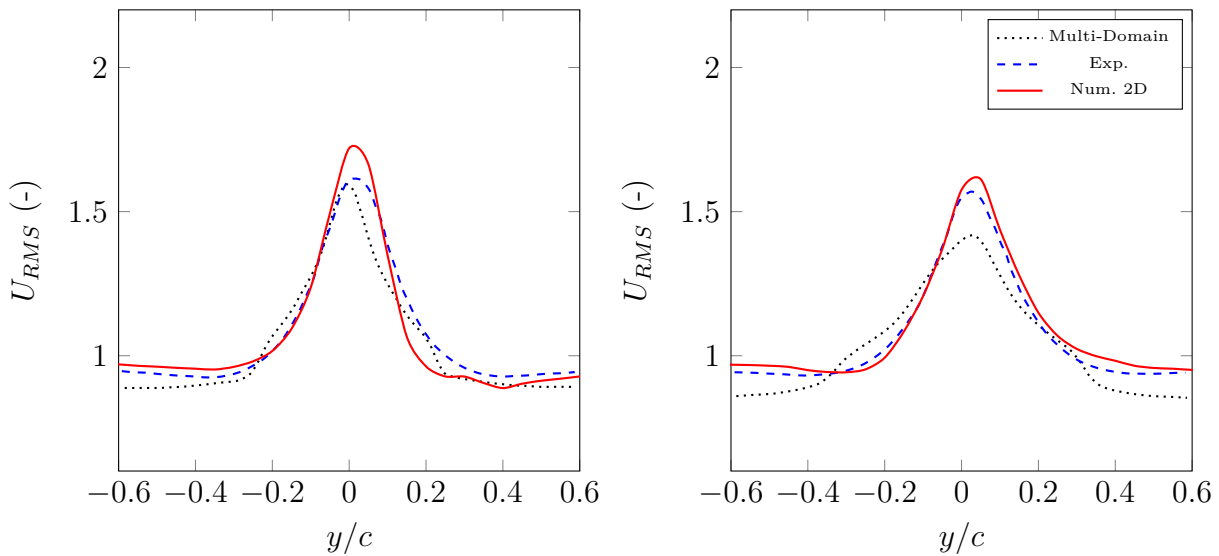


FIGURE 4.8 – Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour l’approche Multi-Domaine (noir), exp. (bleu) [69] et 2D (rouge) pour $k = 3.8$.

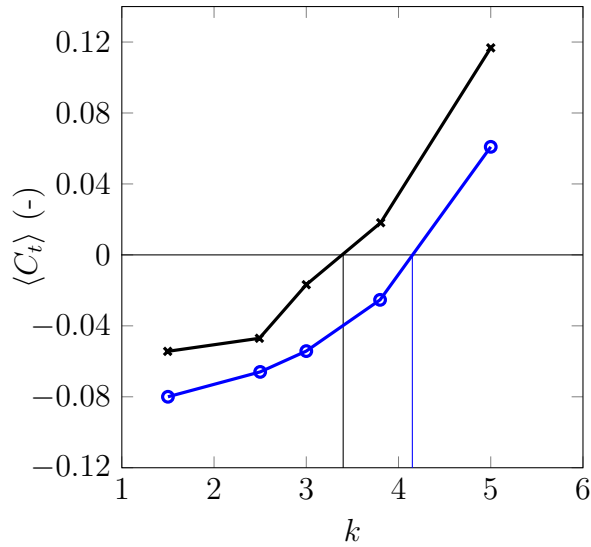


FIGURE 4.9 – Évolution du coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ en fonction de la fréquence réduite k , résultats expérimentaux (noir), résultats numériques (bleu).

Comme attendu [69], plus la fréquence réduite est élevée, plus le profil en forme de jet devient important. En effet, pour $k = 3.8$, un excès de vitesse de 0.71 apparaît, avec une erreur relative de 6% (Figure 4.8) par rapport aux résultats expérimentaux. Elle se produit à $y/c = 0$ pour les deux positions en x . Comme dans le cas précédent, nos résultats sont bien positionnés et une très bonne cohérence est obtenue par rapport à l'expérience et à l'approche *Multi-domaine*. Enfin, le sillage dans la région du champ lointain présente une erreur relative de 2% et montre donc un très bon accord avec l'expérience.

Le coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ est calculé pour plusieurs valeurs de la fréquence réduite k (Figure 4.9) ($\langle \phi \rangle$ représente la moyenne temporelle de ϕ - Les grandeurs sont moyennées sur une période représentative). Le comportement général est bien reproduit. En effet, $\langle C_t \rangle$ augmente avec k . Pour les faibles valeurs de k , une poussée moyenne négative est produite, tandis que les plus grandes de k produisent une poussée positive. Cela est cohérent avec l'augmentation de l'excès de vitesse U_{RMS} observé entre $k = 2.5$ et $k = 3.8$ [69]. Cependant, notre modèle semble sous-estimer la poussée moyenne. Par conséquent, la transition obtenue numériquement entre la traînée et la propulsion de la plaque plane, caractérisée par $\langle C_t \rangle = 0$, est retardée par rapport aux résultats expérimentaux. Notez que l'approche *Multi-Domaine*, qui utilise un schéma de différences finies compact d'ordre 8 pour la discrétisation spatiale, réalise une meilleure prédiction du coefficient de poussée moyen [69]. L'ordre élevé du schéma de discrétisation pourrait expliquer les différences obtenues entre ces deux modèles.

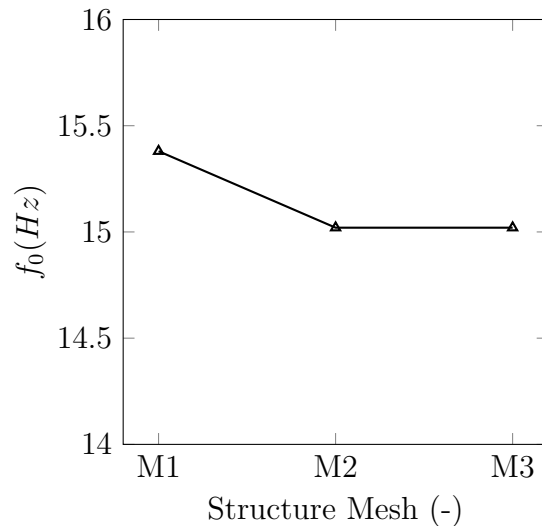


FIGURE 4.10 – Première fréquence naturelle en flexion f_0 de la plaque pour trois maillages, pour le matériaux Mat_2 .

4.3.2 Analyse fréquentielle pour une structure déformable

Une convergence en maillage pour le domaine structure est réalisée en calculant la première fréquence propre en flexion de la plaque pour les différents maillages considérés. Pour cette analyse, la plaque est considérée immergée dans de l'air car l'effet sur la fréquence propre de masse ajoutée dans ce cas est négligeable. Pour une poutre encastree de section carrée constante, la première fréquence propre en flexion est donnée par la formule analytique suivante (équation (4.8)) :

$$f_{0,analytic} = \frac{1.8751^2}{2\pi c^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho_s e^2}}, \quad (4.8)$$

où I est le moment quadratique de la section de la plaque par rapport à son axe neutre [18]. Cependant, le bord d'attaque de la plaque étant arrondi (Figure 4.2), cette formule n'est pas parfaitement adaptée à la géométrie considérée. Ainsi, la fréquence propre analytique donnée par l'équation (4.8) pour le matériau Mat_2 est $f_0 = 13.68Hz$. Le logiciel de CAO *SolidWorks* est utilisé pour calculer la fréquence propre de la plaque pour la même géométrie et le même matériau considérés en 3D et en 2D. Les valeurs obtenues sont respectivement $f_0 = 14.53Hz$ en 3D et $f_0 = 15.37Hz$ en 2D. Afin de calculer cette fréquence en utilisant une approche numérique, trois maillages M1, M2 et M3, sont considérés (du plus grossier au plus fin).

Les résultats obtenus sont respectivement $f_0 = 15.38Hz, 15.02Hz$ et $15.02Hz$ (Figure 4.10). Ainsi, les écarts relatifs sont respectivement d'environ 5.8% et 4.6% par rap-

port aux résultats de CAO 3D et respectivement d'environ 0.06% et 1.1% par rapport au cas de référence 2D. Comme aucune différence entre le maillage moyen et le maillage fin n'est obtenue, le maillage moyen sera utilisé pour la suite de ce travail. Il est composé de 280x8 éléments.

4.3.3 Effet de la masse ajoutée dans l'eau

L'équation suivante donne la relation entre la masse ajoutée M_A de la plaque dans l'eau et ses fréquences propres dans l'air f_0 et dans l'eau $f_{0,w}$ [14, 18] :

$$\frac{f_{0,w}}{f_0} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{M_A}{m}}}, \quad (4.9)$$

où $m = 5.07 \cdot 10^{-4} kg$ est la masse de la structure pour les 4 matériaux. Rappelons que la masse volumique des 4 matériaux est identique (Tableau 4.1). Les fréquences f_0 et $f_{0,w}$ sont calculées pour les matériaux $Mat_{2,3,4,5}$ afin d'en déduire M_A pour tous les matériaux. Les fréquences propres dans l'air et dans l'eau et les masses ajoutées de la plaque pour les matériaux $Mat_{2,3,4,5}$ sont données dans le Tableau 4.2. Comme attendu, les fréquences propres de la plaque dans l'eau sont plus petites que dans l'air. De plus la valeur obtenue de la masse ajoutée est quasiment la même pour tous les matériaux, avec des écarts négligeables sûrement dus aux erreurs numériques. Ceci est conforme à la réalité car la masse ajoutée ne dépend que de la géométrie de la structure et du fluide environnant et non pas du matériau ni de l'écoulement. La valeur moyenne de la masse ajoutée pour l'ensemble des matériaux est de $\overline{M_A} = 2.98 \cdot 10^{-3} kg$ et donc de $\overline{M_A}/m = 5.88$. L'effet de la masse ajoutée est donc non négligeable puisqu'elle est cinq fois plus élevée que la masse de la plaque.

Tableau 4.2 – Première fréquence propre en flexion dans l'air f_0 , dans l'eau $f_{0,w}$ et masse ajoutée M_A de la plaque pour les matériaux $Mat_{2,3,4,5}$.

	Mat_2	Mat_3	Mat_4	Mat_5
$f_0(Hz)$	15.02	8.97	6.21	4.81
$f_{0,w}(Hz)$	5.75	3.42	2.36	1.83
$M_A (g)$	2.95	2.98	3.00	2.99
$M_A/m (-)$	5.82	5.88	5.92	5.91

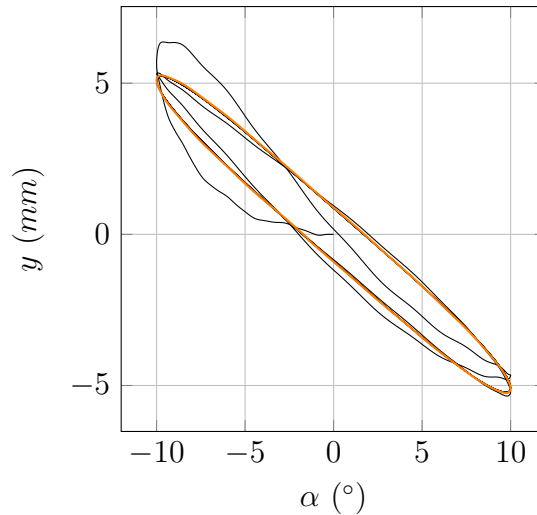


FIGURE 4.11 – Déplacement y du bord d’attaque en fonction de α pour le matériau Mat_3 et $k = 3.8$ pour toute la simulation (noir) et pour une période convergée T (orange).

4.3.4 Analyse de la déformation en flexion de la plaque

Dans cette section, les différents matériaux donnés dans le Tableau 4.1 sont testés afin d’analyser l’évolution des coefficients hydrodynamiques de la plaque dans chaque cas. Il faut noter que le cas du matériau Mat_2 ne sera pas abordé ci-après car les résultats obtenus sont très proches de ceux du matériau Mat_3 . Ces résultats ne sont donc pas significatifs pour le reste de l’analyse. Par ailleurs, rappelons que la mise en rotation de la plaque s’effectue à partir du bord d’attaque LE autour du centre localisé au tiers de sa corde (équation (4.3)).

4.3.4.1 Courbes de Lissajous

Les courbes que l’on obtient lorsque l’on représente le déplacement du bord de fuite (Figures 4.12, 4.13 et 4.14) ou l’évolution des coefficients hydrodynamiques (Figures 4.18, 4.19 et Figure 4.20) en fonction de l’angle d’incidence de la structure sont des *courbes de Lissajous* (elles représentent les trajectoires d’un point dont les composantes rectangulaires ont un mouvement sinusoïdal). L’équation paramétrique de ces courbes est la suivante :

$$\begin{cases} x = a \sin(t) \\ y = b \sin(nt + \phi_l) \end{cases} \quad (4.10)$$

Cela nous permet dans ce manuscrit d’analyser les courbes lorsqu’elles sont tracées en fonction de l’angle d’incidence α .

Un premier cas distinctif ($n = 1$) correspond à une ellipse dont les cas particuliers

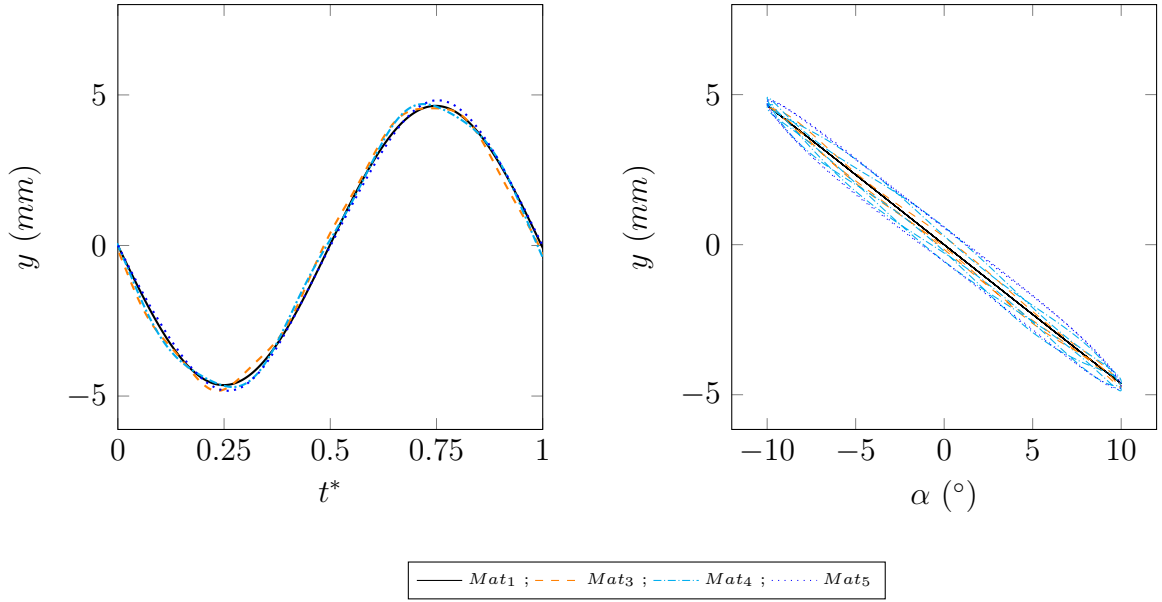


FIGURE 4.12 – Déplacement y du bord de fuite en fonction du temps (gauche) et en fonction de α (droite) pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$.

sont le cercle ($\phi_l = \pi/2$) et le segment de droite ($\phi_l = 0$). On l’observe par exemple pour le coefficient de portance C_L pour $k = 3.8$ (Figure 4.19 - courbe noire) et pour le déplacement y du bord de fuite (Figure 4.13 - courbes noire). Un deuxième cas distinctif ($n = 2$) correspond à la Besace dont le cas particulier est le Lemniscate de Geronno ($\phi_l = 0$ et $b = a/2$). On l’observe par exemple pour les coefficients de trainée C_D et de poussée C_t pour le matériaux Mat_1 pour $k = 3.8$ (Figure 4.19 - courbe noire).

4.3.4.2 Impact de la fréquence réduite k sur la déformation de la plaque

Les déplacements verticaux du bord de fuite TE de la plaque pour le matériau Mat_3 en fonction de l’angle d’incidence α sont tracés dans la Figure 4.11. La courbe noire représente les déplacements depuis le début de la simulation, tandis que la courbe orange ne montre qu’une période de rotation T où les déplacements ont convergé. Ainsi, un comportement périodique apparaît pour les déplacements. Un comportement identique est observé pour les efforts hydrodynamiques. **Par souci de clarté et quand cela sera possible, les représentations en fonction de α des forces et des déplacements ne seront tracées que pour une période T pour laquelle la convergence est obtenue.** Lorsque cela ne sera pas possible, plusieurs périodes seront représentées, comme par exemple pour la Figure 4.14 afin de représenter au mieux la dynamique de la plaque. En effet, des instabilités de la structure (dues à sa flexibilité) commencent à apparaître.

L’évolution temporelle et en fonction de l’angle d’incidence des déplacements verticaux

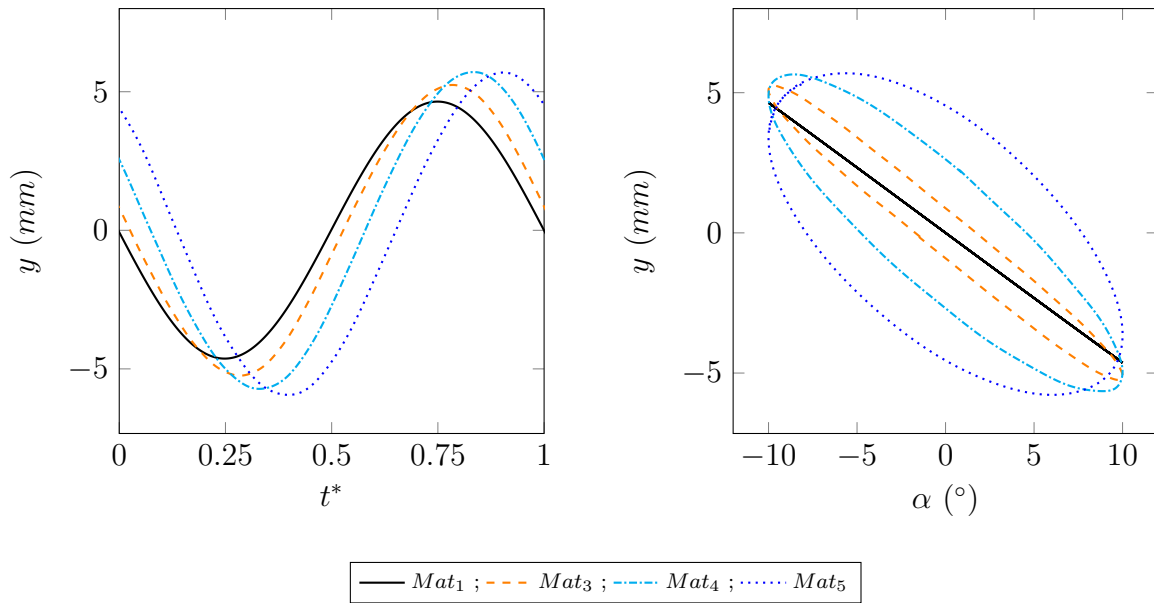


FIGURE 4.13 – Déplacement y du bord de fuite en fonction du temps (gauche) et en fonction de α (droite) pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$.

du bord de fuite TE sont représentées sur la Figure 4.12, la Figure 4.13 et la Figure 4.14, pour les matériaux Mat_1 (noir), Mat_3 (orange), Mat_4 (cyan) et Mat_5 (bleu), respectivement pour $k = 1.5, 3.8$ et 5.0 . Comme la rotation est forcée et périodique, il est possible de faire le lien entre le temps adimensionné $t^* = (t - nT)/T$ et l'angle d'incidence α , où $n = 0, 1, 2, 3, \dots$. Ainsi, $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ correspondent respectivement à $\alpha = 0^\circ, -10^\circ, 0^\circ, 10^\circ$. **Le matériau Mat_1 représente l'acier, donc la plaque pourrait être considérée comme indéformable dans ce cas en raison de ses petites dimensions. Elle sera prise comme cas de référence pour toutes les comparaisons réalisées par la suite.**

Nous observons tout d'abord que les déformations de la plaque lorsque la fréquence de rotation est faible sont de petite amplitude et cela quelque soit le matériau utilisé (Figure 4.12). En effet, pour $k = 1.5$, un déphasage très léger apparaît par rapport au cas rigide. En effet, nous remarquons que pour le cas rigide (Mat_1), il n'y a aucun déphasage entre le déplacement y du bord de fuite et l'angle α . Ce déphasage augmente avec la flexibilité de la plaque mais reste très faible, même pour le matériau le plus souple (Mat_5), représenté par la courbe bleue. De plus, on observe des déformations très faibles qui peuvent être considérées comme négligeables. Ainsi, pour les faibles fréquences de rotation, la dynamique de la structure est principalement dirigée par la rotation forcée, et la flexibilité du matériau a peu d'impact.

