



**HAL**  
open science

# Simulations couplées fluide-structure et étude expérimentale d'un hydrofoil composite sous écoulement hydrodynamique

Laëtitia Pernod

► **To cite this version:**

Laëtitia Pernod. Simulations couplées fluide-structure et étude expérimentale d'un hydrofoil composite sous écoulement hydrodynamique. Matériaux. École centrale de Nantes, 2019. Français. NNT : 2019ECDN0008 . tel-02390064

**HAL Id: tel-02390064**

**<https://theses.hal.science/tel-02390064>**

Submitted on 2 Dec 2019

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

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

# THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE NANTES  
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 602

*Sciences pour l'Ingénieur*

Spécialité : Hydrodynamique, Interfaces et Interactions (H2I)

Par

**Laëtitia Pernod**

**Simulations couplées fluide-structure et étude expérimentale d'un hydrofoil composite sous écoulement hydrodynamique**

Thèse présentée et soutenue à Ecole Centrale de Nantes, le 5 mars 2019

Unité de recherche : Laboratoire d'Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA), CNRS UMR 6598

## Rapporteurs avant soutenance :

M'hamed Souli Professeur, Université de Lille  
Sylvain Guillou Professeur, LUSAC

## Composition du Jury :

### Président

Jacques-André Astolfi Professeur, IRENav

### Examineurs

Jacques-André Astolfi Professeur, IRENav  
Jean-François Deü Professeur, LMSSC  
Caroline Braud Chargée de Recherche CNRS HdR, LHEEA

### Directeur de Thèse

Hervé Le Sourn Enseignant-Chercheur HdR,  
ICAM Ouest, site de Nantes

### Encadrant

Antoine Ducoin Maître de Conférences, LHEEA

### Invité

Cédric Leblond Ingénieur de Recherche, Dr., Naval Group



## REMERCIEMENTS

\*\*\*

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'un contrat doctoral CIFRE Défense impliquant conjointement Naval Group (anciennement DCNS), la DGA, l'Ecole Centrale de Nantes par le biais de son Laboratoire d'Energétique, d'Hydrodynamique et d'Environnement Atmosphérique (LHEEA) et l'équipe de l'Institut de Génie des Matériaux (GeM) de l'ICAM de Nantes. Je tiens ainsi à remercier tout d'abord ces différents acteurs qui ont été fédérés autour de ce projet de thèse et qui lui ont procuré l'environnement propice à son bon déroulement. Je remercie tout particulièrement Monsieur Jean-François Sigrist qui s'est investi dans le montage du projet alors qu'il était ingénieur de recherche à Naval Group, et pour m'avoir proposé et confié ce sujet passionnant. Je tiens également à remercier Madame Marie Morgan pour le montage projet et le suivi de la thèse du côté DGA-Th. Un grand merci à Madame Frédérique Le Lay pour l'opportunité qu'elle m'a offerte de réaliser des expériences dans le cadre de cette thèse, et pour m'avoir donné l'opportunité de suivre un projet d'hélice composite avec essais en mer, ce qui a encore amplifié mon intérêt pour ce domaine.

Je remercie très vivement mon directeur de thèse Monsieur Hervé Le Sourné, de m'avoir accompagnée tout au long de ce travail, pour ses conseils, son optimisme et sa confiance dans le projet de thèse. Je souhaite remercier tout particulièrement Monsieur Antoine Ducoin qui s'est grandement investi dans l'encadrement de ce travail, avec des interactions très fréquentes et continues. Merci Antoine pour ta vision, tes conseils d'orientation stratégique de la thèse, tes conseils scientifiques et techniques, ta patience... En réalité, je ne peux pas citer tout ce que tu m'as appris : j'admire ta compréhension physique des phénomènes de cavitation, de transition, et d'interaction fluide-structure, et ta capacité à partager ton enthousiasme et à transmettre tes connaissances. J'ai apprécié et bénéficié tout au long de la thèse de tes grandes qualités humaines d'écoute, de gestion du stress, et de ton accompagnement pour avancer dans mon projet professionnel visant à poursuivre dans une carrière de recherche académique.

Mes sincères remerciements vont ensuite à Monsieur M'hamed Souli et à Monsieur Sylvain Guillou pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, ainsi qu'à Messieurs Jean-François Deü et Jacques-André Astolfi et Madame Caroline Braud pour avoir accepté d'en être les examinateurs.

A propos des essais hydrodynamiques, je souhaite remercier chaleureusement tous ceux qui ont contribué à les rendre possibles, et qui m'ont aidée dans les différentes étapes de montage des expériences. Je pense en particulier à Monsieur Pascal Casari pour son aide précieuse concernant l'installation, l'opération et l'analyse des mesures de déformations par fibres optiques. Je souhaite aussi exprimer toute ma gratitude à Messieurs Jacques-André Astolfi, Alain Boulch et Jean-Michel Perron pour m'avoir accueillie à l'IRENav et accompagnée pendant la campagne d'essais. Merci à Madame Elodie Lizé d'avoir géré le côté administratif

des différents déplacements à l'IRENav (ainsi que de toutes les conférences), malgré les changements de calendrier parfois de dernière minute.

J'adresse également tous mes remerciements à mes collègues de Naval Group pour leur soutien tout au long de cette thèse, les pauses cafés, les déjeuners, leur accueil chaleureux et leurs conseils : Cédric Leblond, Florent Bridier, Myriam Slama, Damien Malaveix-Despatouillet, Romain Fargère. Merci à Eric Veron pour les discussions et ses conseils sur l'interaction fluide-structure, et le couplage de codes. Je souhaite également remercier sincèrement et exprimer toute ma reconnaissance à Bruno Leblé, sans qui la modélisation du composite par éléments finis n'aurait jamais été aussi rigoureuse. Bien plus que la modélisation structure, je le remercie pour les nombreuses heures passées à me donner méthodes et astuces sur Abaqus, le partage de sa grande connaissance des théories et des méthodes numériques appliquées à la structure, et son énergie à trouver des solutions aux points de blocage de la thèse. Venant d'une formation principalement en hydrodynamique, j'ai pu grâce à lui aborder sereinement le problème structure avec méthode et rigueur.

Je remercie aussi tous mes collègues du LHEEA, pour avoir rendu la vie au labo agréable et riche en rencontres. Vous m'avez tous apporté quelque chose, professionnellement bien sûr, en méthodologie, en théorie, sur les méthodes expérimentales, mais aussi par votre bonne humeur, et la bonne ambiance au labo. Je ne pourrais vous citer tous, mais je remercie sincèrement chacun d'entre vous, des permanents, de la Team Tupp', des doctorants et post-doctorants. Mention spéciale tout de même à Vincent Arnal qui a été mon co-bureau et qui est principalement responsable de la bonne ambiance dans ce bureau (bon et aussi du bazar, du grignotage à longueur de journée et d'une hyperactivité qui donne lieu à des déplacements incessants, mais passons tout cela, tu as été un super co-bureau!).

Cette thèse n'aurait évidemment pas été possible sans le soutien constant de mes amis, de prépa, de Centrale et d'ailleurs tout au long de ces trois dernières années. Enfin, je remercie toute ma famille et ma belle-famille pour leur soutien indéfectible et pour m'avoir aidé à relativiser dans les moments un peu plus durs. Papa, maman, Aurélie : merci pour tout ! Et puis, Loïc. Que dire ? Lesquelles de tes nombreuses qualités citer ? Comment exprimer tout ce que tu m'as apportée, à quel point tu m'as aidée ? Un paragraphe dans un chapitre de thèse ne saurait te rendre justice, ni d'ailleurs plusieurs pages, alors je ne dirais qu'un mot, un seul, mais sincère et chargé de tout ce que je te dois : MERCI.



# TABLE DES MATIÈRES

\*\*\*

<b>REMERCIEMENTS</b>	<b>I</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b>	<b>III</b>
<b>TABLE DES FIGURES</b>	<b>VII</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b>	<b>XI</b>
<b>NOMENCLATURE</b>	<b>XIII</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>I BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>13</b>
I.1 Application des matériaux composites aux hélices marines. . . . .	13
I.1.1 Aspects numériques. . . . .	13
I.1.1.1 Méthodes numériques de résolution fluide. . . . .	14
I.1.1.2 Méthodes numériques de résolution structure. . . . .	16
I.1.1.3 Méthodes d'optimisation numérique appliquées aux structures marines composites. . . . .	17
I.1.2 Aspects expérimentaux. . . . .	21
I.1.2.1 Essais à échelle réduite. . . . .	21
I.1.2.2 Essais à échelle réelle et prototypes d'hélices marines composites. . . . .	22
I.2 Le phénomène de cavitation. . . . .	22
I.3 Avantages et principe de fonctionnement de la mesure de déformations par fibres optiques à capteurs distribués. . . . .	25
I.4 Présentation des expériences réalisées par Zarruk et al, 2014 . . . . .	28
I.5 Synthèse du chapitre I . . . . .	30
<b>II CONCEPTION D'UN PROFIL EN COMPOSITE ET PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL</b>	<b>33</b>
II.1 Conception du profil composite . . . . .	34
II.1.1 Géométrie du profil . . . . .	34
II.1.2 Drapage du profil . . . . .	36
II.2 Fabrication du profil composite . . . . .	39
II.3 Protocole expérimental . . . . .	43
II.3.1 Essais de flexion pure en air dans une configuration encastree-libre. . . . .	43
II.3.2 Essais en eau réalisés à l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale. . . . .	46
II.3.2.1 Le tunnel hydrodynamique de l'IRENav. . . . .	46
II.3.2.2 Montage expérimental et instrumentation . . . . .	47

II.3.2.3	Essais réalisés. . . . .	49
II.4	Synthèse du chapitre II . . . . .	51
<b>III</b>	<b>RÉSOLUTION DU PROBLÈME FLUIDE</b>	<b>55</b>
III.1	Modélisation mathématique du problème fluide. . . . .	56
III.1.1	Equations de conservation. . . . .	56
III.1.2	Fermeture des équations de conservation : équations de Navier-Stokes . . . . .	58
III.1.3	Simplification des équations de Navier-Stokes : équations RANS . . . . .	59
III.1.4	Fermeture des équations RANS : modèle de turbulence et modèle de transition. . . . .	60
III.1.4.1	Modèle de turbulence. . . . .	60
III.1.4.2	Modèle de transition. . . . .	63
III.1.5	Formulation ALE des équations de conservation. . . . .	65
III.2	Méthodes de résolution numérique. . . . .	65
III.2.1	Cadre général. . . . .	66
III.2.2	Traitement numérique de la couche limite . . . . .	68
III.3	Application aux problèmes fluides considérés dans la thèse. . . . .	71
III.3.1	Domaine fluide et conditions aux limites. . . . .	72
III.3.2	Maillages et résolution de couche limite. . . . .	72
III.3.3	Résolution temporelle. . . . .	75
III.4	Synthèse du chapitre III . . . . .	76
<b>IV</b>	<b>RÉSOLUTION DU PROBLÈME STRUCTURE</b>	<b>79</b>
IV.1	Modélisation mathématique du problème structure . . . . .	79
IV.2	Résolution numérique par la méthode des éléments finis . . . . .	81
IV.3	Cas particulier du composite . . . . .	82
IV.3.1	Définition d'un composite . . . . .	83
IV.3.2	Rôles et caractéristiques des différents constituants . . . . .	83
IV.3.2.1	Rôle et caractéristiques de la matrice . . . . .	83
IV.3.2.2	Rôle et caractéristiques du renfort . . . . .	84
IV.3.2.3	Rôle et caractéristiques des additifs et des charges . . . . .	85
IV.3.3	Les stratifiés . . . . .	85
IV.3.4	Les matériaux sandwichs . . . . .	86
IV.3.5	Modélisation numérique des matériaux composites . . . . .	86
IV.4	Synthèse du chapitre IV . . . . .	90
<b>V</b>	<b>LE COUPLAGE FLUIDE-STRUCTURE</b>	<b>93</b>
V.1	Phénomène physique de l'interaction fluide-structure et instabilités hydroélastiques. . . . .	93
V.1.1	Définition des interactions fluide-structure mécaniques . . . . .	94
V.1.2	Classification suivant l'analyse dimensionnelle . . . . .	94
V.2	Modélisation mathématique de l'interaction fluide-structure . . . . .	97
V.2.1	Définition mathématique d'un système couplé . . . . .	97
V.2.2	Equations du problème couplé . . . . .	99
V.3	Résolution numérique d'un problème couplé fluide - structure . . . . .	100
V.3.1	Stratégie logicielle . . . . .	101



V.3.2	Stratégie de couplage en temps dans le cas des approches partitionnées . . . . .	103
V.3.2.1	Méthodes partitionnées chaînées . . . . .	104
V.3.2.2	Méthodes partitionnées itérées (implicites) . . . . .	105
V.3.3	Stratégie de couplage en espace . . . . .	106
V.3.4	Synthèse des stratégies de couplage numérique . . . . .	108
V.4	Application aux problèmes couplés considérés dans la thèse. . . . .	109
V.4.1	Architecture logicielle. . . . .	109
V.4.2	Déroulement d'un calcul couplé. . . . .	110
V.5	Synthèse du chapitre V . . . . .	110
<b>VI</b>	<b>RÉSULTATS</b>	<b>115</b>
VI.1	Validation du couplage numérique fluide-structure (AL et CARBON). . . . .	116
VI.1.1	Validation du modèle fluide. . . . .	116
VI.1.1.1	Modèle de transition $\gamma - Re_\theta$ . . . . .	116
VI.1.1.2	Résolution de la couche limite dans le cas du foil de [Zarruk14]. . . . .	121
VI.1.1.3	Conclusion sur la validation du modèle fluide pour le foil de [Zarruk14]. . . . .	123
VI.1.2	Validation du modèle structure. . . . .	123
VI.1.3	Validation du couplage numérique fluide-structure. . . . .	124
VI.2	Etude numérique et expérimentale du profil portant composite VER-45. . . . .	125
VI.2.1	Analyse des régimes d'écoulement autour du profil. . . . .	125
VI.2.1.1	Caractérisation numérique des différents régimes d'écoulement. . . . .	125
VI.2.1.2	Mise en évidence numérique de la transition laminaire - turbulent. . . . .	130
VI.2.1.3	Etude numérique et expérimentale spécifique du régime de Von Kármán. . . . .	132
VI.2.2	Caractérisation des fréquences propres de la structure composite. . . . .	135
VI.2.2.1	Résultats de la vibrométrie en air et validation du modèle structure. . . . .	135
VI.2.2.2	Résultats de la vibrométrie en eau et masse ajoutée. . . . .	138
VI.2.3	Etude expérimentale des fréquences d'excitation hydrodynamiques. . . . .	139
VI.2.4	Déformations numériques et expérimentales du profil composite. . . . .	142
VI.2.4.1	Qualité des mesures. . . . .	143
VI.2.4.2	Déformations expérimentales. . . . .	144
VI.2.4.3	Comparaison expérimental / numérique. . . . .	146
VI.2.5	Déplacements en extrémité numériques et expérimentaux du profil. . . . .	147
VI.2.5.1	Etude expérimentale des déplacements statiques. . . . .	147
VI.2.5.2	Etude expérimentale des déplacements instationnaires du régime de décrochage. . . . .	148
VI.2.5.3	Comparaison numérique / expérimentale. . . . .	152
VI.3	Synthèse du chapitre VI . . . . .	155
	<b>CONCLUSION</b>	<b>159</b>
	<b>PERSPECTIVES</b>	<b>163</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>165</b>

<b>ANNEXES</b>	<b>173</b>
Annexe A. Equations de fermeture du modèle de turbulence. . . . .	173
Annexe B. Equations de fermeture du modèle de transition. . . . .	175
Annexe C. Détails de la méthode des volumes finis. . . . .	177
Annexe D. Spectres sous écoulement pour les incidences négatives. . . . .	183

# TABLE DES FIGURES

\*\*\*

.1	Niveaux de bruit pour un écoulement cavitant et subcavitant et cavitation par poche attachée . . .	3
.2	Exemple d'endommagement d'une hélice par cavitation . . . . .	3
.3	Exemple de sillage non-uniforme derrière une carène et performances hydrodynamiques d'un propulseur composite. . . . .	5
.4	Applications des matériaux composites au domaine maritime. . . . .	7
I.1	Classification des méthodes d'optimisation appliquées aux propulseurs marins. . . . .	18
I.2	Variables de design utilisées par [Garg16] pour l'optimisation d'un NACA 0009. . . . .	21
I.3	Influence de la cavitation sur les performances hydrodynamiques d'une hélice, érosion et chocs. . . . .	23
I.4	Distribution <b>(a)</b> de pression et <b>(b)</b> de volume de vapeur sur une hélice, extrait de [Subhas12] . . . . .	24
I.5	Écoulement et cavitation autour d'une hélice. . . . .	25
I.6	Influence de l'angle d'incidence et du chargement sur la cavitation. . . . .	26
I.7	Représentation schématique d'une fibre optique. . . . .	26
I.8	Classification des fibres optiques établie en 2011 par [Guo11] et révisée par [Barrias16]. . . . .	28
I.9	Section NACA 0009 modifiée et drapage des hydrofoils, [Zarruk14]. . . . .	29
I.10	Géométrie et encastrement des hydrofoils, [Zarruk14]. . . . .	29
I.11	Montage expérimental pour le test des hydrofoils - AMC 2014 . . . . .	30
I.12	Résultats expérimentaux extraits de [Zarruk14] . . . . .	31
II.1	Vedette à passagers Le Palais. . . . .	35
II.2	Pale hélice de référence et géométrie du profil composite développé dans la thèse. . . . .	35
II.3	Géométrie et encastrement du profil composite développé pendant la thèse. . . . .	36
II.4	Caractéristiques structurelles des alliages d'aluminium métallique, et des fibres les plus couramment utilisées dans l'industrie du composite. Données extraites de [Gay05]. . . . .	37
II.5	Plan de drapage du profil composite VER45. . . . .	38
II.6	Moule de fabrication du profil . . . . .	40
II.7	CAO du moule utilisé pour la fabrication du profil portant en matériau composite. . . . .	40
II.8	Drapage du profil . . . . .	41
II.9	Tissage des fibres optiques . . . . .	42
II.10	Exemple de données brutes de la fibre optique et zones d'intérêt. . . . .	42
II.11	Vue du profil dans le moule de fabrication . . . . .	43
II.12	Dispositif expérimental utilisé pour tester le profil composite en air dans une configuration poutre encastree-libre sous un chargement ponctuel de flexion pure connu. . . . .	44
II.13	Résultats des tests en air de flexion pure sur la configuration poutre encastree-libre. . . . .	45
II.14	Vue schématique de la veine d'essai de l'IRENav, extrait de [Gaugain13] . . . . .	47
II.15	Schéma du montage expérimental utilisé pour tester le profil composite dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav. . . . .	48

II.16	Mesure des fréquences propres en air. . . . .	50
II.17	Comparaison entre spectres ponctuels et spectre moyen. . . . .	50
II.18	Mesure du déplacement en extrémité par corrélation d'images (niveaux de gris). . . . .	51
III.1	Phases de transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent, [Schlichting00]. . . . .	63
III.2	Domaine fluide et maillage utilisé pour résoudre les problèmes fluides considérés dans la thèse. . . . .	72
III.3	Convergence en maillage fluide . . . . .	73
III.4	Etude de convergence du sillage du profil portant développé pendant la thèse : <b>(a)</b> maillage à 800 000 mailles, et <b>(b)</b> maillage à six millions de mailles. . . . .	74
III.5	Etudes de convergence de la résolution temporelle de l'écoulement. . . . .	76
IV.1	Domaine de calcul d'un problème de mécanique des solides . . . . .	80
IV.2	Représentation schématique d'un composite sous la forme {matrice+n.renforts} . . . . .	83
IV.3	Classification des types de matrices utilisées dans les matériaux composites . . . . .	84
IV.4	Classification des types de renforts utilisés dans les matériaux composites . . . . .	85
IV.5	Exemple d'une structure sandwich présentant un nombre variable de plis suivant l'épaisseur . . . . .	88
IV.6	Éléments finis utilisés pour modéliser le foil développé dans la thèse et conditions aux limites . . . . .	88
V.1	Positionnement des problèmes d'interaction fluide structure . . . . .	98
V.2	Domaine de calcul couplé fluide-structure . . . . .	99
V.3	Positionnement des méthodes numériques de couplage vis-à-vis du degré de couplage et de la vitesse du fluide . . . . .	101
V.4	Classification des stratégies logicielles pour le couplage numérique fluide-structure. . . . .	103
V.5	Principaux algorithmes de couplage en temps pour les méthodes partitionnées chaînées. . . . .	106
V.6	Schéma de principe d'un algorithme implicite (partitionné itéré) . . . . .	107
V.7	Approximations fluide $\Gamma_f$ et structure $\Gamma_s$ de l'interface réelle $\Gamma$ dans le cas de maillages fluide et structure non coïncidants. . . . .	107
V.8	Deux méthodes de projection des nœuds. . . . .	108
V.9	Organigramme synthétique des stratégies de couplage numérique possibles, et de celles choisies pour la réalisation de cette thèse (en rouge). . . . .	108
V.10	Schéma de l'architecture globale du couplage des codes Starccm+ et Abaqus. . . . .	109
V.11	Algorithme général d'un calcul couplé fluide-structure par couplage partitionné des codes de commerciaux Starccm+ et Abaqus. . . . .	111
V.12	Validation des transferts de pression du solveur fluide au solveur structure. . . . .	112
V.13	Exemple de calcul couplé implicite portant sur le déplacement en extrémité. . . . .	112
VI.1	Analyse locale du modèle de transition pour $8^\circ$ . . . . .	117
VI.2	Vue rapprochée du bord d'attaque avec utilisation du modèle de transition, pour $8^\circ$ d'incidence. . . . .	117
VI.3	Coefficient de frottement à différentes positions pour $8^\circ$ . . . . .	118
VI.4	Champ des vitesses et niveau de frottements pour $12^\circ$ , sans <b>(a)</b> et avec <b>(b)</b> modèle de transition. . . . .	119
VI.5	Courbes du coefficient de frottement à différentes positions pour $12^\circ$ . . . . .	120
VI.6	Vues 3D du coefficient de frottement à différentes positions pour $12^\circ$ . . . . .	120
VI.7	Comparaison des résultats de modélisation avec Loi de Paroi et de résolution Bas Reynolds de la couche limite. . . . .	123

VI.8 Comparaison des coefficients hydrodynamiques numériques de portance, de trainée et de moment par rapport aux résultats expérimentaux de [Zarruk14]. . . . .	123
VI.9 Coefficients hydrodynamiques de portance $C_L$ , trainée $C_D$ et moment $C_M$ associés aux simulations transitoires pendant la mise en incidence (traits pleins) et aux simulations statiques (marqueurs). . . . .	126
VI.10 Evolution temporelle du coefficient de portance pour : <b>(a)</b> des angles d'incidence de $0^\circ$ et $2^\circ$ et <b>(b)</b> des angles d'incidence de $8^\circ$ , $9.6^\circ$ et $10^\circ$ . . . . .	126
VI.11 Evolution des surfaces décollées et des lignes de courant obtenues par simulations fluides avec corps rigide pour $Re=450\ 000$ et des angles d'incidence négatifs. Sens de l'écoulement de droite vers la gauche. . . . .	128
VI.12 Evolution des surfaces décollées et des lignes de courant obtenues par simulations fluides avec corps rigide pour $Re=450\ 000$ et des angles d'incidence positifs. Sens de l'écoulement de gauche vers la droite. . . . .	129
VI.13 Evolution comparée des surfaces décollées obtenues par simulations fluides avec corps rigide pour $Re=450\ 000$ et <b>(a)</b> des angles d'incidence positifs, <b>(b)</b> des angles d'incidence négatifs. . . . .	130
VI.14 Evolution temporelle sur une période ( $T = 0.21s$ ) de l'écoulement autour de l'hydrofoil VER-45 à $10^\circ$ pour $Re=450,000$ . . . . .	131
VI.15 Coefficients de pression associés aux sections $z = 90\ mm$ , $z=30\ mm$ et $z=165\ mm$ . . . . .	132
VI.16 Distribution du coefficient de pression pour le calcul fluide avec corps rigide, $Re=720\ 000$ et $\alpha=0^\circ$ . . . . .	133
VI.17 Visualisation des allées de Von Kármán . . . . .	134
VI.18 Fluctuations du signal de portance et analyse spectrale à $0^\circ$ pour $Re = 720\ 000$ . . . . .	134
VI.19 Spectre en air moyenné spatialement sur les 27 points de la grille. . . . .	136
VI.20 Comparaison des déformées modales expérimentales et numériques en air. . . . .	138
VI.21 Spectre en eau pour une incidence de $6^\circ$ . . . . .	139
VI.22 Spectres en eau fonctions du nombre de Reynolds. . . . .	140
VI.23 Equivalent du spectre à $0^\circ$ en nombre de Strouhal. . . . .	142
VI.24 Pseudo-spectrogrammes en eau pour les incidences de <b>(a)</b> $0^\circ$ et <b>(b)</b> $9^\circ$ . . . . .	142
VI.25 Evolution des déformations expérimentales sur le segment [AB]. . . . .	144
VI.26 Evolution des déformations expérimentales sur le segment [CD]. . . . .	145
VI.27 Evolution des déformations expérimentales sur le segment [EF]. . . . .	146
VI.28 Cartographie des déformations numériques et localisation des segments numériques . . . . .	147
VI.29 Comparaison mesures expérimentales par fibres optiques / résultats des calculs chaînés / résultats des calculs couplés. . . . .	148
VI.30 Déplacements et vrillage expérimentaux en extrémité du profil composite. . . . .	149
VI.31 Relations linéaires et quadratique du déplacement à l'incidence et au Reynolds. . . . .	150
VI.32 Colonne extraite des images de caméra rapide pour analyser les déplacements instationnaires. . . . .	150
VI.33 Evolution temporelle de la colonne extraite des images de caméra rapide. . . . .	151
VI.34 Fluctuations associées au déplacement instationnaire du point relevé sur le profil à la position $x_0$ pour une incidence de $10^\circ$ et un nombre de Reynolds de $450\ 000$ . . . . .	151
VI.35 Comparaison des mesures expérimentales des déplacements statiques avec les résultats des calculs découplés et des calculs couplés. . . . .	153
VI.36 Evolution temporelle du déplacement obtenue par calculs couplés au niveau du bord d'attaque de l'extrémité à $0^\circ$ pour $Re = 450\ 000$ . . . . .	154

VI.37 Illustration d'un volume de contrôle 3D et notations associées. . . . .	177
VI.38 Spectres en eau pour un nombre de Reynolds de 450 000. . . . .	183

# LISTE DES TABLEAUX

\*\*\*

II.1	Propriétés des matériaux composites utilisés pour le profil . . . . .	38
II.2	Comparaison de la flèche en extrémité entre les mesures expérimentales et les résultats du calcul éléments finis après ajustement des propriétés mécaniques. . . . .	46
II.3	Conditions expérimentales testées sur le profil composite à l'IRENav pour les angles d'incidences positifs. . . . .	51
III.1	Définition des coefficients $\alpha$ , $\beta$ et $\gamma$ correspondants au nombre de cordes moyennes (90 mm) utilisées pour modéliser l'écoulement en amont et en aval de la structure, ainsi que le sillage proche. . . . .	72
III.2	Constitution des maillages utilisés pour l'étude de convergence en maillage fluide, figurant la taille des mailles en % de la corde moyenne (90 mm). . . . .	75
III.3	Taille des mailles en % de la corde moyenne et contribution en % au nombre de mailles total de chacun des quatre niveaux de raffinement des maillages utilisés pour résoudre les problèmes fluides considérés dans la thèse. . . . .	75
III.4	Méthodes de résolution fluide utilisées dans la thèse. . . . .	75
III.5	Résolution temporelle adoptée pour simuler l'écoulement autour du profil composite développé pendant la thèse. . . . .	77
IV.1	Dimensions des deux hydrofoils en matériaux composites considérées dans la thèse. . . . .	89
V.1	Synthèse des nombres adimensionnels utilisés pour classer les problèmes d'interaction fluide-structure. . . . .	97
VI.1	Comparaison entre les coefficients hydrodynamiques de portance $C_L$ , de trainée $C_D$ et de moment $C_M$ , avec et sans modèle de transition, relativement aux expériences de [Zarruk14], pour un angle de $8^\circ$ . . . . .	120
VI.2	Comparaison entre les coefficients hydrodynamiques de portance $C_L$ , de trainée $C_D$ et de moment $C_M$ , avec et sans modèle de transition, relativement aux expériences de [Zarruk14], pour un angle de $12^\circ$ . . . . .	121
VI.3	Validation des fréquences propres numériques en air pour les hydrofoils en aluminium et en composite par rapport aux résultats expérimentaux de [Zarruk14]. . . . .	124
VI.4	Validation des calculs couplés pour les hydrofoils en aluminium et en composite. Les simulations sont effectuées pour un angle d'incidence de $6^\circ$ et pour un nombre de Reynolds de 600 000. . . . .	124
VI.5	Caractéristiques numériques et expérimentales des allées de Von Kármán à $0^\circ$ pour $Re = 720\,000$ et un écoulement expérimental cavitant ( $\sigma = 0.4$ ). . . . .	135
VI.6	Comparaison des fréquences propres en air expérimentales et numériques. . . . .	136

VI.7	Fréquences propres en eau du profil composite et % de réduction de la fréquence propre par rapport à la mesure en air. . . . .	138
VI.8	Caractéristiques principales des segments d'intérêt pour les mesures de déformations. . . . .	143
VI.9	Temps minimum de mesure par fibre optique pour tous les Reynolds. . . . .	143
VI.10	Evaluation de la qualité des mesures par fibre optique : pourcentage des capteurs sur un segment pour lesquels plus de 7% des mesures en temps n'ont pas été correctement effectuées. . . . .	144
VI.11	Comparaison des mesures expérimentales des déplacements statiques avec les résultats des calculs découplés et des calculs couplés. . . . .	153



# NOMENCLATURE

\*\*\*

## Opérateurs mathématiques

Dans l'ensemble de ce manuscrit, les vecteurs seront notés en caractères gras ( $\mathbf{x}$ ), les tenseurs seront notés avec une double bar ( $\overline{\overline{\mathbf{x}}}$ ), les matrices seront notées entre crochets ( $[\mathbf{x}]$ ) et les valeurs moyennes seront indiquées par une bar ( $\overline{\mathbf{x}}$ ).

Symbole	Appellation
$d\Omega$	Elément différentiel de volume
$dS$	Elément différentiel de surface
$\mathbf{x}^T$	Opérateur transposée appliqué au vecteur $\mathbf{x}$
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker
$\overline{\overline{\nabla}}\mathbf{x}$	Opérateur gradient appliqué au vecteur $\mathbf{x}$
$\nabla x$	Opérateur gradient appliqué au scalaire $x$
$\nabla \cdot \mathbf{x}$	Opérateur divergence appliqué au vecteur $\mathbf{x}$

## Paramètres relatifs à la géométrie des hydrofoils

Symbole	Appellation
$c$	Corde de l'hydrofoil
$d$	Bras de levier (distance entre l'axe élastique et le centre de pression)
$e$	Epaisseur du bord de fuite
$L$	Envergure de l'hydrofoil
$S$	Surface mouillée
$\alpha$	Angle d'incidence vis-à-vis du fluide
$\delta$	Déplacement en extrémité de l'hydrofoil
$\theta$	Vrillage en extrémité de l'hydrofoil

## Paramètres relatifs à la structure

Les symboles  $i$  et  $j$  permettent de préciser les directions 1, 2 ou 3 relatives au matériau.

Symbole	Appellation
$E_{ij}$	Module d'Young
$\mathbf{f}_v$	Résultante des forces volumiques
$\mathbf{f}_s$	Résultante des forces surfaciques
$G_{ij}$	Module de cisaillement
$\overline{\overline{\mathbf{H}}}$	Tenseur de rigidité
$I$	Moment quadratique
$\mathbf{n}$	Normale sortante
$\mathbf{u}$	Champ de déplacements
$\delta W_{acc}$	Travail virtuel des efforts d'accélération
$\delta W_{ext}$	Travail virtuel des efforts externes
$\delta W_{int}$	Travail virtuel des efforts internes
$\delta \mathbf{u}$	Champ des déplacements virtuels
$\overline{\overline{\boldsymbol{\epsilon}}}$	Tenseur des déformations
$\theta$	Orientation du pli de composite relativement à la direction 1
$\nu_{ij}$	Coefficient de Poisson
$\rho_s$	Masse volumique de la structure
$\overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}$	Tenseur des contraintes
$\Omega_s$	Volume solide considéré
$\Omega_{\partial u}$	Frontière de $\Omega_s$ sur laquelle des conditions de Dirichlet (déplacements) sont imposées
$\Omega_{\partial \sigma}$	Frontière de $\Omega_s$ sur laquelle des conditions de Neumann (efforts) sont imposées

## Résolution numérique par la méthode des éléments finis

Symbole	Appellation
[D]	Opérateur gradient discrétisé
[K]	Matrice raideur
$[k_e]$	Matrice raideur élémentaire

[M]	Matrice masse
[m <sub>e</sub> ]	Matrice masse élémentaire
$\tilde{\mathbf{u}}$	Approximation numérique du champ de déplacements $\mathbf{u}$
$\tilde{\mathbf{u}}_e$	Approximation numérique sur un élément du champ de déplacements $\mathbf{u}$
N <sub>i</sub>	Fonctions d'interpolations (ou fonctions de forme)
$\mathbf{q}_e$	Vecteur contenant les déplacements nodaux sur un élément fini
$\Omega_e$	Sous-domaine élémentaire de $\Omega$

## Paramètres relatifs au fluide

Symbole	Appellation	Définition
C <sub>L</sub>	Coefficient de portance	$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho S U_0^2}$
C <sub>D</sub>	Coefficient de trainée	$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho S U_0^2}$
C <sub>M</sub>	Coefficient de moment	$C_M = \frac{Ld}{\frac{1}{2}\rho S U_0^2 s}$
C <sub>p</sub>	Coefficient de pression	$C_p = \frac{p-p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}$
C <sub>f</sub>	Coefficient de frottement	$C_f = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}$
$\overline{\overline{\mathbf{D}}}$	Tenseur des déformations	$\overline{\overline{\mathbf{D}}} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{V} + \nabla^t\mathbf{V})$
D	Force de trainée ( <i>Drag</i> )	
E	Energie	
$\mathbf{f}_v$	Résultante des forces volumiques	
$\mathbf{f}_s$	Résultante des forces surfaciques	
h	Enthalpie du fluide	
J	Vitesse d'avance du navire	
k	Energie cinétique de turbulence	$k = \frac{1}{2}\sum_i \overline{(\mathbf{V}'_i \mathbf{V}'_i)}$
L	Force de portance ( <i>Lift</i> )	
P ou p	Champ de pression fluide	
P <sub>0</sub>	Pression atmosphérique	
P <sub>sat</sub>	Pression de vapeur saturante	
Q	Quantité de chaleur fournie au système	
$\mathbf{q}$	Densité de flux de la contribution surfacique de chaleur	
Re	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{\rho c U_0}{\mu}$
Re <sub>θ</sub>	Epaisseur de transition à l'initiation	

$r$	Densité volumique de sources distribuées de chaleur	
$U_0$	Vitesse incidence uniforme stationnaire fluide	
$\mathbf{V}$	Champ de vitesse fluide	
$\mathbf{V}_b$	Vitesse de déplacement de l'interface	
$\overline{\overline{\mathbf{W}}}$	Tenseur de vorticité	$\overline{\overline{\mathbf{W}}} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{V} - \nabla^t\mathbf{V})$
$W$	Travail des forces externes	
$y^+$	Taille de la première maille de couche limite	
$\gamma$	Valeur d'intermittence	
$\delta$	Epaisseur de couche limite	
$\overline{\overline{\epsilon}}$	Taux de dissipation de la turbulence	
$\eta$	Efficacité de l'hélice	
$\Theta$	Température	
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide	
$\mu_T$	Viscosité turbulente	
$\rho$ ou $\rho_f$	Masse volumique fluide	
$\overline{\overline{\sigma}}$	Tenseur des contraintes	
$\sigma$	Nombre de cavitation (aussi appelé Nombre de Thomas)	$\sigma = \frac{P-P_{sat}}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}$
$\overline{\overline{\tau}}$	Tenseur des contraintes visqueuses	$\overline{\overline{\tau}} = 2\mu\overline{\overline{\mathbf{D}}} - \frac{2}{3}\mu\nabla \cdot (\overline{\overline{\mathbf{V}}})$
$\overline{\overline{\tau}}_f$	Tenseur de Reynolds	
$\Omega$	Volume de contrôle	
$\Omega_{CM}$	Volume de contrôle matériel	

## Paramètres de couplage

Symbole	Appellation	Unités SI	Définition
$n_{ech}$	Nombre d'échanges entre les solveurs fluide et structure	[-]	
$\Delta t$	Pas de temps de couplage	[s]	
$M_a$	Caractérise la force du couplage	[-]	$M_a = \frac{\rho_f}{\rho_s}$
$C_Y$	Ordre de grandeur des déformations de la structure	[-]	$C_Y = \frac{\rho_f U_0^2}{E}$
$S_T$	Importance du couplage visco-élastique	[-]	$S_T = \frac{\nu}{\omega_0 L^2}$
$F_D$	Importance du couplage hydro-élastique	[-]	$F_D = \sqrt{\frac{E}{\rho_s g L}}$
$Re$	Caractérisation du régime d'écoulement	[-]	$Re = \frac{\rho_f U_0 L}{\mu}$

## Abbréviations

Abbréviation	Définition
Abaqus	Nom du code commercial de résolution structure
ASM	<i>Algebraic Stress Model</i> , méthode de modélisation de la turbulence
AMC	<i>Australian Maritime College</i> , Université de Tasmanie
BA	Bord d'attaque de l'hydrofoil
BEM	<i>Boundary Element Method</i> , méthode numérique de résolution fluide
BF	Bord de fuite de l'hydrofoil
CAO	<i>Computer Aided Operation</i>
CATIA	Nom d'un code commercial de CAO
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFL	Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
CIFRE	Conventions Industrielles de Formation par la REcherche
CSD	<i>Computational Solid Dynamics</i>
C3D8	Elément volumique à 8 points d'intégration dans Abaqus
DCNS	Département de la Construction Navale et Système, maintenant Naval Group
DES	<i>Detached Eddy Simulation</i> , méthode numérique de résolution fluide
DGA	Direction Générale de l'Armement
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> , méthode numérique de résolution fluide
FEM	<i>Finite Element Method</i> , méthode de discrétisation spatiale
FVM	<i>Finite Volume Method</i> , méthode de discrétisation spatiale
IRENav	Institut de Recherche de l'Ecole Navale
LES	<i>Large Eddy Simulation</i> , méthode numérique de résolution fluide
NACA	Airfoils développés par le <i>National Advisory Committee for Aeronautics</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i> , méthode numérique de résolution fluide
RTM	<i>Resin Transfer Molding</i> , mise en forme des composites par injection
SC8	<i>Shell Continuum</i> , Elément volumique de coque épaisse à huit points d'intégration dans Abaqus
$k - \omega$ -SST	$k - \omega$ - <i>Shear-Stress-Transport</i> , méthode de modélisation de la turbulence
Starccm+	Nom du code commercial de résolution fluide
S4	Elément surfacique de coques minces à 4 points d'intégration dans Abaqus
VLM	<i>Vortex Lattice Method</i> , méthode numérique de résolution fluide



## INTRODUCTION

\*\*\*

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans une problématique de développement de structures marines et offshores (navires de surface et sous-marins, éoliennes offshores, hydroliennes et turbines,...) répondant à des exigences toujours plus importantes d'efficacité, d'économies et de respect de l'environnement. L'utilisation des propriétés spécifiques de couplage flexion-torsion et de légèreté des matériaux composites, ainsi que la prédiction des phénomènes d'interaction fluide-structure intervenant sur des structures déformables, sont utilisées comme base de l'amélioration des performances hydrodynamiques et de cavitation des structures marines et offshores permettant de répondre à ces exigences. Ces travaux sont réalisés dans le cadre d'une collaboration scientifique de type CIFRE Défense entre Naval Group (anciennement DCNS), la DGA, l'Ecole Centrale de Nantes par le biais de son Laboratoire d'Energétique, d'Hydrodynamique et d'Environnement Atmosphérique (LHEEA) et l'équipe de l'Institut de Génie des Matériaux (GeM) de l'ICAM de Nantes.

### Contexte et enjeux

En assurant plus de 80% du volume de transport mondial de marchandises, le transport maritime occupe une place prépondérante dans les échanges commerciaux.<sup>1</sup> La barre symbolique des 10 milliards de tonnes de marchandises transportées en un an a d'ailleurs été dépassée en 2014, selon une estimation de l'*Institute of Shipping Economics and Logistics* de Brême, [Collectif16], soit deux fois plus qu'en 1994 et 3.4% de plus qu'en 2013. Si, malgré son importance, le transport maritime ne représentait que 2.2% du total des émissions de CO<sub>2</sub> mondiales en 2014, une étude de l'*International Maritime Organisation* (IMO) sur les émissions de gaz à effet de serre prévoit cependant que ces émissions pourraient augmenter de 50% à 250% d'ici 2050 [Collectif14]. Cette estimation s'appuie sur les tendances observées dans le domaine du transport maritime sur les 30 dernières années : croissance moyenne annuelle de 3.1%, augmentation de 1.7% du nombre de navires de commerce entre 2014 et 2015 pour atteindre 50422 navires de commerce au 1er janvier 2015,... Un des enjeux majeurs de l'industrie maritime est dès lors d'améliorer l'efficacité énergétique de ses navires, afin d'endiguer l'augmentation de ses émissions de gaz polluants. Plusieurs régulations internationales allant dans ce sens ont d'ailleurs été adoptées ces dernières années [Garg16], [Young16], comme par exemple lors de la Convention Internationale de Prévention de la Pollution Maritime *International Convention for the Prevention of Pollution from Ships* (MARPOL, Annexe VI) de janvier 2013, marquant l'adoption d'un « index d'efficacité énergétique » (EEDI) pour la majorité des nouveaux navires, exigeant une amélioration du rendement de 10% en 2015, 20% en 2020 et 30% en 2025. Un « plan de management de l'efficacité énergétique » à destination de tous les navires (SEEMP) a également été rendu obligatoire par la même

---

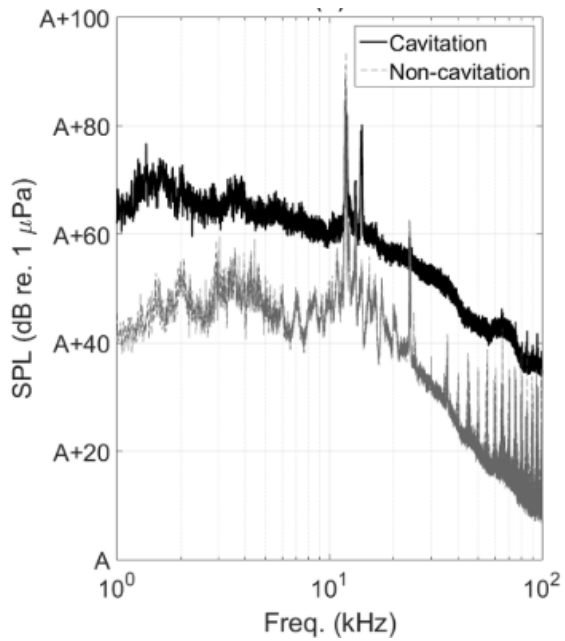
1. [Collectif14] [Garg16] estiment même la part du transport maritime pour l'année 2012 à 90% du volume mondial de marchandises transportées.

convention, mais il ne s'agit pas du seul défi de l'industrie maritime pour les années à venir. En effet, il est également nécessaire de réduire les sources de pollution sonore, néfaste à l'environnement marin et à la discrétion acoustique pour les opérations militaires, dans une période de renouveau des marines de guerre en raison des conflits régionaux (poldérisation de la mer de Chine, course à l'Antarctique,...), [Ortolland10]. Le *Specialist Committee on Hydrodynamic Noise* et le *ITTC Committee* identifient trois sources principales de bruit sous-marin (bruit moteur, bruit du propulseur, bruit hydrodynamique), dont la plus importante est le système de propulsion, en particulier lorsqu'il est soumis à de la cavitation, [Kowalczyk16] et [Park16]. Le phénomène de cavitation fait référence à l'apparition de bulles de vapeur dans l'écoulement lorsque la pression locale du fluide descend en dessous de la pression de vapeur saturante. Ce phénomène fait intervenir des interactions complexes entre des changements de phase, des structures tourbillonnaires et l'implosion des bulles de vapeur (*collapse*), ce qui génère des chargements fortement instationnaires sur la structure, entraînant chocs, bruits, vibrations et érosion. De plus, lorsqu'il s'agit d'une structure en rotation évoluant derrière un obstacle fixe (*e.g* hélice derrière la carène d'un navire, pale d'éolienne devant le mât de la structure, etc), la structure en rotation va être tour à tour exposée puis libérée de la cavitation, générant des chargements intermittents périodiques, et donc des phénomènes de fatigue. La [Figure .1 \(a\)](#) donne un exemple des niveaux de bruit mesurés sur un propulseur cinq pales dans un écoulement avec et sans cavitation. Il est possible de constater une augmentation moyenne des niveaux sonores de l'ordre de 20 dB en fonction de la zone spectrale. Parmi les différents types de cavitation, le plus bruyant est celui provenant de la cavitation par poche attachée (*sheet cavitation*, voir un exemple sur la [Figure .1 \(b\)](#)), [Park16]. Les basses fréquences sont dues aux fluctuations des bulles, et les hautes fréquences à l'implosion des bulles, qui génèrent également des vibrations sur la coque du navire et l'arbre hélice. La cavitation s'avère par ailleurs néfaste pour les structures, car elle conduit à leur endommagement prématuré par chocs et érosion. Un exemple de dommages causés par la cavitation est visible sur la [Figure .2](#).

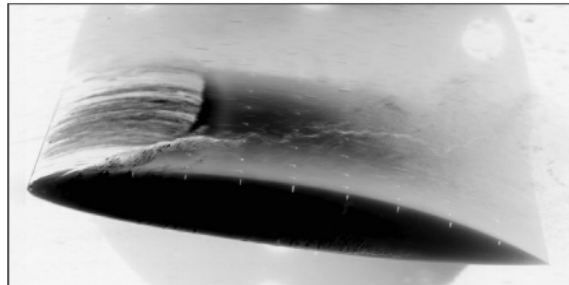
De nombreuses pistes sont aujourd'hui possibles pour réduire la consommation énergétique des navires, comme par exemple i) la réduction du poids par l'utilisation de nouveaux matériaux composites, ii) la réduction de la charge embarquée, iii) l'optimisation de la carène en vue de limiter la résistance à l'avancement du navire, iv) de nouveaux concepts de moteur, ainsi qu'un nouveau design de leurs composants, et v) l'amélioration de la propulsion marine, en particulier les performances hydrodynamiques de l'hélice (problématique adressée dans cette thèse). Pour illustrer les quatre premiers points, citons à titre d'exemples qu'un patrouilleur de 55 m équipé d'une coque composite permettrait une réduction du poids structurel de 10% par rapport à son équivalent en aluminium, et de 36% par rapport à son équivalent en acier, selon [Mouritz01]. L'automatisation de certaines tâches permettrait de diminuer le personnel, et donc la masse, embarquée à bord. Citons également les nouveaux bulbes d'étrave dessinés par Maersk en 2012 pour ses porte-conteneurs, offrant une meilleure pénétration dans l'eau [Collectif16], ou le CMA-CGM Bougainville, construit en 2015 par Samsung Heavy Industries. Ce porte-conteneur présente en effet un nouveau moteur à injection électronique (ManB&W 11S9OME-C9.2 de 64 000 kW), qui lui a permis, bien qu'étant le plus gros porte-conteneur du monde lors de son lancement (18 000 EVP), de consommer 3% de carburant et 25% d'huile en moins, tout en fournissant une poussée de 3000 kN équivalente à 10 réacteurs d'Airbus A380. Un safran suspendu à bords orientés avec bulbes offre également une amélioration de l'hydrodynamique du navire, [Collectif16].

Le point v) qui nous occupe dans cette thèse est plus particulièrement développé dans les paragraphes sui-





(a)



(b)

**FIGURE .1** – (a) Moyenne des niveaux de bruit mesurés par une matrice de 45 hydrophones disposés en cercles concentriques autour d'un propulseur cinq pales, [Park16], et (b) Cavitation par poche attachée et tourbillon d'extrémité sur un hydrofoil, [Ducoin08].



**FIGURE .2** – Exemple d'endommagement d'une hélice par cavitation, <http://blog.pes-solutions.com/pes-201-boat-propeller-cavitation-and-repair/>

vants, en considérant tout d'abord les limitations des hélices métalliques classiquement utilisées en propulsion, puis l'intérêt des matériaux composites pour l'amélioration des performances. Une grande partie des constats faits concernant les limitations et la possibilité d'améliorer des performances des hélices métalliques peut par ailleurs être adaptée aux pales d'hydroliennes.

## Limitations des hélices métalliques

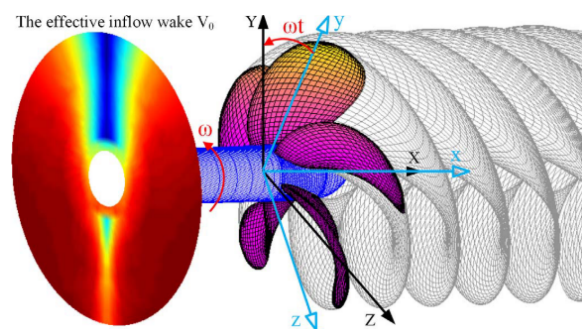
Les hélices et pales d'hydroliennes classiques sont des corps rigides constitués d'un mélange de métaux, traditionnellement du Nickel-Aluminium-Bronze (NAB) ou du Manganèse-nickel-Aluminium-Bronze (MAB) [Liu07], [Young08], [Liu09]. Ces deux alliages métalliques sont principalement appréciés en raison de leur meilleure tenue à la corrosion et à l'érosion par cavitation, et de leur résistance structurelle importante vis-à-vis des autres matériaux métalliques [Liu07], [Plucinski07], [Young08]. Malgré cela, ces matériaux restent sensibles à la fatigue, ce qui se traduit en particulier par le développement de fissures au sein de la structure, et présentent de mauvaises propriétés acoustiques et induisent une consommation de carburant élevée [Andersen09]. De plus, les performances hydrodynamiques des propulseurs marins sont directement liées à l'angle d'incidence, lui-même lié au vrillage des pales de l'hélice. Or une hélice marine opère en général dans un sillage fortement instationnaire et non uniforme, résultat de l'interaction de l'écoulement avec la carène et les appendices du navire, l'inclinaison de l'arbre moteur, mais aussi la surface libre et les courants marins. La Figure .3 (a) montre un exemple de sillage non-uniforme produit par la carène d'un navire en entrée de l'hélice. Il en résulte une variation parfois rapide et importante de l'angle d'incidence effectif, et en raison de la rigidité des pales métalliques, celles-ci ne peuvent s'adapter aux nouvelles conditions d'écoulement. Par conséquent, une hélice rigide ne peut être conçue que pour une vitesse d'avance du navire optimale [Liu07], [Plucinski07], entraînant une perte de performance significative dans les conditions s'écartant du régime de fonctionnement nominal (conditions *off-design*). De nouveaux concepts de propulseurs à pas variable [Carlton07] ont été introduits dans le but d'élargir la gamme de vitesse d'avance optimale<sup>2</sup>, mais ils nécessitent un contrôle actif de la structure par le biais de mécanismes hydrauliques, internes ou externes, ce qui complexifie grandement la conception mécanique et l'entretien de l'hélice. [Young16] note également que les fortes variations de l'angle d'incidence effectif, couplées avec de forts chargements hydrodynamiques, rendent la majorité de ces systèmes d'actionnement inefficaces.

## Intérêts des matériaux composites

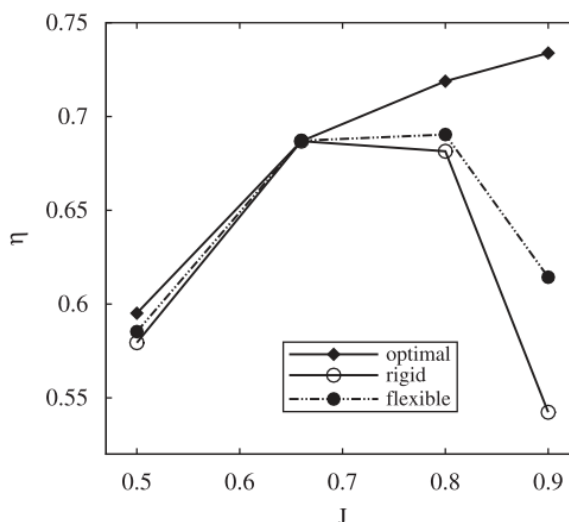
Par conséquent, l'amélioration des performances hydrodynamiques des propulseurs marins a fait l'objet de nombreuses recherches, et la clé semble être aujourd'hui la réduction du poids des structures, ainsi que la capacité d'auto-adaptation (*morphing 3D*) des corps portants en fonction de l'écoulement. L'auto-adaptation désigne la capacité d'une structure à se déformer passivement (*i.e* sans recourt à des systèmes d'actionnement externes, [De Goeij99], pour adapter son vrillage et l'angle d'incidence à l'écoulement, et ainsi améliorer les performances hydrodynamiques sur une plus large gamme de vitesse. Utilisés dans l'industrie pour la première fois en 1940 pour l'aéronautique de guerre en Angleterre, les matériaux composites

---

2. Entre autres objectifs : les propulseurs à pas variables permettent également d'adapter la configuration des pales à différents cas de manœuvres, et de positionner les pales dans une configuration de minimisation de la résistance à l'avancement lorsque l'hélice ne tourne pas (hélice de voilier, hélice de soutien, ...).



(a)



(b)

FIGURE .3 – (a) Exemple de sillage non-uniforme derrière une carène, [Zou17], et (b) Comparaison des performances hydrodynamiques d'un propulseur composite auto-adaptatif et de son équivalent métallique sur une gamme de vitesses d'avance, [Liu09].

répondent au besoin industriel d'allègement des structures (entre 50% et 80%, [Young08]) et de contrôle passif. Ainsi sur la Figure .3 (b) il est possible de constater que pour la condition de design correspondant à une vitesse d'avance du navire  $J=0.65$ , les courbes d'efficacité  $\eta$  du propulseur rigide et de son équivalent composite coïncident avec l'efficacité optimale, mais qu'il y a une perte de performances du propulseur rigide pour les conditions hors régime de fonctionnement nominal. Les pertes de performance du propulseur composite sont quant à elles moindres, en raison de l'auto-adaptation géométrique de l'hélice composite.

Un marché mondial des composites s'est donc développé dès les années 1960, porté par leurs propriétés mécaniques remarquables qui en font un attrait pour de nombreux domaines d'applications : le marché de l'automobile se place en premier consommateur de composites dès les années 1970, suivi par l'aéronautique et le bâtiment [Chalaye02]. Des secteurs comme l'énergie, et principalement l'éolien, ainsi que le matériel sportif, sont également bien implantés et en pleine expansion. L'auto-adaptation des structures composites a été introduite dans un premier temps pour les pales d'hélicoptères, puis dans l'objectif de décharger les extrémités des pales d'éoliennes, [De Goeij99], [Kassiotis09], [Nicholls-Lee09], [Blasques10], [Murray15]. L'étude des technologies utilisées dans l'aéronautique et l'éolien revêt donc un intérêt particulier. La plus grande maturité des technologies dans ces domaines relativement au domaine naval s'explique en effet par les raisons principales suivantes ([Young16]) : i) l'eau présente une densité de trois ordres de grandeur supérieure à celle de l'air (d'où la qualification de fluide lourd) et une viscosité d'un ordre de grandeur inférieur, et génère par conséquent des chargements de pression beaucoup plus importants sur les structures, ii) ces chargements de pression sont par ailleurs soumis à de fortes fluctuations, en raison des nombreuses interactions existantes entre l'eau et son environnement (surface libre, courants marins, vagues, structures), ce qui présente une difficulté de design supplémentaire, et augmente les risques en fatigue des structures, iii) les corps immergés souffrent de la corrosion et du développement de la vie marine et iv) les événements climatiques extrêmes (tempêtes, etc), sont plus fréquents et plus intenses. L'extension de l'application des matériaux composites au domaine maritime s'est donc faite ultérieurement en espé-

rant tirer bénéfiques des propriétés des matériaux composites qui ont déjà séduits de nombreux domaines, à savoir : une plus grande légèreté, moins de risque de corrosion<sup>3</sup>, pas de signature magnétique, meilleures propriétés acoustiques, meilleur amortissement des vibrations, meilleure résistance à la fatigue, cycles de vie moins coûteux, et capacité à se déformer passivement pour s'adapter à l'écoulement [ITTC05], [Lin05], [Young08], [Liu09], [Motley09]. Ainsi, dès 2001, [Mouritz01] note les nombreuses applications des matériaux composites aux navires et sous-marins (Figure .4). Par ailleurs, de nombreuses études montrent qu'il est possible en pratique d'utiliser les propriétés d'anisotropie des matériaux composites sur les propulseurs marins, pour forcer un couplage flexion-torsion au sein de la structure, ce qui viendra modifier le vrillage et l'angle d'incidence effectif du propulseur, permettant une augmentation des performances hydrodynamiques [Lee04], [Chen06], [Liu07], [Young07], [Young08], [Lin09], [Liu09], [Motley09], un retard d'apparition de la cavitation [Mouritz01], [Liu09], [Motley09], [Motley11], [Lee15], et une réduction des vibrations [Hong11], [He12].

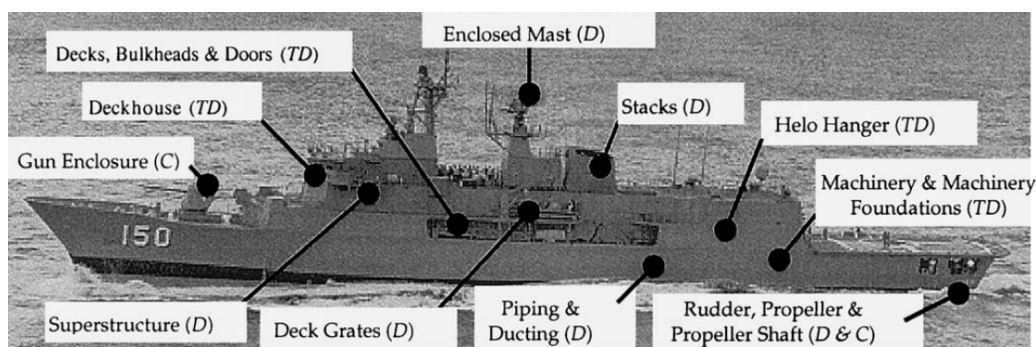
## Difficultés de l'application des matériaux composites aux hélices marines et hydroliennes.

Cependant, l'application des matériaux composites aux hélices marines et hydroliennes n'est pas exempt de difficultés. En premier lieu, ainsi qu'introduit dans les paragraphes précédents, les matériaux composites sont plus légers que leurs rivaux métalliques, ce qui modifie le nombre de Masse du système {hélice sous écoulement}, défini comme le ratio des masses volumiques fluide et structure. Le nombre de Masse augmente ce qui, associé à la plus grande flexibilité des composites leur permettant de se déformer sous écoulement, augmente le risque de développement d'instabilités hydroélastiques (divergence, flottement, ...) et accroît l'importance des interactions fluide-structure. En effet, il n'est plus possible de considérer l'écoulement fluide indépendamment de la réponse structurelle de la structure composite flexible, car les mouvements et vibrations de celle-ci deviennent suffisamment conséquents pour exercer une rétro-action sur l'écoulement. Ainsi, contrairement au cas des structures métalliques, le calcul découplé des contributions fluide et structure ne suffit plus à assurer la conception de l'hélice, et il faut pouvoir recourir à des méthodes de couplage numérique fluide-structure. Par ailleurs, la multiplicité des interactions possibles entre le fluide et la structure (excitation de la structure par la cavitation ou les lâchers tourbillonnaires de bord de fuite et de bord d'attaque, etc), les différentes physiques engagées et les puissances de calcul nécessaires pour les modéliser, sont les principales raisons pour lesquelles de nombreuses parts d'ombre subsistent encore dans la compréhension physique du comportement des hélices composites, et ont été un des principaux freins au déploiement de celles-ci au niveau industriel et commercial.

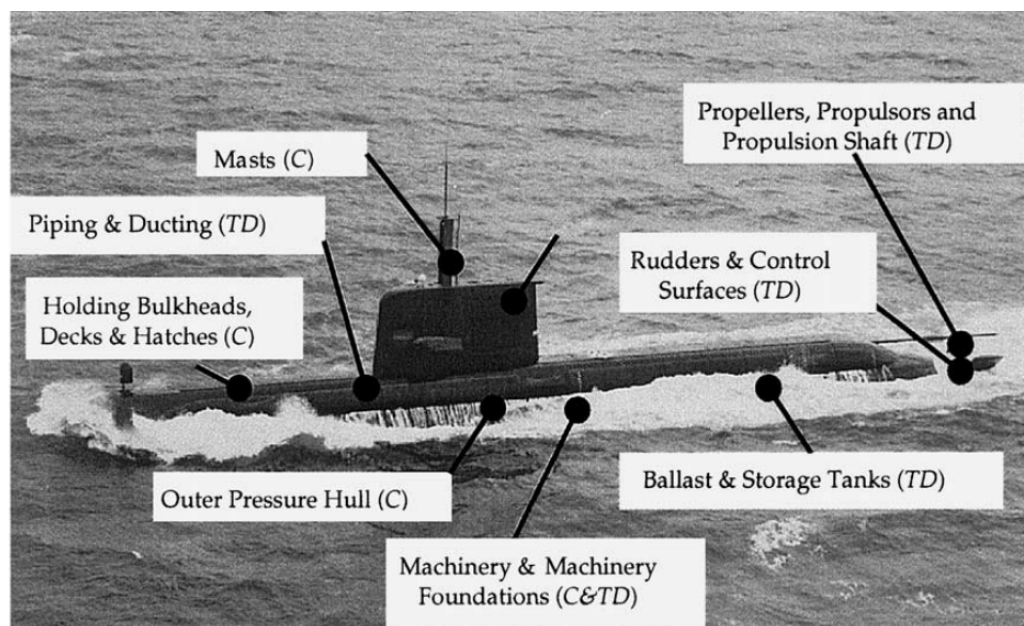
La conception correcte d'une hélice marine composite, ou d'une hydrolienne composite, permettant à la fois de bénéficier de l'amélioration des performances hydrodynamiques, du retard d'apparition de la cavitation, de la réduction du bruit, des vibrations et de la masse embarquée, tout en limitant les risques d'instabilités hydroélastiques, nécessite donc la compréhension des phénomènes physiques de l'interaction fluide-structure mis en jeu ainsi que leur modélisation précise. Cette étape de compréhension physique

---

3. Il est courant de considérer que les composites ne souffrent pas du phénomène de corrosion, cependant il s'agit d'un abus de langage [Young16] : les composites sont sensibles à la corrosion par ultraviolet ainsi qu'à la corrosion thermique. Par ailleurs, il peut y avoir absorption d'eau salée par la matrice, également responsable de corrosion.