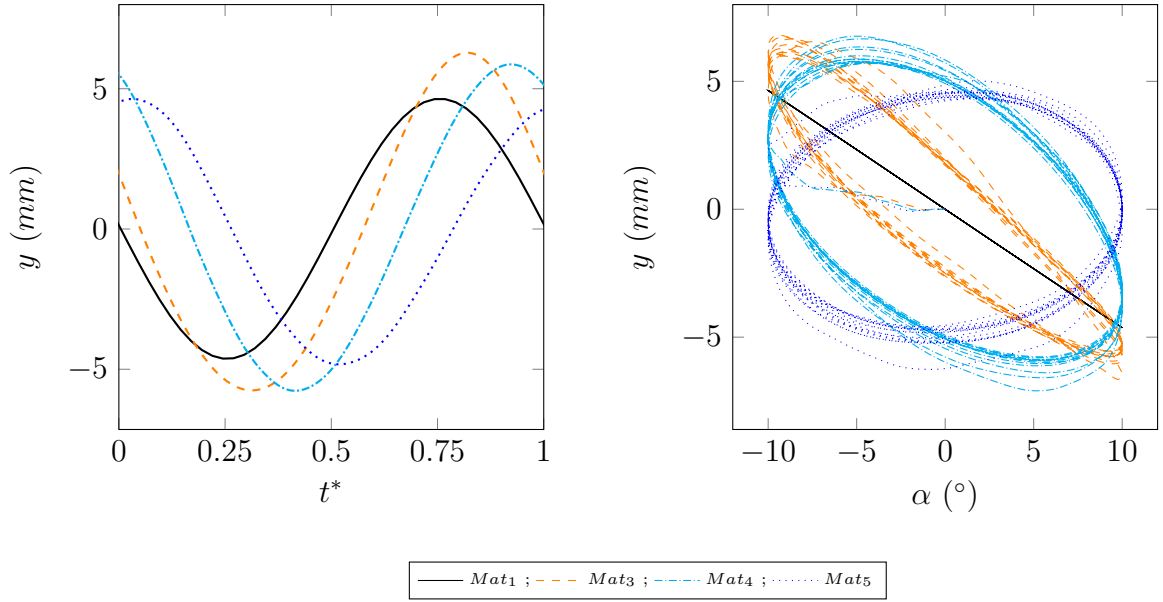


FIGURE 4.14 – Déplacement y du bord de fuite en fonction du temps (gauche) et en fonction de α (droite) pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 5.0$.

Lorsque la fréquence de rotation est plus importante, par exemple $k = 3.8$ (Figure 4.13), un déphasage apparaît dans le cas des matériaux flexibles. En effet, les courbes du déplacement y du bord de fuite en fonction de α décrivent des ellipses dont le second rayon est de plus en plus grand. Cela nous permet d'affirmer que le déphasage entre y et α augmente en fonction de la flexibilité du matériau. De plus, ce retard de phase augmente avec la flexibilité de la plaque. De même, les déplacements maximaux augmentent avec la flexibilité des matériaux. Pour $k = 3.8$, il atteint $|y_{max}| = 4.64, 5.34, 5.65mm$ et $5.93mm$ respectivement pour les matériaux Mat_1, Mat_3, Mat_4 et Mat_5 . Ici, le déphasage et le déplacement maximal pour les matériaux $Mat_{3,4,5}$ sont dus aux effets de l'IFS. Ainsi, les forces hydrodynamiques ont tendance à retarder et à augmenter les déplacements maximaux du bord de fuite TE.

Lorsque la fréquence de rotation est élevée ($k = 5.0$), un comportement globalement similaire est observé par rapport aux fréquences moyennes (Figure 4.14). Cependant, contrairement à $k = 3.8$ (Figure 4.13), les déformations les plus importantes se produisent dans le cas du matériau Mat_3 . Dans ce cas, les déplacements maximaux de la plaque TE atteignent $|y_{max}| = 6.79mm$ qui est supérieur à celui correspondant au cas $k = 3.8$. Il semble donc que les déformations maximales sont influencées par la fréquence réduite k , par la flexibilité de la plaque et également la dynamique induite. En outre, les matériaux plus flexibles produisent toujours un déphasage plus important, comme on l'a remarqué dans le cas $k = 3.8$. En effet, la Figure 4.12 et Figure 4.13 montrent que pour

chaque matériau, une fréquence réduite k plus élevée produit un déphasage plus important.

Enfin, alors qu'un état périodique est obtenu pour les petites fréquences k , comme illustré sur une période de tangage comme dans la Figure 4.11, celui-ci devient de plus en plus perturbé à mesure que la fréquence augmente. En effet, le mouvement du bord de fuite TE n'est plus périodique comme il l'est pour $k = 3.8$ par exemple. C'est à dire qu'il ne repasse pas par le même chemin pour chaque période d'oscillation T . Ainsi, pour $k = 5$, des instabilités dynamiques de la structure apparaissent. Ceci est illustré dans la Figure 4.14, où les déplacements y par rapport à α sont tracés pour l'ensemble des simulations, à partir du moment initial. Ces instabilités pourraient s'expliquer par la proximité entre la fréquence de tangage et la fréquence propre de la plaque pour ce matériau. En effet, pour la fréquence réduite $k = 5$, correspondant à $f = 2Hz$, ces instabilités sont plus fortes pour les matériaux de la plaque $Mat_{4,5}$ (Figure 4.14) alors que les fréquences propres dans l'eau pour ces matériaux sont $f_{0,w} = 2.36Hz$ et $1.83Hz$ (Tableau 4.2). Ce phénomène est également observé pour les coefficients hydrodynamiques (Figure 4.20) et discuté dans la section suivante.

Le déphasage des déplacements est perceptible sur toute la corde de la plaque et pas seulement pour le bord de fuite TE. En effet, les déplacements de cinq nœuds équidistants répartis sur la corde de la plaque sont représentés dans la Figure 4.15, la Figure 4.16 et la Figure 4.17 pour les trois fréquences de rotation et pour $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$. Pour ces trois figures, les signes \downarrow et \uparrow indiquent respectivement le passage de la plaque à $\alpha = 0^\circ$ lorsque α diminue et lorsqu'il augmente. Ainsi, la déformation totale de la plaque dans le sens de la corde peut être observée pour les matériaux $Mat_{3,4,5}$ par rapport au matériau Mat_1 . Il est évident que ce décalage est plus important près du bord de fuite que du bord d'attaque. En effet, le bord d'attaque ne présente aucun retard en raison du mouvement imposé (équation (4.3)-b). Ici encore, on vérifie que le matériau Mat_1 pourrait être considéré comme non déformable car il n'y a pas de déformations visibles. En effet la corde est toujours droite, alors qu'une déformation en flexion apparaît pour les matériaux $Mat_{3,4,5}$ en plus du mouvement de rotation prescrit. Cette remarque est valable pour les trois fréquences de rotation. Comme il a été remarqué pour l'évolution temporelle du bord de fuite TE (Figures 4.12, 4.13 et 4.14), le décalage de phase et les déformations maximales augmentent généralement avec la flexibilité de la plaque et avec la fréquence réduite de rotation.

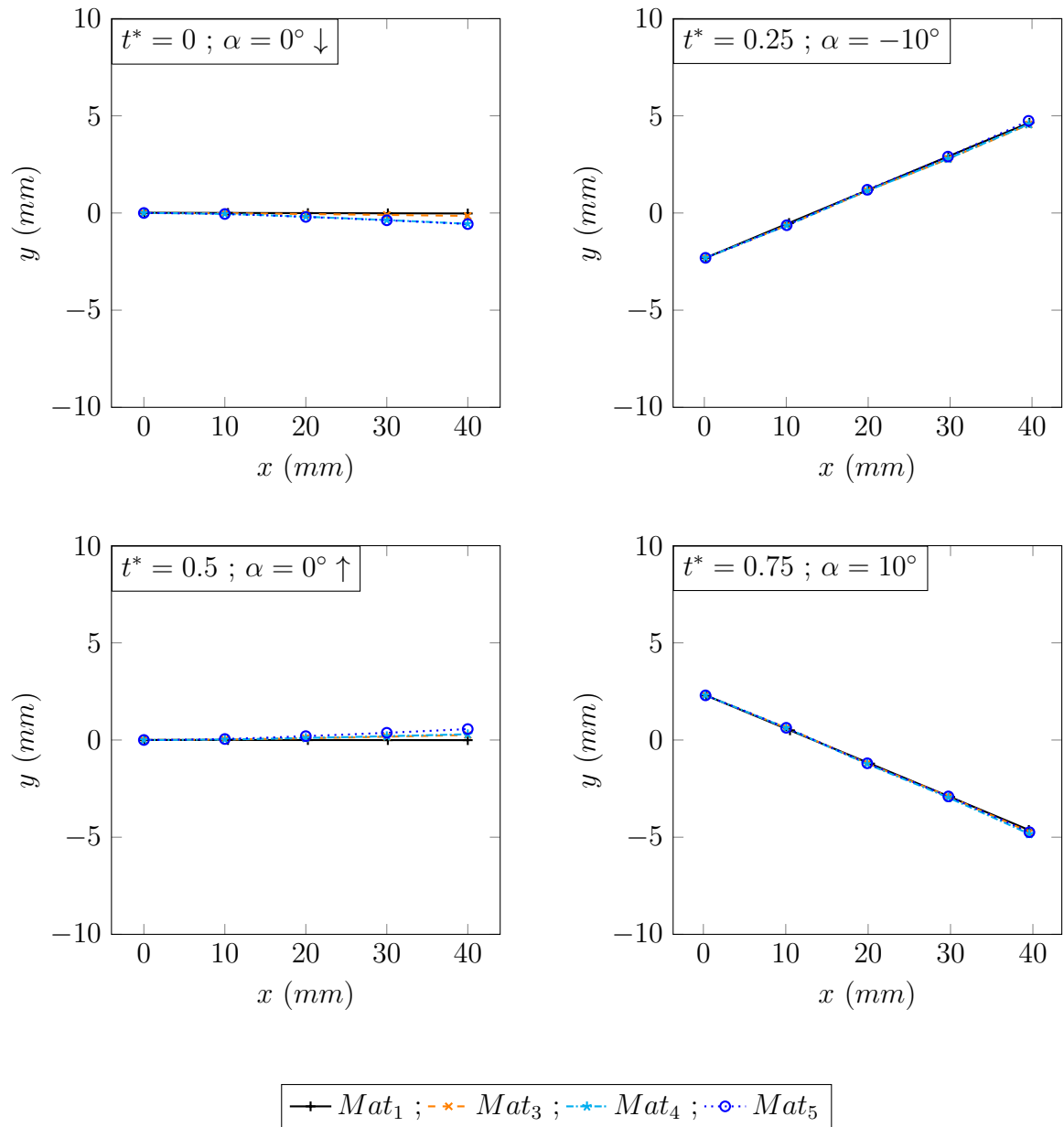


FIGURE 4.15 – Déformation de la corde en flexion pour différents α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$.

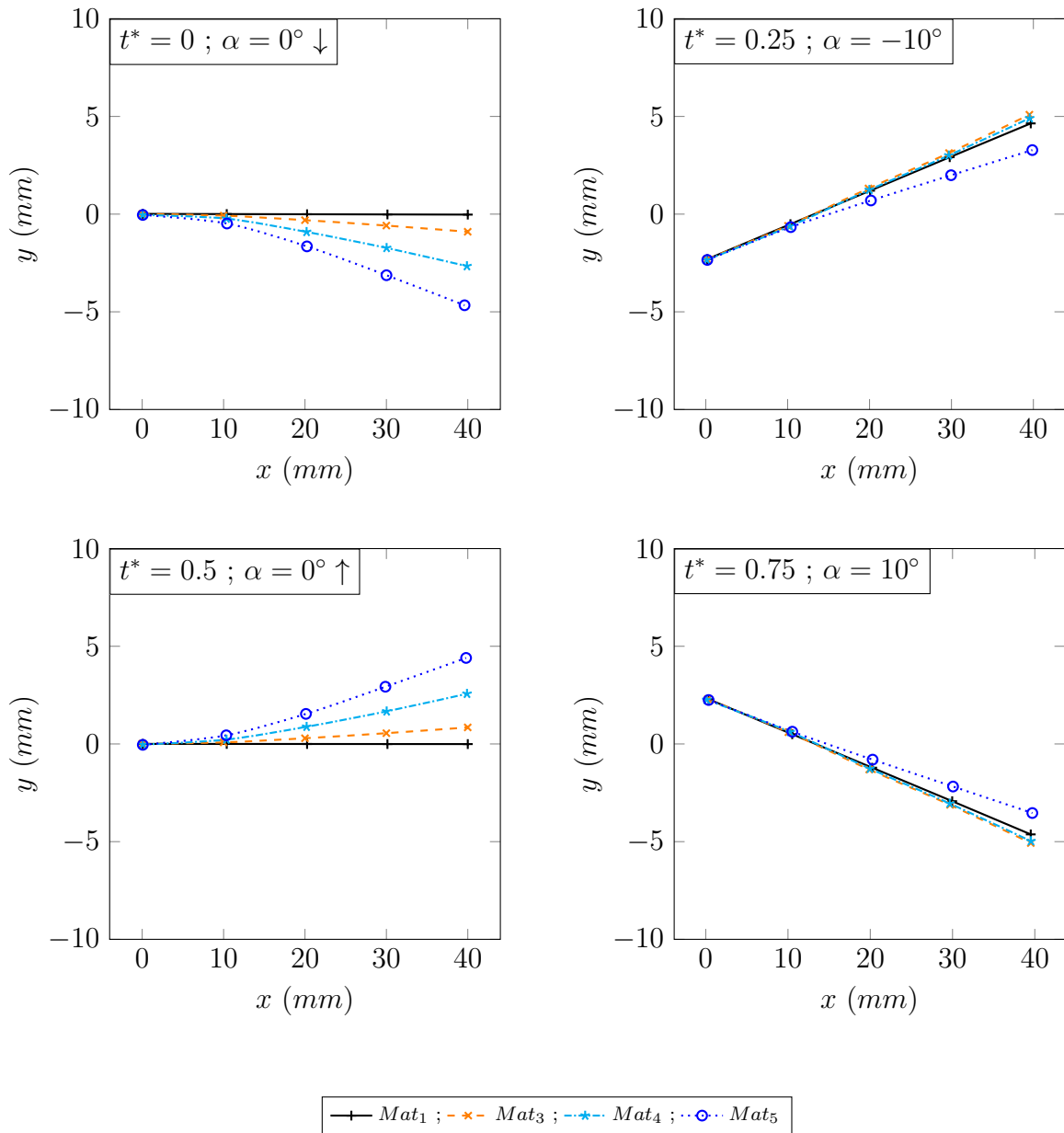


FIGURE 4.16 – Déformation de la corde en flexion pour différents α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$.

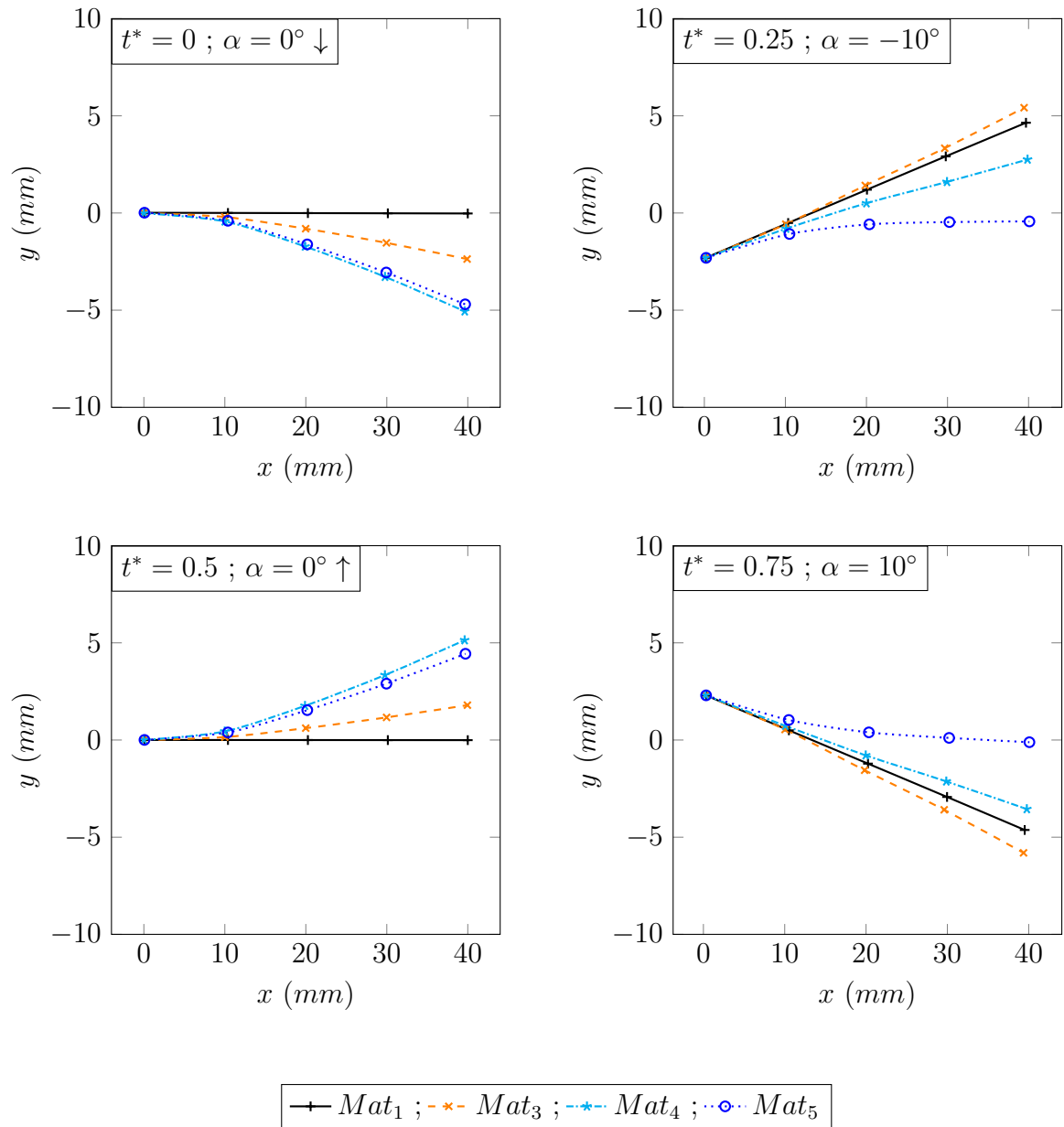


FIGURE 4.17 – Déformation de la corde en flexion pour différents α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 5.0$.

4.3.4.3 Impact de la fréquence réduite k sur les efforts hydrodynamiques

Les déformations de la plaque sont dues aux efforts hydrodynamiques générés par l'écoulement du fluide alentour. Cependant, ces déformations modifient à leur tour localement cet écoulement et donc les efforts hydrodynamiques induits et ainsi de suite. Cette dynamique est précisément l'expression du phénomène couplé en IFS. Pour montrer cela, les coefficients hydrodynamiques C_D (équation (1.8)), C_L (équation (1.9)) et C_t (équation (1.13)) sont analysés en fonction des différents matériaux. Leurs évolutions en fonction de α sont tracées dans les Figures 4.18 et 4.19 sur une période de rotation T , respectivement pour $k = 1.5$ et $k = 3.8$. Celles-ci sont également tracées pour $k = 5.0$ sur toute la durée de simulation en Figure 4.20. De plus, leurs valeurs minimales, maximales et moyennes sont synthétisées dans le Tableau 4.3.

Analyse des efforts pour $k = 1.5$

Pour les coefficients C_D et C_t (Figure 4.18) nous remarquons une symétrie parfaite des courbes par rapport à $\alpha = 0^\circ$ pour le matériau rigide. Ainsi, la dynamique du solide est identique pour $\alpha > 0^\circ$ et $\alpha < 0^\circ$. La courbe présente un point double en $\alpha = 0^\circ$, où les valeurs de la trainée et de la poussée sont respectivement les mêmes dans les deux sens de variation de α , croissant (\uparrow) et décroissant (\downarrow).

La courbe du C_D pour le cas du matériau rigide Mat_1 (Figure 4.18 - courbes noires) est quasiment une Lemniscate de Geronno. Cela se traduit par le fait d'une part que la fréquence du coefficient de trainée C_D est d'environ deux fois celle de l'angle d'incidence α et d'autre part que le déphasage entre ces deux grandeurs est d'environ $\pi/2$. Le coefficient de poussée C_t présente un comportement similaire pour le matériau Mat_1 , à la différence que le déphasage semble être supérieur à $\pi/2$. En effet, la courbe ressemble plus à une Besace.

Cette symétrie est rompue progressivement en fonction de la flexibilité des matériaux $Mat_{3,4}$ (Figure 4.18 - courbes oranges et cyans). Le point double n'est plus exactement en $\alpha = 0^\circ$. Il est en $\alpha > 0$ pour Mat_3 et $\alpha < 0$ pour Mat_4 . Dans ce cas, en $\alpha = 0^\circ$ les valeurs de la trainée et de la poussée ne sont plus les mêmes dans le sens (\uparrow) et décroissant (\downarrow) de la rotation de la plaque. Néanmoins, la forme globale de la Besace est maintenue pour ces courbes. Le rapport entre les fréquences ainsi que le déphasage entre les coefficients hydrodynamiques et α est également maintenu. L'absence de symétrie est sûrement due aux perturbations qui apparaissent, indiquant ainsi des fréquences additionnelles dues fort probablement aux déformations de la structure.

Finalement, cette symétrie est quasiment retrouvée pour le cas du matériau très souple Mat_5 (Figure 4.18 - courbes bleus). Le point double est revenu en $\alpha = 0^\circ$ mais avec des valeurs de la traînée et de la poussée inférieures au cas rigide. La forme de la courbe du coefficient C_D dans ce cas ressemble plus à une Besace dont le déphasage est inférieur à $\pi/2$. La courbe C_t quant à elle montre que le déphasage entre le coefficient C_t et α est plus grand que $\pi/2$, et même, plus grand que le déphasage obtenu avec le matériaux Mat_1 . Enfin, pour le matériau Mat_5 , les perturbations ont disparu. Ceci s'explique fort probablement par le fait que la fréquence de C_t et C_D pour ce matériaux est dans ce cas très proche de la fréquence de α . Donc ces perturbations sont sûrement dissimulées.