(a)



(b)

FIGURE .4 – Applications des matériaux composites au domaine maritime, pour les (a) navires et (b) sous-marins, [Mouritz01]. Les lettres en parenthèses C, TD et D indiquent que le prototype est respectivement au stade de concept, de démonstrateur ou déjà déployé en service en 2001.

et de développement et validation des méthodes de couplage numérique fluide-structure, peut s'effectuer dans un premier temps sur des géométries d'hydrofoil. Celles-ci sont en effet simplifiées par rapport à une géométrie complète d'hélice d'un point de vue de la conception, de la réalisation et de la complexité de l'écoulement 3D autour d'une géométrie complète d'hélice, tout en mettant en évidence les phénomènes physiques d'intérêt. Ainsi les géométries d'hydrofoil sont encore très utilisées expérimentalement et numériquement dans les études concernant la réponse hydroélastique d'une structure composite, et le développement et la validation des méthodes de couplage numérique fluide-structure.

## Objectifs

Les objectifs de cette thèse peuvent être résumés de la façon suivante : premièrement, montrer la faisabilité d'une méthode de couplage fluide-structure numérique entre les codes commerciaux de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) Starccm+ et de CSD (*Computational Solid Dynamics*) Abaqus pour l'étude d'une

surface portante composite ; deuxièmement, valider expérimentalement cette méthode de couplage pour deux cas d'application, l'un issu de résultats expérimentaux disponibles dans la littérature, et l'autre que nous avons développé, réalisé et testé pendant la thèse ; troisièmement, éprouver l'utilisation en milieu académique et industriel de nouvelles méthodes expérimentales d'instrumentation d'une pièce composite par insertion directe des fibres optiques dans les plis du matériau composite, et d'une méthode mixte numérique - expérimentale (*Mixed Experimental Numerical Experimental Techniques*, MNET) de calibration fine d'un modèle numérique structure ; quatrièmement, apporter un éclairage sur la physique de l'interaction fluide-structure se produisant sur une surface portante composite ; et cinquièmement, préciser les limitations actuelles concernant la diffusion en milieu industriel de cette méthode de couplage numérique fluide-structure. Pour traiter ces objectifs, nous avons réalisé les travaux de thèse en deux temps : nous avons dans un premier temps comparé nos résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus par Zarruk et al (de l'*Australian Maritime College* (AMC) de l'Université de Tasmanie) pour deux hydrofoils flexibles déformables ([Zarruk14]). Le second temps a été consacré à la configuration élaborée durant la thèse. Nous avons ainsi spécifiquement conçu et développé un profil portant composite s'approchant du comportement d'une hélice. Nous avons ensuite testé ce dernier expérimentalement dans le tunnel hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale de Brest (IRENav). Parallèlement, nous avons réalisé l'étude numérique de l'écoulement autour de ce profil et l'étude de son comportement hydroélastique et de sa réponse structurelle, par le biais de calculs découplés et de calculs fortement couplés. Finalement, nous avons comparés nos résultats expérimentaux avec nos résultats numériques.

Nous avons organisé ce manuscrit en six chapitres, suivis d'une conclusion et de la présentation des perspectives :

- **Chapitre I :** afin de positionner les travaux de la thèse, nous réalisons tout d'abord dans ce chapitre un état de l'art des méthodes numériques et expérimentales appliquées à l'étude du comportement hydroélastique et de la réponse structurelle des structures marines composites (hydrofoils, hélices, hydroliennes, ...) au cours des vingt dernières années, ainsi qu'une présentation de synthèse du phénomène de cavitation. Nous décrivons également les avantages des mesures de déformations par fibre optique, ainsi que leur principe de fonctionnement. Finalement, nous introduisons l'étude expérimentale menée en 2014 par l'AMC que nous avons utilisée comme premier cas de validation de notre méthode de couplage numérique fluide-structure. Cette étude expérimentale concerne deux hydrofoils, l'un en aluminium, l'autre en matériaux composites (respectivement notés AL et CARBON dans la suite du manuscrit), de géométrie trapézoïdale et de section NACA 0009 identiques. Ces deux hydrofoils ont été testés par l'AMC sous différents chargements hydrodynamiques dans une configuration encastree-libre. Les performances hydrodynamiques, le déplacement à l'extrémité ainsi que le vrillage des hydrofoils obtenus par les auteurs sont exposés. Ils seront utilisés au [chapitre VI](#) pour la comparaison avec nos résultats numériques obtenus par calculs couplés.
- **Chapitre II :** nous consacrons ce chapitre dans un premier temps à la conception et à la fabrication du profil composite que nous avons conçu, développé et testé durant la thèse (il sera désigné par l'acronyme VER-45 dans la suite du manuscrit). Nous présentons ainsi les différents compromis que nous avons réalisés entre, d'une part, la volonté d'amplifier les effets de couplage flexion-torsion de notre profil portant composite afin de sortir de la zone d'incertitude des instruments de mesure pour

pouvoir valider expérimentalement la méthode de couplage fluide-structure employée dans la suite de la thèse et, d'autre part, la prise en compte des contraintes liées à la fabrication du profil composite et aux dimensions de la veine d'essais de l'IRENav. Nous détaillons ensuite dans ce chapitre la méthode mixte numérique - expérimentale que nous avons utilisée pour vérifier les propriétés effectives des matériaux après la fabrication par rapport aux propriétés théoriques définies pendant la conception et pour calibrer les propriétés matériaux décrivant les plis du matériau composite dans le modèle numérique structure ; le tout sans devoir recourir à des techniques de contrôle matériau destructives. Nous présentons finalement les moyens expérimentaux, les techniques de mesures et les caractéristiques des capteurs mis en œuvre lors des essais que nous avons conduits au tunnel hydrodynamique de l'IRENav : des mesures de vibrations sont effectuées par vibromètre laser, et le déplacement en extrémité est obtenu par un traitement d'images de photos de l'extrémité, sous plusieurs conditions d'écoulement. Par ailleurs, une méthode récente de mesures des contraintes par fibres optiques est également employée, avec la spécificité d'introduire les fibres optiques directement à l'intérieur des plis de composite pendant la fabrication.

- **Chapitre III :** les méthodes numériques fluides et structures que nous avons utilisées pour chacun des deux solveurs de la méthode de couplage partitionnée itérée ont été adaptées à la résolution de chacun des sous-problèmes fluide et structure, et ont été dans un premier temps validées indépendamment, avant de mettre en place le couplage. Par conséquent nous présentons dans ce chapitre la méthode de résolution numérique fluide utilisée dans la thèse pour résoudre l'écoulement autour de chacun des profils portants considérés (AL, CARBON et VER-45). Nous avons fait le choix d'une méthode fluide visqueuse qui s'appuie sur l'approximation mathématique des équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds, dite méthode RANS (*Reynolds-Averaged-Navier-Stokes*), et fermées avec le modèle de turbulence  $k - \omega - SST$  associé pour certaines simulations au modèle de transition  $\gamma - Re - \theta$ . Le système d'équations ainsi obtenu est discrétisé en espace par la méthode des Volumes Finis et, dans le cas des simulations fluides instationnaires, il est discrétisé en temps par le schéma d'Euler implicite décentré aval du deuxième ordre. Nous détaillons ensuite la mise en place des modèles numériques fluides avec le logiciel de CFD Starccm+, ce qui inclut la définition des maillages utilisés avec leurs niveaux de raffinement, la définition des conditions aux limites, ainsi que la méthode de traitement numérique de la couche limite. Nous concluons le chapitre par une étude de convergence temporelle, et une discussion sur les différentes résolutions temporelles à utiliser en fonction des chargements hydrodynamiques, en raison de l'existence de régimes d'écoulement différents.
- **Chapitre IV :** dans la continuité du chapitre précédent, nous consacrons ce chapitre à la présentation des méthodes structures de résolution numérique et de la technique de modélisation numérique du matériau composite que nous avons utilisées. Nous utilisons les équations de conservation de la quantité de mouvement associées aux conditions aux limites de Neumann et de Dirichlet, écrites sous forme variationnelle et discrétisées par la méthode des éléments finis. Nous détaillons également les enjeux de la modélisation du matériau composite à l'aide d'une méthode hybride associant des éléments de coques volumiques continues et des coques surfaciques, ce qui permet de représenter la géométrie exacte de l'interface fluide-structure. Ceci est primordial pour assurer le transfert et l'interpolation corrects des champs entre les deux solveurs fluide et structure, et également

de modéliser le composite pli par pli, afin d'ouvrir la voie au développement et à l'optimisation de nouveaux propulseurs composites ou de nouvelles pales d'hydroliennes.

- **Chapitre V :** nous consacrons ce chapitre à la présentation de l'interaction fluide-structure, dans un premier temps du point de vue de la physique. Nous présentons en effet les différents problèmes physiques de l'interaction fluide-structure et leur classification suivant, d'une part, l'intensité du couplage entre les milieux fluide et structure et, d'autre part, les vitesses relatives entre les deux milieux. Ces deux critères de classification peuvent être évalués par le biais de l'analyse dimensionnelle car ils sont respectivement caractérisés par le Nombre de Masse et la Vitesse Réduite. Ils sont de plus particulièrement intéressants car ils permettent de guider le choix de la méthode numérique de couplage fluide-structure la plus adaptée au problème considéré. Nous discutons dans la suite du chapitre des différentes méthodes numériques de couplage fluide-structure existantes en termes de stratégie logicielle, de couplage en temps et de couplage en espace. Nous présentons plus particulièrement les méthodes de couplage partitionnées que nous avons utilisées, sous leurs formes chaînées et itérées. Nous avons notamment mis en place le couplage fluide-structure fort par une stratégie logicielle partitionnée avec un algorithme de couplage en temps itéré implicite de type Gauss-Seidel par blocs (algorithme de point fixe). Finalement, nous présentons, par l'intermédiaire d'un exemple, le déroulement d'un calcul couplé fort entre les codes commerciaux de CFD Starccm+ et de CSD Abaqus, ainsi que les paramètres qui gouvernent ce couplage.
- **Chapitre VI :** dans ce dernier chapitre, nous présentons dans un premier temps la validation complète du couplage numérique fluide-structure par comparaison de nos résultats numériques avec les mesures expérimentales de Zarruk et al obtenues en 2014 à l'AMC sur deux hydrofoils flexibles déformables (AL et CARBON). Cette validation inclut une étude préalable du modèle fluide seul, c'est-à-dire dans lequel le profil portant est considéré comme un corps rigide. En effet, nous avons réalisé une étude spécifique du modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$  pour un nombre de Reynolds modéré de 600 000 et un angle d'incidence avant décrochage de  $8^\circ$  et après décrochage de  $12^\circ$ , afin d'évaluer la nécessité (ou non) d'utiliser un modèle de transition pour résoudre les problèmes couplés que nous avons considérés dans la thèse. Nous présentons également une comparaison entre une modélisation de la couche limite par une Loi de Paroi et une résolution de la couche limite par une approche Bas Reynolds, ce qui nous permet par ailleurs de valider le modèle fluide sur les coefficients hydrodynamiques avec les résultats expérimentaux de Zarruk et al. De même, nous présentons la validation préalable du modèle structure sur les fréquences propres en air. Nous validons ensuite le couplage sur les coefficients hydrodynamiques et la flèche en extrémité des profils portants issus de l'étude expérimentale de référence. Dans un second temps, nous présentons les résultats numériques et expérimentaux que nous avons obtenus à l'aide de notre profil portant composite (VER-45). Cette partie débute par l'étude numérique et la caractérisation des différents régimes d'écoulement autour du profil. Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur ce profil lors des essais dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav. Les mesures de vibrations structurelles par vibrométrie laser nous permettent de caractériser les fréquences propres en air et en eau du profil, ainsi que les fréquences d'excitation hydrodynamiques. Nous présentons également les mesures de déplacement en extrémité du profil et les mesures de déformations par fibres optiques. Le chapitre s'achève par une comparaison entre nos résultats expérimentaux et nos résultats



numériques par calculs découplés et couplés.

Nous concluons notre manuscrit par une synthèse du travail réalisé et une discussion des résultats obtenus, ainsi qu'une présentation des perspectives ouvertes par notre travail de thèse.



# CHAPITRE I

## BIBLIOGRAPHIE

\*\*\*

Dans ce chapitre, nous détaillons les différents points mis en avant lors de l'introduction, et qui sont abordés dans la thèse. Nous revenons dans un premier temps sur la genèse de l'application des matériaux composites aux hélices marines, sous la forme d'un état de l'art concernant les structures marines composites, tels que les hydrofoils, les hélices et les hydroliennes, avec pour objectif d'en dégager les principaux enjeux et problématiques actuels dans lesquels évolue la thèse, et de donner les éléments clés permettant d'appréhender la logique de progression et les apports de ces travaux. Les aspects numériques et expérimentaux sont considérés, ainsi que les verrous technologiques encore existants. Nous nous inspirons ici fortement de la récente et très bonne synthèse de Young, [Young16], et y apportons nos compléments. Le phénomène de cavitation sera ensuite présenté avec ses conséquences sur la thèse. Le troisième temps sera consacré au phénomène de l'interaction fluide-structure, et aux instabilités hydroélastiques qui lui sont associées. Enfin, nous présenterons le principe de fonctionnement des capteurs de mesures de déformations par fibres optiques utilisés dans la thèse, ainsi que l'étude expérimentale issue de la littérature qui nous servira au [chapitre VI](#) de premier cas de validation de la méthode de couplage numérique fluide-structure utilisée dans la thèse.

### Sommaire

<b>I.1</b>	<b>Application des matériaux composites aux hélices marines.</b>	<b>13</b>
I.1.1	Aspects numériques.	13
I.1.2	Aspects expérimentaux.	21
<b>I.2</b>	<b>Le phénomène de cavitation.</b>	<b>22</b>
<b>I.3</b>	<b>Avantages et principe de fonctionnement de la mesure de déformations par fibres optiques à capteurs distribués.</b>	<b>25</b>
<b>I.4</b>	<b>Présentation des expériences réalisées par Zarruk et al, 2014</b>	<b>28</b>
<b>I.5</b>	<b>Synthèse du chapitre I</b>	<b>30</b>

## I.1 Application des matériaux composites aux hélices marines.

### I.1.1 Aspects numériques.

Concernant les aspects numériques, trois classes de méthodes sont nécessaires à toute étude portant sur les hydrofoils, hélices marines et hydroliennes composites : une méthode de résolution fluide, une mé-

thode de résolution structure, et une méthode de couplage numérique entre les solveurs fluide et structure. Les méthodes de couplage numérique dépendent fortement de la nature des phénomènes de l'interaction fluide-structure mis en jeu lors de l'étude considérée, et sont par conséquent traitées de manière indépendante, dans une partie ultérieure de la bibliographie. Ainsi, nous nous concentrons dans un premier temps sur les méthodes fluides et structures appliquées aux structures marines composites. Il est à noter qu'il s'agit dans cette partie de montrer la logique de progression dans l'utilisation des méthodes de résolution fluide et structure, et de faire le point sur les cas d'applications pour lesquels ces méthodes sont utilisées aujourd'hui, mais pas de détailler le principe mathématique de ces méthodes. Celui-ci sera abordé dans les chapitres respectifs concernant la résolution fluide et la résolution structure mises en oeuvre dans la thèse.

### *I.1.1.1 Méthodes numériques de résolution fluide.*

La littérature existante concernant la simulation numérique de structure marines composites met principalement l'accent sur les méthodes fluides, qui ont fortement évolué avec l'augmentation et la démocratisation des puissances de calculs. Ainsi, les méthodes fluides sont progressivement passées de méthodes potentielles (fluide parfait) à des méthodes visqueuses de plus en plus complexes et gourmandes en temps et puissance de calculs.

#### Méthodes potentielles de surface portante.

L'un des premiers modèles numériques d'hélice composite 3D a par exemple été développé en 1991 par [Lin91], avec le code fluide PSF-2 utilisant la méthode potentielle *Vortex Lattice Method* (VLM) pour estimer les chargements hydrodynamiques, et le code structure Abaqus utilisant la méthode des éléments finis (*Finite Element Method*, FEM) pour en déduire la distribution de contraintes correspondante. L'effet rétro-actif de la déformation du propulseur sur l'écoulement n'est cependant pas pris en compte. Il montre que pour un propulseur composite avec un faible module d'Young, les déformations en extrémité sont plus importantes d'un ordre de grandeur et les contraintes de 50% que pour son équivalent métallique. [Lin96] introduisent en 1996 la boucle de rétroaction en réalisant le couplage VLM – FEM par le biais d'une équation fluide-structure entièrement couplée, et prennent en considération les non-linéarités géométriques de la structure pour estimer les déformations. Par la suite en 1997, [Lin97] appliquent le couplage sur un propulseur composite pour démontrer l'influence de la séquence d'empilement des plis sur le vrillage et le pas de l'hélice. Afin de profiter au mieux de l'influence de la séquence d'empilement des plis sur le vrillage de l'hélice, [Lee04] ajoutent en 2004 un algorithme génétique au couplage pour optimiser l'arrangement des plis du composite en maximisant la fonction coût portant sur le vrillage de l'hélice. La résistance structurelle de celle-ci n'est toutefois pas prise en compte dans la détermination du design optimum lors de cette étude. Enfin, en 2005, [Lin05] ajoutent le critère de rupture de Hashin au couplage pour estimer la résistance structurelle du composite. Ils introduisent le calcul des contraintes transverses par la résolution des équations d'équilibre 3D, et concluent au risque de délaminage en fonction des conditions d'écoulement et d'empilement des plis du matériau composite.

#### Méthodes potentielles d'éléments frontières.

Ainsi, les méthodes numériques fluides principalement utilisées jusqu'en 2005 sont des méthodes de type VLM, qui ont l'avantage d'être très rapides, mais peinent cependant à décrire précisément l'écoulement 3D autour de la structure, ainsi que la distribution de pression variable suivant l'envergure associée aux effets 3D de l'écoulement, en particulier au niveau du bord d'attaque et de l'extrémité de la structure, [Garg16]. Or cette limitation a des conséquences particulièrement importantes car c'est par la connaissance des lieux de minima de pression qu'il est possible de prédire l'apparition de cavitation. En 2007 et 2008 [Young07] et [Young08] marquent une évolution dans l'utilisation des méthodes fluides, en développant une méthode *Boundary Element Method* (BEM) qui, bien que toujours potentielle, est pleinement temporelle, et capable de modéliser la cavitation et de prendre en compte les effets de Coriolis et des forces centrifuges sur le propulseur. Le chargement hydrodynamique est appliqué au code éléments finis sous la forme d'une pression externe, et des itérations entre les deux codes fluide et structure sont implémentées pour simuler les effets de la déformation de la structure sur l'écoulement, jusqu'à convergence de la solution. L'algorithme de couplage est validé sur plusieurs cas expérimentaux, et appliqué à la détermination de la réponse hydroélastique d'une hélice composite sous écoulement stationnaire et instationnaire ainsi que non-cavitant et cavitant. Par exemple, en 2007 [Liu07] montrent une amélioration des performances hydrodynamiques pour plusieurs vitesses d'avance par l'utilisation des propriétés de couplage flexion – torsion sur un propulseur 5474, par l'utilisation du couplage BEM – FEM. Ils établissent également une relation entre le vrillage en extrémité, le moment de flexion externe, les propriétés du composite et les orientations des plis par l'utilisation de la *Classical Lamination Theory* (CLT), afin de guider le choix des plis de composite au préalable des études numériques. En 2007 et 2009, [Liu07] et [Liu09] s'appuient sur un couplage BEM-FEM pour proposer une stratégie de design des propulseurs composites par la résolution d'un problème inverse, dans lequel la géométrie déformée du propulseur est connue (et doit correspondre à la géométrie optimale du propulseur rigide pour la condition de design), mais la géométrie initiale est inconnue. [Plucinski07] ajoutent en 2007 un algorithme génétique modifié au couplage BEM – FEM pour optimiser un propulseur composite, et automatiser la procédure de design proposée par [Liu07]. L'optimisation reste cependant limitée à une hélice comportant au maximum dix plis de composite, en raison des temps de calcul importants. Ils proposent également d'utiliser un modèle simplifié de poutre pour représenter le composite dans l'algorithme génétique dans le cas de géométries simples plutôt que le modèle BEM-FEM complet, ce qui permet de réaliser un gain de temps considérable. Pour des géométries plus complexes, il est également possible d'utiliser les résultats de ce modèle simplifié comme point de départ de l'algorithme génétique avec le modèle BEM-FEM. Ils sont rejoints sur cette conclusion en 2009 par [Motley09], qui poursuivent de plus la validation du couplage BEM-FEM et de la méthode de design en considérant des écoulements plus complexes, instationnaires et cavitants, et montrent une amélioration des performances hydrodynamiques pour les conditions hors-design dans les cas cavitants stationnaires et non-cavitants instationnaires. En 2010 [Mulcahy10] synthétisent les trois grandes approches possibles pour réaliser l'auto-adaptation des hélices en composite, et montrent qu'elles sont globalement équivalentes à utiliser les critères de design présentés par [Liu09] en utilisant une hélice rigide comme base de design pour l'hélice flexible.

#### Méthodes visqueuses.

Les méthodes potentielles de type BEM ont permis de nombreuses avancées dans le domaine des structures marines composites, et sont très bien adaptées aux phases de pré-design et d'étude préliminaire, mais ne peuvent pas rendre compte des structures tourbillonnaires complexes et des effets 3D des écoulements tur-

bulents, pourtant souvent présents dans les conditions *off-design*, ni des interactions fluide-structures entre les structures tourbillonnaires provenant du détachement de l'écoulement et les mouvements de la structure, qui peuvent cependant être la source de différentes instabilités hydroélastiques. Il est ainsi primordial de modéliser les effets visqueux dans les phases de design plus avancées ([Young16]). Les méthodes fluides visqueuses, regroupées sous l'acronyme *Computational Fluid Dynamic* (CFD), ont été introduites dans les études concernant les structures marines composites dans cet objectif. Parmi les méthodes visqueuses, on distingue les méthodes de type *Reynolds-Averaged-Navier-Stokes* (RANS) et *Unsteady-Reynolds-Averaged-Navier-Stokes* (URANS), des méthodes plus complexes de type *Large-Eddy-Simulation* (LES), *Detached-Eddy-Simulation* (DES) et *Direct-Numerical-Simulation* (DNS)<sup>1</sup>. Les méthodes RANS et URANS diffèrent par le caractère stationnaire de la première, et instationnaire de la seconde, cependant nous nous permettons l'abus de langage usuel dans la littérature de confondre les deux méthodes sous l'acronyme RANS dans la suite du manuscrit. De même, les méthodes RANS étant pour le moment largement plus utilisées au niveau industriel, il est très courant de considérer que le terme CFD sans aucune précision se réfère aux méthodes RANS, les méthodes LES, DES et DNS étant précisées le cas échéant. Ainsi, en 2011 et 2012 [Hong11], [He12] réalisent un couplage CFD-FEM sur une hélice sept pales à fort dévers dans un sillage non-uniforme, et montrent que la réponse dynamique en terme de déplacements en extrémité de l'hélice composite est plus importante que son équivalent métallique. Trois arrangements symétriques de plis sont considérés, permettant d'obtenir une réduction de la fonction coût des vibrations de 49.6% et de 70.6% pour deux des arrangements.

En 2018 [Zhang18] utilisent le cas expérimental de [Zarruk14] pour valider un couplage stationnaire CFD – FEM. Le fluide est modélisé par les équations RANS fermées avec le modèle de turbulence de Menter ( $k - \omega - SST$ ). Les hydrofoils composites sont modélisés avec les éléments finis SOLID186 d'ANSYS permettant de prendre en compte les nonlinéarités géométriques. La validation est effectuée sur les coefficients hydrodynamiques, le vrillage et les déplacements en extrémité pour les nombres de Reynolds 200 000 et 1 000 000 dans la gamme d'incidence 2° à 6°. Deux orientations des fibres sont par ailleurs considérées, et le critère de rupture de Tsai-Wu est calculé. La relation entre le vrillage en extrémité et les propriétés matériaux du composite est de plus étudiée analytiquement par l'intermédiaire de la CLT qui montre que le vrillage en extrémité du composite peut être prédit à partir des éléments de raideur de la matrice D et des couples moyens induits par les angles des plis.

### I.1.1.2 Méthodes numériques de résolution structure.

Les méthodes de résolution structure sont à quant à elles très peu détaillées dans la littérature, la majorité des auteurs utilisant l'une ou l'autre des deux modélisations par éléments finis suivantes :

- Modélisation du matériau composite par des éléments finis 2D de coques minces, permettant une représentation des propriétés du matériau plis par plis, mais réduisant la géométrie à son plan moyen. La géométrie 3D, et donc l'interface fluide-structure exacte, n'est par conséquent pas représentée, ce qui pose des difficultés lors du transfert des champs entre les solveurs fluide et structure. De plus, la variation de l'épaisseur de la structure, qui a pour conséquence un nombre variable

---

1. Pour les détails concernant ces différentes méthodes, se reporter au III

de plis au sein du matériau composite, peut i) ne pas être prise en compte en considérant la même épaisseur pour tous les éléments de coques minces, ii) être prise en compte par l'intermédiaire d'une stratégie de lâchers de plis dite « externe » (les plis les plus proches de la surface sont progressivement affinés puis supprimés en premiers), ou iii) être prise en compte par l'intermédiaire d'une stratégie de lâchers de plis dite « interne » (à l'inverse, ce sont les plis les plus proches du centre qui sont affinés puis supprimés en premiers). A titre d'exemples, [Lee04] et [Lin04] en 2004, puis [Lin09] en 2009 utilisent une stratégie de lâchers de plis externe, [Plucinski07] en 2007, [Liu09] en 2009 et [Motley11] en 2011 ne prennent pas en compte la variation d'épaisseur de la structure, et [Herath14] montrent qu'une stratégie de lâchers de plis interne permet d'augmenter la résistance du matériau à la flexion d'un facteur 2, et d'assurer un meilleur état de surface par rapport à une stratégie de lâchers de plis externe. ;

- Modélisation du matériau composite par des éléments finis 3D solides, permettant de représenter la géométrie exacte de la structure, mais rendant la modélisation du matériau composite pli par pli particulièrement complexe à mettre en oeuvre, et par conséquent en général associée à des techniques d'homogénéisation des propriétés du matériau composite. En contrepartie, ces techniques d'homogénéisation sont mal adaptées aux études d'optimisation de la séquence d'empilement et de l'orientation des plis au sein du matériau composite, qui sont pourtant nécessaires pour profiter au mieux des capacités d'auto-adaptation géométrique des structures marines composites à l'écoulement.

Une réflexion portant sur ce point particulier de la modélisation des matériaux composites adaptée au couplage numérique fluide-structure et à la représentation des propriétés du matériau pli par pli sera apportée dans la thèse.

### 1.1.1.3 Méthodes d'optimisation numérique appliquées aux structures marines composites.

Quelque soit le problème considéré et l'algorithme de résolution utilisé, un problème d'optimisation peut s'écrire sous la forme mathématique générale [Définition I.1](#), où  $f$  est la fonction coût (aussi appelée fonction objectif). Les algorithmes d'optimisation peuvent se classer en deux types de méthodes mathématiques, appelées respectivement « méthodes déterministes » (*deterministic methods* ou *gradient-based methods*), qui reposent sur l'évaluation du gradient de la fonction objectif  $f$  et « méthodes non-déterministes » (*non-deterministic methods* ou *gradient-free methods*), indépendantes du gradient de la fonction objectif, ([Vesting15], [Garg16]). La [Figure I.1](#) reprend la classification des méthodes d'optimisation appliquées aux propulseurs marins, réalisée par [Vesting15] lors de sa thèse en 2015.

**Définition I.1.** Trouver le vecteur solution  $\mathbf{x}^* \in \mathbb{R}$  tel que :

$$f(\mathbf{x}^*) = \min f(\mathbf{x}) \tag{I.1}$$

sous les contraintes :

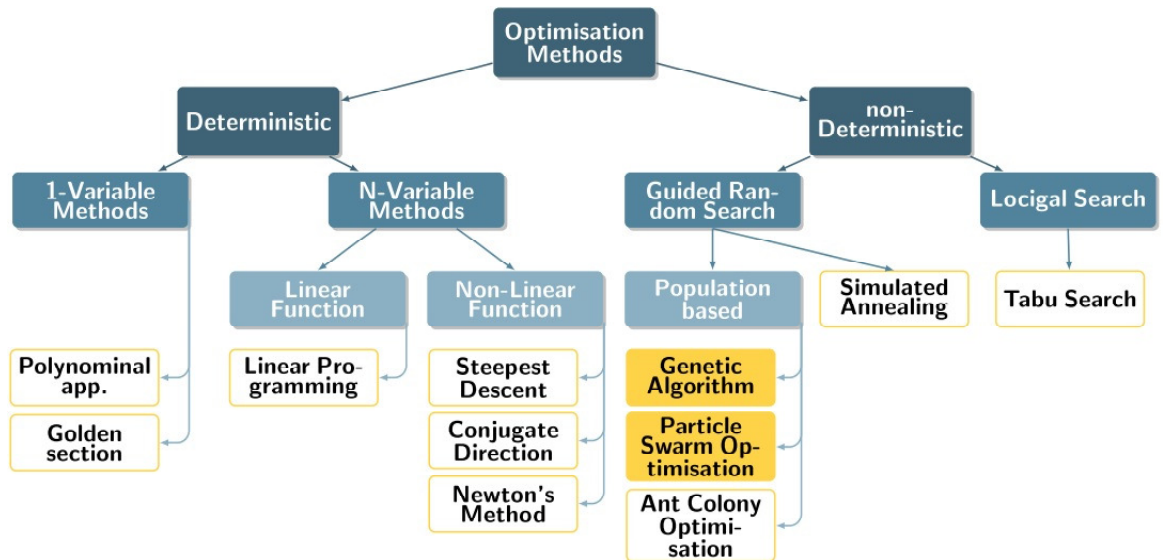


FIGURE I.1 – Classification des méthodes d'optimisation appliquées aux propulseurs marins réalisée par [Vesting15].

$$g_i(\mathbf{x}^*) \leq 0 \quad (\text{I.2})$$

$$h_j(\mathbf{x}^*) = 0 \quad (\text{I.3})$$

$$x_k^l \leq \mathbf{x}^* \leq x_k^u \quad (\text{I.4})$$

En 2015, [Herath15] explique que les méthodes non-déterministes sont les plus communément utilisées pour l'optimisation de propulseurs marins composites, en raison de la nature non-convexe du problème d'optimisation associé aux matériaux composites. Les méthodes non-déterministes sont par ailleurs mieux adaptées aux problèmes d'optimisation faisant intervenir des fonctions objectifs discontinues ou bruitées, ou lorsque ses dérivées successives sont inconnues ou particulièrement difficiles à évaluer ([Vesting15], [Young16]). Il existe différents algorithmes d'optimisation dans cette classe de méthodes, dont les plus connus sont : algorithme génétique (*Genetic Algorithm*, acronyme courant GA), algorithme génétique multi-objectifs, optimisation par essaim de particules (*Particle Swarm Optimisation*, acronyme courant PSO), algorithme des colonies de fourmis (*Ant Colony Optimisation*, acronyme courant ACO), optimisation fiabiliste (*Reliability Based-Design Optimisation*, acronyme courant RBDO), méthode de recuit simulé (*Simulated Annealing*, acronyme courant SA). Parmi ces méthodes, la plus populaire est l'algorithme génétique en raison de la possibilité de définir un problème d'optimisation multi-objectifs, de la bonne parallélisation de l'algorithme, et également de la capacité de l'algorithme à converger vers les optima globaux grâce à une sélection appropriée des paramètres d'entrée, [Awad12]. En contrepartie, les méthodes non-déterministes présentent une vitesse de convergence moindre, et requièrent un nombre important d'évaluations de la fonction objectif, ce qui les rend inopérantes lorsqu'il devient nécessaire de considérer un grand nombre de variables de design, ces méthodes étant typiquement limitées à 15 variables de design ([Garg16, Young16]). Ces deux derniers points font partie des raisons pour lesquelles en 2016 [Garg16] dans leur introduction et [Young16] dans leur revue sur les structures marines composites auto-adaptatives, constatent que la majorité des études existantes sur le sujet souffrent de l'une des trois limitations suivantes : i) optimisation



de la structure en ne considérant que les caractéristiques hydrodynamiques et en négligeant les aspects associés au matériau composite, ii) prise en compte des spécificités du matériau composite, mais utilisation de méthodes fluides potentielles ne rendant pas compte des complexités de l'écoulement 3D autour de la structure marine, ou iii) utilisation de méthodes fluides plus complètes de CFD, mais avec considération d'un petit nombre de variables de design (typiquement inférieur à 15 variables de design). A ces trois limitations identifiées par [Garg16] et [Young16], nous pouvons en ajouter une quatrième, selon que l'optimisation a été réalisée pour une condition de design (*e.g* la vitesse d'avance opérationnelle), ou pour plusieurs conditions, y compris des conditions s'écartant du régime de fonctionnement nominal. On parlera dans ce dernier cas d'optimisation « multi-point ». Les paragraphes ci-dessous s'attachent à donner des exemples de publications existantes sur le sujet de l'optimisation des hélices marines composites, et à les classer selon qu'elles souffrent de l'une ou l'autre des limitations exposées précédemment. L'objectif est ici à nouveau de faire ressortir la progression des techniques utilisées.

### Etudes ne considérant que les caractéristiques hydrodynamiques.

D'après [Garg16], [Brockett96] est le premier à réaliser en 1996 une optimisation portant sur un hydrofoil en prenant en compte la cavitation. Il utilise une théorie fluide potentiel 2D afin d'obtenir un design d'hydrofoil non sujet au phénomène de cavitation pour une contrainte de coefficient de portance donné sur une plage d'angles d'incidence, et la minimisation de la fonction objectif concernant l'épaisseur de l'hydrofoil et le nombre de cavitation. La résistance structurelle associée à l'épaisseur de l'hydrofoil est prise en compte. La même année, [Mishima96] utilisent une méthode fluide potentiel d'éléments frontières (BEM) 3D associée à une méthode d'optimisation non-déterministe pour déterminer la géométrie d'hydrofoil permettant de minimiser le coefficient de trainée pour une contrainte de coefficient de portance et de nombre de cavitation imposée. Des contraintes additionnelles portant plus spécifiquement sur la longueur et le volume des cavités de vapeur sont également considérées. Cependant, seules cinq variables de design sont considérées, et le travail effectué n'est valide que pour des angles d'attaque modérés, en raison de l'hypothèse de fluide potentiel ([Garg16]).

### Prise en compte des spécificités structurelles associées au matériau composite, mais avec des méthodes de résolution fluide potentiel.

Dès que [Lin97] démontrent en 1997 l'influence de la séquence d'empilement et de l'orientation des plis au sein du matériau composite sur le vrillage et les performances hydrodynamiques de l'hélice, l'optimisation de ces deux critères devient fondamentale car cela permet de bénéficier de la capacité d'auto-adaptation géométrique passive de l'hélice sans avoir recourt à des mécanismes d'actionnement extérieur comme pour le cas des propulseurs à pas variables. De nombreux chercheurs s'appliquent donc à cette tâche, en commençant par [Lee04] et [Lin04] en 2004, puis [Lin09] en 2009. Leur stratégie d'optimisation consiste à maintenir les valeurs de couple, de poussée et de rendement identiques à celle de la condition de vitesse d'avance optimale lorsque l'on parcourt l'espace des vitesses d'avance possibles vers les conditions non optimales. Ils ont pour cela utilisé un algorithme génétique avec trois variables de design possibles concernant l'orientation des plis :  $0^\circ$ ,  $\pm 45^\circ$  et  $90^\circ$ . La variation d'épaisseur de la structure, et donc du nombre de plis avec l'envergure, est prise en compte par l'intermédiaire d'un lâcher de plis en surface. De plus, dans les trois cas, la méthode fluide utilisée est une méthode potentielle de surface portante. [Plucinski07] en 2007,

[Liu09] en 2009 et [Motley11] en 2011 utilisent également un algorithme génétique, mais associé cette fois-ci à une méthode fluide potentiel d'éléments frontières, et avec un nombre accru de variables de design concernant l'orientation des plis au sein du matériau composite :  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $90^\circ$ . L'algorithme génétique est modifié par l'ajout d'un arbre de mémoire binaire, permettant de limiter le nombre d'évaluation de la fonction objectif, et le recours à la méthode d'amélioration locale. Leur stratégie d'optimisation est différente dans le sens où il s'agit cette fois de maximiser la variation du vrillage entre les conditions non chargées et chargées. La variation d'épaisseur de la structure et du nombre de plis n'est pas considérée. En 2010, [Blasques10] réalisent l'optimisation d'une hélice composite à échelle réelle pour deux conditions de design, respectivement la vitesse de croisière du navire, et la vitesse maximale. Ils améliorent la méthode d'optimisation déjà existante en incluant l'analyse de résistance dans la boucle d'optimisation, et réalisent l'optimisation d'une hélice à échelle réelle, sujet peu abordé jusqu'à présent, la majorité des publications se concentrant sur l'échelle maquette. Toujours en 2010, [Mulcahy10] montrent que le respect de ces critères implique une condition de tangence entre la courbe de rendement de l'hélice flexible et celle de l'hélice rigide servant de point de départ. En termes d'optimisation, ils réalisent un calcul dans lequel la partie hydrodynamique peut être externe à la boucle d'optimisation, permettant un nouveau gain de temps. Ils présentent également une expression permettant d'estimer le gain de rendement d'une hélice flexible par rapport à une hélice rigide, et montrent que celui-ci est directement lié à la flexibilité du matériau. Concernant le design, les incertitudes liées aux propriétés du matériau suite à la fabrication, ainsi que celles liées aux conditions opérationnelles de l'hélice, sont prises en compte en 2010 et en 2011 par [Young10] et [Motley11] grâce au développement d'une méthode de *reliability-based design* pour les structures flexibles et auto-adaptatives. En effet, de telles méthodes n'existaient jusque là que pour les structures rigides. Puis en 2012, [Motley12] introduisent une méthode probabiliste d'optimisation multi-points pour minimiser la consommation en carburant d'un bâtiment de guerre propulsé par deux hélices composites. La variable de design considérée est le vrillage des hélices, et les aspects associés à la cavitation et à la résistance structurelle sont également pris en compte. Dans les deux derniers cas, les méthodes de résolution fluide sont des méthodes potentielles d'éléments frontières (BEM).

En 2015, [Chen15] réalisent l'optimisation d'un catamaran rapide de type Delft avec des méthodes fluides visqueuses de type RANS. De plus, ils introduisent une méthode d'optimisation déterministe, et concluent qu'elle ne nécessite que 2% des ressources de calculs utilisées par une méthode non-déterministe pour réaliser la même optimisation. Les méthodes d'optimisation déterministes ont en effet été introduites avec succès dans le domaine de l'aéronautique pour prendre en compte un nombre de variables de design beaucoup plus conséquent, jusqu'à plusieurs centaines ([Garg16], [Young16]). Ainsi en 2016, [Garg16] utilise une méthode RANS associée à une méthode d'optimisation déterministe pour réaliser l'optimisation d'un NACA 0009 prenant en compte les caractéristiques hydrodynamiques, les spécificités associées au matériau composite, et 210 variables de design, illustrées sur la [Figure I.2](#). Le calcul des gradients de la fonction coût se fait par une méthode adjointe. Des contraintes portant sur la résistance structurelle du matériau, la cavitation, et la possibilité de fabrication sont également considérées. De plus, l'optimisation porte sur cinq conditions de design, et permet une amélioration du rendement global de 8.5%, et une augmentation de la vitesse d'apparition de la cavitation de 45%.

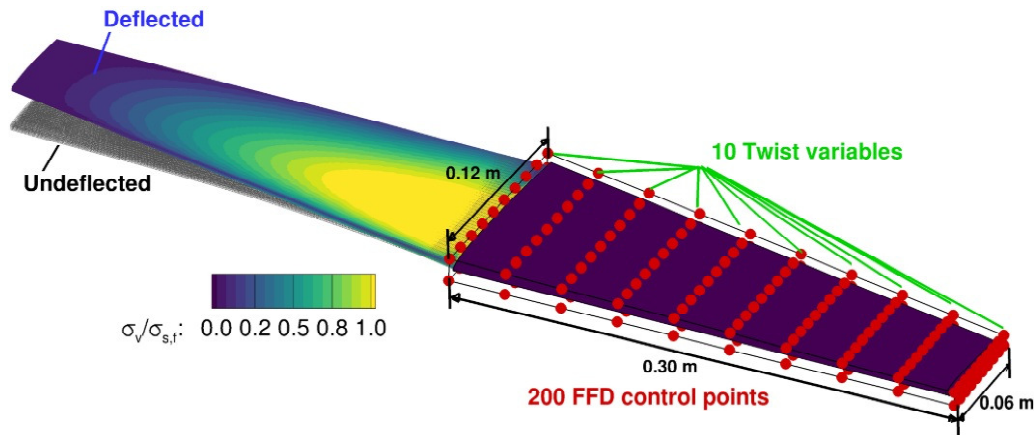


FIGURE I.2 – Sur la partie gauche de la figure, illustration de la géométrie du NACA 0009 non optimisée avant et après chargement hydrodynamique utilisée par [Garg16]. Sur la partie droite de la figure, illustration des 210 variables de design.

### I.1.2 Aspects expérimentaux.

[Ducoin12], [Zarruk14], [Maljaars15], [Giovannetti16] identifient comme principale limitation des travaux sur les couplages numériques, le manque de validation expérimentale des résultats de calculs, en partie due au peu de données expérimentales dans la littérature concernant l'hydroélasticité des structures composites sous écoulement.

#### I.1.2.1 Essais à échelle réduite.

Concernant les aspects expérimentaux, une des premières expériences sur les hydrofoils composites sous écoulement cavitant a été menée par [Gowing98], qui a montré que sous certains chargements hydrodynamiques, les déplacements en extrémité permettent de réduire l'angle d'incidence effectif, et donc le chargement, au niveau de l'extrémité. Un retard d'apparition de la cavitation a également été constaté en raison des chargements plus faibles. [Chen06] utilisent la déformation du composite pour faire varier le pas d'un propulseur, et obtiennent de meilleures performances en condition non-opérationnelles que l'équivalent rigide (5%), ainsi qu'un retard d'apparition à la cavitation (15 à 50%). [Ducoin12] réalisent une étude expérimentale de la réponse hydroélastique d'un hydrofoil de section NACA 66 en polyacetate (POM) par rapport à son équivalent en acier. Des conditions d'écoulement stationnaire et instationnaire, ainsi que subcavitant et cavitant sont considérées. Les déplacements en extrémité du foil sont mesurés par le biais d'une caméra rapide et d'une analyse d'image, et les vibrations étudiées à l'aide d'un vibromètre laser à effet Doppler. Ils concluent que les vibrations du profil flexible sont plus importantes que pour le profil rigide. [Ducoin12] montrent que les vibrations de la structure en régime non cavitant sont amplifiées par les lâchers tourbillonnaires du bulbe de séparation laminaire-turbulent pour les faibles angles d'incidence, et par les lâchers tourbillonnaires du bord de fuite pour les angles d'incidence plus importants. La cavitation entraîne une forte augmentation des vibrations en raison des instationnarités qu'elle génère, et peut entraîner une modification des fréquences propres, notamment par l'excitation du mode de torsion. [Zarruk14] présentent une étude expérimentale complète portant sur six hydrofoils 3D de géométrie identique, mais de matériaux différents (métalliques et composites avec une orientation des fibres différentes). Ils montrent que

les hydrofoils composites présentent des performances hydrodynamiques très différentes de leurs équivalents métalliques, avec des déformations et des déplacements en extrémité bien supérieurs. Ils constatent également un comportement hydrodynamique et un couplage flexion-torsion différent entre les deux hydrofoils composites, avec un vrillage positif pour les fibres orientées à 0° et un vrillage négatif pour les fibres orientées à 30°.

### *I.1.2.2 Essais à échelle réelle et prototypes d'hélices marines composites.*

Plusieurs prototypes d'hélices composites ont donc été testés pendant les quarante dernières années, en particulier pour comparer leurs performances hydrodynamiques ainsi que leur résistance à la fatigue par rapport à leur équivalent métallique. [Mouritz01] recense ainsi de nombreux tests réalisés sur des hélices composites allant de 2 m de diamètre pour le premier essai sur un navire de pêche soviétique dans les années 1960, à des hélices composites de 6 m de diamètre sur des navires commerciaux dans les années 1970. Si ces essais ont bien permis de constater une réduction de 25% des vibrations sur l'arbre hélice et le moteur, [Mouritz01] note cependant que les prototypes d'hélice composite ont par la suite été restreints aux navires de petite taille, tels que les navires démineurs et les barges de débarquement. Cette limitation est à nouveau notée par [Young16], avec la nuance que la majorité des essais sont effectués par les marines militaires, pour lesquels les données sont classifiées. D'autres explications peuvent être la difficulté à réaliser des pièces composites de grande taille d'un seul bloc, et le coût important du prototypage de composites à grande échelle. Ces nuances prises en compte, il semble cependant possible de dégager les principales caractéristiques suivantes des plus récents essais de prototypes composites (années 1990 à aujourd'hui)<sup>2</sup> : les essais portent sur des hélices de 3 à 7 pales, de 50 cm à 5 m de diamètre, majoritairement en structures sandwichs constituées de résine d'époxy - renfort de carbone pour les peaux, et de mat de verre pour l'âme ainsi que les couches extérieures devant assurer l'état de surface. Les procédés de fabrication ont de plus en plus souvent recours au RTM en raison du meilleur état de surface obtenu en sortie du moule. Par ailleurs, la géométrie de ces prototypes d'hélices composites est souvent la même que leur équivalent métallique, ce qui ne permet pas de tirer parti au maximum des possibilités de contrôle passif et actif des composites.

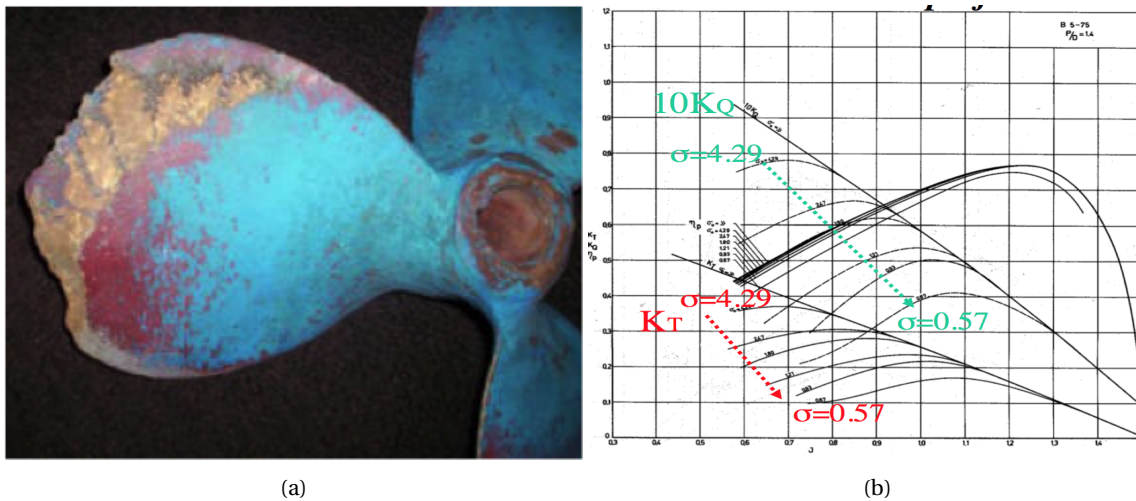
## **I.2 Le phénomène de cavitation.**

La cavitation est un phénomène physique conduisant à la formation et à l'implosion de bulles de vapeur, en particulier au niveau de l'hélice. Lorsqu'elle est présente, elle est la cause de plusieurs effets néfastes pour le système de propulsion, dont notamment :

- Bruit et vibrations du système propulsif causés par l'implosion de la bulle de vapeur contre une pale de l'hélice, phénomène critique dans le domaine de la défense navale par exemple ;
- Génération d'impacts et de chocs contribuant à la fatigue du matériau. Cet effet de fatigue est accentué par le caractère cyclique de la cavitation dans le cas d'une pale d'hélice : en effet, une hélice est caractérisée par une zone de plus faible pression en haut qu'en bas, ainsi lorsqu'elle tourne, la pale va se rapprocher ou s'éloigner de la pression de vapeur saturante  $P_{\text{sat}}$ , et donc des conditions

---

2. Données provenant d'une étude interne à Naval Group, non publiée. Courtoisie de Frédérique Lelay, CESSMAN.



**FIGURE I.3** – (a) - Exemple d'effets néfastes de la cavitation sur une hélice, par érosion et chocs, (b) - Influence de la cavitation sur les performances hydrodynamiques d'une hélice

de cavitation, d'où le caractère cyclique du phénomène. Un exemple des dommages causés par les impacts est présenté [Figure I.3 \(a\)](#) ;

- Erosion ;
- Pertes de performance : réduction du couple et de la poussée [Figure I.3 \(b\)](#)

Ainsi, un des enjeux de la recherche en propulsion est de développer des hélices avec des conditions de fonctionnement permettant d'éviter au maximum l'apparition de la cavitation. Dans cet objectif, la suite de cette partie est consacrée aux critères d'apparition de la cavitation, qui permettent la mise en évidence des variables de conception et des contraintes à utiliser dans une phase d'optimisation future. Par conséquent, le périmètre de l'étude est limité par l'apparition de la cavitation, et les différents types de cavitation ainsi que leur modélisation ne seront pas abordés. Par ailleurs, de nombreuses études ne portant pas directement sur l'étude spécifique de la cavitation la prennent cependant en compte dans l'étude hydroélastique des hélices composites. Ils montrent en particulier que l'utilisation d'hélice flexible et des propriétés d'auto-adaptation des composites peuvent permettre de retarder l'apparition de la cavitation ([\[Young08\]](#)) ainsi que de limiter les pertes d'efficacité dues à la présence de cavitation ([\[Motley09\]](#)).

Le phénomène de cavitation est la vaporisation d'un liquide lorsque celui-ci atteint la pression de vapeur saturante. En effet, à température fixée, l'eau va passer d'une phase liquide à une phase de vapeur si la pression diminue et devient inférieure à la courbe de pression de vapeur saturante séparant les deux phases ([\[Brennen13\]](#)). Afin de caractériser l'apparition de cavitation, le nombre de cavitation  $\sigma$ , aussi appelé nombre de Thomas, est défini par (1.5), où  $P_{sat}$  est la pression de vapeur saturante et  $U_0$  la vitesse caractéristique de l'écoulement. La condition d'apparition de la cavitation est réalisée lorsque le nombre de cavitation est égale au plus petit coefficient de pression  $C_{p,min}$ , (1.6) : c'est la raison pour laquelle la prédiction de la cavitation sur un corps portant passe souvent par l'étude de la distribution du coefficient de pression le long de la corde et de l'envergure, afin de réaliser des cartes de cavitation.

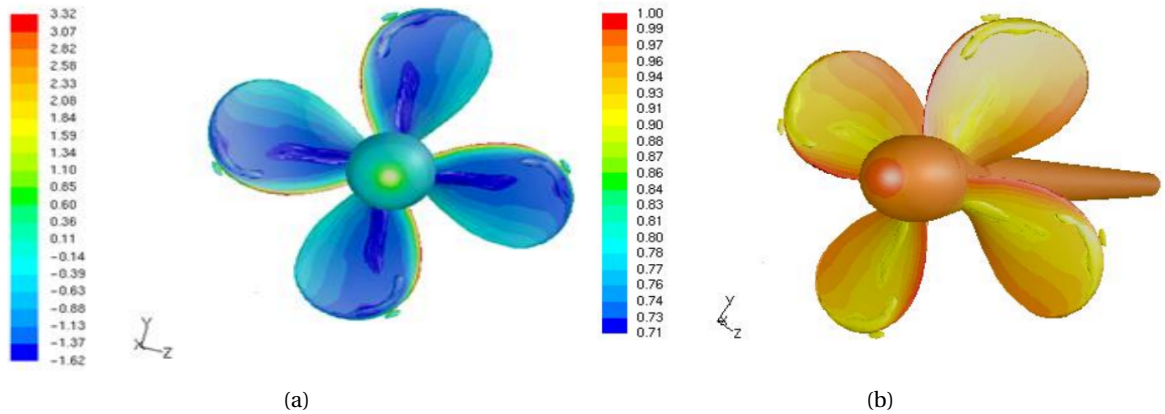


FIGURE I.4 – Distribution (a) de pression et (b) de volume de vapeur sur une hélice, extrait de [Subhas12]

Par exemple, la Figure I.4 présente les distributions de pression sur une hélice pour la simulation extraite de [Subhas12] : les minima de pression sont situés au niveau du bord d'attaque de l'extrémité des pales, ainsi qu'en emplanture des pales, qui sont donc les lieux favorisés d'apparition de cavitation, i.e de zones de cavités de vapeur sur la pale (tourbillon d'extrémité et tourbillon d'ogive). En effet, si l'on fait le lien avec la distribution de volumes de vapeur sur l'hélice (a) et (b), on remarque que les zones de vapeur correspondent parfaitement aux lieux des minima de pression.

En 2007, [Wang07] développent un modèle LES de cavitation grâce auquel ils peuvent étudier les phénomènes de nuages de cavitation, et en particulier le collapse et certaines instabilités. Ils soulignent également l'importance du choix du coefficient de pression  $C_p$  critique sur la précision du modèle.

$$\sigma = \frac{P - P_{\text{sat}}}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (I.5)$$

$$\sigma_{\text{apparition}} = -C_{p,\text{min}} \quad (I.6)$$

Le phénomène de cavitation se produit selon les trois étapes suivantes :

1. **Apparition** : Cette étape correspond à la formation des premières cavités de vapeur dans le liquide, lorsque la condition  $P < P_{\text{sat}}$  est vérifiée. Ces cavités prennent la forme de bulles, qui se développent au bord d'attaque en bandes de cavitation (Figure I.5). Lors de cette phase, les bulles, aussi appelées « germes de cavitation », sont considérées comme des inhomogénéités sphériques régies par l'équation de Rayleigh-Plesset : dans ce cas, le comportement de la bulle peut être soit stable, ce qui correspond à la pseudocavitation, soit instable. Si la pression redevient supérieure à la pression de vapeur saturante au cours de cette phase, il y a implosion de la bulle de vapeur, aussi appelé « collapse ». Lors du collapsé de la cavité, une importante quantité d'énergie est libérée dans un temps très court, et de manière très localisée, causant de nombreux dommages, des vibrations et du bruit, ainsi que détaillé dans la suite.

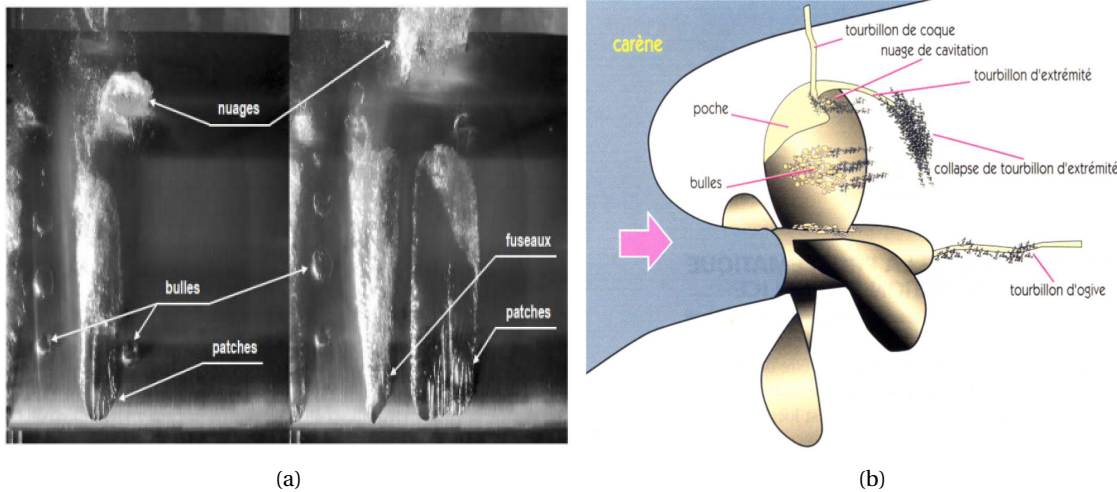


FIGURE I.5 – (a) - Ecoulement autour d'une pale, types de cavitation de [Leroux05], (b) - Ecoulement autour d'une hélice, types de cavitation, de [Briançon-Marjollet Merlet, 1999]

2. Dans le cas d'un comportement instable, les bulles grossissent par accroissement du volume de vapeur. De plus, ces germes de cavitation sont entraînés par l'écoulement le long du profil, jusqu'au point de décollement de la couche limite : s'il y a séparation de l'écoulement, les germes de cavitation vont être entraînés par l'écoulement inverse jusqu'au centre du tourbillon, où ils vont s'accumuler. Le grossissement et l'accumulation des germes de cavitation conduisent à la formation de poches de cavitation (*patches* sur la Figure I.5). Il n'y a pas d'implosion dans cette phase, cette cavitation est par conséquent plus silencieuse et moins néfaste pour les structures que la phase précédente.
3. La poche continue de se développer jusqu'au bord de fuite. Si de plus il y a lâcher de la poche au niveau du bord d'attaque, il a formation de nuages de cavitation (Figure I.5). Ce phénomène intervient pour une longueur de cavité suffisamment grande à partir de laquelle un écoulement inverse s'établit « sous » la cavité, causant son détachement.

Comme la cavitation dépend de la pression, il existe une limite de chargement en portance pour laquelle la cavitation n'est pas possible. De même, la cavitation dépend en grande partie de l'accumulation des germes de cavitation au centre des tourbillons de séparation de l'écoulement, et donc de l'existence et de la localisation des décollements de couche limite. Par conséquent, la cavitation dépend également de l'angle d'incidence et du nombre de Reynolds : la Figure I.6 présente les diagrammes de présence ou non de cavitation en fonction du chargement et de l'angle d'incidence.

### I.3 Avantages et principe de fonctionnement de la mesure de déformations par fibres optiques à capteurs distribués.

Les fibres optiques peuvent être considérées comme des capteurs pour des applications de mesures de pression, de température, de déformations, d'accélération, de déplacements, de champs magnétiques, ainsi que pour les applications de contrôle santé des matériaux (*Structural Health Monitoring*). Les capteurs à fibres optiques présentent en effet de nombreux avantages sur les capteurs conventionnels ([Barrias16]) :

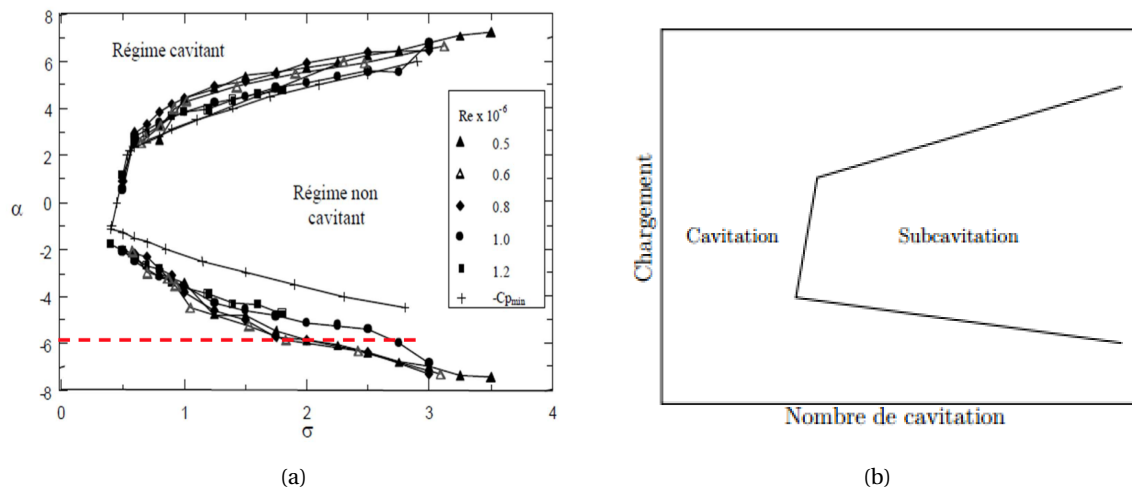


FIGURE I.6 – (a) - Influence de l'angle d'incidence sur la cavitation, (b) - Influence du chargement (portance) sur la cavitation

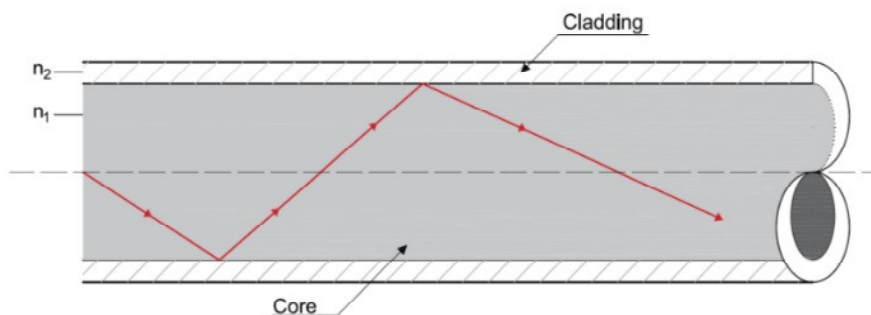


FIGURE I.7 – Représentation schématique d'une fibre optique sur laquelle on peut distinguer le coeur d'indice de réfraction  $n_1$  et la gaine plastique d'indice de réfraction  $n_2$ , tels que  $n_2 < n_1$ , figure extraite de [Barrias16].

ils sont plus légers, très compacts, moins sensibles aux interférences électromagnétiques et à la corrosion, plus résistants aux environnements chimiques agressifs, dotés d'une bande passante plus large, et surtout ils offrent une grande capacité de multiplexage.<sup>3</sup> Une fibre optique est composée d'un cœur de diamètre compris entre 10 microns (pour une fibre monomode) à 200 microns (pour une fibre multimode), entouré d'une gaine optique de diamètre de  $125 \mu\text{m}$  à  $380 \mu\text{m}$ , respectivement. La Figure I.7 donne une représentation schématique de la composition et du principe de fonctionnement d'une fibre optique à saut d'indice : l'indice de réfraction de la gaine optique  $n_2$  est inférieur de quelques millièmes à l'indice de réfraction du cœur  $n_1$ , ce qui permet de confiner l'intégralité de la lumière envoyée dans la fibre à l'intérieur de celle-ci par réflexions totales aux interfaces cœur / gaine optique. Pour certaines fibres dites « à gradient d'indice », l'indice varie continûment de  $n_1$  à  $n_2$  selon le rayon conduisant à des trajectoires d'allures sinusoïdales. L'ensemble de la fibre est généralement recouvert en plus d'une gaine de protection en plastique.