Enfin, pour le coefficient de portance C_L (Figure 4.18), et dans le cas du matériau rigide Mat_1 , la courbe à la forme d'une ellipse. Cela signifie que les fréquences du coefficient C_L et de α sont quasiment identiques et que le déphasage entre ces deux grandeurs est strictement positif et inférieur à $\pi/2$. On retrouve une forme identique pour le matériau Mat_5 , pour lequel la fréquence propre de la plaque est très proche de la fréquence de α . Presque le même déphasage est également observé. Dans le cas des autres matériaux ($Mat_{3,4}$), la même forme globale de l'ellipse est obtenue avec un déphasage moyen presque identique. Néanmoins des perturbations apparaissent sur les courbes, indiquant ainsi des fréquences additionnelles dues, fort probablement, aux déformations de la structure.

Analyse des efforts pour $k = 3.8$

Les coefficients de traînée C_D et de poussée C_t (Figure 4.19) présentent une symétrie parfaite des courbes par rapport à $\alpha = 0^\circ$ pour les quatre matériaux considérés. Les différences observées pour ces deux coefficients et pour $k = 3.8$ sont principalement dues à de fortes variations dans le déphasage. Néanmoins, la forme globale de la Besace est maintenue pour toutes ces courbes.

La courbe du coefficient de traînée C_D pour le matériaux Mat_1 (Figure 4.19 - courbe noire) présente un déphasage avec α supérieur à $\pi/2$, et donc supérieur à celui obtenu pour $k = 1.5$. Ce déphasage ne fait que diminuer avec la flexibilité des matériaux $Mat_{3,4,5}$ qui augmentent, avec un passage à environ $\pi/2$ pour le matériaux Mat_4 . Contrairement au cas $k = 1.5$, aucune perturbation supplémentaire due aux déformations de la structure n'est observable. Les courbes du coefficient de poussée C_t présentent un comportement similaire au coefficient C_D . Ici, le déphasage pour le matériaux Mat_1 semble inférieur à $\pi/2$ puis augmente jusqu'à atteindre une valeur supérieure à $\pi/2$ pour les matériaux $Mat_{4,5}$.

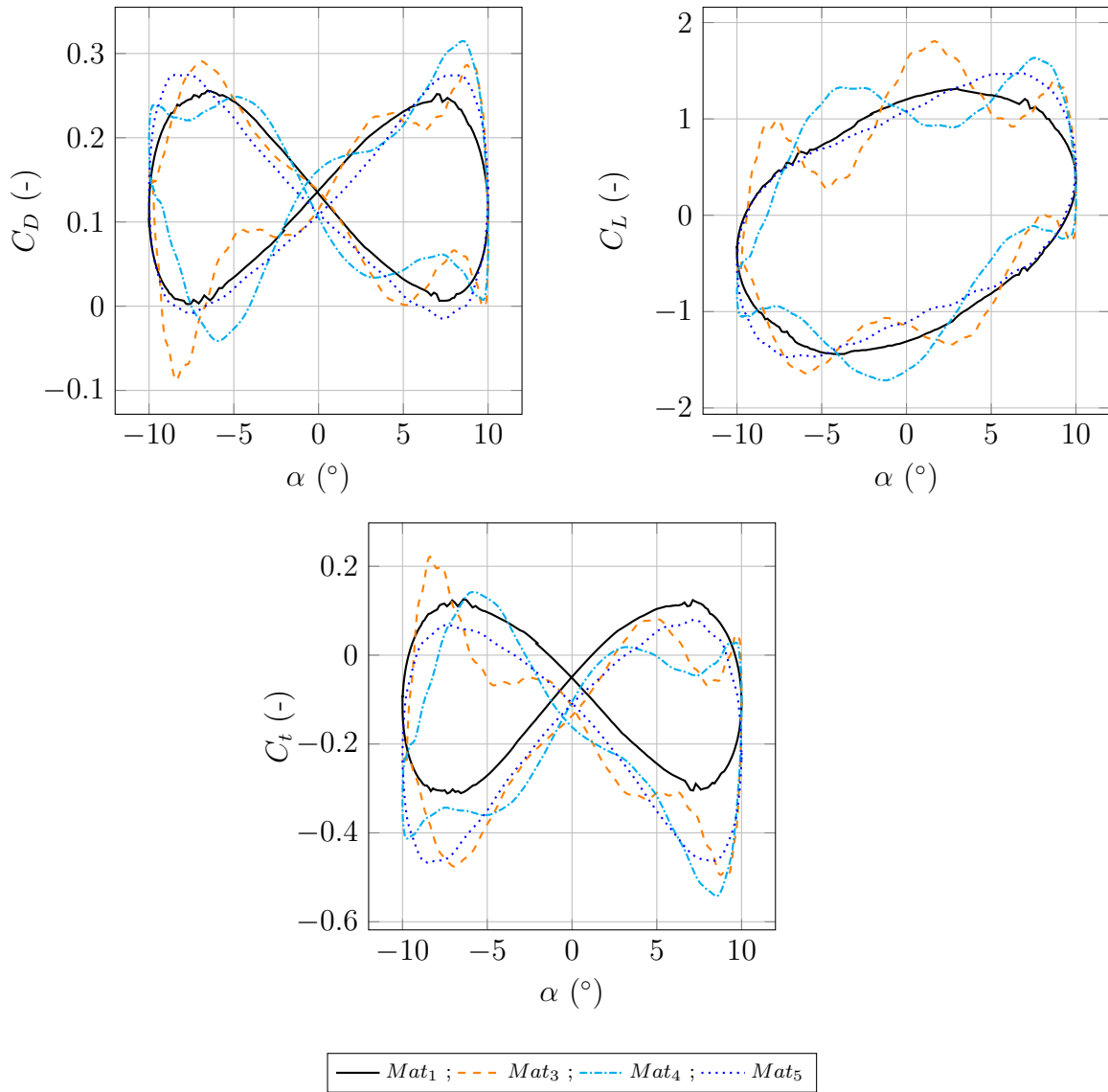


FIGURE 4.18 – Coefficients de trainé, de portance et de poussée en fonction de α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$.

Enfin, les courbes du coefficient de portance C_L (Figure 4.19) pour les quatre matériaux ont une forme d'ellipse. Comme pour $k = 1.5$, on retrouve le fait que la fréquence du C_L est similaire à celle de l'angle d'incidence α de la plaque. Cependant, pour $k = 3.8$, l'axe principal de l'ellipse change d'orientation, passant progressivement d'un déphasage supérieur à $\pi/2$ pour le cas rigide à un déphasage inférieur à $\pi/2$ pour le cas très flexible Mat_5 en passant par un déphasage proche de $\pi/2$ pour le cas de Mat_4 . En outre, de légères déformations sont observées sur les courbes de C_L . Elles sont sûrement dues aux déformations de la plaque comme observé pour $k = 1.5$. C'est néanmoins moins visible dans ce cas.

Analyse des efforts pour $k = 5.0$

Les coefficients de traînée C_D et de poussée C_t (Figure 4.20) pour $k = 5.0$ présentent une asymétrie pour tous les matériaux. En effet, le point double apparaît pour $\alpha < 0$. Comme pour $k = 3.8$, le déphasage semble supérieur à $\pi/2$ pour les matériaux $Mat_{1,3}$ et inférieur à $\pi/2$ pour les matériaux $Mat_{4,5}$. De plus, et comme pour les fréquences réduites $k = 1.5$ et $k = 3.8$, on retrouve également le fait que la fréquence du coefficient C_L est similaire à celle de l'angle d'incidence α de la plaque. Cependant, pour $k = 5.0$, l'axe principal des ellipses change d'orientation de la même façon que pour la fréquence réduite $k = 3.8$.

Enfin, nous observons ici la non périodicité des signaux. En effet, le coefficient de traînée C_D , de portance C_L et de poussée C_t ne repassent jamais par le même chemin. Ce phénomène est également observé sur le déplacement du bord de fuite (Figure 4.14). Cela indique un début d'instabilité de la structure.

Remarques générales

Quel que soit la fréquence réduite k , il convient de noter que la valeur maximale des coefficients de traînée devient plus élevée lorsque la structure est plus souple. Dans ce cas, la traînée maximale est obtenue pour un angle d'attaque tendant vers 10° , tandis que la traînée minimale est obtenue pour un angle d'attaque tendant vers 0° . Les valeurs de la force de portance maximales et minimales, quant à elles, deviennent plus élevées avec une plus grande flexibilité du matériau. Cependant, la valeur moyenne de ce coefficient ne présente pas le même comportement que celle du coefficient de traînée (Tableau 4.3).

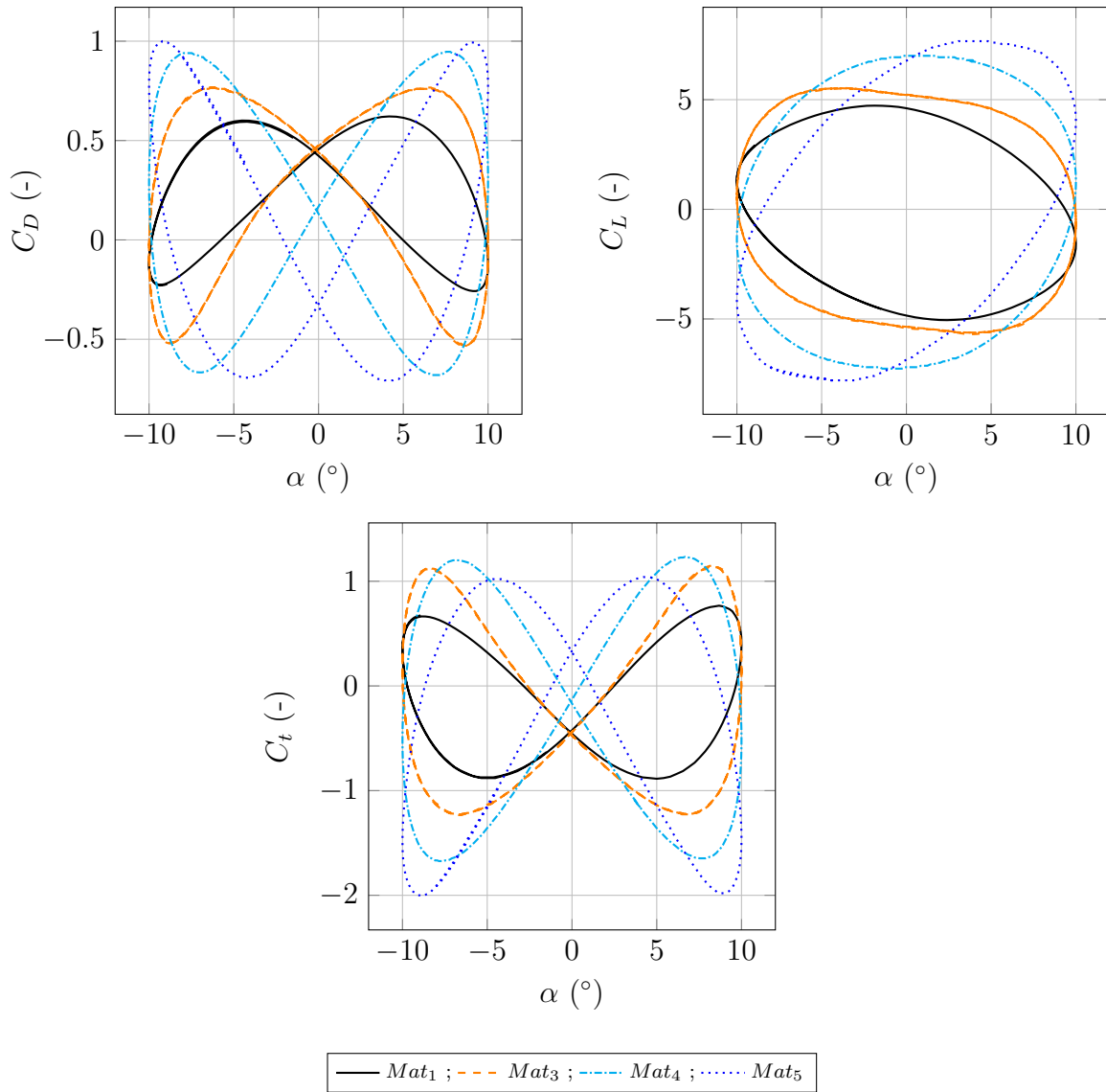


FIGURE 4.19 – Coefficients de trainé, de portance et de poussée en fonction de α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$.

En outre, il est clair que la flexibilité de la plaque induit globalement une diminution de la poussée moyenne (Tableau 4.3). Le coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ est tracé pour plusieurs fréquences réduites k et pour tous les matériaux étudiés (Figure 4.21). Pour les valeurs de k faibles, tous les matériaux produisent la même poussée et les sillages des plaques flexibles restent presque identiques (Figure 4.23), quelle que soit la flexibilité. De plus, un léger déficit de vitesse est généré juste derrière le TE et a tendance à s'estomper avec le matériau le plus flexible. Ainsi, la flexion et donc la flexibilité de la plaque ne modifie pas de manière significative le comportement hydrodynamique de la plaque à faible k . Pour les fréquence d'oscillation réduite plus élevée, deux comportements distincts sont observés. En effet, les valeurs moyennes des coefficients de poussée $\langle C_t \rangle$ pour les matériaux $Mat_{1,3}$ montrent une augmentation similaire. Cependant, la flexibilité tend à retarder légèrement la transition de la traînée à la propulsion. Cependant, leurs coefficients de poussée restent proches pour toutes les fréquences réduites k . D'autre part, les valeurs moyennes des coefficients de poussée pour les matériaux $Mat_{4,5}$ diminuent à mesure que k augmente et la diminution est plus significative pour le matériau Mat_5 .

4.3.4.4 Impact de la fréquence réduite k sur le sillage

La Figure 4.22 représente le champ de vitesse instantané u pour $k = 3.8$. L'écoulement est clairement accéléré dans le sillage lorsque la structure est flexible. Cela peut s'expliquer par le mouvement du TE qui accélère avec la souplesse de la structure (Figure 4.13). Comme la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse de la structure à l'interface fluide-structure, cela a comme conséquence d'accélérer l'écoulement.

Concernant l'impact de la dynamique de la plaque sur l'écoulement, la Figure 4.24 donne un aperçu du sillage derrière la plaque déformable. Les profils de vitesses U_{RMS} sont tracés le long de la direction y à $x = c/2$ et $x = c$ derrière TE, pour $k = 3.8$. Plusieurs observations peuvent être faites. Comme indiqué pour le cas de la plaque non déformable (Figure 4.8), le flux est accéléré derrière la plaque et est plus rapide à $x = c/2$ qu'à $x = c$, ce qui est attendu. En outre, plus le matériau est flexible, plus les profils en forme de jet sont importants. Habituellement, les profils en forme de jet avec un excès de vitesse illustrent une production de poussée [69], ce qui n'est pas le cas ici car $\langle C_t \rangle$ reste négatif (Tableau 4.3). C'est probablement dû à la vitesse des TE, qui augmente avec la flexibilité. En effet, la pente des courbes du déplacement vertical de TE, visible par exemple sur la Figure 4.13, s'accroît avec la flexibilité de la plaque, montrant une plus grande vitesse du TE. Enfin, les valeurs maximales de U_{RMS} semblent tendre vers $y/c < 0$ avec l'augmentation de la flexibilité, ce qui présente une asymétrie déjà repérée dans [69]

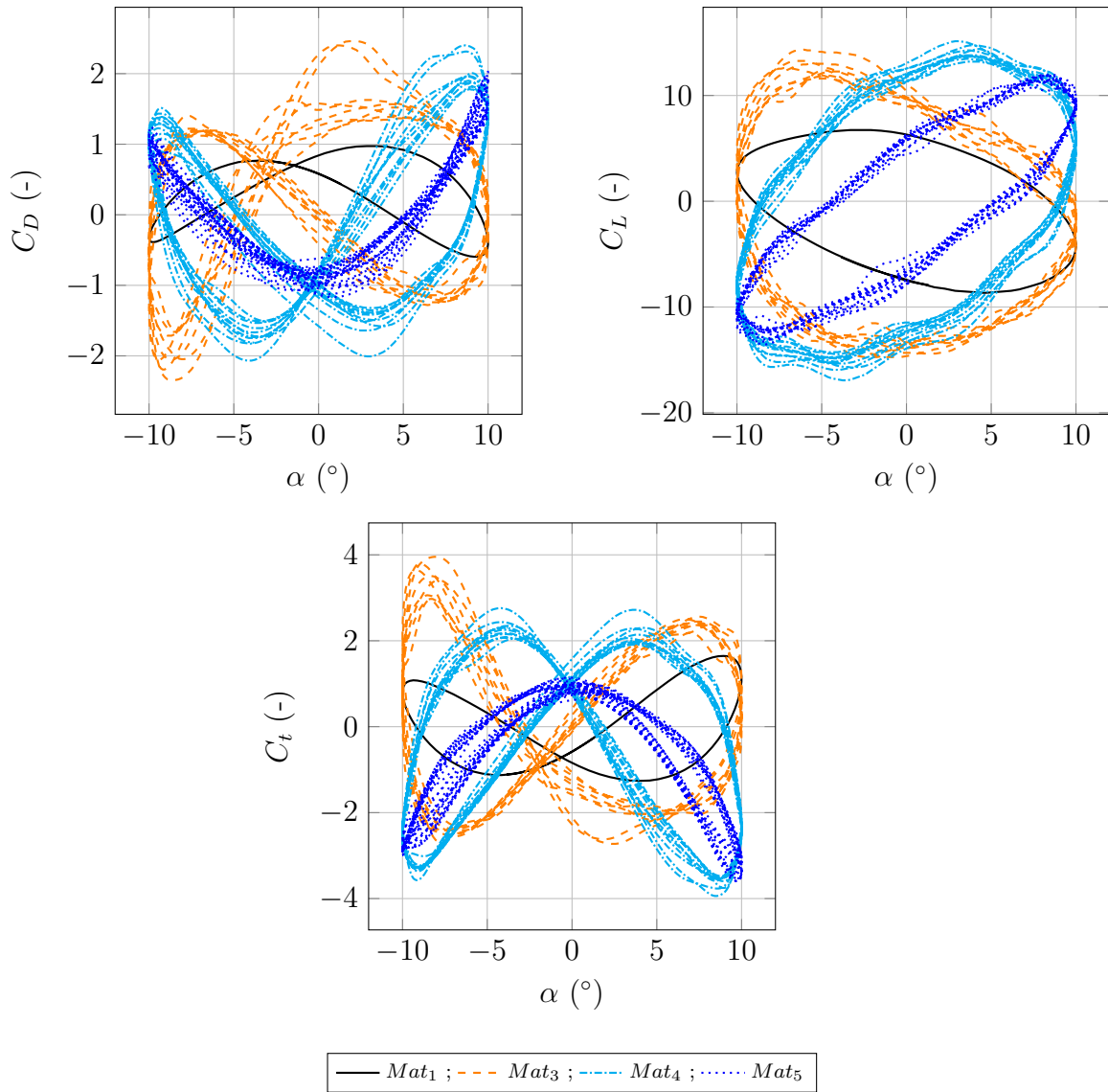


FIGURE 4.20 – Coefficients de trainé, de portance et de poussée en fonction de α pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 5.0$.

Tableau 4.3 – Coefficients hydrodynamiques moyens, maximaux et minimaux, pour $k = 1.5$, $k = 3.8$ et $k = 5.0$.

	Mat_1	Mat_3	Mat_4	Mat_5	
$k = 1.5$	$\langle C_D \rangle$	0.1299	0.1298	0.1385	0.1264
	$\langle C_L \rangle$	0.0027	0.006518	-0.01503	-0.1808
	$\langle C_t \rangle$	-0.08347	-0.08557	-0.09254	-0.08859
	$C_{d,max}$	0.256	0.2906	0.3146	0.275
	$C_{d,min}$	0.002420	-0.0880	-0.04126	-0.0147
	$C_{l,max}$	1.313	1.8067	1.634	1.473
	$C_{l,min}$	-1.440	-1.640	-1.713	-1.473
	$C_{t,max}$	0.126	0.2213	0.1420	0.07934
	$C_{t,min}$	-0.3113	-0.4946	-0.542	-0.4667
$k = 3.8$	$\langle C_D \rangle$	0.1721	0.1952	0.1833	0.2035
	$\langle C_L \rangle$	-0.1472	0.01784	-0.1039	-0.1729
	$\langle C_t \rangle$	-0.02462	-0.06659	-0.1395	-0.2716
	$C_{d,max}$	0.6213	0.767	0.9467	1.0
	$C_{d,min}$	-0.2573	-0.534	-0.68	-0.0166
	$C_{l,max}$	4.726	5.534	7.0	7.667
	$C_{l,min}$	-5.053	-5.693	-7.267	-7.801
	$C_{t,max}$	0.7667	1.146	1.234	1.04
	$C_{t,min}$	-0.886	-1.234	-1.6733	-2.006
$k = 5.0$	$\langle C_D \rangle$	0.1832	0.07597	0.1215	0.2673
	$\langle C_L \rangle$	-0.6561	-1.4861	-0.9022	-0.5640
	$\langle C_t \rangle$	0.05958	0.0600	-0.3519	-0.5520
	$C_{d,max}$	0.973	2.460	2.400	2.0267
	$C_{d,min}$	-0.595	-2.346	-2.067	-1.167
	$C_{l,max}$	6.734	14.334	15.13	12.0
	$C_{l,min}$	-8.668	-14.736	-16.93	-13.534
	$C_{t,max}$	1.646	3.953	2.760	1.140
	$C_{t,min}$	-1.260	-2.726	-3.940	-3.606

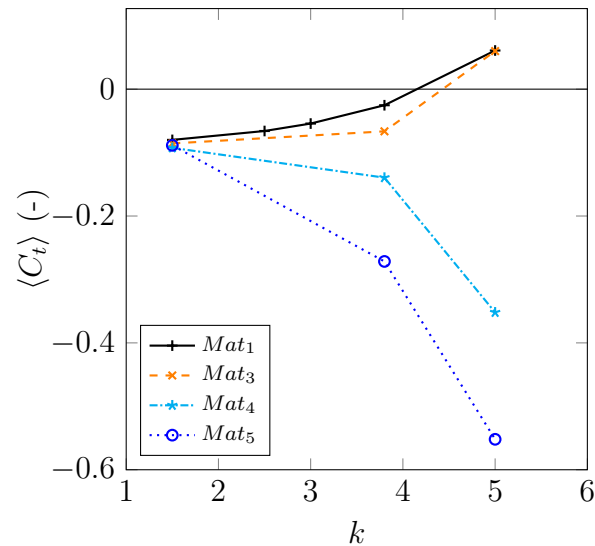


FIGURE 4.21 – Évolution du coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ en fonction de la fréquence réduite k , pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$.

mais pour une fréquence réduite k plus élevée.