Le principe de fonctionnement des capteurs à fibre optique repose ainsi sur un guidage interne du faisceau optique émis en entrée, et sur la mesure des variations des propriétés physiques de cette lumière guidée créées par la grandeur physique à mesurer. En effet, comme tout système physique, une fibre optique est

3. Il s'agit de la capacité d'encoder plusieurs capteurs sur une même fibre.



soumise aux perturbations extérieures, telles que des modifications de température ou de pression, ou encore une déformation de la structure dans laquelle est disposée la fibre, ce qui va modifier les propriétés géométriques ou optiques de la fibre et donc les paramètres caractéristiques de la lumière guidée : intensité, déphasage, longueur d'onde, etc. Il est donc possible, par un *monitoring* des variations des propriétés physiques de la lumière guidée, de revenir à l'évolution des grandeurs physiques qui les ont causées. De plus, la mesure des changements des propriétés physiques peut intervenir au niveau de la lumière transmise par la fibre optique, ou bien au niveau de la lumière réfléchi. Nous voyons donc apparaître différentes méthodes de classification des fibres optiques dépendamment du paramètre considéré : principe physique de fonctionnement (mesure de l'intensité lumineuse, mesure de la phase, mesure de la polarisation), applications visées (biomédical, génie civil,...), etc. Nous nous proposons de retenir la classification établie en 2011 par [Guo11] et révisée en 2016 par [Barrias16], reprise sur la Figure I.8. Selon cette classification, les capteurs par fibre optique sont divisés en trois catégories : les fibres optiques à réseaux, les fibres optiques à interférométrie et les fibres optiques à capteurs distribués. De plus, les deux premières catégories correspondent à des techniques de mesures locales ou semi-distribuées.

Parmi toutes les fibres optiques existantes, les fibres optiques à réseaux de Bragg (FBG) sont les capteurs les plus couramment utilisés, représentant par exemple 2/3 des capteurs utilisés en 2016 pour les applications de contrôle santé des matériaux, selon [Barrias16]. Cette technologie présente cependant l'inconvénient d'effectuer des mesures dont les localisations sont prédéfinies car les fibres optiques à réseaux de Bragg sont composées de plusieurs capteurs gravés directement dès la fabrication dans la fibre par une exposition aux ultra-violets, ce qui a pour résultat de modifier localement l'indice de réfraction  $n_1$  du coeur de la fibre en un nouvel indice de réfraction  $n_{\text{eff}}$ . Ainsi, seules les zones de la fibre ayant été préalablement gravées peuvent être utilisées pour réaliser des mesures. Par opposition, les technologies de mesures dites « à capteurs distribués » ne nécessitent pas de gravures préalables et permettent de réaliser des mesures en des positions sélectionnables arbitrairement par logiciel sur toute la longueur de la fibre. Leur principe repose sur l'exploitation de la rétrodiffusion de la lumière propagée dans la fibre. Ces fibres à capteurs distribués et en particulier la technique OFDR (*Optical Frequency Domain Reflectometry*)<sup>4</sup> sont de plus en plus utilisées. Cette technique a débuté dans les années 1980 dans l'industrie des télécoms ([Güemes10]) et peut être subdivisée en trois catégories, en fonction de la composante spectrale de la lumière rétrodiffusée qui est post-traitée (Figure I.8). En effet, en raison des différents mécanismes d'interaction existants entre la fibre optique et la lumière qui se propage à l'intérieur de celle-ci, le spectre de lumière rétrodiffusée comporte différentes composantes fréquentielles : les composantes de Rayleigh, qui présentent l'amplitude la plus importante, les composantes de Brillouin et les composantes de Raman ([Güemes10]). Concernant les fibres optiques à capteurs distribués utilisant la diffusion de Rayleigh qui nous intéresseront plus particulièrement dans le cadre de cette thèse, un changement de température ou une déformation locale de la structure entraîne une fluctuation de l'indice de réfraction local, et par conséquent un décalage fréquentiel des composantes de Rayleigh locales. En utilisant une méthode d'interferométrie SWI (*Swept Wavelength Interferometry*), il est ainsi possible de mesurer les déformations pour chaque position sélectionnée le long de la fibre optique. Cependant, la lumière rétrodiffusée présente un faible ratio signal / bruit, ce qui nécessite de moyennner les mesures, et limite l'application de cette technologie aux régimes statiques ou lentement variables, ou encore périodiques si l'on utilise une synchronisation des prises de mesures.

4. Par abus de langage, cette technique est parfois également appelée OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*)

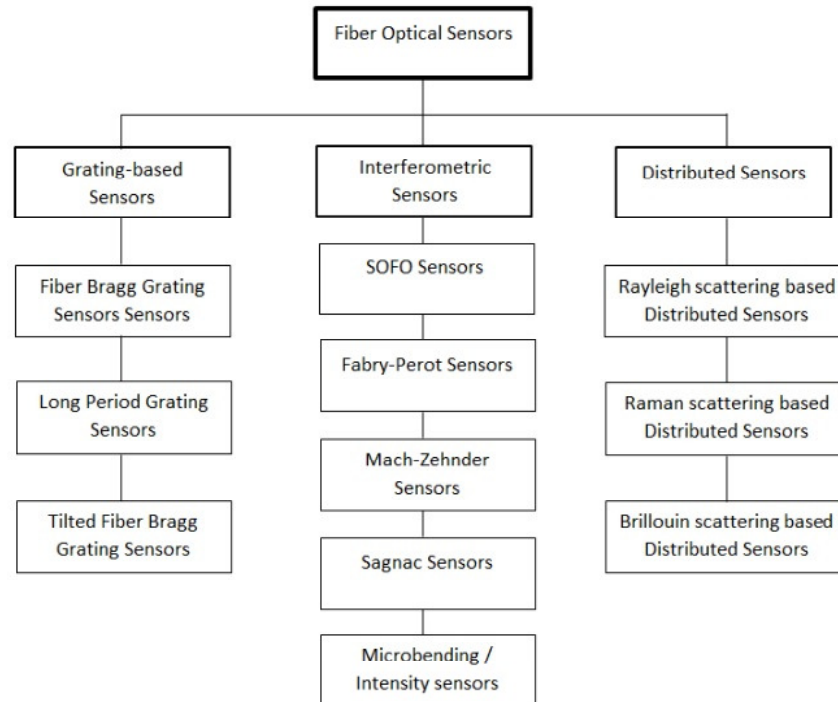


FIGURE I.8 – Classification des fibres optiques établie en 2011 par [Guo11] et révisée par [Barrias16]. Figure extraite de [Barrias16].

## I.4 Présentation des expériences réalisées par Zarruk et al, 2014

En 2014, [Zarruk14] ont publié une étude expérimentale portant sur six hydrofoils dessinés pour s'approcher au plus près du comportement d'une hélice marine. Parmi ces six hydrofoils, deux sont en acier, deux en aluminium, et deux en matériaux composites. Deux types de section sont par ailleurs étudiés : une section NACA 0009 non modifiée pour l'un des hydrofoils en acier et l'un des hydrofoils en aluminium, et une section NACA 0009 épaissie au bord de fuite pour les deux hydrofoils composites et les deux autres hydrofoils métalliques. Une comparaison des deux sections est visible sur la Figure I.9 (a). L'épaississement du bord de fuite de la section est dicté par les contraintes de fabrication des hydrofoils en composite. Concernant la structure des hydrofoils composites, ceux-ci sont des composites sandwichs constitués de fibres de carbones unidirectionnelles et d'un tissu de fibres de verre. La structure est traversée en son centre sur toute sa longueur par un mat de verre épais dont le but est d'aider la distribution homogène de la résine pendant le procédé de RTM (*Resin Transfer Molding*) utilisé pour la fabrication. Sur l'extérieur, un tissu de fibres de verre est ajouté pour assurer un bon état de surface. Les caractéristiques structurales de l'hydrofoil sont quant à elles assurées par l'empilement de fibres de carbone et de fibre de verre entre le mat et la couche externe. De plus, comme l'épaisseur de l'hydrofoil n'est pas constante le long de l'envergure, il est nécessaire de diminuer progressivement l'épaisseur à l'aide d'une stratégie de lâchers de plis internes, illustrée sur la Figure I.9 (b).

La géométrie des six hydrofoils est pour le reste identique (Figure I.10, (a)) : une forme trapézoïdale de 300 mm d'envergure, avec une corde de base de 120 mm qui diminue linéairement jusqu'à une corde en extrémité de 60 mm. Les hydrofoils sont étudiés dans une configuration de porte-à-faux, c'est-à-dire encastrés

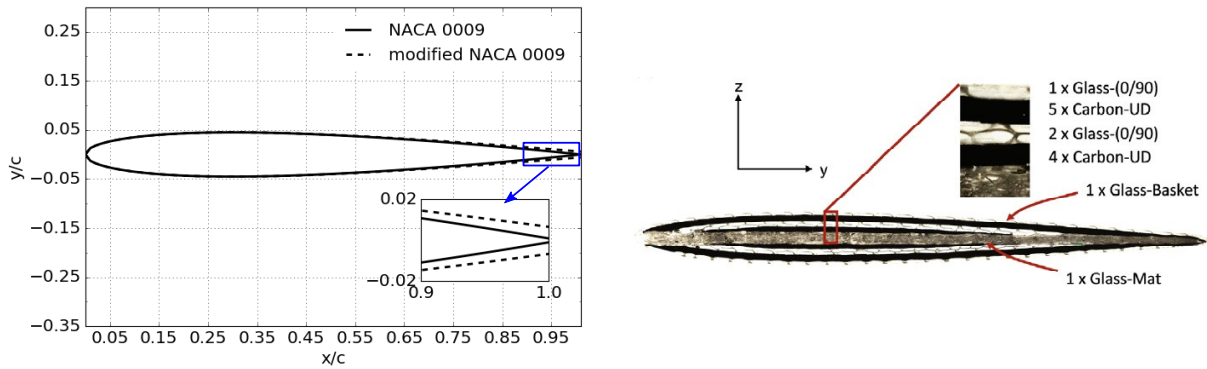


FIGURE I.9 – (a) Comparaison de la section NACA 0009 non modifiée et de son homologue épaissie au bord de fuite, (b) Stratégie de lâchers de plis interne utilisée au niveau de la base des hydrofoils composites, extrait de [Zarruk14], .

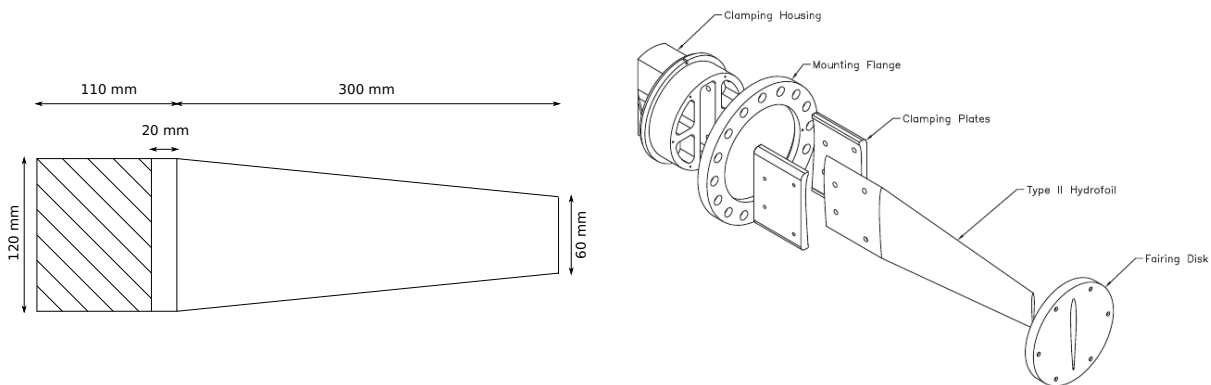


FIGURE I.10 – (a) Vue de dessus de la géométrie commune aux hydrofoils, (b) Principe d'encastrement des hydrofoils dans la veine d'essais, extrait de [Zarruk14], .

à l'extrémité la plus large et laissés libres à l'autre extrémité. L'encastrement est réalisé par l'intermédiaire d'un disque venant pincer le prolongement de l'envergure et fixé à la paroi du tunnel hydrodynamique, ainsi qu'illustré sur la Figure I.10 (b). L'envergure est par conséquent prolongée à sa base de 20 mm pour permettre l'encastrement de la structure. Cette particularité géométrique se traduit numériquement par une envergure totale de la structure de 320 mm, mais une envergure *effective*, c'est-à-dire une surface mouillée, correspondant bien à 300 mm. Cette méthode permet de faire varier l'angle d'attaque de la structure étudiée de  $0^\circ$  à  $14^\circ$  avec une incertitude sur la position angulaire absolue inférieure à  $0.1^\circ$ . La géométrie et le montage des hydrofoils dans le tunnel hydrodynamique sont présentés sur la Figure I.11, avec l'instrumentation associée. Celle-ci est composée de :

- Une balance de force à six composantes est utilisée au niveau de l'encastrement pour mesurer les efforts s'appliquant sur la structure. Les coefficients hydrodynamiques de portance, de trainée et de moment sont ensuite déduits de ces mesures, avec une incertitude estimée inférieure à 0.5% ;
- Un vibromètre laser est utilisé pour mesurer les fréquences propres en eau de la structure. Les fréquences propres en air ont quant à elles été déterminées par des accéléromètres au préalable ;
- Une caméra rapide permet de déterminer le déplacement et le vrillage en extrémité de l'hydrofoil, avec une incertitude variant de 2% à 13% pour une moyenne de 3.2%.

La Figure I.12 reprend les résultats obtenus par [Zarruk14] pour la section NACA 0009 épaissie au bord de

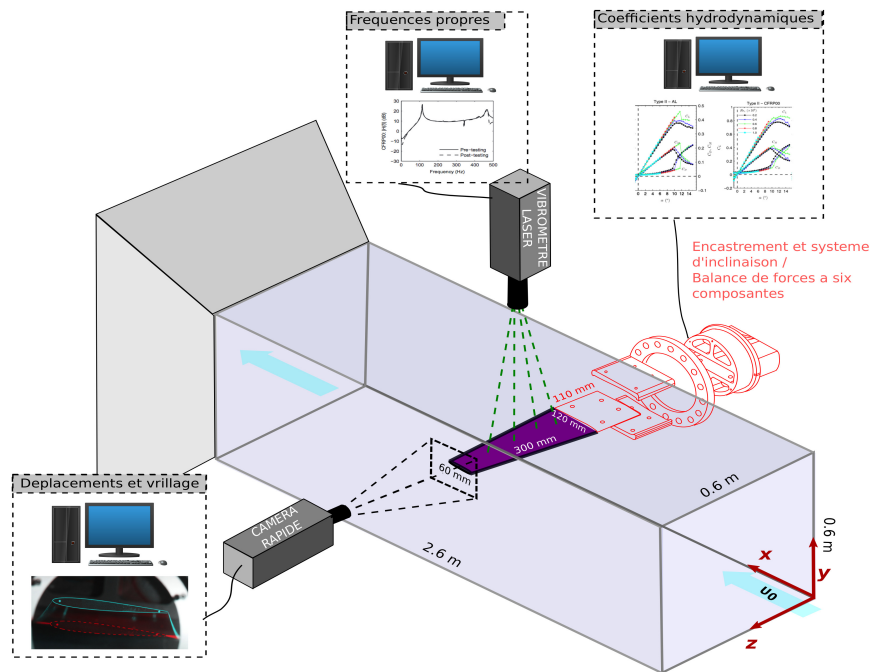


FIGURE I.11 – Représentation du montage expérimental utilisé à l'AMC en 2014 pour tester un hydrofoil en aluminium et un hydrofoil composite de même géométrie sous différents chargements hydrodynamiques. Les hydrofoils sont testés en configuration de porte-à-faux pour des angles d'incidence de  $0^\circ$  à  $14^\circ$  pour différents vitesses d'écoulement.

fuite en terme de coefficients hydrodynamiques pour l'hydrofoil en composite à  $0^\circ$  (a) et l'hydrofoil en aluminium (b), et en terme de déflexion maximale à l'extrémité pour l'hydrofoil en composite à  $0^\circ$  (c) et l'hydrofoil en aluminium (d). Ces résultats serviront de référence expérimentale à la validation du couplage numérique fluide-structure utilisé dans la thèse.

## I.5 Synthèse du chapitre I

Nous avons tout d'abord réalisé dans ce chapitre un état de l'art des méthodes numériques et expérimentales appliquées à l'étude du comportement hydroélastique et de la réponse structurelle des hydrofoils composites et des hélices marines composites au cours des vingt dernières années. Il ressort de cette étude bibliographique que les méthodes numériques de couplage fluide-structure les plus utilisées dans la littérature sont les méthodes de fluide parfait potentiel BEM-FEM (*Boundary Element Method - Finite Element Method*) et les méthodes fluides visqueuses URANS - FEM (*Unsteady Reynolds-Averaged-Navier-Stokes*). Les méthodes fluides visqueuses permettent en effet de mieux capturer les effets 3D des écoulements turbulents autour des structures composites marines et de rendre compte des interactions entre les structures tourbillonnaires liées à un régime d'écoulement dynamique instationnaire et les mouvements de la structure, et sont donc particulièrement mieux adaptées à l'étude des instabilités hydroélastiques susceptibles de se produire autour de structures marines composites. En revanche, les méthodes de fluide parfait potentiel restent très compétitives pour les étapes de pré-design, par exemple en association avec une boucle d'optimisation de la structure afin d'étudier de multiples configurations, en raison de temps de calculs beaucoup moins importants : Young et al. dans leur état de l'art de 2016 [Young16] estiment que le temps de calcul nécessaire à un calcul BEM compte pour 1% du temps de calcul d'une simulation CFD. La littéra-

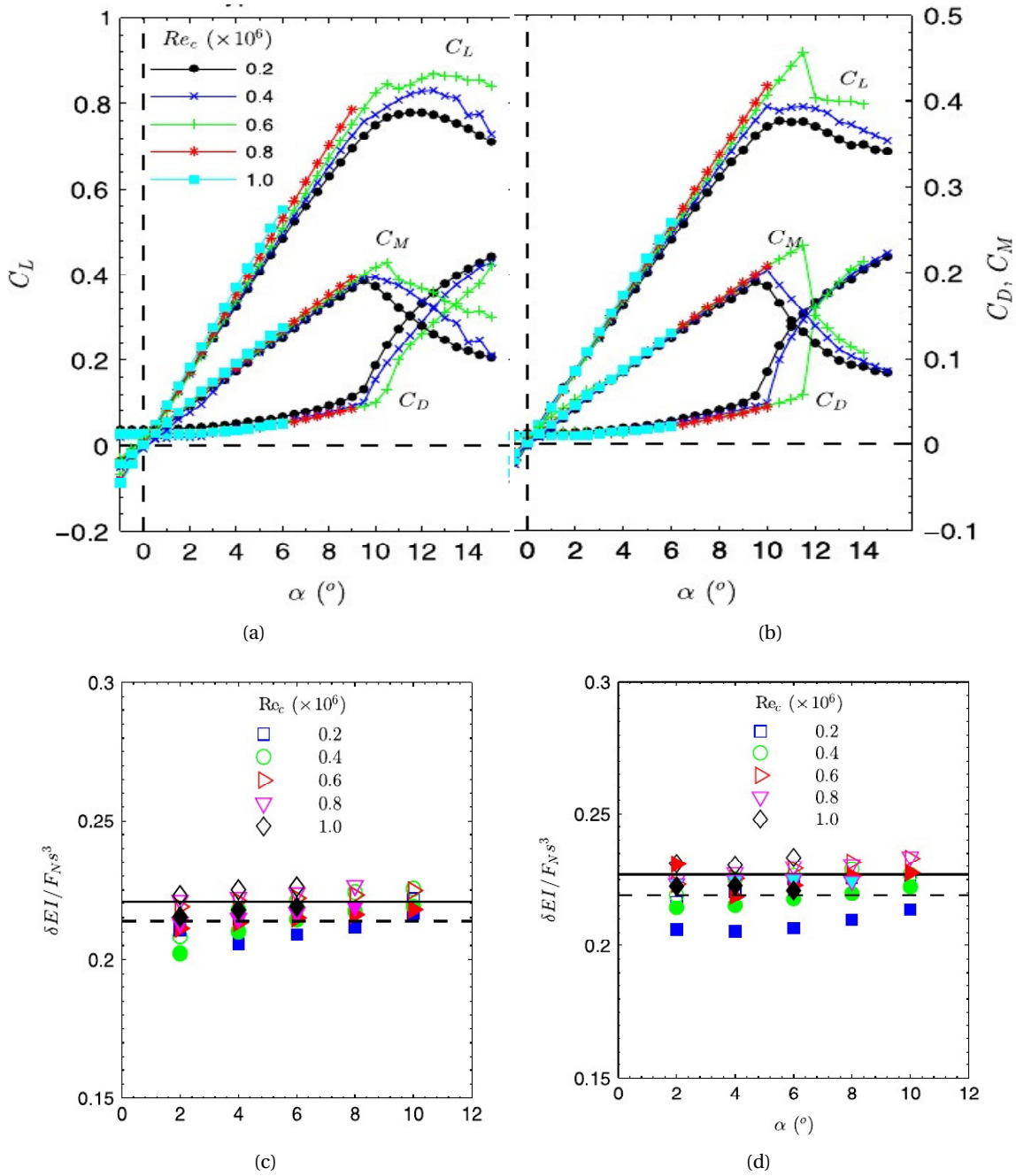


FIGURE I.12 – .

Résultats obtenus par [Zarruk14] pour la section NACA 0009 épaissie au bord de fuite en terme de coefficients hydrodynamiques pour (a) l'hydrofoil en composite à 0° (b) et l'hydrofoil en aluminium (c), et en terme de déflexion maximale à l'extrémité pour l'hydrofoil en composite à 0° et (d) et l'hydrofoil en aluminium. Figures extraites de [Zarruk14].

ture relative aux hélices marines composites fait également état d'un manque de validation expérimentale des méthodes numériques de couplage fluide-structure, et du besoin croissant de réaliser de telles validations pour participer au développement et à la conception de nouvelles structures marines composites plus performantes, moins polluantes, plus discrètes, plus résistantes et moins sujettes au phénomène de cavitation. Nous avons également présenté dans ce chapitre le phénomène de cavitation et ses conséquences sur les structures marines. En effet, l'utilisation des matériaux composites pour remplacer les alliages métalliques classiques dans les hélices marines permet de retarder l'apparition de la cavitation, et constitue donc l'un des enjeux de la recherche actuelle.

Nous avons ensuite présenté le principe de fonctionnement des mesures de déformations par fibres optiques, et en particulier la solution de fibre optique à capteurs distribués utilisant la diffusion de Rayleigh qui a été utilisée dans la présente thèse. Il s'agit en effet d'une part d'une méthode d'instrumentation qui permet la réalisation de mesures en des positions qui peuvent être choisies arbitrairement par logiciel tout le long de la fibre avec une très bonne résolution spatiale (inférieure au millimètre), et, d'autre part, d'une instrumentation qui peut être intégrée directement aux plis du composite pendant la fabrication pour ne pas dégrader l'état de surface ni perturber l'écoulement.

Finalement, nous avons présenté les principales caractéristiques de l'étude expérimentale [Zarruk14] menée par Zarruk et al. en 2014 à l'AMC (*Australian Maritime College*) sur deux hydrofoils de même géométrie trapézoïdale mais constitués de matériaux différents (aluminium pour l'un et matériaux composites pour l'autre), et les principaux résultats qu'ils ont obtenus. Ces résultats portent sur les coefficients hydrodynamiques de portance, de trainée et de moment, ainsi que sur la flèche en extrémité, pour différents nombres de Reynolds et des angles d'incidence de  $0^\circ$  à  $14^\circ$ . Nous utiliserons ces résultats expérimentaux dans la suite comme référence pour valider la méthode de couplage fluide-structure que nous avons étudiée et testée dans cette thèse. Cette dernière sera alors utilisée pour étudier le comportement hydroélastique et la réponse structurelle du profil portant composite que nous avons développé.

La conception de notre profil portant composite et les méthodes expérimentales que nous avons utilisées pour déterminer les caractéristiques matériaux à introduire dans nos simulations numériques, puis tester le profil dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav sont l'objet du chapitre suivant.

# CHAPITRE II

## CONCEPTION D'UN PROFIL EN COMPOSITE ET PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

\*\*\*

Ce chapitre présente dans un premier temps la conception et la fabrication du profil composite que nous avons développé et testé pendant la thèse. Nous précisons en particulier les choix et compromis réalisés pour aboutir à la structure composite proposée servant les objectifs de la thèse. Ce chapitre décrit dans un second temps les moyens expérimentaux, les techniques de mesure et les capteurs mis en œuvre lors des essais en air, puis lors des essais en eau dans le tunnel hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale (IRENav, Lanvéoc). Les solutions de mesures et d'inférence des caractéristiques matériaux à introduire dans les codes numériques sont également présentées. Les résultats des essais seront quant-à-eux présentés dans le [chapitre VI](#) et seront confrontés aux résultats des calculs numériques présentés dans les [chapitre III](#), [chapitre IV](#) et [chapitre V](#). La comparaison des essais et des calculs qui sera ainsi réalisée pour valider la méthode de couplage numérique fluide-structure considérée dans la thèse, portera sur les grandeurs physiques d'intérêt suivantes : i) valeurs des fréquences propres et formes des modes propres du profil composite en air et en eau, ii) évolution de la flèche et du vrillage en extrémité sous différents chargements hydrodynamiques, et iii) évolution des déformations du profil correspondantes. Ainsi, voici les différents moyens de mesures mis en œuvre au cours des essais : i) les fréquences propres du profil sont mesurées par vibrométrie laser à balayage sur un maillage de points à la surface du profil, ii) la flèche et le vrillage en extrémité sont obtenus par traitement d'images de caméra rapide prises en l'absence d'écoulement, puis sous écoulement, enfin, iii) une méthode innovante de mesure des déformations par fibre optique à l'intérieur des plis est mise en place dans cette thèse.

### Sommaire

---

<b>II.1 Conception du profil composite</b>	<b>34</b>
II.1.1 Géométrie du profil	34
II.1.2 Drapage du profil	36
<b>II.2 Fabrication du profil composite</b>	<b>39</b>
<b>II.3 Protocole expérimental</b>	<b>43</b>
II.3.1 Essais de flexion pure en air dans une configuration encastrée-libre.	43
II.3.2 Essais en eau réalisés à l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale.	46
<b>II.4 Synthèse du chapitre II</b>	<b>51</b>

---

## II.1 Conception du profil composite

Nous détaillons dans cette partie les aspects touchant à la géométrie du profil, principalement guidés par des considérations hydrodynamiques et de résistance structurelle, ainsi que les aspects concernant le choix des matériaux composites et leur arrangement, c'est-à-dire la séquence d'empilement et l'orientation des plis au sein de la structure.

### II.1.1 Géométrie du profil

La géométrie du profil considéré dans cette étude a été choisie dans l'objectif d'approcher au mieux le comportement d'une hélice, tout en assurant une géométrie simplifiée, sans vrillage ni dévers. Le profil présente donc une variation de la corde suivant l'envergure, grâce à une géométrie trapézoïdale ainsi qu'une section typique des hélices marines. Pour le choix de la section, nous nous sommes appuyés sur la géométrie d'une hélice métallique réelle de diamètre 1.1 m, équipant la vedette de transport de passagers « Le Palais » de la compagnie bretonne Navix (photo sur la [Figure II.1](#)). D'une capacité de 286 passagers, cette vedette de 30 mètres et 84 tonnes est propulsée par deux hélices, avec une puissance totale de 2200 CV permettant de dépasser les 20 nœuds, et assure la liaison régulière entre les différents ports du Golfe du Morbihan et les îles de Belle-île-en-mer, Houat et Hoëdic. Nous disposons d'un relevé topographique de la géométrie de l'hélice, visible sur la [Figure II.2](#) (a). Par ailleurs, les dimensions du profil composite doivent être choisies en accord avec les dimensions de la veine d'essais de l'IRENav, afin de procéder aux essais en tunnel hydrodynamique. Celle-ci est constituée d'une section carrée de 192 mm de largeur sur 1 m de longueur, ce qui impose une envergure maximale du profil de 180 mm. Le reste de la géométrie trapézoïdale est complété avec une corde de base du profil de 120 mm qui diminue linéairement pour atteindre 60 mm en extrémité. Les dimensions du profil étant petites, il est donc souhaitable d'utiliser une structure relativement mince pour observer un couplage flexion-torsion : la section de pale à 0.4R est choisie (en jaune sur la [Figure II.2](#) (a) et en trait plein sur la [Figure II.2](#) (b)), car elle représente une cambrure de 7.6%, qui apparaît comme le meilleur compromis épaisseur maximale / petites dimensions. Cette section de pale est ensuite épaissie au niveau du bord de fuite, afin de pouvoir manufacturer les plis de composite. La fabrication de la pièce en matériaux composites impose en effet un bord de fuite minimal de 2 mm d'épaisseur. La nouvelle section ainsi modifiée est présentée en traits discontinus sur la [Figure II.2](#) (b), et est utilisée comme génératrice du profil composite développé pendant la thèse. Les épaisseurs maximales sont de 7.2 mm au niveau de la base, et de 3.6 mm en extrémité, et les bords de fuite épaissis pour les besoins de la fabrication sont respectivement de 4 mm et 2 mm. La géométrie complète du profil vue de dessus est présentée sur la [Figure II.3](#) (a), accompagnée des deux repères (x, y, z) et (1, 2, 3) correspondant respectivement au repère cartésien utilisé pour décrire la géométrie et au repère cartésien utilisé pour définir le drapage<sup>1</sup> des plis de composite et décrire les propriétés de ces derniers.

Afin de réaliser l'encastrement du profil dans la veine d'essais, deux disques (A) et (B) en aluminium ([Figure II.3](#) (b)) sont réalisés. Le disque (A) contient l'empreinte de la section de base du profil, ce qui permet d'insérer le profil dans le disque. De la colle est ensuite appliquée dans le jeu entre le profil et le disque afin

1. Le drapage correspond à l'arrangement des plis de composite au sein de la pièce, chaque pli étant repéré par sa position dans la « pile », c'est-à-dire son ordonnée  $h$  suivant la direction 3 par rapport au plan médian de la pièce, et un angle  $\theta$  par rapport à la direction 1.





FIGURE II.1 – Vedette à passagers *Le Palais*, propulsée par deux hélices métalliques de 1.1 m de diamètre, servant de géométrie de référence à la conception du profil composite développé et testé pendant la thèse. Crédits photo : La Compagnie du Golfe.

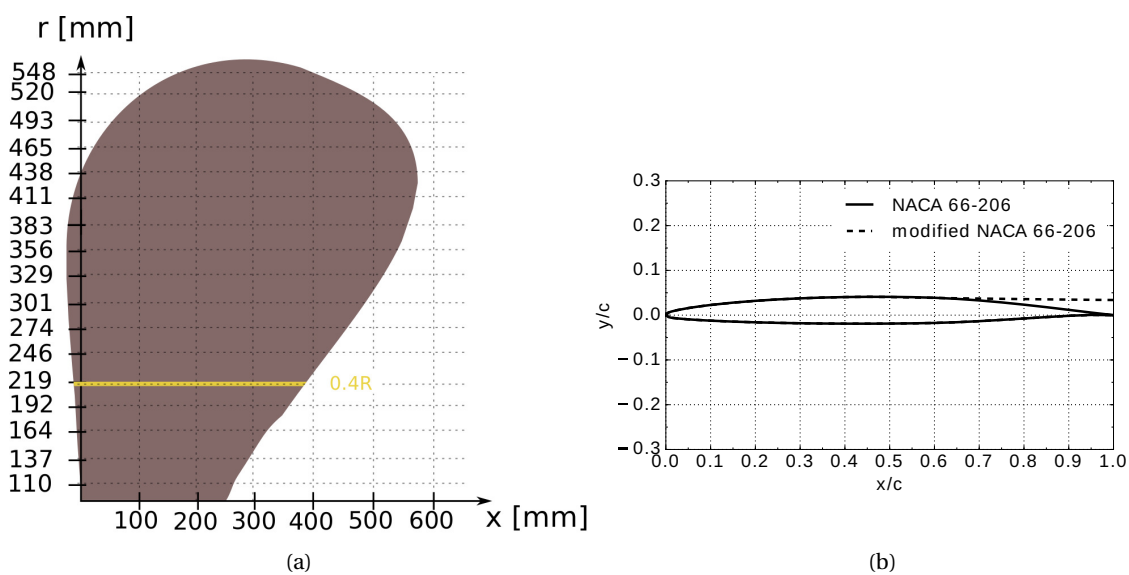


FIGURE II.2 – (a) Représentation schématique de la pale hélice métallique prise comme référence, et de la section à 0.4R choisie comme base du profil composite, (b) Comparaison entre la section NACA 66-206 correspondant à la section à 0.4R, et la section épaissie en bord de fuite.

de les solidariser. Le disque (A) est ensuite lui-même collé et vissé au disque avec le disque (B), afin de réaliser la jonction entre le profil et le support du moteur permettant de faire varier l'angle d'incidence du profil au sein de la veine. L'assemblage ainsi réalisé permet d'assurer l'encastrement du profil tout en gardant le degré de liberté nécessaire à la mise en incidence de ce dernier.

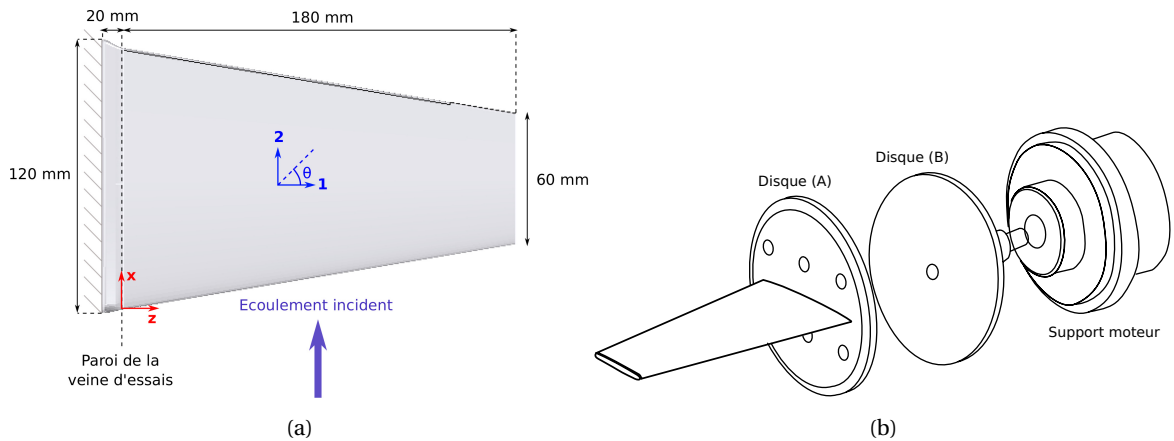


FIGURE II.3 – (a) Géométrie vue de dessus et dimensions du profil composite développé pendant la thèse et (b) système d'encastrement du profil composite dans la veine d'essais.

### II.1.2 Drapage du profil

La composition du profil répond au besoin de la thèse de valider une boucle de calculs couplés fluide-structure, ce qui nécessite en particulier la reproduction numérique du couplage flexion-torsion d'une structure composite soumise à un chargement hydrodynamique. Le couplage flexion-torsion est en effet recherché lors de la conception d'une hélice composite car il permet en théorie d'avoir une hélice dont les déformations pourraient améliorer les performances propulsives. Il est ainsi souhaitable d'autoriser les déformations en flexion et torsion du profil dans les limites élastiques à la rupture pour échapper à la gamme des incertitudes de mesures. L'objectif est donc de maximiser la flèche en extrémité du profil, sous différents chargements hydrodynamiques. Par conséquent, le profil est réalisé sous la forme d'une structure sandwich avec des matériaux flexibles : les peaux sont en plis unidirectionnels verre – epoxy de  $150 \text{ g/m}^2$ , et l'âme est en mat de verre (*i.e* des fibres très courtes disposées aléatoirement pour obtenir des propriétés relativement isotropes). A titre de comparaison, la Figure II.4 présente les caractéristiques structurales des alliages d'aluminium et de quelques unes des fibres les plus couramment utilisées dans l'industrie du composite, en termes de module élastique longitudinal spécifique  $E_{S1}$  (*specific modulus*) et de résistance longitudinale à la traction spécifique  $\sigma_{S1t}$  (*specific tensile strength*). Dans les deux notations précédentes,  $E_{S1}$  et  $\sigma_{S1t}$ , ainsi que dans toutes les notations futures faisant référence aux propriétés matériaux, les indices S correspondent à la notion de propriété spécifique, les indices 1, 2 et 3 correspondent aux directions 1, 2 et 3 décrites sur la Figure II.3 (a), et l'indice t est utilisé pour désigner un chargement en traction. Les deux nombres  $E_{S1}$  et  $\sigma_{S1t}$  sont définis respectivement par (II.1) et (II.2), où  $E_1$  est le module élastique longitudinal (module d'Young),  $\sigma_{1t}$  est la résistance longitudinale à la traction, et  $\rho$  est la masse volumique. Les plis unidirectionnels de verre-epoxy apparaissent comme un bon compromis entre un module spécifique suffisamment faible pour autoriser les déformations en flexion, et une résistance structurale suffisamment forte pour éviter la rupture. Les propriétés mécaniques des plis unidirectionnels de verre et du mat imprégnés de résine epoxy sont synthétisées dans le Tableau II.1.

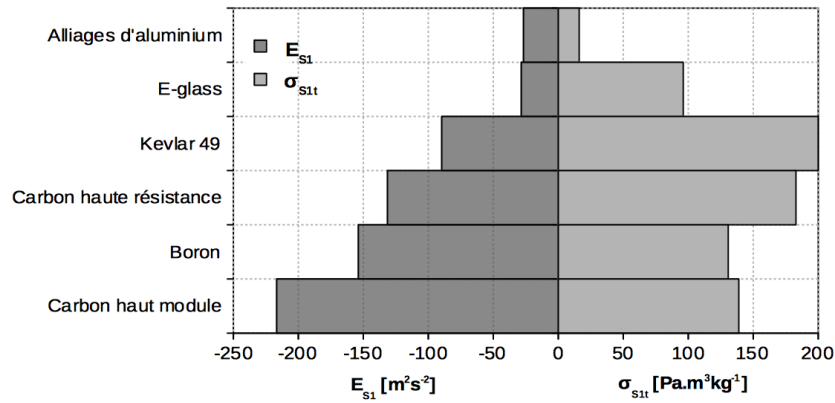


FIGURE II.4 – Caractéristiques structurales des alliages d'aluminium métallique, et des fibres les plus couramment utilisées dans l'industrie du composite. Données extraites de [Gay05].

$$E_{S1} = \frac{E_1}{\rho} \quad (II.1)$$

$$\sigma_{S1t} = \frac{\sigma_{1t}}{\rho} \quad (II.2)$$

Concernant l'empilement des plis unidirectionnels de verre – epoxy au niveau des peaux de la structure, il est nécessaire de prendre en compte la variation d'épaisseur du profil le long de son envergure pour définir le nombre de plis et l'épaisseur du mat de verre. Plusieurs solutions de conception existent pour cela. Nous retenons ici une solution par lâchers de plis internes qui permet d'augmenter la résistance du matériau à la flexion d'un facteur 2, et d'assurer un meilleur état de surface par rapport à une stratégie de lâchers de plis externes ([Herath14]). Ainsi, un pli extérieur à  $0^\circ$  (sens longitudinal des fibres) permet d'assurer la rigidité en flexion de la structure, en particulier pour supporter les contraintes au niveau de l'encastrement. Les autres plis sont quant à eux disposés à  $-45^\circ$  sur l'extrados, et  $+45^\circ$  sur l'intrados, pour privilégier les mouvements de torsion, par rapport à des plis à  $90^\circ$ . L'anti-symétrie entre l'intrados et l'extrados entraîne par ailleurs un couplage flexion-torsion qui tend à diminuer le vrillage du profil, ce qui a un effet stabilisant sur l'écoulement. La Figure II.5 présente le plan de drapage du profil.

## II.1. Conception du profil composite

TABLE II.1 – Propriétés des matériaux composites utilisés pour le profil

	Unités	Plis unidirectionnels de verre-epoxy	Mat de verre
Grammage	g/m <sup>2</sup>	170	100
Densité	kg/m <sup>3</sup>	1 779	1 578
Taux volumique de fibres	%	45	30
Epaisseur des plis	mm	0.148	0.131
Module d'Young longitudinal E <sub>11</sub>	MPa	34 122	10 783
Module d'Young transverse E <sub>22</sub>	MPa	7 370	10 783
Module de cisaillement G <sub>12</sub>	MPa	2 168	4 029
Module de cisaillement G <sub>13</sub>	MPa	2 168	1 656
Module de cisaillement G <sub>23</sub>	MPa	2 627	1 656
Module de Poisson $\nu_{12}$	-	0.295	0.338
Résistance à la traction suivant 1	MPa	930.2	93.9
Résistance à la compression suivant 1	MPa	585.1	95.6
Résistance à la traction suivant 2	MPa	36.2	93.9
Résistance à la compression suivant 2	MPa	61.6	95.6
Résistance au cisaillement suivant 12	MPa	20.9	54.2
Résistance au cisaillement suivant 13	MPa	20.9	25.5
Résistance au cisaillement suivant 23	MPa	20.9	25.5

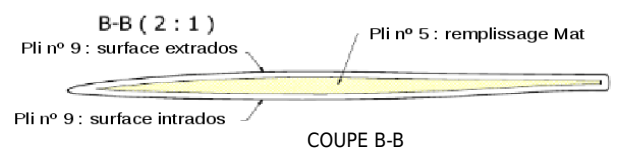
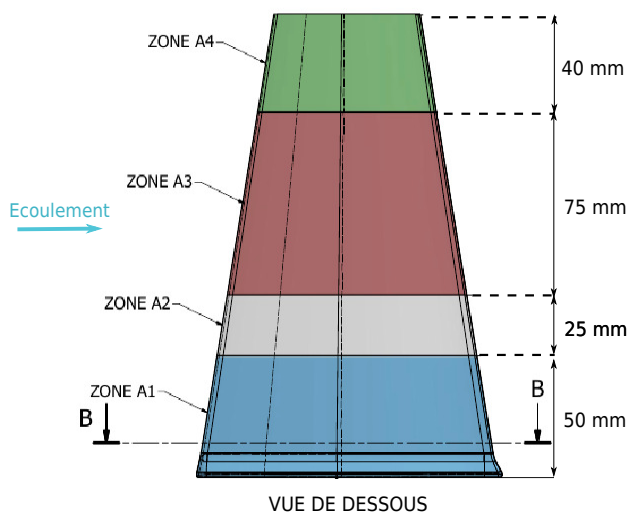


TABLEAU DE STRATIFICATION							
UD verre-epoxy	9	0	0.15				
UD verre-epoxy	8	-45	0.15				
UD verre-epoxy	7	-45	0.15				
UD verre-epoxy	6	-45	0.15				
MAT	5	0	8 plis				
UD verre-epoxy	4	45	0.15				
UD verre-epoxy	3	45	0.15				
UD verre-epoxy	2	45	0.15				
UD verre-epoxy	1	0	0.15				
Matériau	N° pli	Angle [°]	Epaisseur [mm]	A1	A2	A3	A4
Nombre de plis par zone				9	7	5	3
Epaisseur par zone hors mat [mm]				1.2	0.9	0.6	0.3

FIGURE II.5 – Plan de drapage du profil composite VER45.

## II.2 Fabrication du profil composite

La fabrication du profil composite a été réalisée avec l'entreprise LoireTech, localisée à Mauves-sur-Loire, et met en application deux solutions innovantes concernant d'une part le procédé de fabrication de la pièce composite, et d'autre part l'instrumentation du profil par fibres optiques à capteurs distribués directement au cours de la fabrication. La première solution est une alternative aux technologies traditionnellement employées pour concevoir et réaliser les pales d'hélice en composite, et a été développée entre 2016 et 2018 par les équipes de recherche associées de Naval Group, du bureau d'études MECA et de la société de fabrication LoireTech. Il s'agit ici de remplacer la fabrication traditionnelle par pré-imprégné qui consiste à réaliser deux faces séparées, l'intrados et l'extrados, puis à les recomposer et à les greffer ensemble afin de former la pale d'une hélice composite. En effet, bien que cette méthode présente l'avantage d'offrir des performances mécaniques très importantes, elle nécessite beaucoup de maintenance, ce qui en fait une méthode onéreuse, et génère des faiblesses non négligeables de la liaison pale-moyeu, ainsi que du bord d'attaque et du bord de fuite. Le consortium d'équipes cité précédemment a donc mis au point un procédé de fabrication par RTM (*Resin Transfer Molding*) effectué en *one-shot* afin de réaliser la pale hélice d'un seul tenant. La même technique a été appliquée au profil composite développé pendant la thèse. La deuxième solution innovante mise en œuvre pour l'élaboration de notre profil composite concerne l'intégration directe de l'instrumentation par fibre optique à capteurs distribués dans les plis du matériau composite pendant le procédé de fabrication, avec les avantages cités à la [section I.3](#). Nous détaillons ci-dessous le procédé de fabrication complet.

Dans un premier temps, un moule correspondant à la géométrie du profil est réalisé. Celui-ci est composé de deux demi-moules, chacun contenant l'empreinte de la partie intrados (respectivement extrados, [Figure II.6 \(a\)](#) et [Figure II.6 \(b\)](#)) du profil. Une fois remplis avec le drapage à *sec* du profil (c'est-à-dire comportant les différentes couches de plis orientées et empilées les unes par rapport aux autres, mais avant injection de la résine), les deux-moules sont refermés et serrés par trois vis. Une vue d'ensemble du moule refermé est proposée sur la [Figure II.7](#). Il est à noter que pour des raisons d'économie de matériaux et de gain de temps, le profil est réalisé en même temps qu'un autre profil présentant le même plan de drapage, mais des dimensions plus grandes. Ceux-ci sont positionnés dans le moule selon la configuration pied à pied, c'est-à-dire extrémité-pièce de raccord-extrémité, et le profil étudié dans la thèse est repéré par le numéro 1. La pièce de raccord permet de procéder à l'injection dans une zone ne correspondant pas aux pièces, car la surface présente au niveau du point d'injection est souvent le siège de défauts de surface.

Une fois le moule refermé, et pendant tout le procédé d'injection, le vide est effectué à l'intérieur du moule, grâce à une rigole et à des points de tirage au vide. Un joint court par ailleurs sur tout le tour des pièces, afin d'assurer l'étanchéité. Le drapage au sec du profil est illustré sur la [Figure II.8](#) : des bandelettes de plis unidirectionnels de verre-epoxy présentées sous forme de rouleau sont découpées et juxtaposées selon l'orientation définie par le plan de drapage [Figure II.5](#) afin de former un carré englobant les dimensions souhaitées du profil. Les différentes couches du profil sont ainsi empilées, en séparant les deux demi-profil. Les bandelettes sont maintenues en place par de la colle. La forme du profil est ensuite découpée dans le drapage ainsi réalisé.

## II.2. Fabrication du profil composite

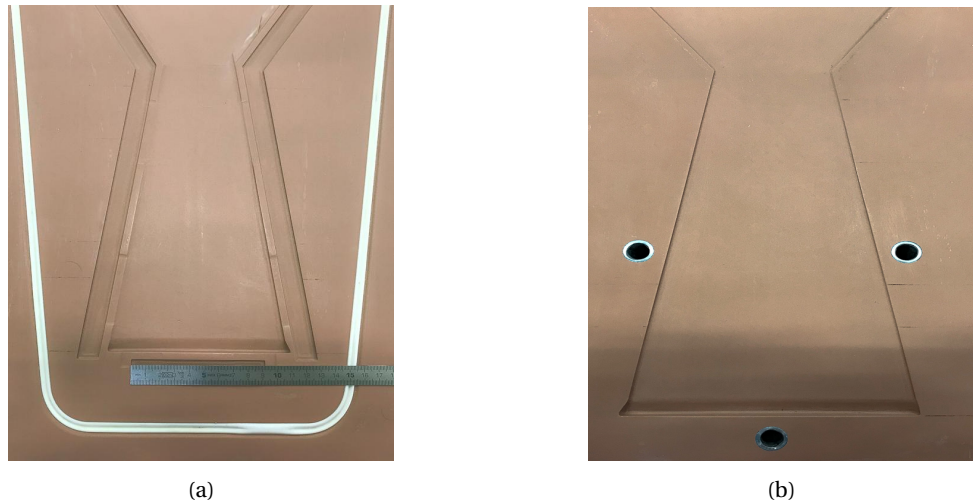


FIGURE II.6 – (a) Photo du moule intrados correspondant à un zoom sur le profil étudié dans la thèse, (b) Photo du moule extrados correspondant au profil étudié dans la thèse.

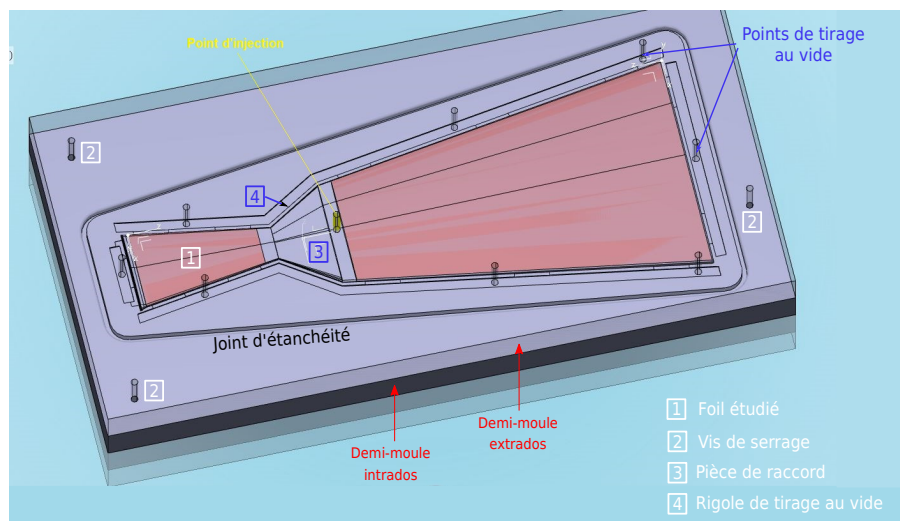
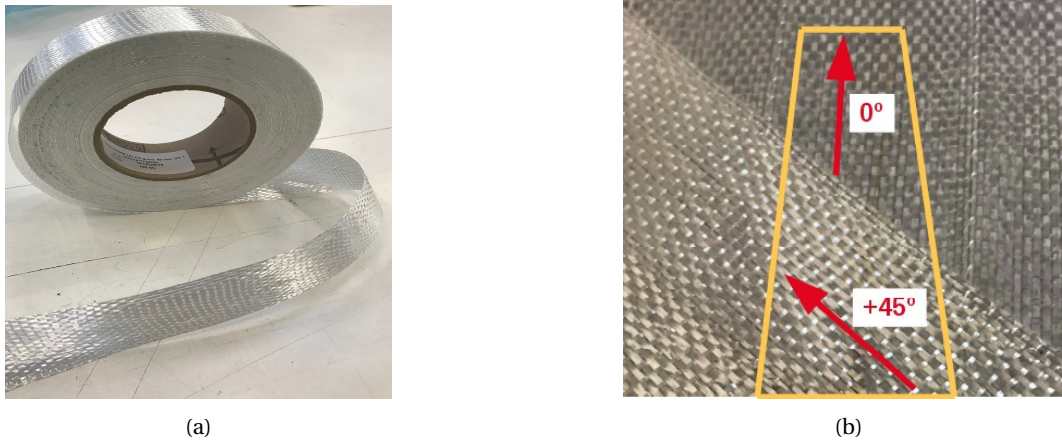


FIGURE II.7 – CAO présentant une vue d'ensemble du moule de fabrication (courtoisie de LoireTech) : les deux demi-moules correspondant à l'intrados (noir) et à l'extrados (violet) sont refermés grâce à 3 vis. Le moule est utilisé pour fabriquer deux profils de dimensions différentes en même temps, par soucis d'économie. Celui qui est étudié dans cette thèse est à gauche du point d'injection, de plus petites dimensions. Le joint d'étanchéité ainsi que les huit points de tirage au vide sont représentés. Le point d'injection de la résine est situé dans la zone de « raccord » entre les deux pièces, afin de ne pas endommager les profils (zone sacrificielle).



**FIGURE II.8** – (a) Bandelettes de plis unidirectionnels de verre-epoxy, (b) Drapage du profil par couches successives, et orientation des plis.

La fibre optique est alors *tissée* dans les différents plis de l'intrados, afin de former un chemin d'une longueur totale de 1.23 m, serpentant dans le profil selon le plan que nous avons élaboré et qui est présenté sur la [Figure II.9](#). Elle est divisée en 1900 capteurs de déformations équidistants de 0.6 mm. Cependant, les 1900 capteurs sont disposés sur toute la longueur de la fibre, et ne sont donc pas tous dans une des trois zones d'intérêt marquées en rouge sur la [Figure II.9](#) (segments [AB], [CD] et [EF]). Le segment [AB] contient la portion de fibre tressée dans le pli de surface à  $0^\circ$  permettant de mesurer les déformations  $E_{11}$  et compte 215 capteurs de déformations. Les segments rouges [CD] et [EF] suivent les fibres orientées à  $-45^\circ$ , afin de mesurer les déformations  $E_{12}$  et comptent respectivement 71 et 151 capteurs de déformations. Nous avons effectué un travail préliminaire d'identification de la position des capteurs situés dans les trois zones d'intérêt lors de la fabrication, afin de pouvoir ultérieurement post-traiter les données des essais en tunnel hydrodynamique. En effet, les données brutes de la fibre optique pour une condition expérimentale donnée (angle d'incidence et nombre de Reynolds) se présentent sous la forme de séries temporelles pour chacun des 1900 capteurs, *i.e* sur toute la longueur de la fibre optique. Par exemple, la [Figure II.10](#) ci-dessous illustre les données brutes pour la condition expérimentale {6 m/s,  $3^\circ$ } à l'instant  $t = 30.2$  secondes. Afin de repérer les portions de signal correspondant aux zones d'intérêt [AB], [CD] et [EF] sur ce signal complet, il est nécessaire d'effectuer une correspondance entre les coordonnées cartésiennes (x, z) et la position l le long de la fibre. Cette correspondance est effectuée sur la [Figure II.9](#) : les coordonnées apparaissant au niveau des points représentent les valeurs (x, z, l). Il est à noter que l'origine de la longueur de la fibre est prise au niveau du connecteur entre la fibre optique et le câble d'instrumentation. La fibre dépasse de la structure de 282 mm, puis est insérée dans l'hydrofoil au moyen d'un tube en laiton de 20 mm. La longueur de la fibre au niveau du point A est donc de 302 mm. Les zones d'intérêt correspondantes sont ainsi identifiées par les rectangles rouges sur l'exemple de données brutes de la [Figure II.10](#).

Les plis de mat sont alors empilés au-dessus des plis unidirectionnels de verre-epoxy, afin de remplir le profil, et les deux demi-profil sont disposés dans leur demi-moule respectif (exemple pour le demi-moule intrados [Figure II.11](#) (a)). Une saignée a par ailleurs été pratiquée dans le moule afin de laisser sortir les connecteurs des fibres optiques ([Figure II.11](#) (b)).

## II.2. Fabrication du profil composite

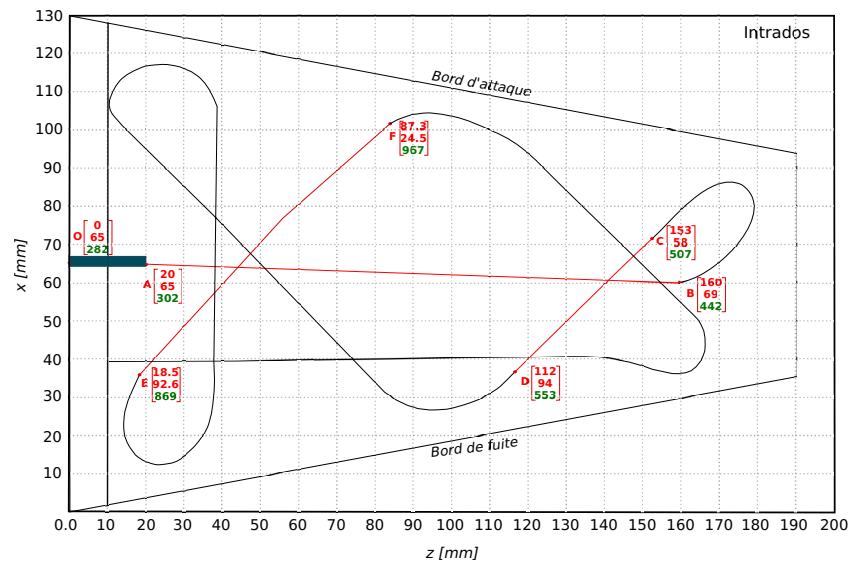


FIGURE II.9 – Représentation du chemin de la fibre optique sur la partie intrados du profil.

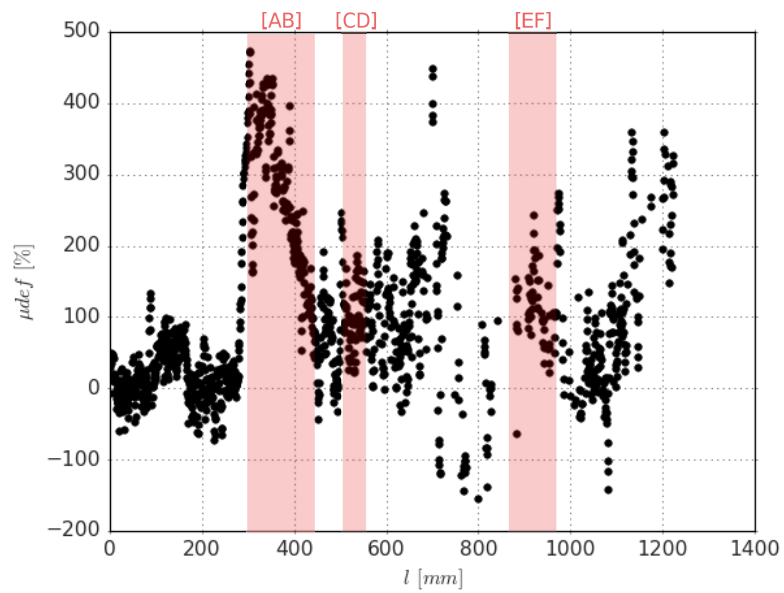


FIGURE II.10 – Exemple de données brutes de la fibre optique pour 6 m/s, 3° et t = 30.2 s, avec les zones d'intérêt [AB], [CD] et [EF].





FIGURE II.11 – (a) Mise en place dans le demi-moule intrados du demi-profil drapé et recouvert de mat, (b) Détail de l'arrangement du demi-moule intrados pour laisser passer les connecteurs de la fibre optique placée dans le matériau.

## II.3 Protocole expérimental

Le profil composite a été testé en deux temps : nous avons réalisé une première campagne expérimentale pendant laquelle le profil est testé en air dans une configuration poutre encastrée-libre soumise à un chargement de flexion pure, puis une deuxième campagne est menée en eau à l'Institut de Recherche de l'École Navale.

### II.3.1 Essais de flexion pure en air dans une configuration encastrée-libre.

L'objectif de la première campagne a été d'appliquer une méthode mixte expérimentale / numérique afin de déterminer les propriétés effectives du matériau, sans recourir à des moyens de mesures destructifs. Nous connaissons en effet les propriétés théoriques, rapportées dans le [Tableau II.1](#), mais il est nécessaire de vérifier les propriétés après fabrication pour informer correctement le modèle numérique structure. Cela permet ainsi de capturer précisément la dynamique du profil composite, qui est particulièrement importante dans le cadre de la validation d'un couplage numérique fluide-structure. Les propriétés mécaniques d'un matériau composite dépendent en effet du taux volumique de fibres, qui peut être différent du taux théorique en raison notamment des défauts d'injection de la résine, qui créent des poches, appelées « volume de vide ». Le contrôle matériau après fabrication se fait traditionnellement à l'aide d'essais de traction, qui nécessitent de posséder une éprouvette représentative du matériau et d'aller jusqu'à la rupture du matériau. L'alternative que nous avons utilisée est similaire à celle présentée en 2017 par [\[Maljaars17\]](#) dans *Composite Structures*, et consiste à mesurer dans un premier temps les déplacements du profil composite en configuration encastrée-libre sous un chargement ponctuel connu de flexion, à l'aide du dispositif expérimental présenté sur la [Figure II.12](#). Le pied de profil est pris dans un étau (numéroté 2) permettant de réaliser l'encastrement, et qui laisse passer le connecteur de la fibre optique (numérotée 1) qui a été intégrée à l'intrados du profil lors sa fabrication. Une pièce contenant l'empreinte de l'extrémité du profil, réalisée par impression 3D (en bleue sur la [Figure II.12](#), numérotée 3), est ensuite insérée en bout de profil.