4.3.5 Comparaison avec une approche modale

4.3.5.1 Approche et mise en œuvre

L'objectif de cette étude comparative est d'apporter une validation de notre modèle prenant en compte le déplacement de tangage et les déformations de la plaque. Le code de calcul *FineMarine*, avec son solveur fluide ISIS-CFD, est utilisé pour cette fin. Celui-ci est développé par l'équipe de modélisation numérique du laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA UMR-CNRS-6598, École Centrale de Nantes). Les équations de Navier-Stokes (équation (2.6)) sont résolues avec la méthode des volumes finis. Le fluide est considéré comme incompressible.

L'approche modale permet de réduire la complexité du calcul en IFS. La structure est ainsi représentée par ses modes propres et les fréquences propres associées. Les équations modales sont résolues dans le solveur CFD afin de retrouver les déplacements de la structure et de les prendre en compte dans le calcul fluide.

L'avantage de cette méthode réside dans l'utilisation d'un seul code pour résoudre le couplage. Ainsi, le solveur ISIS-CFD nécessite seulement les fréquences et modes propres dans le vide, calculés avec un logiciel de CSD, comme Abaqus, pour résoudre les équations de déformation de la structure. Les résultats obtenus avec cette approche et présentés ici sont issus d'une étude réalisée par Segula Technologies en partenariat avec le laboratoire

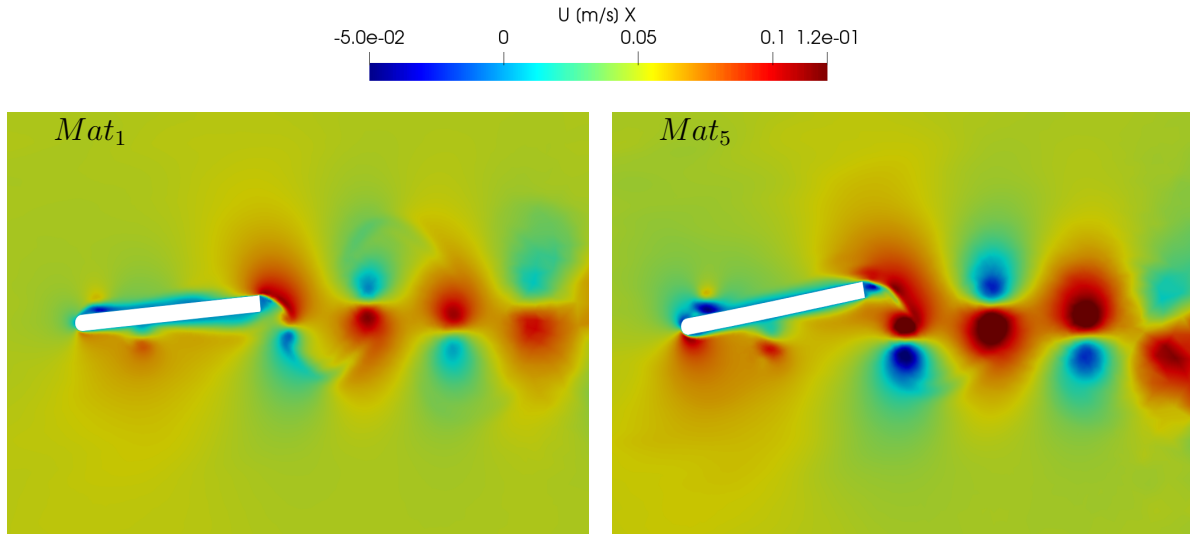


FIGURE 4.22 – Champs de vitesse u instantanée pour $\alpha = -8^\circ$ pour l’approche numérique, pour les matériaux $Mat_{1,5}$ et $k = 3.8$.

de recherche LHEEA [8].

4.3.5.2 Cas de la structure indéformable

Les champs de vorticité instantanée obtenus avec la méthode modale pour $k = 2.5$ et 3.8 (Figure 4.25) sont comparés avec ceux obtenus avec notre modèle. Comme pour la Figure 4.5, les captures sont réalisées pour un angle d’attaque de $\alpha = -8^\circ$ lorsque le bord d’attaque de la plaque est en mouvement descendant. Un sillage similaire se développe derrière la plaque avec les deux approches, caractéristique d’une allée inversée de Von K rm n [83]. Une description et une comparaison avec des résultats expérimentaux plus détaillées sont réalisées dans la section 4.3.1.1. Comme pour notre modèle, cet arrangement de tourbillons génère un excès de vitesse moyen dans le sillage, représenté par la Figure 4.26.

Les profils de vitesse U_{RMS} ( quation (4.7)), obtenus avec l’approche modale, sont également tracés le long du segment $x = c/2$, en aval de la plaque, pour $k = 2.5$ et $k = 3.8$ (Figure 4.26). Ils sont comparés aux profils obtenus avec notre modèle et ceux obtenus expérimentalement (cf. section 4.3.1.1). On constate que l’excès de vitesse obtenu par l’approche modale est plus faible que celui obtenu par notre approche et que les sillages semblent plus étroits. Globalement, les sillages obtenus avec l’approche modale sont cohérents avec notre modèle et les résultats expérimentaux.

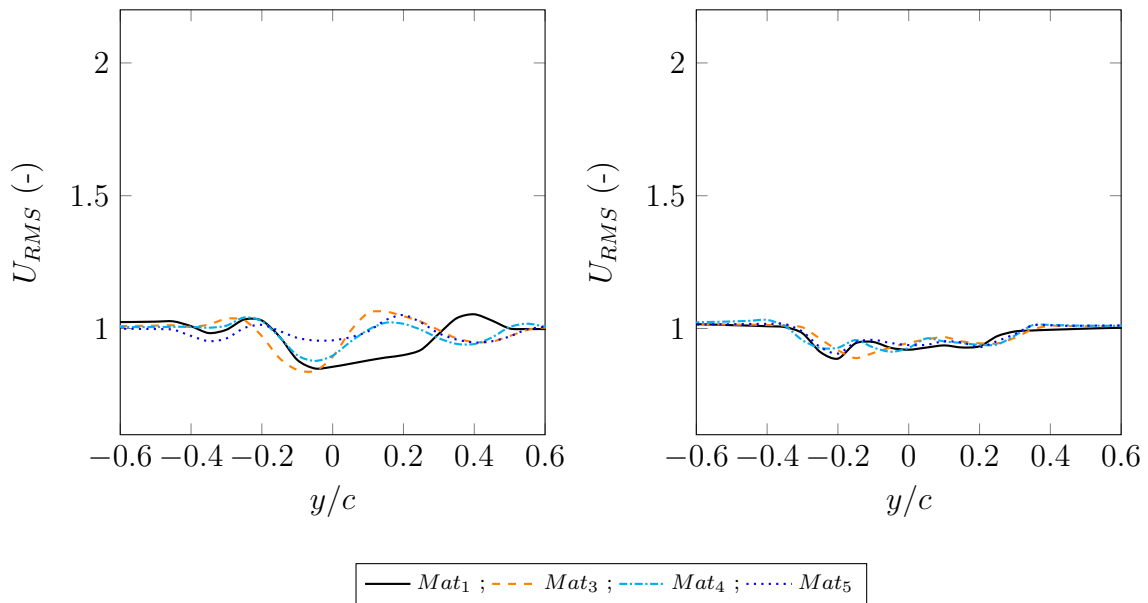


FIGURE 4.23 – Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 1.5$.

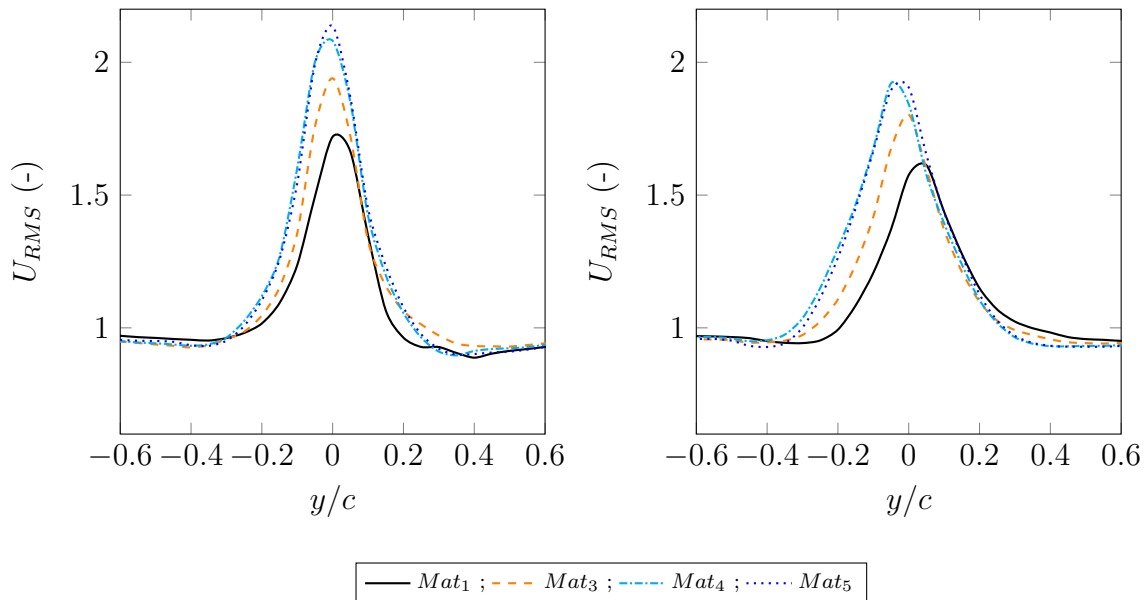


FIGURE 4.24 – Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ (gauche) et $x = c$ (droite) derrière le TE pour les matériaux $Mat_{1,3,4,5}$ et $k = 3.8$.

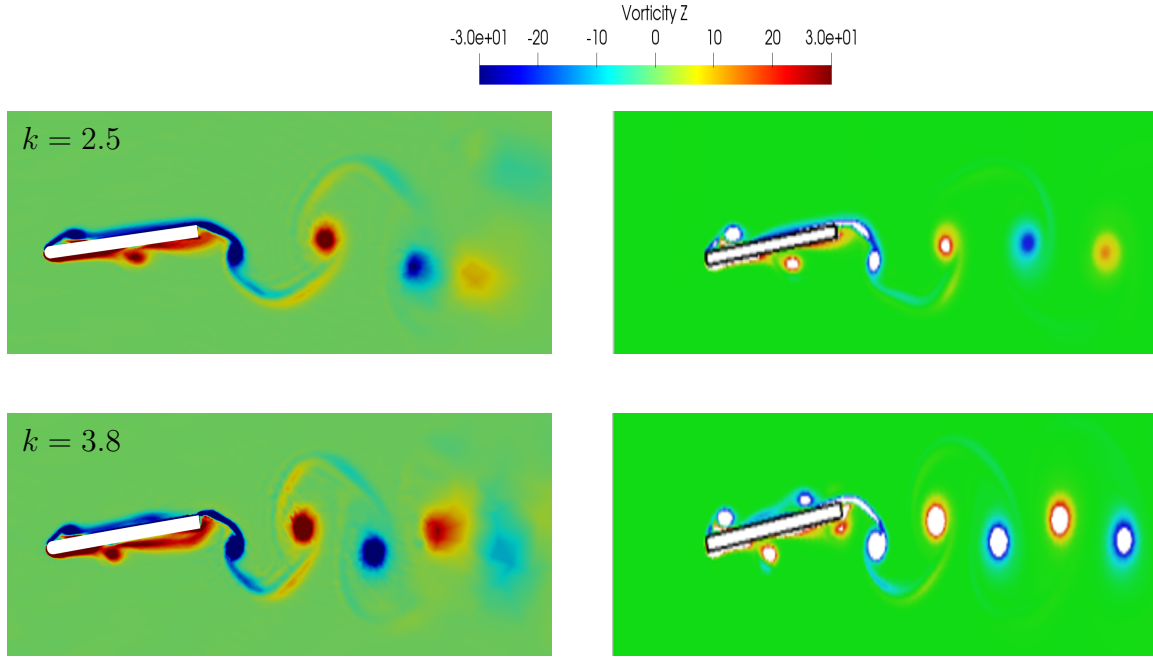


FIGURE 4.25 – Champs de vorticité ω_z instantanée dans la direction z pour $\alpha = -8^\circ$ pour l’approche numérique (gauche) et numérique modale (droite), pour $k = 2.5$ (haut) et $k = 3.8$ (bas).

En revanche, le coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ semble mieux prédit avec cette approche (Figure 4.27), notamment pour les grandes fréquences réduites k . En effet, pour les valeurs plus faible de k , l’erreur générée semble équivalente à celle produite par notre modèle. $\langle C_t \rangle$ semble cependant surestimé, contrairement à notre approche. L’étude du cas indéformable avec cette approche permet de valider les résultats présentés précédemment (section 4.3.4). En effet, aucun résultat de référence (expérimental ou numérique) n’est disponible pour ce cas.

4.3.5.3 Cas de la structure déformable

La comparaison des résultats obtenus sur une plaque déformable avec les deux approches est réalisée pour la fréquence réduite $k = 3.8$ et le matériaux Mat_3 . On s’intéresse ici aux déformations de la plaque et à l’évolution de l’écoulement, notamment du sillage. L’évolution des déplacements verticaux du bord de fuite TE en fonction de l’angle d’incidence α pour les deux méthodes sont visibles sur la Figure 4.28. Les deux approches donnent des résultats très proches. En effet, aucun déphasage entre les deux modèles n’est observé. Néanmoins, la flèche tend à être légèrement plus importante pour l’approche modale.

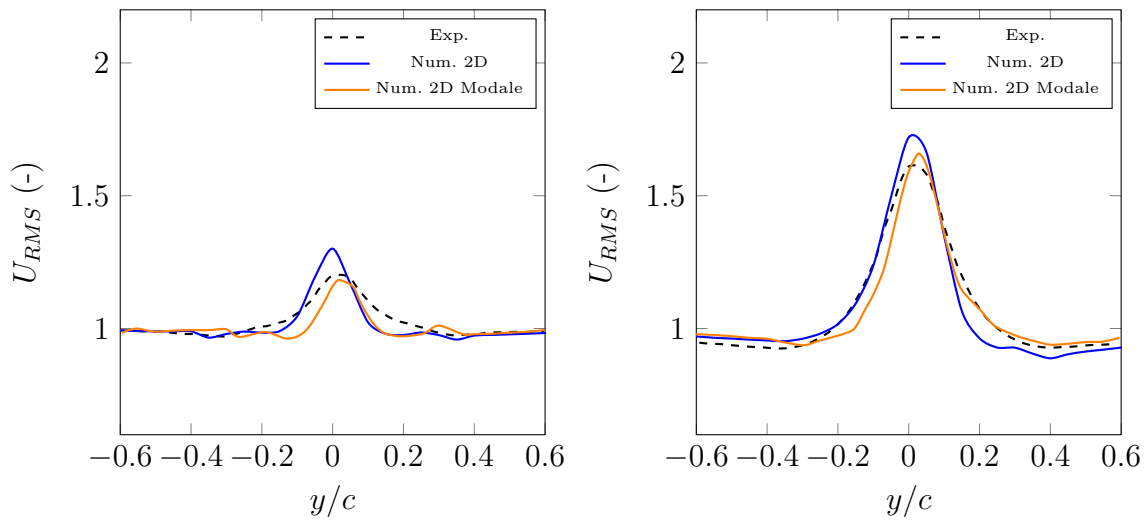


FIGURE 4.26 – Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ derrière le TE pour l’approche exp. (noir) [69], 2D (bleu) et 2D modale (orange) pour $k = 2.5$ (gauche) et $k = 3.8$ (droite).

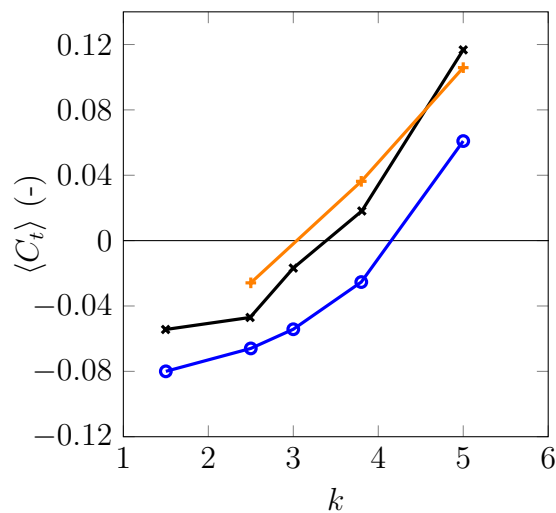


FIGURE 4.27 – Évolution du coefficient de poussée moyen $\langle C_t \rangle$ en fonction de la fréquence réduite k : résultats expérimentaux (noir), résultats numériques (bleu), résultats numériques approche modale (orange).

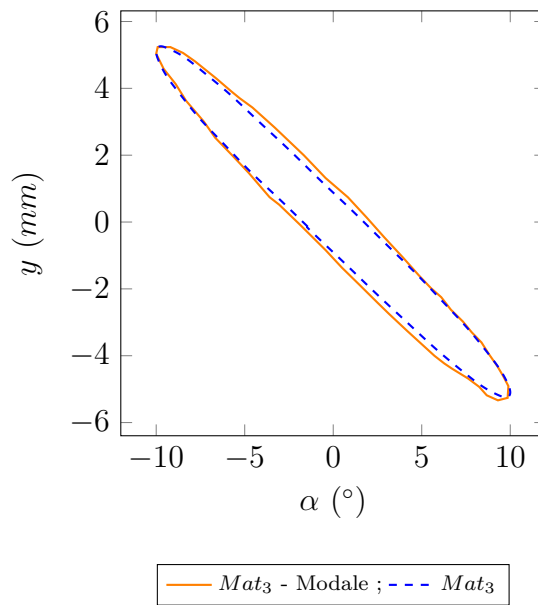


FIGURE 4.28 – Déplacement y du bord d'attaque en fonction de α (droite) pour le matériau Mat_3 et $k = 3.8$.

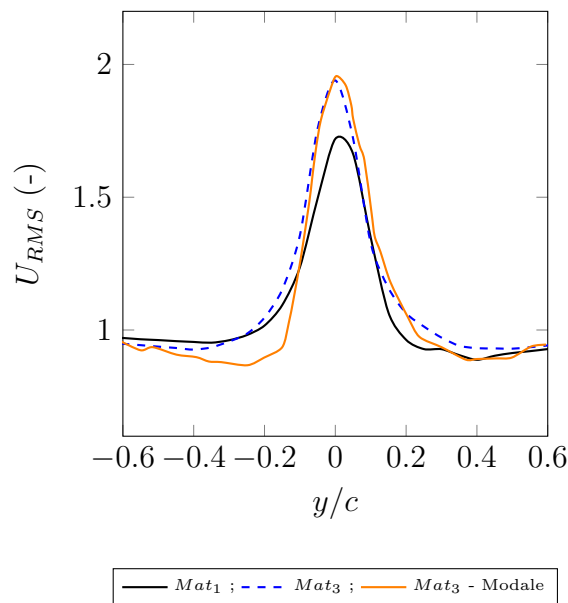


FIGURE 4.29 – Comparaison des profils U_{RMS} dans le sillage de la structure pour $x = c/2$ derrière le TE pour les matériaux $Mat_{1,3}$ et $k = 3.8$.

Les profils de vitesses U_{RMS} sont tracés le long de la direction y à $x = c/2$. L'analyse de la vitesse dans le sillage de la plaque montre également une très bonne corrélation entre les deux méthodes (Figure 4.29). On retrouve une accélération de l'écoulement dans le sillage, avec un profil en forme de jet qui se superpose presque avec le profil obtenu avec notre modèle. La vitesse de l'écoulement dans le sillage étant principalement due à la vitesse de la plaque, et donc la vitesse du bord de fuite TE, et les déplacements y de

TE étant similaires, il est attendu d'obtenir des sillages équivalents.

4.4 Bilan

Les effets de la flexibilité du matériau sur les performances hydrodynamiques d'une plaque en mouvement de tangage forcé ont été étudiés avec une approche numérique. Les résultats sont obtenus pour divers matériaux de divers modules de Young, et sont comparés aux résultats expérimentaux et numériques provenant d'une étude de référence sur une plaque non déformable. Les effets de l'interaction fluide-structure ont été pris en compte en utilisant un schéma de couplage implicite partitionné, résolvant à la fois la structure et les équations du fluide.

Premièrement, un bon accord avec les résultats expérimentaux est obtenu pour le cas de la structure rigide. Les sillages de la plaque sont très bien prédits, alors que le coefficient de poussée moyen est légèrement sous-estimé mais garde un comportement proche de l'expérience.

Ensuite, une analyse de la dynamique de la structure est faite sur la base des fréquences propres de la plaque. Un bon accord est obtenu avec les résultats analytiques et les résultats numériques obtenus avec un logiciel de CAO. De plus, les masses ajoutées de la plaque sont calculées pour tous les matériaux considérés et il s'avère qu'elles sont toutes identiques et ne sont pas négligeables. En effet, leur valeur est environ 6 fois plus grande que la masse de la plaque. En outre, on vérifie que la masse ajoutée dépend uniquement de la géométrie de la structure et de sa dynamique.

Dans le cas de la plaque considérée, les forces de traînée et de portance ont globalement tendance à être amplifiées avec la flexibilité de la plaque. Inversement, la force de poussée diminue avec des matériaux plus flexibles. Pour une faible valeur de fréquence réduite k , le sillage de la plaque n'est pas affecté par les déformations dans le sens de la corde. Cependant, pour des valeurs de fréquence d'oscillation k plus élevées, un excès de vitesse plus important est généré dans le sillage. Cet excès de vitesse est produit par la flexibilité de la plaque, qui a tendance à augmenter la vitesse du bord de fuite.

Par ailleurs, pour toutes les fréquences d'oscillations k , la flexibilité de la plaque semble entraîner un déphasage par rapport au cas rigide. Ce déphasage est observé sur le déplacement du bord de fuite et sur les efforts hydrodynamiques. Néanmoins, il est minimal pour $k = 1.5$ et pour les faibles fréquences réduites k . En outre, les performances hy-

drodynamiques moyennes de la plaque semblent peu affectées par les déformations qui restent faibles.

Pour des valeurs plus importantes de la fréquence réduite k , l'impact de la flexibilité de la plaque sur les coefficients hydrodynamiques est plus important et un déphasage marqué est observé. Nous observons également les déformations maximales de la plaque pour les fréquences de rotation les plus élevées. Enfin, des résultats similaires ont été obtenus avec une méthode résolvant les équations de déformation de la structure avec une approche modale. Cela apporte une validation supplémentaire à notre modèle.

Chapitre 5

Structure déformable en mouvement de pilonnement et de tangage forcés

Sommaire

5.1	Introduction	115
5.2	Mouvement de pilonnement imposé	115
5.2.1	Formulation du problème	115
5.2.2	Cas du cylindre indéformable en mouvement de pilonnement imposé	116
5.3	Hydrofoil déformable en mouvement de pilonnement et de tangage forcés	118
5.3.1	Présentation du problème	118
5.3.2	Formulation et résolution du problème	121
5.3.3	Résultats et discussion	121
5.4	Bilan	130

Nous nous intéressons dans ce chapitre aux mouvements de tangage et de pilonnement d'une structure déformable. Tout d'abord les résultats obtenus sur un cylindre en mouvement forcé de pilonnement sont présentés afin de valider la modélisation de ce mouvement grâce à l'implémentation d'un terme source d'accélération dans les équations de Navier-Stokes. Ensuite, on montre les résultats obtenus sur un profil NACA0015 2D et déformable dans un écoulement à nombre de Reynolds 2000. La structure est animée d'un mouvement de pilonnement et de tangage. Trois matériaux, classés du plus rigide au plus souple, sont étudiés. La modélisation du tangage et des déformations est réalisée de la même manière que dans le chapitre précédent.

5.1 Introduction

La caractérisation de la dynamique d'un hydrofoil en tangage et pilonnement n'est pas aisée car elle implique de nombreux paramètres à prendre en compte [51, 64]. La géométrie, l'amplitude de tangage [21], la position du centre de rotation, l'amplitude de pilonnement, ou encore la fréquence de l'oscillation du mouvement en sont quelques exemples [91]. Ces paramètres nécessitent d'être correctement pris en compte car ils ont un impact déterminant sur le rendement énergétique issu de ce mouvement. Alors que la flexibilité des ailes d'avions ou des éoliennes est maintenant un paramètre pris en compte lors de l'étude de leurs dynamiques, la déformation des hydrofoils, notamment en mode d'extraction d'énergie, est encore peu étudiée [95].

Ainsi, nous étudions dans ce chapitre l'impact de la flexibilité de la structure sur le rendement d'un hydrofoil en mouvement de pilonnement et de tangage. L'objectif étant de développer un modèle permettant de prédire les déformations induites par l'écoulement de la structures en mouvement afin de quantifier leur impact sur le rendement énergétique.

Ce chapitre prend en compte tous les développements présentés précédemment dans ce manuscrit. Les méthodes mises en place dans la section 3.3 pour résoudre les équations de déformation de la structure et dans le chapitre 4 pour réaliser le mouvement de tangage sont utilisées ici. Enfin, un mouvement sinusoïdal de tangage et de pilonnement est imposé à la structure.

5.2 Mouvement de pilonnement imposé

5.2.1 Formulation du problème

Le mouvement de pilonnement (équation (5.1)) est imposé avec un déphasage φ par rapport au mouvement de rotation. Celui-ci est pris égal à 90° dans cette étude. Ce choix est basé sur l'étude de McKinney et DeLaurier qui affirme, pour un hydrofoil symétrique dont les mouvements de pilonnement et de tangage sont sinusoïdaux, que le rendement du système est optimal pour ce déphasage [64]. le mouvement vertical h , la vitesse verticale \dot{h} et l'accélération verticale \ddot{h} de la structure sont respectivement définis par les équations (5.1), (5.2) et (5.3).

$$h(t) = h_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (5.1)$$

$$\dot{h}(t) = h_0 \omega \cos(\omega t + \varphi) \quad (5.2)$$

$$\ddot{h}(t) = -h_0 \omega^2 \sin(\omega t + \varphi) \quad (5.3)$$

La stratégie adoptée pour la prise en compte du pilonnement est de changer de référentiel. Cette méthode permet de modéliser le pilonnement en s'affranchissant des contraintes liées aux déplacements et aux déformations de mailles, et ainsi, d'atteindre de grandes amplitudes en pilonnement [17, 51]. On se place ainsi dans le référentiel associé au centre de rotation de la structure. Ceci conduit à l'ajout d'une force d'entraînement réduit dans notre cas à $\rho \ddot{h}$ où \ddot{h} représente l'accélération verticale de la pale dans le référentiel fixe. Ainsi, le pilonnement est pris en compte par l'introduction d'un terme source dans les équations de Navier Stokes (équation (5.4)) et l'imposition de la condition $\mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty - \dot{h}$ sur les frontières du domaine, où \mathbf{u}_∞ est la vitesse amont dans le référentiel fixe.

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho [(\mathbf{u} - \mathbf{u}_g) \cdot \nabla] \mathbf{u} = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u} - \rho \dot{h} \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (5.4)$$

5.2.2 Cas du cylindre indéformable en mouvement de pilonnement imposé

On s'intéresse dans un premier temps à l'étude d'un cylindre 2D indéformable en mouvement forcé de pilonnement sinusoïdal. Le domaine de calcul est pris suffisamment grand afin de minimiser l'impact des conditions aux limites. Notre approche est comparée avec des résultats issus de la littérature, notamment avec la méthode vortex [17] et une méthode similaire avec le code *Fluent* [51]. Ces deux références utilisent un changement de référentiel pour imposer le mouvement vertical défini par l'équation (5.1). L'écoulement est laminaire ($Re = 500$). Le diamètre du cylindre est égal à l'unité. L'amplitude de pilonnement est $\Delta h = 2 \cdot h_0$ avec $h_0/D = 0.25$ et la fréquence adimensionnée des oscillations est égale à $f^* = fD/U_\infty = 0.228$. Le mouvement forcé de pilonnement est donc donné par l'équation (5.1) et représenté par la Figure 5.1.

Les champs de vorticité et de vitesse dans le sens de l'écoulement u sont représentés en Figure 5.2. Tout d'abord, une décélération de l'écoulement dans le sillage du cylindre est observée. Ensuite nous remarquons que des tourbillons sont relâchés. Ce phénomène est caractéristique d'une allée de Von Karm n.

Le coefficient de trainée moyen $\langle C_t \rangle$ et la valeur maximale du coefficient de portance \widehat{C}_L sur une période d'oscillation du cylindre en mouvement de pilonnement sont calculés (Tableau 5.1). Une erreur relative de 3% et 0.8% est produite respectivement pour $\langle C_t \rangle$ et \widehat{C}_L par rapport aux résultats obtenus par Blackburn et Henderson [17]. Cette approche, permettant de modéliser un mouvement de pilonnement, est ainsi validée et sera adoptée dans la suite de ce chapitre.

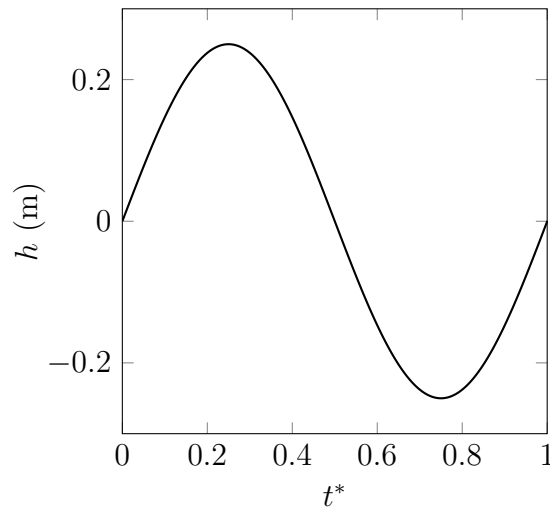


FIGURE 5.1 – Mouvement de pilonnement forcé h en fonction du temps.

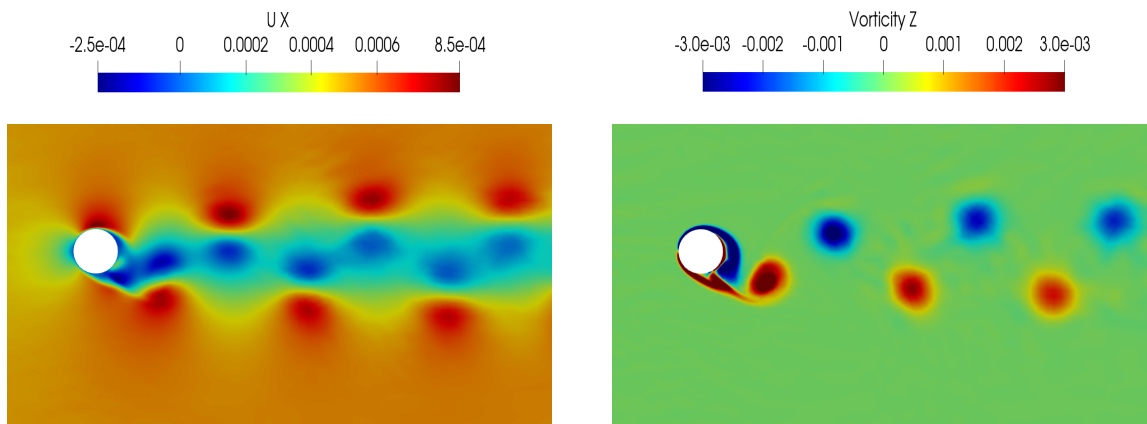


FIGURE 5.2 – Exemple de champs de vitesse u (gauche) et de vorticité instantanée dans la direction z (droite) pour le cylindre indéformable en mouvement de pilonnement forcé.

Tableau 5.1 – Comparaison du coefficient de trainée moyen $\langle C_D \rangle$ et de la valeur maximale du coefficient de portance \widehat{C}_L d'un cylindre en mouvement de pilonnement forcé avec deux méthodes différentes issues de la littérature [17, 51], pour $Re = 500$, $f^* = fD/U_\infty = 0.228$ et $h_0/D = 0.25$.

Solveurs	Mailles	Pas de temps/cycle	$\langle C_D \rangle$	\widehat{C}_L
Blackburn et Henderson [17]	422	2000	1.414	1.776
Kinsey et Dumas [51]	65600	2000	1.412	1.755
Présent	75000	2000	1.467	1.761
Erreur relative / [17]	-	-	3%	0.8%

5.3 Hydrofoil déformable en mouvement de pilonnement et de tangage forcés

5.3.1 Présentation du problème

Dans cette section, nous considérons un NACA0015 déformable et en déplacement forcé de tangage et de pilonnement dans un écoulement laminaire ($Re \simeq 2000$), correspondant à une vitesse en entrée de domaine $U_\infty = 0.002\text{m/s}$. La structure est constituée de deux parties dont l'une est considérée indéformable Ω_{LE} (en gris sur la Figure 5.3), et la seconde Ω_{TE} se déformant sous l'effet des efforts hydrodynamiques (en cyan sur la Figure 5.3). Pour cette deuxième partie, trois matériaux de différentes rigidités, dont les paramètres sont résumés dans le Tableau 5.2, sont étudiés et comparés.

Les mouvement forcés sont sinusoïdaux et définis respectivement par l'équation (5.1) pour le pilonnement (mouvement vertical h) et l'équation (4.1) pour le tangage (mouvement de rotation α). L'amplitude de pilonnement est fixée à $\Delta h = 0.8\text{m}$ alors que deux amplitudes de tangage sont étudiées et comparées, respectivement $\alpha_{10} = \pm 10^\circ$ et $\alpha_{30} = \pm 30^\circ$. Le premier cas, α_{10} , correspond à un paramètre de feathering χ égal à 1.12 (cf. section 1.3). Le rendement attendu pour ces paramètres et pour une structure indéformable est presque nul mais néanmoins légèrement positif [51]. Le deuxième cas, α_{30} , correspond à $\chi = 3.36$. Dans le cas d'une structure indéformable, un rendement positif et supérieur au cas α_{10} est attendu.

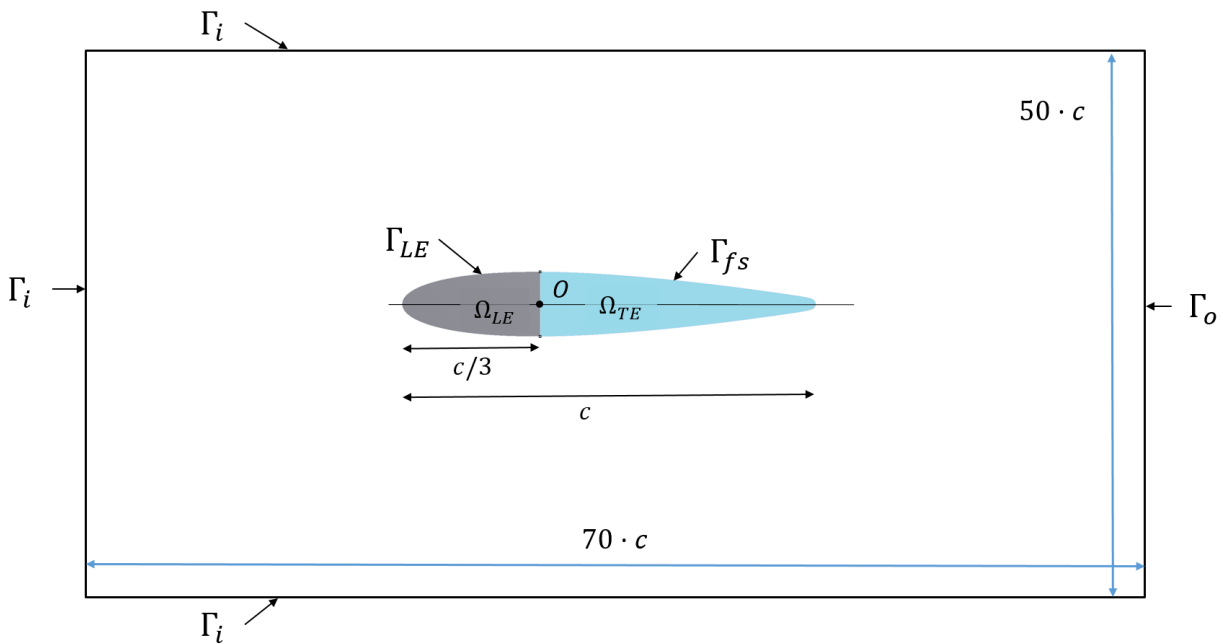


FIGURE 5.3 – Hydrofoil partiellement déformable : Description des géométries et des frontières. La partie indéformable Ω_{LE} de la structure est en gris alors que la partie déformable Ω_{TE} est en cyan.

Le déphasage φ entre les deux mouvements est fixé à 90° . Ce choix est basé sur les résultats observés dans la littérature car le rendement η est maximal pour cette valeur [51, 53, 91]. L'évolution temporelle de l'angle d'attaque et de la position verticale de l'hydrofoil est représentée par la Figure 5.4. Ainsi, nous remarquons que α est maximal lorsque $h = 0\text{m}$ et inversement, h est maximal lorsque $\alpha = 0^\circ$. Les couples (h, α) correspondant aux instants $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$ sont également visibles et marqués par les lignes verticales grises.

La corde de la structure c étant de 0.935m , nous obtenons un ratio h_0/c de 0.43 . La fréquence adimensionnée des oscillations est $f^* = fh_0/U_\infty = 0.025$, correspondant à une pulsation pour le mouvement de pilonnement et de tangage $\omega = 7.854 \cdot 10^{-4}\text{rad/s}$. Enfin, l'axe de rotation de la structure est situé au point O (Figure 5.3).

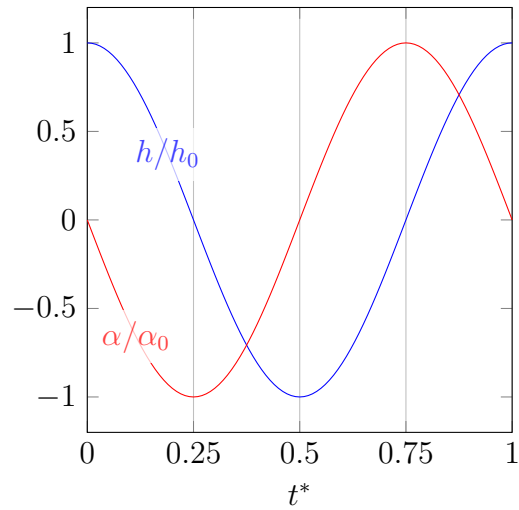


FIGURE 5.4 – Évolution temporelle de la position verticale h/h_0 et de l'angle d'attaque α/α_0 de l'hydrofoil pour une période d'oscillation T .

Tableau 5.2 – Caractéristiques mécaniques des matériaux constituant la partie déformable Ω_{TE} de l'hydrofoil.

	Mat_1	Mat_2	Mat_3
Nom	Hydrofoil 1	Hydrofoil 2	Hydrofoil 3
Densité ρ_s (kg/m^3)	1420	1420	1420
Module de Young E_Y (GPa)	1.0	0.1	0.01
Coefficient de Poisson ν	0.35	0.35	0.35

5.3.2 Formulation et résolution du problème

L'écoulement est laminaire, instationnaire et incompressible et sa dynamique est régie par les équations de Navier-Stokes données dans leurs formulations Arbitraire-Lagrangienne-Eulérienne (équation (5.4)). Le terme source $\rho \ddot{\mathbf{h}}$ permet de modéliser le pilonnement en réalisant un changement de référentiel (cf. section 5.2). Ainsi, nous imposons $\mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty - \dot{\mathbf{h}}$ aux frontières Γ_i et Γ_o du domaine.

Le tangage tout comme les déformations de la structure sont pris en compte de la même manière que dans le chapitre 4 [23]. Ainsi l'équation (2.30) est résolue avec les conditions initiales et aux limites données par l'équation (4.3). Enfin, la rotation est forcée sur Γ_{LE} , qui est la frontière correspondant à la partie non déformable de l'hydrofoil (Figure 5.3). Des détails supplémentaires sur la résolution numériques du problème couplé sont disponibles dans la section 4.2.

5.3.3 Résultats et discussion

5.3.3.1 Étude de dépendance au maillage

Les coefficients C_X et C_Y d'un hydrofoil indéformable présentant un angle d'attaque de 10° sont calculés avec quatre maillages différents du domaine fluide, classés en fonction de la taille de maille à la paroi, respectivement $2 \cdot 10^{-2}\text{m}$, $5 \cdot 10^{-3}\text{m}$, $2 \cdot 10^{-3}\text{m}$ et $5 \cdot 10^{-4}\text{m}$ (Figure 5.5). Ici, on remarque que les coefficients n'évoluent plus pour une discrétisation plus fine que $2 \cdot 10^{-3}\text{m}$. Cette discrétisation sera donc utilisée pour le reste du chapitre.

Concernant le maillage solide, une densité de maille équivalente à celle utilisée dans le chapitre 4 est employée. Cette densité de maille devrait être suffisante car il est attendu que les déformations de la structure soient faibles par rapport à celles obtenus lors chapitre précédent. En effet, le ratio de largeur sur la longueur de l'hydrofoil NACA0015 est deux fois plus grand que celui de la plaque. Les matériaux utilisés sont également plus rigides.