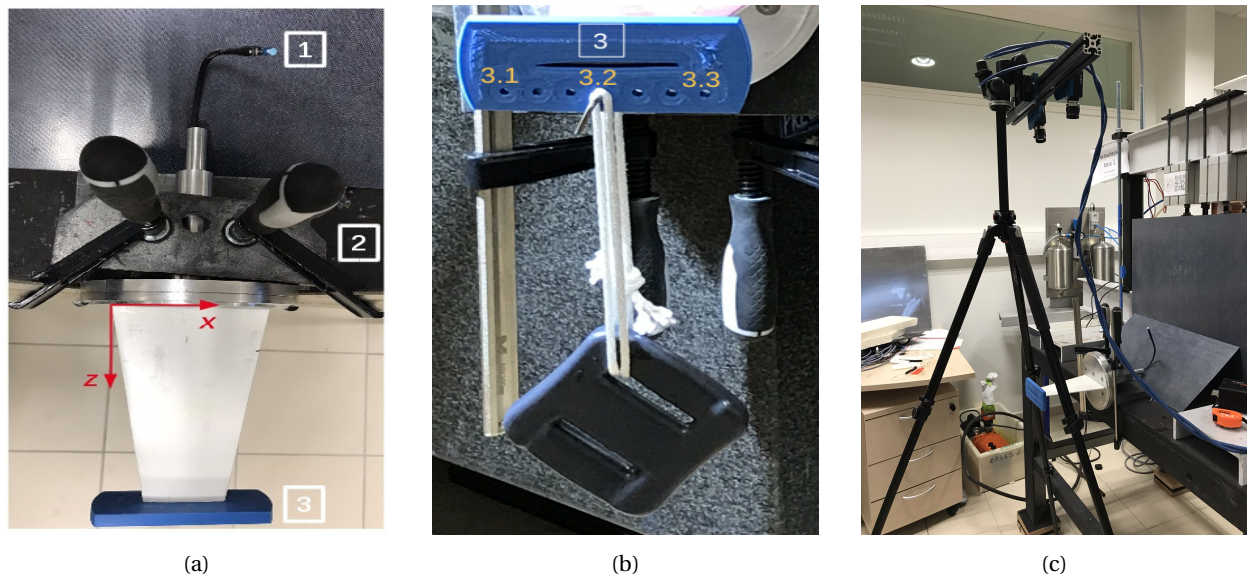
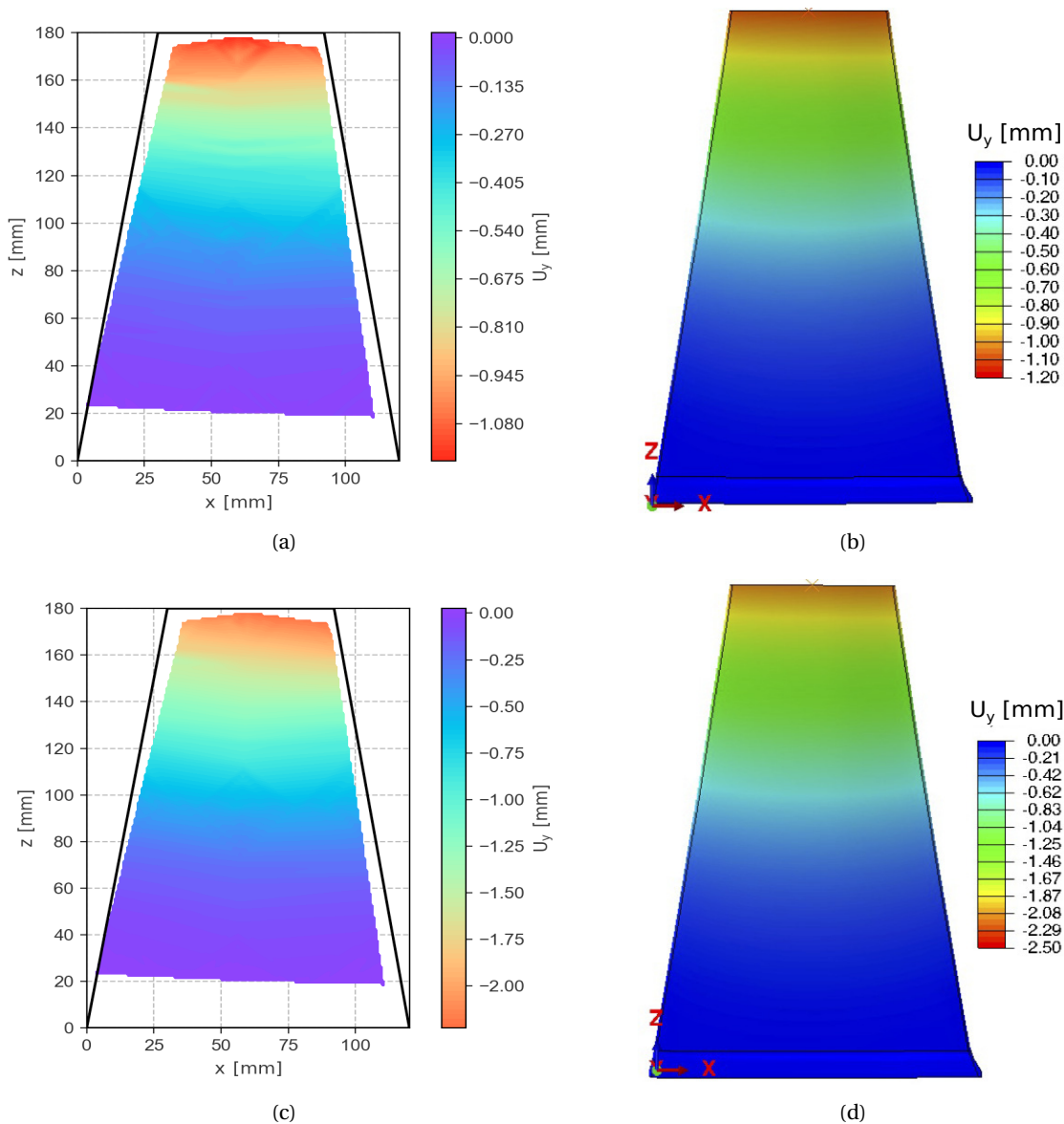


FIGURE II.12 – Dispositif expérimental utilisé pour tester le profil composite en air dans une configuration de poutre encastrée-libre sous un chargement ponctuel de flexion pure connu (respectivement 1 kg et 2 kg), (a) Vue de dessus, (b) Vue de face, (c) Système de caméras associées au logiciel Vic3D. Institut du GeM de Saint-Nazaire.

Cette pièce présente plusieurs positions où attacher des masses afin de soumettre le profil à un chargement ponctuel (Figure II.12 (b)). Dans notre cas, des masses de 1 kg et 2 kg sont appliquées au centre de l'extrémité du profil. Un système de deux caméras placées à la verticale du profil (Figure II.12 (c)) est utilisé pour mesurer les déplacements du profil composite lors de sa déformation sous l'effet des différents chargements ponctuels en flexion, par une technique de corrélation d'images (*Digital Image Correlation*, DIC). La technique de corrélation d'images repose sur le *tracking* pendant la déformation d'un motif de niveaux de gris appliqué sur la surface du profil, qui doit être aléatoire, c'est-à-dire sans orientation préférée du motif, et présenter un contraste suffisant. Le motif est appliqué dans notre cas à l'aide d'une gouache lavable à l'eau. Les déplacements sont calculés à partir de cette analyse des niveaux de gris avec le logiciel commercial Vic3D. Cette technique présente une très bonne précision, avec un intervalle de confiance à 95% de la mesure des déplacements de l'ordre de  $25 \mu\text{m}$ .

Dans un second temps, la configuration expérimentale est reproduite numériquement et simulée à l'aide d'un modèle structure éléments finis<sup>2</sup>, qui utilise en première itération les propriétés matériaux théoriques. Le champ de déplacement du profil est calculé et confronté aux mesures expérimentales, en particulier pour la flèche à l'extrémité. Les propriétés matériaux en entrée du modèle numérique sont alors ajustées par itérations successives jusqu'à obtenir une bonne corrélation entre le champ de déplacement mesuré et le champ de déplacement calculé. Nous obtenons ainsi un modèle structure du profil composite qui servira de composant au couplage fluide-structure numérique mis en place dans la suite de la thèse. Cette méthode présente les avantages suivants : i) méthode ne recourant pas au contrôle destructif du matériau, ii) validation directement sur la structure concernée et non sur une plaque éprouvette qui peut présenter des différences de propriétés mécaniques (par exemple, en cas de pénétration non-homogène de la résine lors de son injection dans le drapage sec au cours du processus de fabrication RTM) iii) validation des proprié-

2. L'objet de ce chapitre étant la présentation des travaux expérimentaux, le modèle éléments finis utilisé sera détaillé ultérieurement, au chapitre IV.



**FIGURE II.13** – Résultats des tests en air de flexion pure sur la configuration poutre encastrée-libre : (a) Champ de déplacement vertical expérimental pour un chargement ponctuel de 1 kg, (b) Champ de déplacement vertical numérique pour un chargement ponctuel de 1 kg, (c) Champ de déplacement vertical expérimental pour un chargement ponctuel de 2 kg, and (d) Champ de déplacement vertical numérique pour un chargement ponctuel de 2 kg.

tés mécaniques à partir de variables statiques, qui présentent une plus grande sensibilité aux paramètres numériques que les variables dynamiques (*e.g* fréquences propres, traditionnellement utilisées pour la validation des modèles éléments finis), et permettent donc une validation plus fine du modèle numérique, [Maljaars17]. La Figure II.13 présente la comparaison entre les champs de déplacements verticaux expérimentaux et numériques pour les chargements ponctuels de 1 kg et 2 kg, sans ajustement des propriétés mécaniques, et le Tableau II.2 reprend la comparaison sur les valeurs des déplacements maximum : on obtient un écart de moins de 6% entre les mesures expérimentales et les résultats numériques sans ajustement des propriétés mécaniques, et nous décidons par conséquent de continuer à utiliser les propriétés mécaniques fournies par les constructeurs dans la suite.

Pour le premier cas d'application (hydrofoils AL et CARBON de [Zarruk14]), il n'est pas possible d'utiliser

**TABLE II.2** – Comparaison de la flèche en extrémité entre les mesures expérimentales et les résultats du calcul éléments finis après ajustement des propriétés mécaniques.

	Flèche [mm] pour 1 kg	Flèche [mm] pour 2 kg
Essais en air	-1.19	-2.23
Calculs numériques	-1.12	-2.16
Ecart [%]	5.9	3.1

cette méthode mixte numérique-expérimentale car nous n'avons pas les structures à disposition. Ainsi les propriétés matériaux que nous avons utilisées pour décrire les plis du matériau composite au sein du modèle numérique structure ont été calibrées pour recalculer numériquement les fréquences propres en air mesurées expérimentalement par [Zarruk14]. Les propriétés matériaux de l'hydrofoil en aluminium ont ainsi été augmentées de 5.6% (de 71 GPa à 75 GPa) pour obtenir un recalage des fréquences propres à une précision de  $4e^{-3}$  (cette partie sera détaillée dans le chapitre consacré aux résultats).

### II.3.2 Essais en eau réalisés à l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale.

Nous avons ensuite testé le profil composite développé pendant la thèse dans le tunnel hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale, lors d'une deuxième campagne expérimentale. Les essais ont été réalisés en air puis en eau, dans les mêmes conditions d'encastrement.

#### II.3.2.1 Le tunnel hydrodynamique de l'IRENav.

Une vue schématique du tunnel hydrodynamique est proposée sur la [Figure II.14](#). Celui-ci comporte une veine d'essais (1) dans laquelle il est possible de disposer divers obstacles, et de réaliser des mesures et des observations grâce aux panneaux latéraux en verre. Une série de dispositifs permet par ailleurs de régler l'écoulement présent dans la veine. En effet, le tunnel comporte une pompe à hélice (2) de 10 pales permettant de mettre le fluide en mouvement, elle-même entraînée par un moteur électrique (3) de 21 kW. L'écoulement s'effectue dans le sens trigonométrique par rapport à la [Figure II.14](#). Un convergent (4) de taux de contraction  $1/9^{\text{ème}}$  (afin d'éviter la formation de cavitation parasite) est placé avant la veine d'essais pour accélérer l'écoulement. Deux nids d'abeille (5) placés avant le convergent permettent quant à eux d'homogénéiser la turbulence dans l'écoulement. De plus, le réglage de la pression dans la veine se fait en utilisant la surface libre présente dans la cuve (6). En effet, le volume d'air contenu dans la cuve au-dessus de la surface libre est raccordé par deux servo-vannes soit i) à un ballon maintenu à 6 bar par un compresseur, soit ii) à un ballon tiré au vide par une pompe à vide. Le volume d'air est par ailleurs également relié à la pression atmosphérique par une troisième vanne. Enfin, un résorbeur (7) a pour fonction de diminuer la teneur en bulles de l'écoulement, et en particulier d'éviter que les bulles entraînées par l'écoulement ne soient réintroduites dans la veine. Le tunnel est de plus équipé d'un système de *monitoring* de la pression et de la vitesse. Deux capteurs piézo-électriques Paroscientifique sont ainsi utilisés pour contrôler la pression : le premier mesure la pression sur trois prises en amont du convergent, et le deuxième mesure la pression sur une prise en entrée de veine sur la paroi inférieure. La vitesse en entrée de veine est quant à elle déduite des mesures de pression en exploitant la différence de pression amont / aval du convergent. Finalement, une chaîne de correction composée d'un automate programmable et de régulateurs de pression

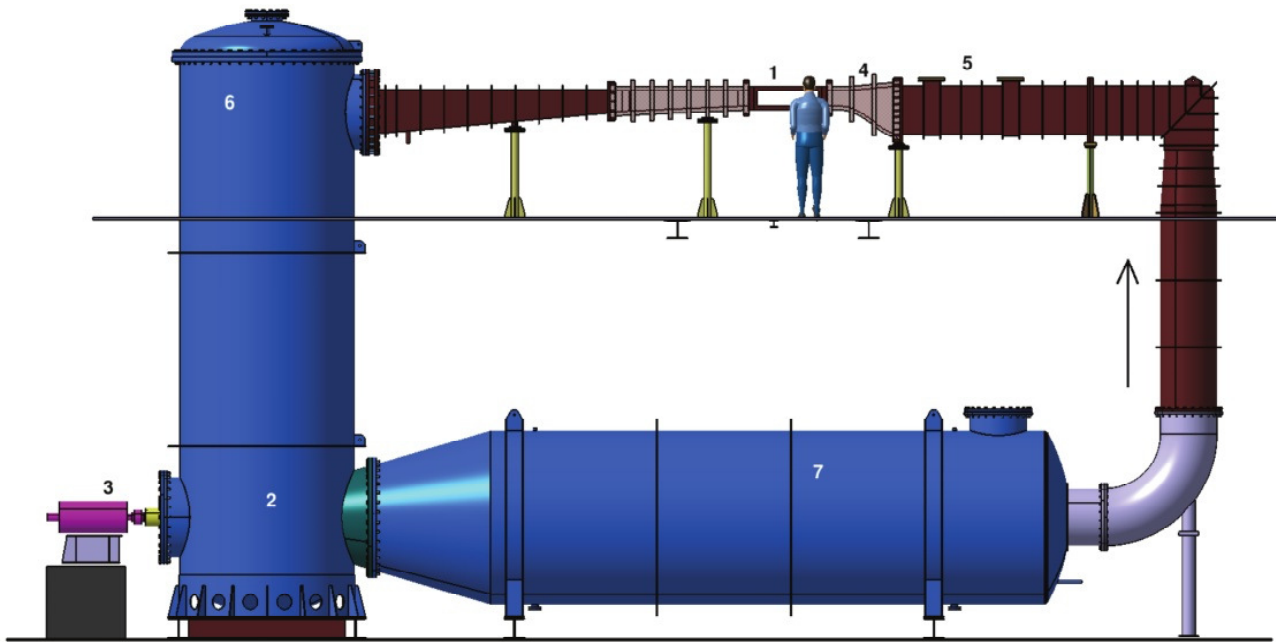


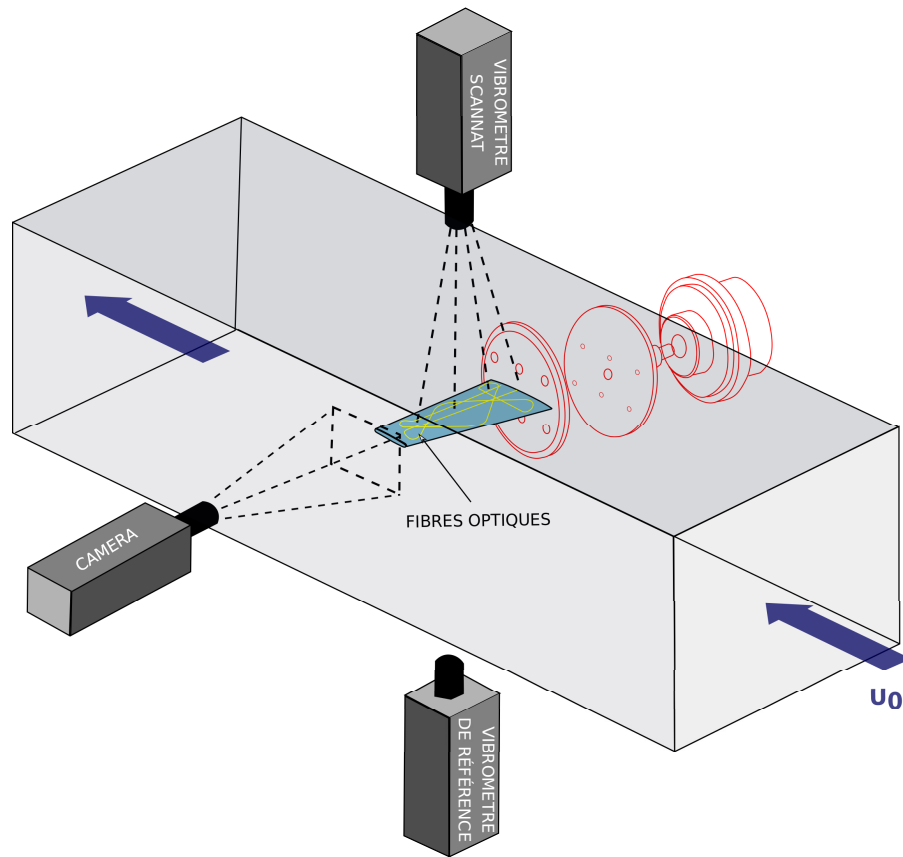
FIGURE II.14 – Vue schématique de la veine d'essai de l'IRENav, extrait de [Gaugain13]

(Yokogawa de précision théorique 2.5 mbar) et de vitesse (Elkovert XD 37 kW 400 V de précision 0.1 % sur la vitesse de rotation, monté sur le moteur électrique) permet de maintenir l'écoulement dans la configuration souhaitée. Les capacités du tunnel hydrodynamique sont récapitulées ci-dessous :

- L'installation totale mesure 15 m de long et 7 m de hauteur, pour un volume d'eau d'environ 35 m<sup>3</sup> ;
- La partie veine d'essais mesure 1 m de long pour une section carrée de 0.192 m ;
- Le taux de turbulence en entrée du convergent est d'environ 2% ;
- La gamme de vitesse disponible varie de 0 m/s à 15 m/s ;
- La gamme de pression disponible varie de 0.1 à 3 bar.

### II.3.2.2 Montage expérimental et instrumentation

Le profil est inséré dans la section de test du tunnel hydrodynamique en configuration de poutre-encastree, grâce au système d'encastrement décrit à la sous-section II.1.1, et instrumenté selon le montage présenté sur la Figure II.15. Les mesures vibratoires sont effectuées à l'aide de deux vibromètres laser. Le premier est un vibromètre monopoint PDV-100 Polytec qui sert de référence, positionné en-dessous du profil, et le second est un vibromètre laser à balayage PSV-400 Polytec, équipé d'un laser He-Ne de longueur d'onde 633 nm (lumière rouge visible) et de puissance de sortie inférieure à 1 mW (classe 2), positionné au-dessus du profil composite. Ce deuxième vibromètre (à balayage) permet de mesurer la vitesse de déplacement de points situés sur la surface du profil, et prédéfinis par l'utilisateur sous la forme d'une grille pouvant aller jusqu'à 512 x 512 points. Pour cela le vibromètre à balayage est équipé de deux décodeurs de vitesse analogues VD-04 et VD-06, qui peuvent détecter des vibrations sur une gamme de fréquences jusqu'à un maximum de 40 kHz, et des vitesses jusqu'à 10 m/s, avec une résolution angulaire inférieure à 0.002°, et une stabilité angulaire inférieure à 0.01°/heure. Le premier vibromètre laser sert de référence de phase en un point invariant, ce qui permet de déterminer un décalage de phase  $\phi$  en chaque point de mesure (x, z) de



**FIGURE II.15** – Schéma du montage expérimental utilisé pour tester le profil composite dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav.

la grille balayée par le second vibromètre, et le point de référence, pour chaque pulsation  $\omega_i$ . Connaissant ce décalage de phase, il est possible de déterminer le déplacement du point considéré selon (II.3).

$$u_i = u_{i,\max} \sin(\omega_i t + \phi) \quad (\text{II.3})$$

Une caméra rapide de type Fastcam SA3 120K de Photron, équipée d'un capteur d'images CMOS de taille 17.4 x 17.4 mm, est positionnée face à l'extrémité du profil avec les paramètres de résolution de 1024 x 512, une fréquence d'échantillonnage de 1000 images/seconde et un temps d'obturation de 1/10000 secondes. Les images sont ensuite traitées par analyse des niveaux de gris, pour suivre le déplacement de la section d'extrémité au cours du temps. Finalement, les déformations sont directement mesurées par la fibre optique tissée dans l'intrados du profil, et connectée à un interrogateur LUNA Rayleigh ODISI-B, opérant à une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz, et capable de mesurer des déformations jusqu'à  $\pm 10000 \mu\epsilon$  au niveau des 1900 capteurs répartis sur la longueur totale de 1.23 m avec une précision de  $\pm 25 \mu\epsilon$ .

### II.3.2.3 Essais réalisés.

#### Vibrométrie en air.

Le profil a été testé dans un premier temps en air pour caractériser expérimentalement les fréquences et modes propres du système en air dans des conditions d'encastrement similaires aux essais en eau. L'intérêt de cette caractérisation est double : il s'agit, i) d'une part, de disposer de données expérimentales permettant de valider le modèle structure numérique par comparaison des fréquences propres numériques et expérimentales en complément des comparaisons réalisées sur les déplacements statiques que nous avons obtenus lors des essais en air sous flexion pure dans une configuration de poutre-encastree, et ii) d'autre part, d'aider à l'identification des termes de masse ajoutée par comparaison des caractérisations des fréquences propres en eau et en air. Les essais sont réalisés à l'aide d'un pot vibrant placé sous le profil composite pour impacter celui-ci au niveau du milieu de l'intrados, ce qui fournit ainsi la source d'excitation du système. La [Figure II.16 \(a\)](#) présente le dispositif expérimental de mesure des fréquences propres en air avec le pot vibrant, ainsi que le lieu du point d'impact identifié par la pastille grise collée au milieu de l'intrados. Les mesures sont effectuées par le vibromètre laser à balayage sur la grille de 27 points (9 x 3) présentée sur la [Figure II.16 \(b\)](#) avec une moyenne temporelle sur 16 répétitions par point de mesure. Les spectres ponctuels sont ensuite moyennés spatialement sur les 27 points de la grille pour obtenir le spectre d'ensemble en air du profil composite. En effet, la [Figure II.17](#) montre une comparaison entre le spectre moyenné spatialement sur les 27 points de la grille, et les spectres ponctuels pour trois points situés à différentes positions de l'envergure (proche de l'encastrement, au trois-quarts de l'envergure et proche de l'extrémité, identifiés par des carrés rouges et numérotés respectivement 1, 2 et 3 sur la [Figure II.16](#)). Les trois points considérés ne sont pas positionnés au milieu du profil, de manière à éviter l'axe élastique de la structure, qui rendrait difficile l'identification des modes de torsion. Il est possible de constater sur la [Figure II.17](#) que les niveaux de vibration sont plus faibles proche de l'encastrement, et le signal est donc plus bruité, ce qui rend l'identification des fréquences propres plus difficile. De plus, une fois sous écoulement, le signal au niveau de l'extrémité pourra être perturbé par le tourbillon d'extrémité et les effets de couche limite dus à la proximité entre la paroi de la veine et le profil composite. Il est par conséquent plutôt intéressant de considérer le spectre moyen comme mentionné précédemment. Cependant, une mesure complète sur les 27 points de la grille prend 20 à 30 min. Aussi, afin de réduire la durée de mesures pour les conditions expérimentales en eau, des mesures ponctuelles seront préférées. Dans ce cas, le carré n°2 sera retenu comme référence pour les mesures de spectres ponctuels pour s'affranchir des limitations présentées par les points proches de l'encastrement et de l'extrémité.

#### Vibrométrie en eau.

Le profil est ensuite testé en eau sous différents chargements hydrodynamiques, à savoir des vitesses d'écoulement de 1 m/s à 6 m/s par pas de 1 m/s, correspondant à des nombres de Reynolds au niveau de la corde moyenne de 90 000 à 540 00. Pour chacun de ces nombres de Reynolds, une certaine gamme d'angles d'incidence est testée, allant de -15° à +15° par pas de 1° pour la plus large, et de -9° à +9° pour la plus petite. En effet, afin de protéger le profil de tout endommagement potentiel dû à un chargement trop important, les gammes d'incidence testées sont progressivement réduites pour les nombres de Reynolds les plus élevés. Nous avons ainsi réduit la gamme d'incidence testée en fonction du bruit des vibrations et de l'am-

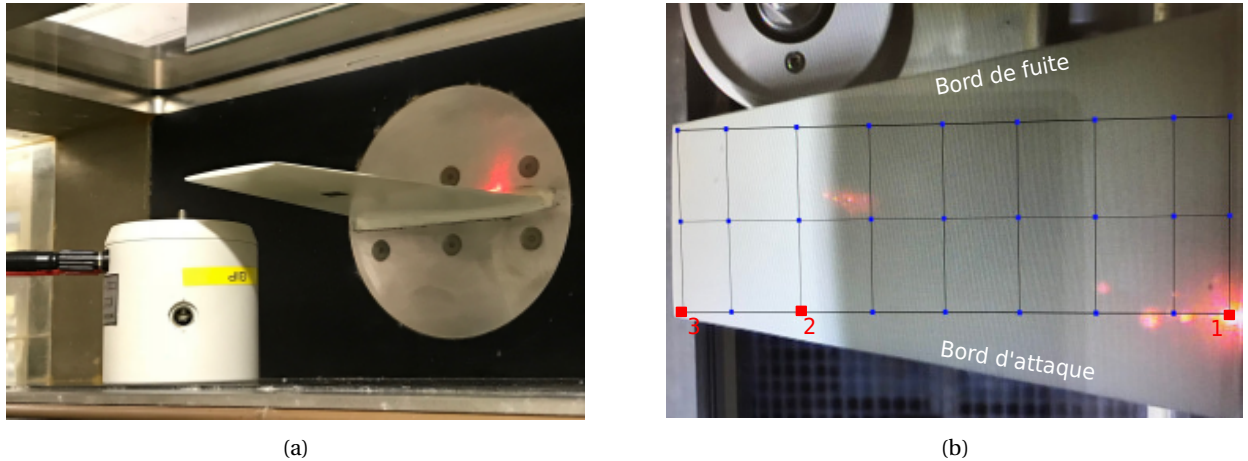


FIGURE II.16 – (a) Ajout d'un pot vibrant venant impacter le profil composite par-dessous, pour fournir l'excitation nécessaire à la détermination des fréquences propres en air; (b) Grille de 27 points à la surface du profil utilisée par le vibromètre laser pour déterminer les fréquences propres en air et en eau, et positions en rouge des points particuliers utilisés pour comparer les spectres ponctuels entre eux.

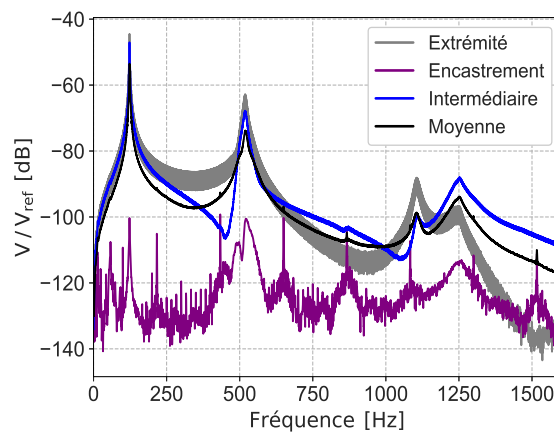


FIGURE II.17 – Comparaison entre les spectres ponctuels pour trois points à la surface du profil (encastrement, intermédiaire et extrémité), et le spectre moyenné spatialement sur les 27 points de la grille.

plitude des déformations observées pendant les essais. Le [Tableau II.3](#) précise les couples (vitesse, angle d'incidence) ainsi testés dans le cas des angles positifs. Les cas symétriques sont effectués pour les angles d'incidence négatifs. Pour chacune de ces configurations expérimentales, les déplacements en extrémité sont déterminés à l'aide de la caméra rapide, et les mesures ponctuelles par vibrométrie sont effectuées au niveau du carré rouge n°2 de la [Figure II.16](#) (b), afin de réduire la durée de mesure par rapport à une acquisition sur la totalité de la grille de 27 points. Les différents objectifs des essais en eau sont synthétisés comme suit :

- Détermination des fréquences propres de la structure en eau ;
- Détermination des fréquences hydrodynamiques et caractérisation des phénomènes associés (*e.g* allées de Von Kármán) ;
- Utilisation de la réponse structurelle du profil composite sous écoulement pour valider le couplage numérique fluide-structure mis en œuvre dans la suite de la thèse, en particulier pour ce qui concerne



TABLE II.3 – Conditions expérimentales testées sur le profil composite à l'IRENav pour les angles d'incidences positifs.

		$\alpha$ [°]														
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$U_0$ [m/s]	1	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	2	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	3	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x			
	4	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x				
	5	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x					
	6	x	x	x	x	x	x	x	x	x						

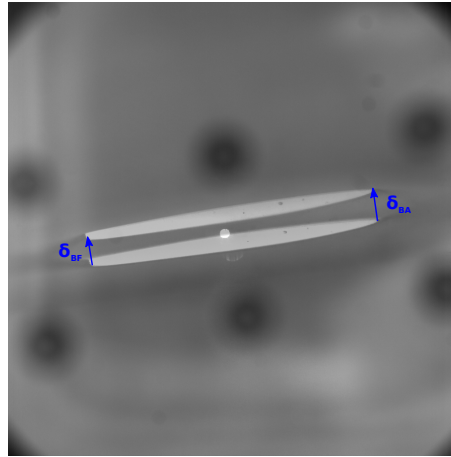


FIGURE II.18 – Mesure du déplacement en extrémité par corrélation d'images (niveaux de gris).

le déplacement et le vrillage en extrémité.

### Déplacements de l'extrémité

De plus, pour chacune des conditions expérimentales testées (Tableau II.3), le déplacement en extrémité est déterminé par traitement d'images de la caméra rapide : une première image est prise à l'incidence considérée sans écoulement, puis superposée aux images sous écoulement. Les déplacements au bord d'attaque (BA) et bord de fuite (BF) sont alors déterminés par détection de la section en extrémité à partir d'une analyse des niveaux de gris, ainsi qu'illustré sur la Figure II.18. Le vrillage en extrémité est déduit pour chacune des conditions expérimentales à partir de la différence des déplacements mesurés au bord d'attaque et bord de fuite.

## II.4 Synthèse du chapitre II

Dans ce chapitre, nous avons étudié les enjeux de la conception et de l'étude expérimentale d'un profil portant en matériau composite s'approchant du comportement d'une hélice marine afin de valider une méthode de couplage numérique fort fluide-structure. Nous avons pour cela réalisé un compromis entre les contraintes de fabrication d'un matériau composite (épaisseur minimale du bord de fuite de 2 mm), les contraintes liées au test du profil portant composite dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav (dimensions maximales du profil) et la volonté d'observer des effets de couplage fluide-structure les

plus importants possibles. Ce dernier point permet d'une part, de sortir de la zone d'incertitude des instruments de mesure et, d'autre part, de valider et d'éprouver expérimentalement la méthode de couplage fluide-structure employée dans la suite de la thèse. Pour répondre à ces exigences, nous avons choisi une géométrie trapézoïdale avec une section NACA 66-206 présentant une cambrure de 7.6% à 45% de la corde, correspondant à la section d'une hélice métallique réelle d'une vedette à passagers. La section a ensuite été modifiée au niveau de l'extrados à partir de 60% de la corde afin d'épaissir le bord de fuite. Le profil est une structure composite sandwich faite de plis unidirectionnels de verre-epoxy, plus flexibles et déformables que les plis unidirectionnels de carbone-epoxy usuellement privilégiés dans le domaine maritime. En particulier, nous avons souligné les avantages du choix d'un drapage de part et d'autre du mat central à  $\pm 45^\circ$  anti-symétrique intrados / extrados qui permet d'accentuer les effets du couplage flexion-torsion lors de la mise en écoulement du profil. La fabrication du profil composite a ensuite été réalisée en collaboration avec l'entreprise LoireTech à Mauves-sur-Loire par l'intermédiaire d'un procédé innovant de RTM *one-shot*, c'est-à-dire que la pièce a été réalisée d'un seul tenant. Ce procédé de fabrication amélioré permet en effet, lorsqu'il est appliqué à la fabrication des pales d'une hélice, de réduire les coûts de maintenance et les faiblesses structurelles de la pièce composite au niveau de la liaison pale-moyeu.