5.3.3.2 Comparaison qualitative de l'écoulement

Les champs de vorticités instantanés (équation (4.6)) obtenus numériquement pour les cas α_{10} et α_{30} sont représentés respectivement en Figure 5.6 et Figure 5.7 pour les trois hydrofoils. Les captures sont réalisées pour les instants caractéristiques $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$.

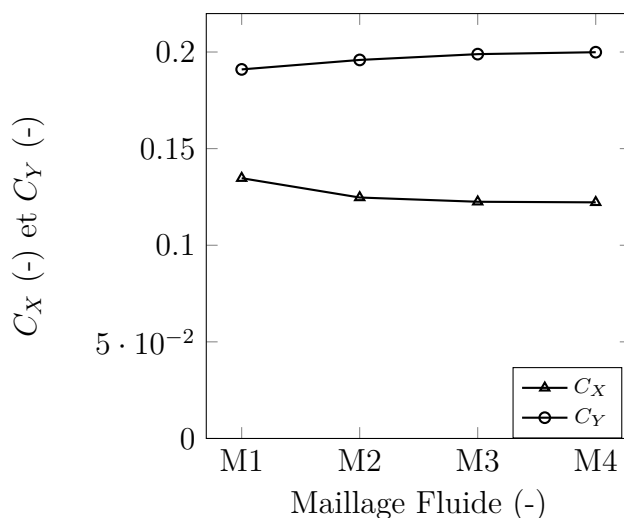


FIGURE 5.5 – Coefficients hydrodynamiques C_X et C_Y pour quatre maillages (du plus grossier au plus fin) pour $Re = 2000$ et un angle d'attaque constant $\alpha = 10^\circ$.

Tout d'abord, concernant le cas α_{10} (Figure 5.6), aucun laché tourbillonnaire n'est visible. Pour une structure indéformable, ce type de sillage est déjà observé dans la littérature et est caractéristique d'une faible fréquence d'oscillation (dans notre cas, $f^* = 0.025$), d'une faible amplitude de tangage et d'un paramètre de feathering $\chi \simeq 1$ [51].

Des différences apparaissent dans les champs de vorticité en fonction de la flexibilité des matériaux de l'hydrofoil. Les différences sont imperceptibles le long de la structure du bord d'attaque jusqu'au 2/3 de la corde, et ce, pour les quatre instants. On rappelle que le premier tiers de la structure est indéformable et que l'axe de rotation de la structure est situé à 1/3 de la corde. Il n'est donc pas étonnant que l'écoulement, et notamment la vorticité, soit peu impactée dans cette zone. En revanche, des différences notables apparaissent à partir du dernier tiers de la structure, notamment jusqu'au bord de fuite, et se propagent dans le sillage. En effet, pour $t^* = 0$, une vorticité positive est générée dans le cas des hydrofoils 2 et 3 au niveau du bord de fuite. Cette génération de vorticité est plus importante dans le cas de l'hydrofoil 3, qui est le plus flexible et nulle dans le cas de l'hydrofoil 1. Le phénomène inverse est observé pour $t^* = 0.5$. Cette perturbation est ensuite propagée par l'écoulement dans le sillage où des oscillations de plus en plus importantes apparaissent avec l'augmentation de la flexibilité du matériaux.

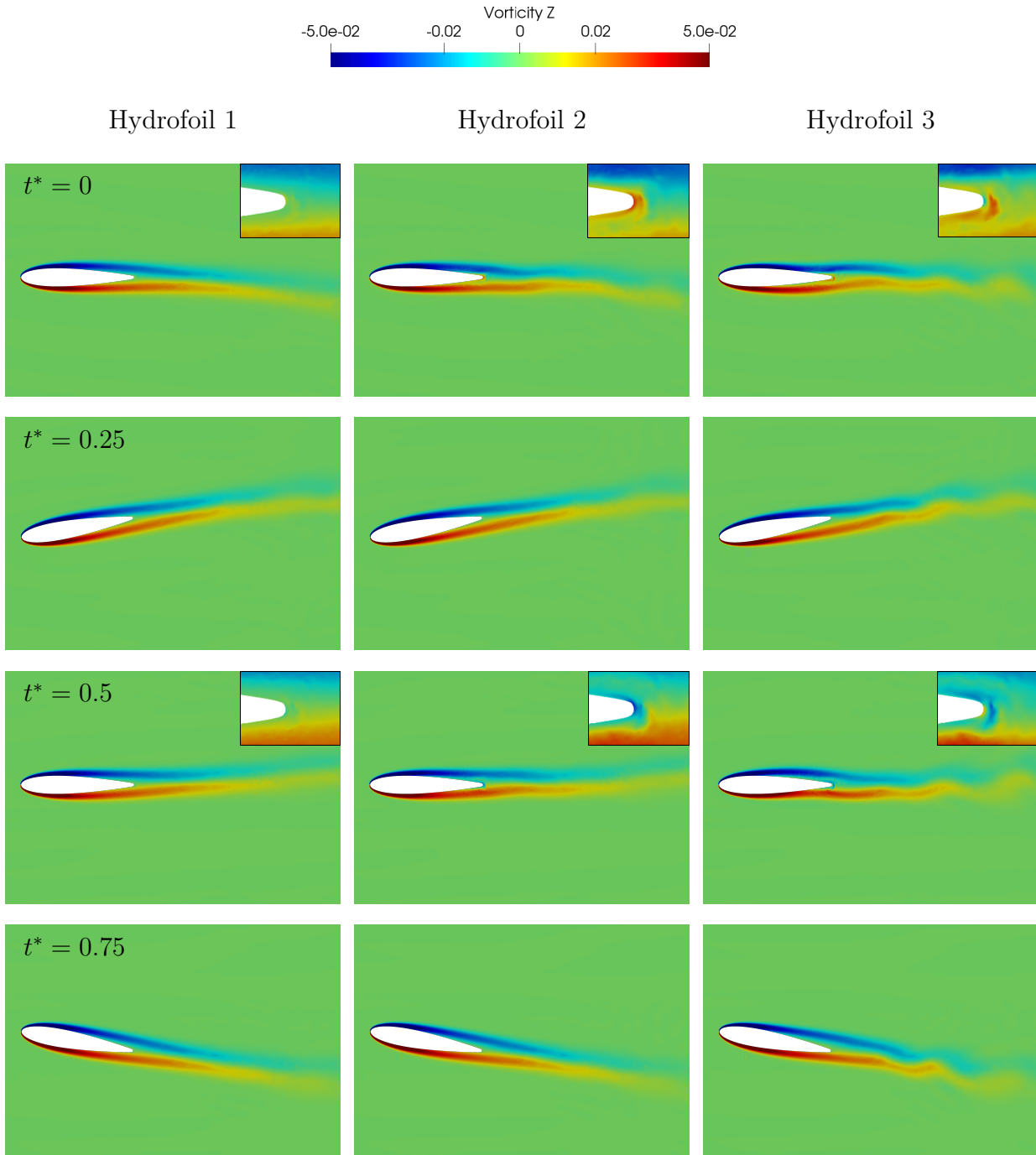


FIGURE 5.6 – Champs de vorticité instantanée dans la direction z pour les trois hydrofoils et pour $\alpha_0 = 10^\circ$, $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8\text{m}$ et pour les instants $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$.

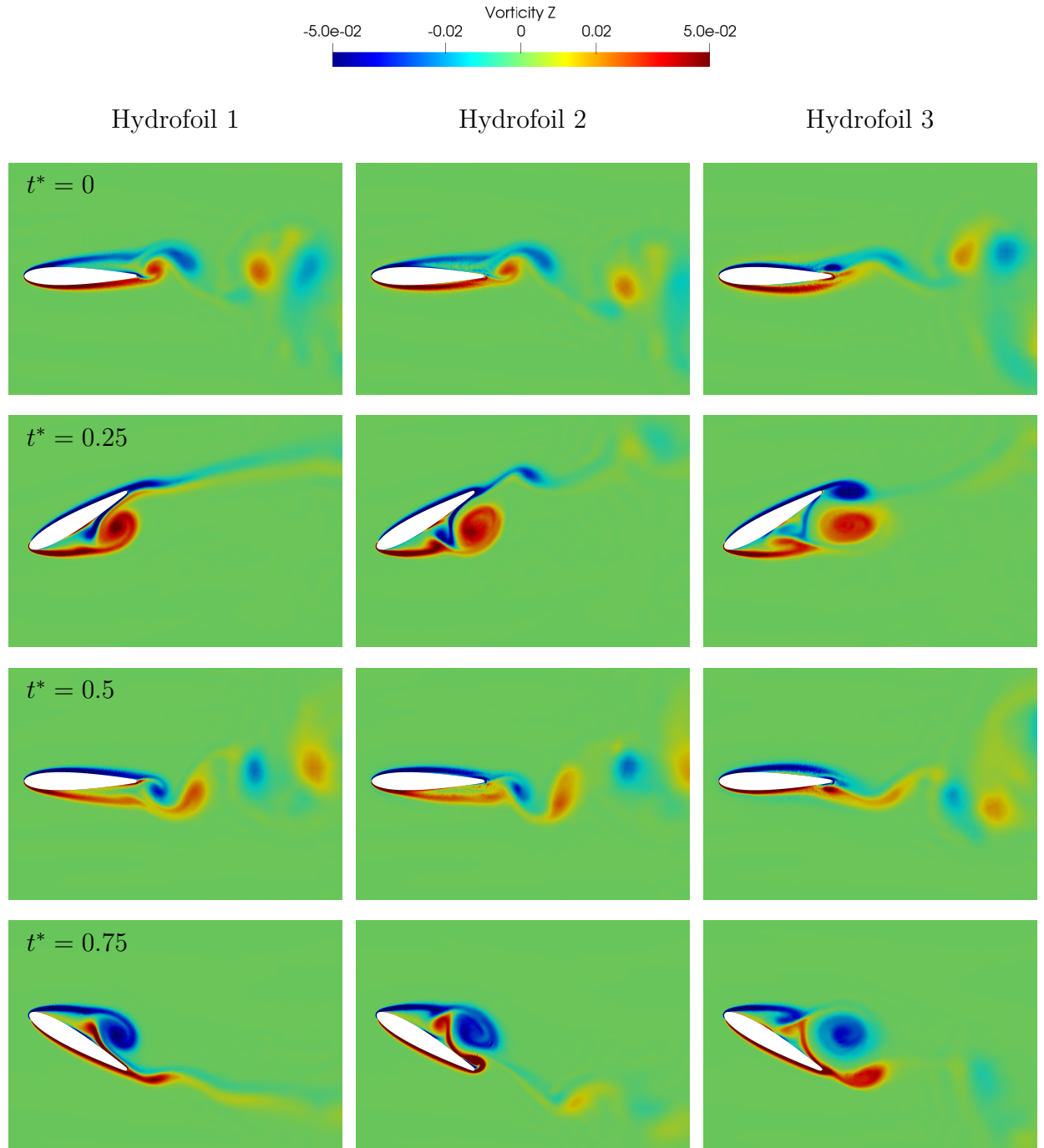


FIGURE 5.7 – Champs de vorticité instantanée dans la direction z pour les trois hydrofoils et pour $\alpha_0 = 30^\circ$, $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8\text{m}$ et pour les instants $t^* = 0, 0.25, 0.5, 0.75$.

Dans le cas α_{30} , et comme dans le cas α_{10} , l'écoulement le long de la structure, du bord d'attaque jusqu'au 1/3 de la corde, ne présente aucune différence en fonction des trois matériaux (Figure 5.7). Cette remarque est également vraie pour les quatre instants. Cela est dû à la rigidité de la structure au niveau de bord d'attaque.

Si le cas α_{10} présentait des différences assez peu visibles, nous observons des différences plus importantes pour le cas α_{30} . Tout d'abord, contrairement au cas α_{10} , des lachés tourbillonnaires sont observés. Ils sont dus à l'amplitude de tangage qui est maintenant de 30° . A l'instant $t^* = 0$, l'écoulement le long de l'extrados décroche plus tôt pour l'hydrofoil 1 que pour l'hydrofoil 2 et semble ne jamais décrocher pour l'hydrofoil 3. Au niveau de l'intrados, le phénomène inverse se produit dans une moindre mesure. En effet, l'écoulement décroche presque au niveau du bord de fuite pour l'hydrofoil 3 alors qu'il ne décroche jamais pour l'hydrofoil 2 et donc pour l'hydrofoil 1. A $t^* = 0.5$, ce phénomène similaire, mais symétrique par rapport à la corde, apparaît. Dans ce cas, le décrochage est observé le long de l'intrados pour l'hydrofoil 1 et 2 et le long de l'extrados pour l'hydrofoil 3.

De plus, pour $t^* = 0.25$, nous observons un laché tourbillonnaire positif généré depuis le bord d'attaque. Plus la structure est flexible, plus le tourbillon se détache rapidement. En effet, il est complètement détaché avec l'hydrofoil 3, alors qu'il est en train d'être libéré par l'hydrofoil 2 et qu'il est toujours attaché à l'hydrofoil 1. Il est ensuite advecté par l'écoulement. A $t^* = 0.75$, le même phénomène est observé au niveau de l'extrados mais les tourbillons positifs deviennent négatifs, et inversement.

5.3.3.3 Analyse de la déformation en flexion de l'hydrofoil

Les déformations induites par l'écoulement sont maximales au bord de fuite. Comme elles sont très faibles pour les trois matériaux, nous faisons le choix de représenter la différence de déplacement Δy du bord de fuite de l'hydrofoil 2 et 3 avec l'hydrofoil 1 (Figure 5.8). La différence de déplacement observée reste très faible pour les deux cas. Elle est cependant plus grande pour l'hydrofoil 3 que pour l'hydrofoil 2, et ce, pour les deux amplitudes de tangage. De plus, le cas α_{30} génère une déformation plus importante que le cas α_{10} . Cela semble logique car la vitesse de rotation est plus importante pour α_{30} . Ce comportement a également été remarqué pour la plaque dans le chapitre précédent.

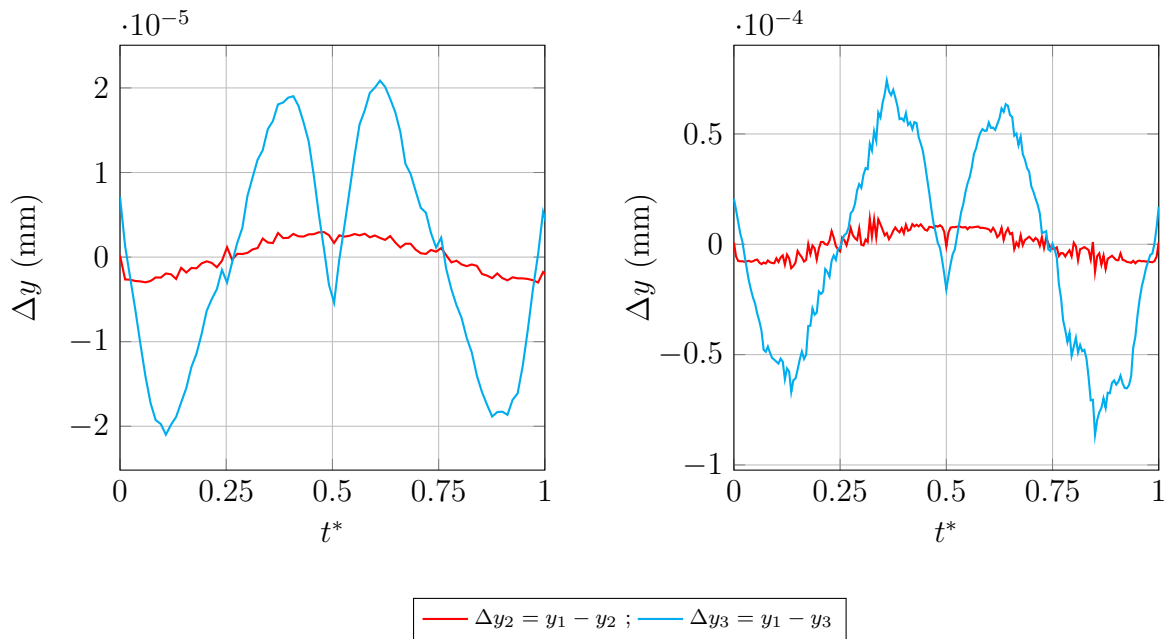


FIGURE 5.8 – Évolution temporelle de la différence de déplacement du bord de fuite Δy des hydrofoils 2 et 3 par rapport à l'hydrofoil 1 pour α_{10} (gauche) et α_{30} (droite), $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8\text{m}$.

L'allure des courbes en fonction de t^* est différente entre l'hydrofoil 3 et 2. En effet, nous observons une évolution pseudo sinusoïdale pour le l'hydrofoil 2 alors qu'il semble y avoir forme plus complexe de fréquence double pour l'hydrofoil 3. Ceci induit des retard plus prononcés dus à des phénomènes de génération de tourbillons.

5.3.3.4 Impact de la flexibilité sur les efforts hydrodynamiques

L'étude quantitative de l'écoulement a montré que la sillage de la structure semblait de plus en plus perturbé lorsque l'on augmentait la flexibilité de l'hydrofoil. Ces perturbations vont être à l'origine des différences que l'on observe pour les efforts hydrodynamiques. Les coefficients C_X (équation (1.10)), C_Y (équation (1.11)) et C_m (équation (1.15)) sont représentés. La puissance hydrodynamique et donc le rendement énergétique η (équation (1.22)) sont calculés à partir de C_Y et C_m . On rappelle que le coefficient de moment est calculé par rapport au centre de rotation de la structure.

Les efforts hydrodynamiques obtenus son quasi-périodiques. Ainsi, une seule période T d'oscillation est représentée. Ils sont tracés pour les différents matériaux dans laFigure 5.9 pour le cas α_{10} et α_{30} . Les deux cas vérifient les deux conditions données par les équations (1.19) et (1.20) pour être en extraction d'énergie.

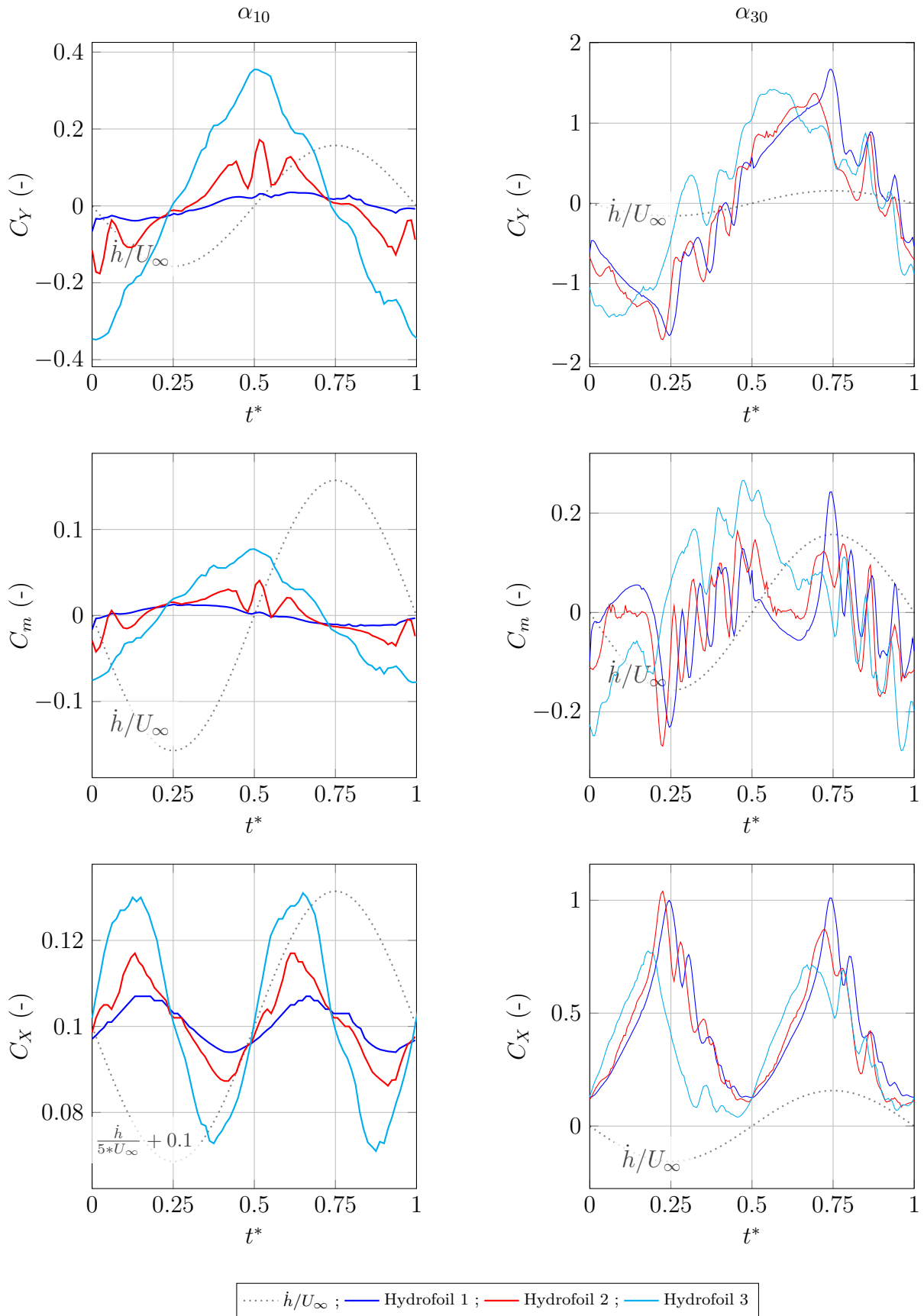


FIGURE 5.9 – Évolution temporelle des coefficients hydrodynamiques C_Y , C_M , C_X et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T , pour α_{10} (gauche) et α_{30} (droite) et $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8\text{m}$ et pour les trois matériaux.

Tout d'abord, le coefficient C_Y reste relativement très faible pour le cas α_{10} (Figure 5.9-gauche) par rapport au cas α_{30} (Figure 5.9-droite). Néanmoins, pour α_{10} , l'amplitude de C_Y augmente avec la flexibilité de la structure. Un comportement similaire est observé pour le coefficient C_m . La valeur moyenne de ces deux coefficients pour les 3 matériaux est quasiment nulle, ce qui est attendu car le mouvement est symétrique par rapport à l'axe des abscisse.

En revanche, la moyenne temporelle du coefficient C_X pour les trois hydrofoils est égale à 0.1. On remarque ici aussi que l'amplitude de celui-ci augmentent avec la flexibilité de la structure et cela est sûrement due à l'augmentation de la surface de l'hydrofoil projeté dans le plan (y, z) . Enfin nous observons l'apparition de fréquences supplémentaires sur les différents coefficients. Ces fréquences sont particulièrement visibles pour l'hydrofoil 2 et sont dues à la déformation de la structure.

Nous remarquons une augmentation nette des efforts hydrodynamiques pour l'amplitude de tangage α_{30} par rapport à α_{10} (Figure 5.9). La moyenne temporelle du coefficient C_X est nettement plus importante pour ce cas. En effet, elle est identique, environ 0.4, pour l'hydrofoil 2 et 3. Néanmoins, elle diminue pour l'hydrofoil 3. Contrairement au cas α_{10} , où l'amplitude de C_X augmente avec la flexibilité de la structure, elle semble diminuer pour le cas α_{30} . De plus, contrairement à α_{10} , les valeurs maximales et minimales des coefficients des trois hydrofoils présentent très peu de différence. En revanche les valeurs moyennes de C_Y et C_m sont presque nulles, comme observé pour le cas α_{10} .

On observe pour le cas α_{30} l'apparition de vibrations assez importantes pour les trois coefficients. Cela semble cohérent avec l'apparition de lâchés tourbillonnaires (Figure 5.7). Ces vibrations sont maximales lorsque $0.25 < t^* < 0.5$ et $0.75 < t^* < 1$. Cela correspond aux instants où l'angle d'attaque α évolue dans le sens décroissant, depuis sa valeur maximale (10° ou 30°) vers sa valeur minimale (0°). Cela correspond également au moment où les tourbillons créés au bord d'attaque se détachent de la structure. En revanche ces perturbations tendent à disparaître pour $0 < t^* < 0.25$ et $0.5 < t^* < 0.75$, donc quand l'angle d'incidence de l'hydrofoil augmente. En effet, pour $t^* = 0$ et $t^* = 0.5$, les tourbillons présents sont beaucoup moins intenses, et sont déjà dans le sillage de la structure. Ces remarques sont valables pour les trois hydrofoils. Cependant, les vibrations observées pour l'hydrofoil 3, qui est le plus flexible, semblent moins importantes.

5.3.3.5 Impact de la flexibilité sur le rendement énergétique du système

La puissance hydrodynamique instantanée présente deux comportements distincts pour les deux amplitudes de tangage. On rappelle que le coefficient de puissance est donnée par :

$$C_p = C_Y \frac{\dot{h}}{U_\infty} + C_m \frac{\dot{\alpha}c}{U_\infty} \quad (5.5)$$

Tout d'abord, pour le cas α_{10} le coefficient de puissance semble osciller de façon sinusoïdale autour de sa valeur moyenne qui est quasiment nulle (Figure 5.10). La puissance instantanée alterne donc les valeurs positives et négatives tous les quarts de période. Les valeurs instantanée de C_P sont néanmoins très faibles, en restant tout le temps inférieure à 0.025. Cela reste valable pour les trois matériaux. En revanche les amplitudes de la puissance augmentent avec la flexibilité de la structure.

Pour une amplitude de tangage plus importante (α_{30}), le coefficient de puissance instantané reste périodique mais n'oscille plus de façon sinusoïdale. Pour l'hydrofoil 1 et 2, deux pics de puissance sont observés en $t^* = 0.25$ et $t^* = 0.75$, correspondant aux instants où l'angle d'incidence est maximal. L'hydrofoil 3, quant à lui semble atteindre ses pics de puissance légèrement plus tôt, mais avec des maxima moins importants. On constate également que pour ce matériaux, la puissance instantanée devient négative un court instant.

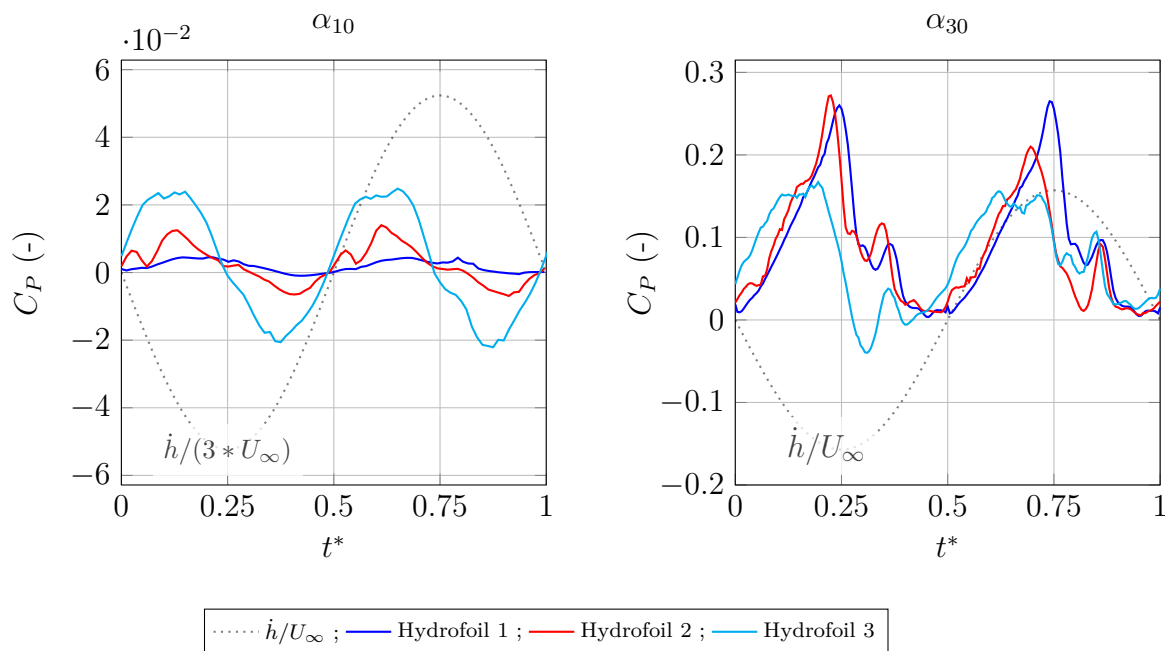


FIGURE 5.10 – Évolution temporelle du coefficient de puissance C_P et de la vitesse verticale \dot{h}/U_∞ de la structure pour une période d'oscillation T , α_{10} (gauche) et α_{30} (droite), $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8$ et pour les trois matériaux.

Tableau 5.3 – Rendement hydrodynamique η (%) pour $f^* = 0.025$, $\Delta h = 0.8\text{m}$ et pour les trois matériaux.

	Hydrofoil 1	Hydrofoil 2	Hydrofoil 3
$\alpha_0 = 10^\circ$	0.2197	0.2567	0.3166
$\alpha_0 = 30^\circ$	10.17	9.514	8.628

Les rendements correspondant sont calculés et présentés dans le Tableau 5.3. Deux comportements sont clairement visibles. Tout d’abord, pour le cas α_{10} , les rendements obtenus sont très faibles et cela était attendu ($\chi = 1.12$). Il semble que pour cette amplitude de tangage, le rendement soit amélioré avec la flexibilité du matériau. En effet, il passe de $\eta = 0.2197\%$ pour la structure la plus rigide à $\eta = 0.3166\%$ pour la structure la plus souple. En revanche, un rendement d’environ 10% est obtenu pour le cas α_{30} . Cependant, ce rendement est détérioré avec l’utilisation de matériaux souples. En effet, il passe de 10.17% à 8.628% .

5.4 Bilan

Ce chapitre présente dans un premier temps une validation de la modélisation d’un mouvement de pilonnement imposé par sa prise en compte à l’aide d’un terme source d’entraînement dans les équations de la dynamique des fluides. Une comparaison avec des résultats issus de la littérature est par conséquent réalisée. Dans un second temps, nous présentons un cas concret d’un hydrofoil déformable en mouvement de pilonnement et de tangage pour la production d’énergie réalisé avec le modèle présenté dans ce manuscrit.

Ainsi, nous étudions la dynamique de l’hydrofoil pour trois matériaux différents, classés du plus rigide ou plus souple, pour une fréquence d’oscillation, une amplitude de pilonnement et deux amplitudes de tangage. Ainsi, pour cette fréquence d’oscillation, le rendement est amélioré avec la flexibilité pour une faible amplitude de tangage (α_{10}) mais il semble être détérioré pour des amplitudes de tangage plus importante (α_{30}). De plus, un pic de puissance est obtenu lorsque l’angle d’attaque de la pale est maximum. Ce pic de puissance tend à disparaître avec la flexibilité de la pale. On peut supposer qu’un mouvement non-sinusoidal, rallongeant les périodes où l’angle d’incidence est maximal (chapitre 3), pourrait être bénéfique.

Finalement, il est pour le moment impossible d'affirmer que la flexibilité d'une pale oscillante présente un avantage ou un inconvénient pour la production d'énergie. Néanmoins nous montrons dans ce chapitre que la prise en considération des déformations de la pale est nécessaire et permet une modélisation plus fine de ce type de système. Ce travail devrait être complété par une étude paramétrique complète prenant en compte différents matériaux, différentes amplitudes de tangage, de pilonnement et différentes fréquences d'oscillations.

Conclusion et Perspectives

Les hydroliennes à pale oscillante qui sont actuellement développées ou qui ont été développées sont capables de produire de l'énergie avec des rendements intéressants indépendamment du régime de l'écoulement. De plus, elles nécessitent une hauteur d'eau bien moins importante que les technologies rotatives, ce qui permet d'augmenter de façon drastique les sites d'implantation. Par ailleurs, on retrouve dans la littérature une émergence de prototypes hydroliens, à axe de rotation vertical et horizontal, fonctionnant avec des pales flexibles. Il a été observé que cette flexibilité peut impacter le rendement de manière positive. La question reste en suspens en ce qui concerne les pales oscillantes et a fait l'objet des développements de cette thèse par le biais de modélisations numériques. Ainsi, le cœur de ce travail traite de la mise en place d'une modélisation d'une pale oscillante déformable. L'une des difficultés réside dans les grands déplacements de la pale associé aux petits déplacements induits par la déformation de celle-ci. Il est donc intéressant d'étudier ce phénomène pour les pales oscillantes afin de quantifier l'impact des déformations de la structure sur le rendement.

La prise en compte des phénomènes d'Interaction Fluide-Structure est cruciale dès lors qu'on considère une structure mobile ou déformable immergée dans un fluide (en écoulement ou au repos). Aussi les différents éléments de la physique de l'interaction fluide-structure sont rappelés dans le second chapitre. Nous y avons également rappelé les différentes approches existantes et les modèles utilisés pour modéliser une structure déformable et oscillante ainsi que les différents modèles employés pour la résolution des problèmes d'interaction fluide-structure, de la dynamique de l'écoulement et de la structure. Ceci nous guide dans le choix de l'algorithme de couplage partitionné implicite employant une sous-relaxation de Aitken.

Le chapitre 3 a abordé séparément les problèmes de déplacements de la pale oscillante et de déformations de la pale encastrée au travers de cas documentés. L'étude de la dynamique d'une pale indéformable par la modélisation est réalisée. Deux cinématiques de mouvement de tangage et de pilonnement (envisagées pour le projet PoHyCA) sont pro-

posées : la solution continue et la solution discontinue. La solution discontinue, réalisant le mouvement de tangage et de pilonnement alternativement génère un rendement plus important que la solution continue, pour une amplitude de tangage identique. Néanmoins, pour une fréquence d'oscillation similaire, un rendement équivalent est obtenu pour les deux solutions. Cependant, les arrêts systématiques de l'hydrofoil à chaque fin de phase de pilonnement de la solution discontinue pourraient conduire à une fatigue accélérée du système pouvant à terme l'endommager. Ce qui justifie de telles études, afin de quantifier les efforts mis-en-jeu et de comprendre les mécanismes physiques sous-jacents. Par ailleurs, des études complémentaires sont menées parallèlement par Segula Technologies afin de lever ces verrous technologiques.

L'étude de l'interaction entre un hydrofoil déformable et l'écoulement est réalisée par modélisation sur la base d'une expérimentation de l'Ecole Navale. La modélisation de la dynamique d'un hydrofoil 3D présente des déformations comparables à celles mesurées dans l'expérience. Les simulations montrent que la structure se déforme, en réponse au passage du fluide, mais que l'écoulement dans le sillage est également impacté par la déformation de l'hydrofoil. Elle met ainsi en évidence l'intérêt de la méthode pour la suite, et également l'utilisation de la méthode des volumes finis pour la résolution des équations de déformations de la structure.

Dans le chapitre 4 nous abordons le cas d'une plaque déformable en mouvement de tangage. Il s'agit là d'une étape vers la modélisation complète d'un hydrofoil oscillant et déformable. Un des verrous techniques est la gestion du maillage. Ici, un maillage dynamique est mis en place. Une validation de la méthode est réalisée sur la base d'une expérience de Moubogha Moubogha et al [69] relative à une plaque indéformable. Puis nous avons étudié l'impact de la flexibilité de la pale sur l'écoulement à l'aval et sur les efforts hydrodynamiques sur la plaque. Nous avons observé que les efforts de trainée et de portance ont tendance à être globalement amplifiées avec la flexibilité de la plaque. Néanmoins, la force de poussée est quant à elle diminuée.

Finalement, le cinquième et dernier chapitre présente une étude d'un hydrofoil partiellement flexible en mouvement de pilonnement et de tangage, similaire au mécanisme de PoHyCA. Nous avons choisi, afin de limiter les contraintes liées aux déformations du maillage, de prendre en compte le mouvement de pilonnement par un changement de référentiel. Ainsi un terme d'entraînement est ajouté aux équations tandis que les conditions aux limites du domaine fluides sont modifiées. Cette approche est validée par une comparaison numérique réalisée sur un cylindre en mouvement forcé de pilonnement puis

appliquée à l'étude de la performance d'un hydrofoil oscillant partiellement flexible en mode extraction d'énergie. Nous montrons un conséquence de ces déformations sur le rendement d'une machine. En effet, celui-ci est amélioré lorsque l'amplitude de tangage est faible mais se détériore lorsque cette amplitude augmente. Cependant, il est difficile, a priori, de prédire l'impact des déformations sur le rendement. En effet, pour ce dernier cas, de très faibles déformations génèrent des différences assez conséquentes sur la prédiction de ce dernier. Des études complémentaires sont nécessaires afin de statuer sur l'opportunité de l'utilisation de cette technologie.

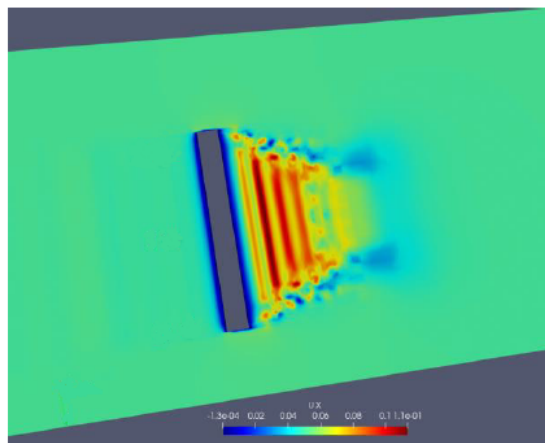


FIGURE 5.11 – Champs de vitesse u dans le sens de l'écoulement pour une plaque plane 3D déformable en mouvement de tangage forcé dans le plan de normale y .

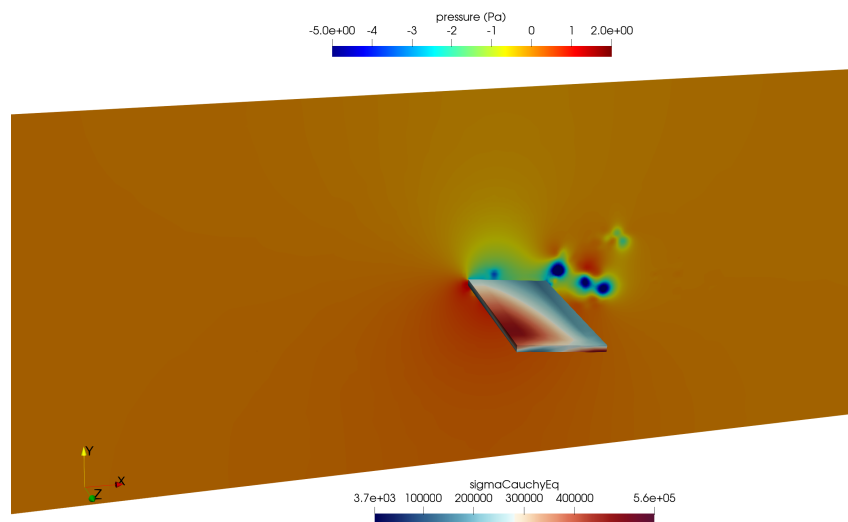


FIGURE 5.12 – Champs de pression (fluide) et champ des contraintes équivalentes de Cauchy (structure) pour une plaque plane 3D déformable en mouvement de tangage forcé.

Ce travail ouvre la voie à des poursuites. En particulier, l'étude réalisée sur un hydrofoil en mouvement de tangage et pilonnement reste limitée à quelques cas. Il est nécessaire de mettre en place un plan d'expérience afin d'établir des cartes de rendement (α_0, f^*) en fonction des différents (et nombreux) paramètres, comme les amplitudes de tangage, de pilonnement, la fréquence d'oscillation, le module de Young, la forme de la géométrie ou encore le régime de l'écoulement. L'impact de la cinématique de pilonnement et de tangage définie dans le chapitre 3 doit aussi être étudié en présence de l'hydrofoil flexible. Cela permettrait de se rapprocher des solutions technologiques envisagées pour le projet PoHyCA. Les cas présentés au cours de ce travail sont majoritairement bidimensionnels et supposent donc une envergure infinie. Une première application en 3D à la plaque oscillante montre des effets hydrodynamiques importants dans l'axe de l'envergure (Figures 5.11 et 5.12). Ainsi nous prévoyons de déployer la méthode en 3 dimensions tant pour le cas de la plaque en oscillation de tangage qu'à l'hydrofoil en pilonnement et tangage. Cependant, le coût d'un tel calcul devient relativement considérable.

Bibliographie

- [1] Hydroquest : <https://www.hydroquest.net/>, consulté le 30/09/2020.
- [2] Leading Edge – Oscillating Foils for Hydrokinetic Energy Conversion : <http://leadingedge.engin.brown.edu/wordpress/>, consulté le 18/12/2018.
- [3] Orbital O2 : 2019 presentation : <https://orbitalmarine.com/flotec/>, consulté le 30/09/2020.
- [4] SKF’s technology and design engineering supports tidal energy project | Elsevier Enhanced Reader. DOI : 10.1016/S1350-4789(16)30212-4.
- [5] Stingray tidal stream energy device - Phase 3. Technical Report T/06/00230/00/00, The Engineering Business Ltd, 2005.
- [6] Climate change 2014 synthesis report. Technical report, IPCC, 2014.
- [7] Communication from the commission to the european parliament, the council, the european economic and social committee and the committee of the regions : A policy framework for climate and energy in the period from 2020 to 2030. Technical report, European Commission, Bruxelles, 2017.
- [8] Modélisation d’une plaque en composite avec une approche modale et prise en compte de l’interaction fluide-structure. Rapport technique, Segula Technologies, Nantes, 2020.
- [9] H. Afrasiab, M. R. Movahhedy, and A. Assempour. Finite element and analytical fluid-structure interaction analysis of the pneumatically actuated diaphragm microvalves. *Acta Mechanica*, 222(1) :175–192, Nov. 2011.
- [10] M. Beaudoin and H. Jasak. Development of a Generalized Grid Interface for Turbomachinery simulations with OpenFOAM. Berlin, Germany, 2008.
- [11] M. Belhache, S. Guillou, P. Grangeret, D. Mouazé, and A. Santa-Cruz. Numerical Analysis of Hydrofoil Dynamics by Using a Fluid-Structure Interaction Approach. *La Houille Blanche*, (6) :74–78, 2014.

- [12] T. Belytschko, W. K. Liu, B. Moran, and K. Elkhodary. *Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures*. John Wiley & Sons, Nov. 2013. Google-Books-ID : e_w8AgAAQBAJ.
- [13] M. Benaouicha. *Contribution au développement d'algorithmes de couplage en interaction fluide-structure*. These de doctorat, La Rochelle, Jan. 2007.
- [14] M. Benaouicha and J. Astolfi. Analysis of added mass in cavitating flow. *Journal of Fluids and Structures*, 31 :30–48, May 2012.
- [15] M. Benaouicha, S. Guillou, A. Santa Cruz, and H. Trigui. Fluid-Structure Interaction Approach for Numerical Investigation of a Flexible Hydrofoil Deformations in Turbulent Fluid Flow. In *ASME 2018 Pressure Vessels and Piping Conference*, volume Volume 4 : Fluid-Structure Interaction, page 9, Prague, Czech Republic, Oct. 2018. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- [16] Z. Bendjeddou. *Méthodologie pour la simulation numérique des vibrations induites par écoulements dans les faisceaux de tubes*. These de doctorat, Lille 1, Jan. 2005.
- [17] H. M. Blackburn and R. D. Henderson. A study of two-dimensional flow past an oscillating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 385 :255–286, Apr. 1999.
- [18] R. D. Blevins. *Formulas for natural frequency and mode shape*. Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1979. Open Library ID : OL4399771M.
- [19] H. Boye, E. Caquot, P. Clément, L. De La Cochetière, J.-M. Nataf, and P. Sergent. Rapport de la mission d'étude sur les énergies marines renouvelables. Technical Report 2013 / 008693-01 / CGEDD, Ministère de l'écologie, du développement durable et de l'énergie, Mar. 2013.
- [20] P. Brousseau. Modélisation numérique de la Pompe hydrodynamique PoHyCA, avec prise en compte de l'interaction fluide-structure. Rapport d'avancement de thèse 1, Université de Caen Normandie, 2018.
- [21] P. Brousseau, M. Benaouicha, and S. Guillou. Dynamics of a free heaving and prescribed pitching hydrofoil in a turbulent flow, with a fluid structure interaction approach. In *In proceedings of the ASME 2018 Pressure Vessels and Piping Division Conference*, Prague, 2018.
- [22] P. Brousseau, M. Benaouicha, and S. Guillou. Etude numérique d'un hydrofoil déformable dans un écoulement turbulent avec Foam-extend et prise en compte de l'interaction fluide-structure. In *Actes des Journée de l'Hydrodynamique 2018*, Marseille, France, 2018.

- [23] P. Brousseau, M. Benaouicha, and S. Guillou. Fluid-Structure Interaction effects on the deformable and pitching plate dynamics in a fluid flow. *submitted to Journal of Fluids and Structures*, page 29, July 2020.
- [24] P. Cardiff, A. Karač, P. De Jaeger, H. Jasak, J. Nagy, A. Ivanković, and . Tuković. An open-source finite volume toolbox for solid mechanics and fluid-solid interaction simulations. *Mathematics, Physics - arXiv : Numerical Analysis*, Aug. 2018.
- [25] J. Cardona, M. Miller, T. Dereckor, S. Winckler, K. Volkmann, A. Medina, S. Cowles, R. Lorick, K. Breuer, and S. Mandre. Field-testing of a 1kw Oscillating Hydrofoil Energy Harvesting System. In *Marine Energy Technology Symposium (METS)*, page 5, Washington, DC, 2017.
- [26] J.-F. Cori. *Analyse et caractérisation d'interactions fluide-structure instationnaires en grands déplacements*. PhD thesis, École Polytechnique de Montréal, 2011.
- [27] J. Degroote, R. Haelterman, S. Annerel, P. J. Bruggeman, and J. Vierendeels. Performance of partitioned procedures in fluid-structure interaction. *Computers and Structures*, 88(7-8) :446–457, 2010.
- [28] J. Degroote, A. Souto-Iglesias, W. Van Paepegem, S. Annerel, P. Bruggeman, and J. Vierendeels. Partitioned simulation of the interaction between an elastic structure and free surface flow. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 199(33) :2085–2098, July 2010.
- [29] J. Donea, A. Huerta, J.-P. Ponthot, and A. Rodríguez-Ferran. Arbitrary Lagrangian–Eulerian Methods. In *Encyclopedia of Computational Mechanics*. American Cancer Society, 2004. DOI : 10.1002/0470091355.ecm009.
- [30] L. Duarte, N. Dellinger, G. Dellinger, A. Ghenaim, and A. Terfous. Experimental investigation of the dynamic behaviour of a fully passive flapping foil hydrokinetic turbine. *Journal of Fluids and Structures*, 88 :1–12, July 2019.
- [31] A. Ducoin, J. A. Astolfi, F. Deniset, and J.-F. Sigrist. An experimental and numerical study of the hydroelastic behavior of an hydrofoil in transient pitching motion. In *In Proceedings of, SMP'09 Trondheim, Norway*, 2009.
- [32] A. Ducoin, J. A. Astolfi, and J.-F. Sigrist. An experimental analysis of fluid structure interaction on a flexible hydrofoil in various flow regimes including cavitating flow. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 36 :.63–74., Nov. 2012.

- [33] U. Ehrenstein, M. Marquillie, and C. Eloy. Skin friction on a flapping plate in uniform flow. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934–1990)*, 372 :20130345, 2014.
- [34] S. B. Elghali, M. Benbouzid, and J. Charpentier. Marine Tidal Current Electric Power Generation Technology : State of the Art and Current Status. pages 1407–1412. IEEE, May 2007.
- [35] S. Esteban, J. M. Giron-Sierra, B. De Andres-Toro, J. M. Dela Cruz, and J. M. Riola. Fast ships models for seakeeping improvement studies using flaps and T-foil. *Mathematical and Computer Modelling*, 41(1) :1–24, Jan. 2005.
- [36] C. A. Felippa and T. L. Geers. Partitioned analysis for coupled mechanical systems. *Engineering Computations*, 1988.
- [37] C. A. Felippa, K.-C. Park, and C. Farhat. Partitioned analysis of coupled mechanical systems. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 190(24-25) :3247–3270, 2001.
- [38] C. A. Felippa, K. C. Park, and M. R. Ross. A Classification of Interface Treatments for FSI. *Lecture Notes in Computational Science and Engineering*, pages 27–51, 1980.
- [39] F. E. Fish. Power Output and Propulsive Efficiency of Swimming Bottlenose Dolphins (*tursiops Truncatus*). *Journal of Experimental Biology*, 185(1) :179–193, Dec. 1993. Publisher : The Company of Biologists Ltd Section : Journal Articles.
- [40] B. Ghadiri and M. Razi. Limit cycle oscillations of rectangular cantilever wings containing cubic nonlinearity in an incompressible flow. *Journal of Fluids and Structures*, 23(4) :665–680, May 2007.
- [41] N. Guillaud, G. Balarac, and E. Goncalvès. Large Eddy Simulations on a pitching airfoil : Analysis of the reduced frequency influence. *Computers & Fluids*, 161 :1–13, Jan. 2018.
- [42] J. Hardisty. *The British Seas : an introduction to the new oceanography and resources of the north-west European continental shelf*. Routledge, Londres, UK, 1990.
- [43] A. Hessenthaler, M. Balmus, O. Röhrle, and D. Nordsletten. A class of analytic solutions for verification and convergence analysis of linear and nonlinear fluid-structure interaction algorithms. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 362 :112841, Apr. 2020.

-
- [44] K. D. Hjelmstad. *Fundamentals of structural mechanics*. Springer Science & Business Media, New Jersey, 2007.
- [45] P. Hémon. *Vibrations des structures couplées avec le vent*. Editions Ecole Polytechnique, 2006. Google-Books-ID : Cx4thV6yV8gC.
- [46] S. Hoerner, S. Abbaszadeh, T. Maître, O. Cleynen, and D. Thévenin. Characteristics of the fluid–structure interaction within Darrieus water turbines with highly flexible blades. *Journal of Fluids and Structures*, 88 :13–30, July 2019.
- [47] Z. Huang, Y. Xiong, and Y. Xu. The simulation of deformation and vibration characteristics of a flexible hydrofoil based on static and transient FSI. *Ocean Engineering*, 182 :61–74, June 2019.
- [48] R. I. Issa. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1) :40–65, Jan. 1986.
- [49] H. Jasak and H. G. Weller. Application of the finite volume method and unstructured meshes to linear elasticity. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 48(2) :267–287, 2000.
- [50] H. R. Karbasian and J. A. Esfahani. Enhancement of propulsive performance of flapping foil by fish-like motion pattern. *Computers & Fluids*, 156 :305–316, Oct. 2017.
- [51] T. Kinsey and G. Dumas. Parametric Study of an Oscillating Airfoil in a Power-Extraction Regime. *AIAA Journal*, 46(6) :1318–1330, June 2008.
- [52] T. Kinsey and G. Dumas. Testing and Analysis of an Oscillating Hydrofoils Turbine Concept. In *ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting : Volume 1, Symposia – Parts A, B, and C*, pages 9–22, Montreal, Quebec, Canada, 2010. ASME.
- [53] T. Kinsey and G. Dumas. Optimal Operating Parameters for an Oscillating Foil Turbine at Reynolds Number 500,000. *AIAA Journal*, 52(9) :1885–1895, Apr. 2014.
- [54] A. Korobenko, J. Yan, S. M. I. Gohari, S. Sarkar, and Y. Bazilevs. FSI Simulation of two back-to-back wind turbines in atmospheric boundary layer flow. *Computers & Fluids*, 158(Supplement C) :167–175, Nov. 2017.
- [55] M. Krafczyk, J. Tölke, E. Rank, and M. Schulz. Two-dimensional simulation of fluid–structure interaction using lattice-Boltzmann methods. *Computers & Structures*, 79(22) :2031–2037, Sept. 2001.

- [56] U. Küttler and W. A. Wall. Fixed-point fluid–structure interaction solvers with dynamic relaxation. *Computational Mechanics*, 43(1) :61–72, 2008.
- [57] E. d. Langre. *Fluides et solides*. Editions Ecole Polytechnique, 2001. Google-Books-ID : IFnLwQ4eTIwC.
- [58] B. E. Launder and D. B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2) :269–289, Mar. 1974.
- [59] T. Lee and P. Gerontakos. Investigation of flow over an oscillating airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 512 :313–341, Aug. 2004.
- [60] A. Lelong, J. A. Astolfi, and P. Guiffaud. An Experimental Analysis of Hydroelastic Response of Flexible Lighthweight Hydrofoils in Non Cavitating and Cavitating Flow. Sept. 2016.
- [61] G. C. Lewin and H. Haj-Hariri. Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 492 :339–362, Oct. 2003.
- [62] D. W. MacPhee and A. Beyene. Fluid–structure interaction analysis of a morphing vertical axis wind turbine. *Journal of Fluids and Structures*, 60 :143–159, Jan. 2016.
- [63] J.-B. Marchand, J. A. Astolfi, and P. Bot. Discontinuity of lift on a hydrofoil in reversed flow for tidal turbine Application. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 63 :90–99, 2017.
- [64] W. McKinney and J. DeLaurier. Wingmill : An Oscillating-Wing Windmill. *Journal of Energy*, 5(2) :109–115, Mar. 1981.
- [65] M. Mehl, B. Uekermann, H. Bijl, D. Blom, B. Gatzhammer, and A. van Zuijlen. Parallel coupling numerics for partitioned fluid–structure interaction simulations. *Computers & Mathematics with Applications*, 71(4) :869–891, Feb. 2016.
- [66] F. R. Menter. Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 93, 1992.
- [67] F. R. Menter, M. Kuntz, and R. Langtry. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. In *Proceedings of the fourth international symposium on turbulence, heat and mass transfer*, pages 625–632, Antalya, Turkey, 2003.
- [68] C. Michler, S. J. Hulshoff, E. H. van Brummelen, and R. de Borst. A monolithic approach to fluid–structure interaction. *Computers & Fluids*, 33(5) :839–848, June 2004.

- [69] J. Moubogha Moubogha, U. Ehrenstein, and J. A. Astolfi. Forces on a pitching plate : An experimental and numerical study. *Applied Ocean Research*, 69 :27–37, Dec. 2017.
- [70] J. M. Moubogha Moubogha. *Analyse des écoulements autour de structures en mouvement forcé de tangage : application à la propulsion instationnaire*. phdthesis, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, Dec. 2018.
- [71] B. Multon. *Energies marines renouvelables : aspects généraux, éolien, marémoteur et hydrolien*. Lavoisier, Paris, 2011.
- [72] F. O Rourke, F. Boyle, and A. Reynolds. Tidal energy update 2009. *Applied Energy*, 87(2) :398–409, Feb. 2010.
- [73] S. Paboeuf, P. Yen Kai Sun, L.-M. Macadré, and G. Malgorn. Power Performance Assessment of the Tidal Turbine Sabella D10 Following IEC62600-200. page V006T09A007. ASME, June 2016.
- [74] K. Park, C. Felippa, and J. DeRuntz. Stabilization of staggered solution procedures for fluid-structure interaction analysis. *Computational methods for fluid-structure interaction problems*, 26(94-124) :51, 1977.
- [75] V. Partimbene. *Calcul haute performance pour la simulation d’interactions fluide-structure*. phd, Université de Toulouse, Apr. 2018.
- [76] L. Pernod. *Simulations couplées fluide-structure et étude expérimentale d’un hydrofoil composite sous écoulement hydrodynamique*. phdthesis, École centrale de Nantes, Mar. 2019.
- [77] D. Poirel, Y. Harris, and A. Benaïssa. Self-sustained aeroelastic oscillations of a NACA0012 airfoil at low-to-moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, 24(5) :700–719, July 2008.
- [78] T. E. Rajaomazava, M. Benaouicha, and J.-A. Astolfi. Numerical Analysis of Hydrofoil Dynamics by Using a Fluid-Structure Interaction Approach. In *ASME 2012 Pressure Vessels and Piping Conference*, volume 4 : Fluid-Structure Interaction, pages 115–124, Toronto, Ontario, Canada, Aug. 2012. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- [79] T. E. Rajaomazava III, M. Benaouicha, and J.-A. Astolfi. Étude numérique de schémas de couplages en interaction fluide-structure. *20ème Congrès Français de Mécanique, 28 août/2 sept. 2011-25044 Besançon, France (FR)*, 2011.

- [80] K. Rege and B. H. Hjertager. Application of foam-extend on turbulent fluid-structure interaction. *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, 276(1) :012031, 2017.
- [81] A. M. Roa. *Analyse numérique des hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [82] A. Roberts, B. Thomas, P. Sewell, Z. Khan, S. Balmain, and J. Gillman. Current tidal power technologies and their suitability for applications in coastal and marine areas. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*, 2(2) :227–245, May 2016.
- [83] T. Schnipper, A. Andersen, and T. Bohr. Vortex wakes of a flapping foil. *Journal of Fluid Mechanics*, 633 :411–423, Aug. 2009.
- [84] F. Simeski and J. Franck. Simulations of constructive interaction in oscillating hydrofoil arrays. In *Marine Energy Technology Symposium (METS)*, page 5, Washington, DC, 2017.
- [85] M. Souli, A. Ouahsine, and L. Lewin. ALE formulation for fluid–structure interaction problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 190(5) :659–675, Nov. 2000.
- [86] M. Souli and J. P. Zolesio. Arbitrary Lagrangian–Eulerian and free surface methods in fluid mechanics. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 191(3) :451–466, Nov. 2001.
- [87] X. Sun, L. Zhang, D. Huang, and Z. Zheng. New insights into aerodynamic characteristics of oscillating wings and performance as wind power generator. *International Journal of Energy Research*, 42(2) :776–789, Feb. 2018.
- [88] J. Tondut, T. E. Tawil, J. Thiébot, N. Guillou, and M. Benaouicha. A comparative study for tidal current velocity prediction using simplified and fast algorithms. *Applied Ocean Research*, 104 :102346, Nov. 2020.
- [89] Z. Tuković, P. Cardiff, A. Karac, H. Jasak, and A. Ivankovic. OpenFOAM library for fluid structure interaction. 2014.
- [90] Z. Tukovic, A. Karač, P. Cardiff, H. Jasak, and A. Ivanković. OpenFOAM finite volume solver for fluid-solid interaction. *Transactions of FAMENA*, 42(3) :1–31, 2018.

-
- [91] C. Usoh, J. Young, J. Lai, and M. Ashraf. Numerical Analysis of a Non-Profiled Plate for Flapping Wing Turbines. In *18 th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Launceston, Australia, Dec. 2012.
- [92] R. Van Loon, P. D. Anderson, F. N. van de Vosse, and S. J. Sherwin. Comparison of various fluid–structure interaction methods for deformable bodies. *Computers & Structures*, 85(11) :833–843, June 2007.
- [93] T. Y. Wu and A. T. Chwang. Extraction of Flow Energy by Fish and Birds in a Wavy Stream. In T. Y.-T. Wu, C. J. Brokaw, and C. Brennen, editors, *Swimming and Flying in Nature : Volume 2*, pages 687–702. Springer US, Boston, MA, 1975. DOI : 10.1007/978-1-4757-1326-8_15.
- [94] Q. Xiao, W. Liao, S. Yang, and Y. Peng. How motion trajectory affects energy extraction performance of a biomimic energy generator with an oscillating foil? *Renewable Energy*, 37(1) :61–75, Jan. 2012.
- [95] Q. Xiao and Q. Zhu. A review on flow energy harvesters based on flapping foils. *Journal of Fluids and Structures*, 46(Supplement C) :174–191, Apr. 2014.
- [96] J. Yan, B. Augier, A. Korobenko, J. Czarnowski, G. Ketterman, and Y. Bazilevs. FSI modeling of a propulsion system based on compliant hydrofoils in a tandem configuration. *Computers & Fluids*, 141 :201–211, Dec. 2016.
- [97] S. Yigit, D. D. Stenel, and M. Schäfer. Efficiency of fluid-structure interaction simulations with adaptive underrelaxation and multigrid acceleration. *The International Journal of Multiphysics*, 1(1), Mar. 2007.
- [98] M. Yu, X. Nie, G. Yang, and P. Zhong. Fixed-Point Fluid structure interaction analysis BASED ON geometrically exact approach. *Scientific Reports*, 10(1) :1–16, June 2020.
- [99] D. H. Zeiner-Gundersen. A novel flexible foil vertical axis turbine for river, ocean, and tidal applications. *Applied Energy*, 151 :60–66, Aug. 2015.
- [100] Y. Zhou, M. M. Alam, H. X. Yang, H. Guo, and D. H. Wood. Fluid forces on a very low Reynolds number airfoil and their prediction. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32(1) :329–339, Feb. 2011.
- [101] Z. Zhou, M. Benbouzid, J.-F. Charpentier, F. Sculler, and T. Tang. Developments in large marine current turbine technologies – A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 71 :852–858, May 2017.

- [102] F. Zilic de Arcos, C. R. Vogel, and R. H. J. Willden. Hydrodynamic analysis of turbine control through blade-deformation. In *4th International Conference on Renewable Energies Offshore*, Lisbon, Portugal, Oct. 2020.

Modélisation numérique d'une structure oscillante en tangage et pilonnement, avec prise en compte de l'Interaction Fluide-Structure

Résumé : Les politiques de lutte contre les émissions de CO_2 étant de plus en plus exigeantes et la demande énergétique étant en constante augmentation, les énergies renouvelables sont perçues actuellement comme devant être un apport important dans le mix énergétique mondial. Parmi elles, l'énergie hydrolienne présente l'avantage d'une intermittence parfaitement connue et très prédictible. La recherche de cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet PoHyCA (Pompe Hydrodynamique pour la Compression d'Air) mené par Segula Technologies. Il consiste à la réalisation d'une pompe hydrodynamique innovante pour la compression de l'air dans un réservoir de stockage, l'objectif final étant la production de l'énergie électrique. La pompe PoHyCA capte l'énergie des courants marins à l'aide d'une structure portante oscillante qui se déplace sous l'effet des efforts hydrodynamiques issues de l'écoulement environnant. On s'intéresse dans ces travaux à l'évaluation de la dynamique de la structure portante déformable. Une approche en interaction fluide-structure (IFS), utilisant un schéma de couplage implicite, est mise en place afin de prendre en compte les déformations de la structure, induites des efforts hydrodynamiques. Le modèle développé prend également en compte les grands déplacements angulaires et verticaux de la structure. Il est d'abord appliqué à une plaque oscillante rigide documentée expérimentalement issue de la littérature, et des résultats similaires sont obtenus. Nous montrons que la flexibilité du profil entraîne notamment une diminution de l'aptitude à la propulsion. Le modèle est ensuite appliqué à un hydrofoil soumis à un mouvement oscillatoire de pilonnement et de tangage. Nous montrons que dans certaines configurations, les déformations de la pale peuvent améliorer le rendement énergétique.

Mots-clés : Interaction Fluide-structure, Énergies Marines Renouvelables, Simulation numérique, Modélisation, Hydrofoil Oscillant

Modelling of an oscillating hydrofoil, with a fluid-structure interaction approach

Abstract : As policies to fight greenhouse gas emissions are more and more demanding and as the global energy demand is constantly increasing, renewable energies are currently seen as an important contribution to the global energy mix. Among them, tidal energy has the advantage of a perfectly known and highly predictable intermittency. The present work is part of the PoHyCA (Hydrodynamic Pump for Air Compression) project led by Segula Technologies, consisting in the realization of an innovative hydrodynamic pump for air compression and storage. The final objective is the production of electrical energy. PoHyCA technology captures the energy of sea currents using an oscillating hydrofoil that moves under the effect of hydrodynamic forces from the surrounding flow. This work focus on the evaluation of the dynamics of the deformable hydrofoil. A fluid-structure interaction (FSI) approach, using an implicit coupling scheme, is implemented to account for the deformations of the structure, induced by hydrodynamic forces. The numerical model also takes into account the large pitching and heaving displacements of the structure. It is first applied to a rigid oscillating plate experimentally documented in the literature, and similar results are obtained. We show that the flexibility of the profile leads in particular to a reduction in propulsion capability. The model is then applied to a hydrofoil subjected to an oscillating heaving and pitching motion. We show that in certain configurations, blade deformations can improve energy efficiency.

Keywords : Fluid-Structure Interaction, Renewables, Numerical simulations, Modélisation, Oscillating Hydrofoil