Nous avons aussi détaillé dans ce chapitre la calibration des propriétés matériaux à utiliser dans le modèle numérique structure. Pour le premier cas d'application (hydrofoils AL et CARBON de [Zarruk14]), les propriétés matériaux que nous avons utilisées pour décrire les plis de composite au sein du modèle numérique structure ont été calibrées pour recalculer numériquement les fréquences propres en air mesurées expérimentalement par [Zarruk14]. Les propriétés matériaux de l'hydrofoil en aluminium ont ainsi été augmentées de 5.6% (de 71 GPa à 75 GPa) pour obtenir un recalage des fréquences propres à une précision de  $4e^{-3}$ . En revanche, pour le deuxième cas d'application (hydrofoil VER-45), nous avons calibré ces dernières grâce à une méthode récente mixte expérimentale / numérique non destructive portant sur les déplacements statiques. L'utilisation des déplacements statiques plutôt que des variables dynamiques de fréquences propres nous ont permis en effet une calibration plus fine du modèle numérique, car ceux-ci sont plus sensibles aux paramètres d'entrée. Nous recalons ainsi numériquement la flèche en extrémité mesurée expérimentalement par une technique de corrélation d'images lors du test en air du profil portant composite dans une configuration encastrée-libre soumise à un chargement de flexion pure de 1 kg et de 2 kg, avec des écarts respectifs de 5.9% et de 3.1%. Cette étape de notre travail revêt un intérêt particulier car elle nous permet de valider par comparaisons expérimentales la brique « modèle structure » de la méthode numérique de couplage fluide-structure utilisée dans la thèse.

Nous avons également mis un accent important sur l'instrumentation du profil portant composite, par l'insertion d'une fibre optique à capteurs distribués (c'est-à-dire qui permet une mesure continue sur l'intégralité de la longueur de la fibre) directement tissée dans les plis de composite pendant le procédé de fabrication par RTM. Cette technique d'instrumentation permet en effet de mesurer les déformations de la structure au sein des plis de composite, sans détérioration de l'état de surface ni perturbation de l'écoulement. Nous avons complété l'instrumentation de notre hydrofoil en matériau composite par i) un vibromètre laser à balayage placé au-dessus de la structure, associé à un vibromètre laser monopoint placé en dessous de la structure, pour mesurer les vibrations structurelles du profil portant composite sous écoulement, et ii) une caméra rapide permettant de déterminer le vrillage et les déplacements statiques et instationnaires de la section en extrémité. Nous avons testé le profil ainsi instrumenté dans le tunnel hydrodynamique de

l'IRENav, dans un premier temps en air pour caractériser les fréquences propres en air du profil composite dans les mêmes conditions d'encastrement que pour les essais en eau, ce qui a permis d'évaluer les effets de masse ajoutée, puis en eau pour six nombres de Reynolds faibles à modérés (de 90 000 à 540 000) et des angles d'incidence de  $-15^\circ$  à  $15^\circ$  par pas de  $1^\circ$ . Les combinaisons « angles d'incidences les plus élevés » / « nombres de Reynolds les plus élevés » ont cependant été évitées afin de ne pas endommager le profil par des chargements hydrodynamiques trop importants.

Le chapitre suivant porte sur les méthodes numériques fluides que nous avons utilisées pour réaliser l'étude numérique de l'écoulement autour de notre profil portant composite.



## CHAPITRE III

### RÉSOLUTION DU PROBLÈME FLUIDE

\*\*\*

La résolution d'un problème fluide fait appel aux différentes étapes successives i) de mise en équations du problème fluide, aboutissant à un système d'équations continues aux dérivées partielles non linéaires, ii) de discrétisations spatiale et temporelle pour transformer ce système en un système d'équations algébriques linéaires, et iii) de choix de la méthode numérique de résolution du système algébrique.

Dans le cadre de la thèse, le problème fluide est modélisé par les équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (RANS) et fermées par le modèle de turbulence  $k - \omega - SST$  associé au modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$ , avec correction compressible. Ce système d'équations est discrétisé en espace par la méthode des volumes finis sur un maillage 3D polyédrique non structuré, avec collocation des inconnues de vitesse et de pression. Un maillage structuré prismatique est par ailleurs introduit dans le voisinage du profil, afin de capturer correctement la couche limite. De plus, lors des simulations d'écoulements instationnaires, la discrétisation temporelle du système d'équations est effectuée à l'aide d'un schéma d'Euler implicite décentré aval du deuxième ordre. L'ensemble des discrétisations spatiale et temporelle permet ainsi d'obtenir un système linéaire d'équations algébriques résolu par l'algorithme SIMPLE découplé en vitesse-pression, avec une convergence accélérée par l'intermédiaire de la méthode AMG (*Algebraic Multi-Grid*). Les étapes de modélisation du domaine fluide, de discrétisations spatiale et temporelle des équations et de résolution, sont réalisées à l'aide du code commercial de CFD (*Computational Fluid Dynamics*) Simcenter STAR-CCM+ (que nous nous permettrons d'abrégier dans la suite par Starccm+), commercialisé par la société Siemens PLM Software. Nous détaillons dans ce chapitre les méthodes et les choix associés à chacune des trois étapes de mise en équations, de discrétisation et de résolution numérique, ainsi que leur application aux deux problèmes fluides considérés dans la thèse : le cas de validation choisi issu de l'étude expérimentale menée en 2014 par [Zarruk14], (profils portants AL et CARBON), et le cas de l'écoulement autour du profil composite développé dans la thèse (profil VER-45).

#### Sommaire

<b>III.1 Modélisation mathématique du problème fluide.</b>	<b>56</b>
III.1.1 Equations de conservation.	56
III.1.2 Fermeture des équations de conservation : équations de Navier-Stokes	58
III.1.3 Simplification des équations de Navier-Stokes : équations RANS	59
III.1.4 Fermeture des équations RANS : modèle de turbulence et modèle de transition.	60
III.1.5 Formulation ALE des équations de conservation.	65

<b>III.2 Méthodes de résolution numérique.</b>	<b>65</b>
III.2.1 Cadre général.	66
III.2.2 Traitement numérique de la couche limite	68
<b>III.3 Application aux problèmes fluides considérés dans la thèse.</b>	<b>71</b>
III.3.1 Domaine fluide et conditions aux limites.	72
III.3.2 Maillages et résolution de couche limite.	72
III.3.3 Résolution temporelle.	75
<b>III.4 Synthèse du chapitre III</b>	<b>76</b>

## III.1 Modélisation mathématique du problème fluide.

### III.1.1 Equations de conservation.

Dans le cadre de la théorie des milieux continus<sup>1</sup>, le comportement du fluide dans un référentiel galiléen est régi par les trois équations fondamentales de la mécanique de conservation de la masse (III.1), de conservation de la quantité de mouvement  $m\mathbf{V}$  (III.2) et conservation de l'énergie (enthalpie  $h$ ) (III.3).

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{d(m\mathbf{V})}{dt} = \sum \mathbf{f} \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{d(mh)}{dt} = \sum f_{\Phi} \quad (\text{III.3})$$

Les équations (III.1) - (III.3) expriment la conservation des quantités extensives<sup>2</sup> de masse, de quantité de mouvement et d'enthalpie, *i.e* le changement de ces quantités entraîné par les actions extérieures s'appliquant au système. Dans le cas de la masse, celle-ci n'est ni créée, ni détruite par les actions extérieures, et par conséquent le terme de droite est nul. En revanche, la quantité de mouvement et l'énergie sont influencées par les actions extérieures volumiques et surfaciques, et leurs équations de conservation prennent donc la forme de la deuxième Loi de Newton. Cependant, les équations sont pour le moment écrites pour des quantités *extensives* pour une quantité de matière donnée, c'est-à-dire pour un *volume de contrôle matériel*, noté CM et occupant un volume  $\Omega_{\text{CM}}$ . Or dans le cas d'un fluide, il est difficile de suivre une quantité de matière donnée, et il est au contraire préférable de s'intéresser aux grandeurs intensives de masse volumique  $\rho$  et de vitesse du fluide  $\mathbf{V}$  dans un volume de contrôle  $\Omega$ . Pour cela, nous pouvons nous appuyer sur i) la relation (III.4) entre toute grandeur extensive  $\phi$  et sa grandeur intensive par unité de masse associée  $\Phi$ ,

1. La théorie des milieux continus est applicable dès lors que les longueurs caractéristiques du problème physique peuvent être considérées comme grandes par rapport à la longueur inter-atomique, ce qui est le cas pour tous les problèmes traités par le code de calcul Starccm+.

2. Une quantité est dite *extensive* si sa valeur dépend de la quantité de matière considérée, autrement dit de la taille du domaine du volume de contrôle matériel. Au contraire, une quantité est dite *intensive* lorsqu'elle est indépendante de la quantité de matière considérée et de la taille du domaine.

et sur ii) la forme générique du Théorème de Transport de Leibnitz-Reynolds (III.5). Dans cette forme générique,  $\Phi = 1$  pour la conservation de la masse,  $\Phi = \mathbf{V}$  pour la conservation de la quantité de mouvement, et  $\Phi$  correspond à l'enthalpie massique pour la conservation de l'énergie. Le terme  $\mathbf{V}_b$  correspond à la vitesse à laquelle se déplace l'interface du volume de contrôle  $\Omega$ , et permettra ainsi de prendre en compte la déformation du maillage lors du couplage fluide - structure, suivant une formulation dite « ALE » (*Arbitrary Lagrangian Eulerian*). Nous nous intéressons dans un premier temps à un volume de contrôle fixe, pour lequel  $\mathbf{V}_b = 0$ .

$$\phi = \int_{\Omega_{CM}} \rho \Phi d\Omega \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_{CM}} \rho \Phi d\Omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \Phi d\Omega + \int_S \rho \Phi (\mathbf{V} - \mathbf{V}_b) \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{III.5})$$

La substitution de (III.4) et (III.5) dans les équations (III.1) - (III.3) dans un référentiel galiléen pour un volume de contrôle fixe permet d'obtenir les trois équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sous leur première forme intégrale (III.6) - (III.8).

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho d\Omega + \int_S \rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (\text{III.6})$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \mathbf{V} d\Omega + \int_S \rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS = \sum \mathbf{f} \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho E d\Omega + \int_S \rho E \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS = \sum f_{\Phi} \quad (\text{III.8})$$

L'application du Premier Principe de la Thermodynamique permet d'exprimer le terme  $\sum f_{\Phi}$  intervenant dans l'équation de conservation de l'énergie. En effet, selon ce principe (III.9), l'évolution temporelle de l'énergie contenue dans un volume de contrôle matériel est égale à la somme des puissances des forces extérieures  $dW/dt$  et de la quantité de chaleur fournie au système  $dQ/dt$ .

$$\sum f_{\Phi} = \frac{dW}{dt} + \frac{dQ}{dt} \quad (\text{III.9})$$

De plus, le terme  $\sum \mathbf{f}$  représentant les forces extérieures s'appliquant au volume de contrôle peut se décomposer en la somme des actions des forces volumiques  $\int_{\Omega} \mathbf{f}_v d\Omega$  et des actions des forces surfaciques  $\int_S \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS$ , suivant l'équation (III.10). En appliquant le même raisonnement aux puissances extérieures et à la quantité de chaleur fournie au système, nous pouvons écrire les relations (III.11) et (III.12) dans lesquelles  $r$  représente la densité volumique distribuée de sources de chaleur et  $\mathbf{q}$  la densité de flux de la contribution surfacique de chaleur.

$$\sum \mathbf{f} = \int_{\Omega} \mathbf{f}_v d\Omega + \int_S \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{III.10})$$

$$\frac{dW}{dt} = \int_{\Omega} \mathbf{f}_v \cdot \mathbf{V} d\Omega + \int_S \bar{\bar{\sigma}} \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{III.11})$$

$$\frac{dQ}{dt} = \int_{\Omega} r d\Omega + \int_S \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{III.12})$$

En appliquant le théorème de la divergence de Gauss au terme d'intégrale surfacique pour le transformer en une intégrale volumique sur  $\Omega$ , puis en faisant tendre le volume de contrôle vers un volume infinitésimal, les équations de conservation peuvent donc s'écrire sous les formes locales (III.13) - (III.15).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (\text{III.13})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = \mathbf{f}_v + \nabla \cdot \bar{\bar{\sigma}} \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla \cdot (\rho E \mathbf{V}) = \mathbf{f}_v \cdot \mathbf{V} + \nabla \cdot (\bar{\bar{\sigma}} \mathbf{V}) + r + \nabla \cdot \mathbf{q} \quad (\text{III.15})$$

### III.1.2 Fermeture des équations de conservation : équations de Navier-Stokes

Cependant, le système de trois équations fondamentales obtenu compte pour l'instant les cinq inconnues  $\rho$ ,  $\mathbf{V}$ ,  $E$ ,  $\bar{\bar{\sigma}}$  et  $\mathbf{q}$ , et n'est donc pas fermé. Il est par conséquent nécessaire d'ajouter des Lois d'état et des relations constitutives pour le résoudre. Dans le cas particulier du problème d'interaction fluide-structure traité dans la thèse, le comportement du fluide répond aux trois Lois d'état de i) fluide incompressible ( $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$ ), ii) Loi de Fourier pour le terme diffusif du transport de chaleur ( $\mathbf{q} = \Gamma \nabla \Theta$ ) et iii) fluide Newtonien. La troisième loi s'exprime par la relation constitutive  $\bar{\bar{\sigma}} = -p \mathbf{I} + \bar{\bar{\tau}}$ , dans laquelle  $\bar{\bar{\tau}}$  est le tenseur des contraintes visqueuses, usuellement décomposé suivant les deux contributions  $\bar{\bar{\tau}} = 2\mu \bar{\bar{D}} - \frac{2}{3}\mu \nabla \cdot (\mathbf{V}) \mathbf{I}$ , où  $\bar{\bar{D}} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{V} + \nabla^t \mathbf{V})$  est le tenseur des contraintes visqueuses. En injectant l'expression simplifiée de conservation de la masse ( $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$ ) dans le tenseur des contraintes visqueuses, on obtient l'annulation du deuxième terme.

Par conséquent, le problème fluide étudié dans cette thèse s'écrit sous la forme locale des équations de Navier-Stokes incompressibles [Définition III.1](#).

#### **Définition III.1. Equations de Navier-Stokes incompressibles, forme locale.**

Hypothèses :

- Le milieu est continu dans un référentiel galiléen ;
- Le volume de contrôle  $\Omega$  est fixe ;
- Le fluide est incompressible ;
- Le fluide est Newtonien ;
- Le terme diffusif du transport de chaleur répond à la loi de Fourier



Equations :

$$\nabla \cdot (\mathbf{V}) = 0 \quad (\text{III.16})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = -\nabla \cdot (\overline{p\mathbf{l}}) + \nabla \cdot (\overline{\mu \overline{\mathbf{D}}}) \quad (\text{III.17})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\rho E \mathbf{V}) = \mathbf{f}_v \cdot \mathbf{V} - p \nabla \cdot \mathbf{V} + \overline{\overline{\tau}} : \overline{\overline{\mathbf{D}}} + r - \nabla \cdot (\Gamma \nabla \Theta) \quad (\text{III.18})$$

### III.1.3 Simplification des équations de Navier-Stokes : équations RANS

Les équations de Navier-Stokes introduites ci-dessus sont les équations les plus complètes représentant le comportement d'un fluide Newtonien, mais ne peuvent cependant pas être résolues de manière analytique en raison des termes non-linéaires. Il devient dès lors nécessaire de les résoudre numériquement ; mais là encore leur résolution directe est particulièrement difficile. En effet, ces équations font intervenir des effets de turbulence qui existent à des échelles spatiales et temporelles très différentes : schématiquement la turbulence est composée de structures tourbillonnaires anisotropes de grande taille dépendant fortement de la géométrie de l'écoulement, et de très petites structures isotropes indépendantes de l'écoulement ([Versteeg07]). L'énergie de l'écoulement est principalement concentrée au niveau des grandes échelles de la turbulence, et un transfert d'énergie s'effectue vers les petites structures selon la *cascade d'énergie de Kolmogorov*. Par conséquent, pour résoudre intégralement les équations de Navier-Stokes, il est indispensable d'utiliser une taille de mailles suffisamment petite pour capturer même les plus petites échelles de la turbulence : cette précision au niveau du calcul demande un nombre de points de calcul très important, atteignant souvent l'ordre de  $10^9$  à  $10^{14}$  points. De plus, le temps de calcul associé à cette taille de mailles varie selon  $R_e^3$ , limitant la résolution directe (*Direct Numerical Resolution*, DNS) aux faibles nombres de Reynolds.

Pour pallier cette difficulté, plusieurs méthodes représentant différents niveaux d'approximation et de compromis précision / temps de calculs existent, dont la méthode retenue dans le code de calcul Starccm+ : la méthode dite de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*, usuellement appelée RANS<sup>3</sup>. Cette méthode est introduite en 1894 par Osborne Reynolds qui propose une modélisation statistique de la turbulence au 1<sup>er</sup> ordre afin d'étudier l'effet de la turbulence sur l'écoulement moyen. Pour cela, il décompose chaque grandeur d'intérêt  $\Phi$  en la somme de sa moyenne  $\overline{\Phi}$  et de fluctuations autour de cette moyenne  $\Phi'$  selon l'expression  $\Phi(x, t) = \overline{\Phi}(x, t) + \Phi'(x, t)$ , puis il introduit cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes. Le développement mathématique correspondant aboutit au système d'équations présenté dans l'encadré **Définition III.2**. Les détails de ce développement peuvent être trouvés notamment dans ([Pope00]). Cette méthode de modélisation fait apparaître dans les équations de nouveaux termes  $\overline{\overline{\tau}}_f = \overline{V'_i V'_j}$  appelés « tensions de Reynolds » et représentant l'interaction entre les fluctuations turbulentes (la barre dénote la moyenne). En effet, si l'on s'intéresse au phénomène physique se produisant dans un volume fluide soumis à de la turbulence et à un gradient de pression suivant  $y$ , on observe au niveau de la frontière un transport de fluide rapide vers une région plus lente et vice-versa. Il existe donc un transfert convectif de quantité de mouve-

3. Rappelons qu'il est courant de confondre les acronymes RANS et URANS pour les résolutions instationnaires.

ment par les tourbillons, donnant lieu à des contraintes supplémentaires s'exerçant sur le fluide : ce sont les tensions de Reynolds apparaissant dans les équations ([Versteeg07]).

**Définition III.2. Equations RANS.**

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{V}} = 0 \quad (\text{III.19})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\mathbf{V}}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{V}} \otimes \bar{\mathbf{V}}) = -\nabla \cdot (\bar{p}) + \nabla \cdot (\mu \bar{\mathbf{D}} + \bar{\tau}_f) \quad (\text{III.20})$$

**III.1.4 Fermeture des équations RANS : modèle de turbulence et modèle de transition.**

*III.1.4.1 Modèle de turbulence.*

L'apparition des termes de tensions de Reynolds pose néanmoins un problème de fermeture du système qui compte désormais les quatre équations moyennées au sens de Reynolds Définition III.2 (une équation scalaire de conservation de la masse, et trois équations scalaires de conservation de la quantité de mouvement projetée sur  $x$ ,  $y$  et  $z$ ) et les dix inconnues que sont la pression moyenne  $\bar{p}$ , les trois composantes de la vitesse moyenne  $\bar{V}_i$  et les six tensions de Reynolds  $\bar{V}'_i V'_j$ . Afin de résoudre le système, il est donc nécessaire de déterminer les tensions de Reynolds. Il existe pour cela les trois grandes approches suivantes ([Versteeg07]), de complexités croissantes :

- calcul des tensions de Reynolds par le biais de l'hypothèse de viscosité turbulente linéaire, aussi appelée hypothèse de Boussinesq, qui s'écrit dans le cas d'un fluide incompressible sous la forme  $\bar{\tau}_f = 2\mu_t \bar{\mathbf{D}}$ . Cette hypothèse suppose ainsi une relation linéaire entre le tenseur de Reynolds  $\bar{\tau}_f$  et le tenseur des taux de déformation  $\bar{\mathbf{D}}$ . Cette méthode de calcul fait intervenir la viscosité turbulente  $\mu_t$ , elle-même déterminée soit directement à partir des grandeurs caractéristiques de l'écoulement (modèles dits « algébriques » ou « à zéro-équations »), soit en résolvant une à deux équations de transport additionnelles ;
- calcul des tensions de Reynolds par le biais de l'hypothèse de viscosité turbulente non-linéaire ;
- résolution directe des équations de transport pour  $\bar{\tau}_f = \bar{V}'_i V'_j$  ;

Nous utilisons dans la thèse les modèles de viscosité turbulente linéaire à deux équations de transport qui expriment la viscosité turbulente  $\mu_t$  comme une fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et d'une autre grandeur comme le taux de dissipation  $\epsilon$  ou la fréquence caractéristique de la turbulence  $\omega$ , selon le sous-modèle  $k - \epsilon$ ,  $k - \omega$  ou  $k - \omega - SST$  choisi. Ces sous-modèles sont équivalents pour de la turbulence homogène, mais différents dans le cas de la turbulence inhomogène. Il est donc nécessaire d'établir dans chacun des sous-modèles deux équations de transport additionnelles, la première sur l'énergie cinétique de turbulence  $k$  et la deuxième sur  $\epsilon$  ou  $\omega$ , afin de fermer les équations RANS, chacune des deux équations ajoutant trois équations scalaires au système Définition III.2 une fois projetée sur  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Le modèle retenu dans la

thèse est le modèle  $k - \omega - SST$  introduit par Menter en 1994, qui combine les avantages des modèles  $k - \epsilon$  et  $k - \omega$ . C'est la raison pour laquelle nous détaillons ci-dessous les trois modèles.

#### Modèle $k - \epsilon$ .

Le modèle  $k - \epsilon$  est depuis une dizaine d'années le modèle de turbulence le plus utilisé pour les applications industrielles. Il consiste à résoudre deux équations de transport additionnelles, la première portant sur l'énergie cinétique de la turbulence, et la deuxième sur le taux de dissipation de la turbulence  $\epsilon$ , qui est une grandeur caractéristique de l'échelle de la turbulence à résoudre. Originellement développé par Jones et Launder en 1972 (aujourd'hui connu sous le nom de « modèle  $k - \epsilon$  standard » ou « approche haut Reynolds », le modèle a par la suite connu de nombreuses modifications et améliorations. Ce modèle permet de prendre en compte les effets d'histoire liés à la convection et à la diffusion de l'énergie turbulente, et présente de bons résultats loin des parois des structures, mais est en revanche peu précis en proche parois, en particulier en raison de sa difficulté à modéliser les couches limites soumises à un gradient de pression adverse important.

#### Modèle $k - \omega$ .

Ce modèle est introduit par Wilcox en 1991, et présente l'avantage de mieux prédire le comportement des couches limites soumises à un gradient de pression adverse, tant que celui-ci reste modéré. Il peut par ailleurs être appliqué dans l'intégralité de la couche limite, y compris dans la zone de sous-couche visqueuse, sans modification supplémentaire. En revanche, le modèle  $k - \omega$  présente une grande sensibilité aux valeurs de  $\omega$  dans l'écoulement moyen (c'est-à-dire en champ lointain), qui se traduit par une forte dépendance aux conditions initiales et aux limites. Ce modèle consiste à résoudre les deux équations de transport sur l'énergie cinétique de la turbulence  $k$  et sur la fréquence caractéristique de la turbulence  $\omega$ .

#### Modèle $k - \omega - SST$ .

Menter introduit en 1994 un nouveau modèle combinant les avantages des deux précédents. Il remarque en effet que l'équation de transport sur  $\epsilon$  peut être ré-écrite sous la forme d'une équation de transport sur  $\omega$  par l'intermédiaire du changement de variables  $\omega = \epsilon/k$ . Les équations de transport ainsi obtenues s'écrivent sous la forme simplifiée pour un fluide incompressible (III.21) pour l'énergie cinétique turbulente  $k$  et (III.22) pour la fréquence caractéristique  $\omega$ .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] + P_k - \rho \beta^* (\omega k - \omega_0 k_0) \quad (\text{III.21})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] + P_\omega + D_\omega - \rho \beta (\omega^2 - \omega_0^2) \quad (\text{III.22})$$

Les termes  $k_0$  et  $\omega_0$  correspondent aux valeurs de la turbulence dans le milieu ambiant, et sont ajoutés pour contrecarrer le déclin de la turbulence. Les termes de production  $P_k$  et  $P_\omega$  prennent en compte plusieurs contributions, selon (III.23) à (III.29) et, bien que très proches de la méthode  $k - \omega$  de Wilcox, diffèrent

cependant de celle-ci par la présence d'un terme non-conservatif de diffusion  $D_\omega$  qui permet d'obtenir, avec une équation de transport sur  $\omega$ , les mêmes résultats que le modèle  $\epsilon$ . Les autres contributions correspondent respectivement à la production turbulente  $G_k$ , à la production due à la flottabilité  $G_b$ , à la production non-linéaire due à l'anisotropie de la turbulence (fixée dans notre cas à 0 car cette correction n'est pas utilisée dans le cadre de la thèse), et à la production de dissipation spécifique  $G_\omega$ . Les grandeurs  $D$ ,  $P_{rt}$ ,  $\bar{\Theta}$  et  $\mathbf{g}$  correspondent respectivement au module du tenseur des déformations  $\bar{\bar{D}}$ , au nombre de Prandtl turbulent, à la température moyenne et au vecteur gravité.

$$P_k = G_k + G_b + G_{nl} \quad (\text{III.23})$$

$$P_\omega = G_\omega + D_\omega \quad (\text{III.24})$$

$$G_k = \mu_t D^2 \quad (\text{III.25})$$

$$G_b = \beta \frac{\mu_t}{P_{rt}} (\nabla \bar{\Theta} \cdot \mathbf{g}) \quad (\text{III.26})$$

$$G_{nl} = \nabla \cdot \bar{\mathbf{V}} : \bar{\bar{T}}_{nl} \quad (\text{III.27})$$

$$G_\omega = \Gamma \rho D^2 \quad (\text{III.28})$$

$$D_\omega = 2\rho(1 - F_1)\sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \nabla \mathbf{k} \cdot \nabla \omega \quad (\text{III.29})$$

Les autres fonctions de fermeture et les coefficients du modèle apparaissant dans les termes de production sont définis en Annexe A. Finalement, la viscosité turbulente peut être déterminée après résolution des équations de transport par (III.30) et (III.31), ce qui permet de fermer le système des équations RANS en résolvant le tenseur des tensions de Reynolds  $\bar{\bar{\tau}}_f = 2\mu_t \bar{\bar{D}}$ . Nous pouvons constater la présence de deux fonctions  $F_1$  et  $F_2$  dans les équations de fermeture et dans l'expression de la viscosité turbulente. Il s'agit de deux fonctions de passage ajoutées par Menter pour prendre en compte le nouveau terme de diffusion  $D_\omega$  en champ lointain, mais annuler sa contribution en proche paroi : on passe donc effectivement d'un modèle  $k - \epsilon$  en champ lointain à un modèle  $k - \omega$  en proche paroi. Ces deux fonctions de passage font intervenir la distance à la paroi  $y$ , tendent vers 1 près de la paroi, et décroissent lorsque l'on s'en éloigne.

$$\mu_t = \rho k \min\left(\frac{1}{\max(\frac{\omega}{\alpha^*}, \frac{DF_2}{a_1})}, \frac{C_T}{\sqrt{3}D}\right) \quad (\text{III.30})$$

$$F_2 = \tanh\left\{\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^*\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right)\right]^2\right\} \quad (\text{III.31})$$

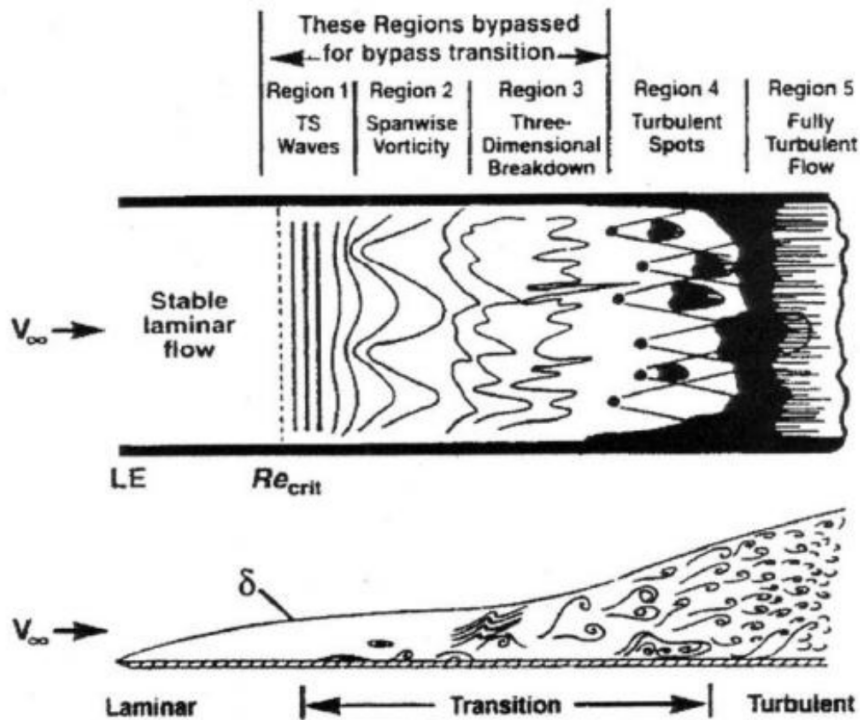


FIGURE III.1 – Schéma présentant les différentes phases de transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent, extrait de [Schlichting00]

### III.1.4.2 Modèle de transition.

Dans le cadre de cette thèse, dont l'objectif est de développer des stratégies de calculs couplés fluide-structure applicables à des hélices en matériaux composites, il est indispensable de prédire correctement l'écoulement. Or, un corps portant sous chargement hydrodynamique peut se trouver dans différents régimes d'écoulement : régime laminaire, régime turbulent ou régime transitionnel. La modélisation précise du régime d'écoulement est importante car celui-ci impacte fortement les performances hydrodynamiques du corps portant. En effet, une couche limite laminaire est susceptible de décoller sous l'action d'un gradient de pression adverse, et entre alors dans un régime de transition vers un écoulement turbulent. Cette transition vers le régime turbulent s'accompagne d'une augmentation du coefficient de frottement, rendant la couche limite turbulente beaucoup plus énergétique, et donc moins susceptible de décoller. Dans le même temps, le coefficient de portance est réduit. Il en résulte une dégradation globale des performances hydrodynamiques due au décollement et à la transition. Par ailleurs, la transition peut s'effectuer plus ou moins rapidement, selon plusieurs phases schématisées sur la Figure III.1. La transition peut de plus être accompagnée d'un *bulbe de séparation* dans le cas d'un gradient de pression adverse très important. Les instabilités présentes dans l'écoulement sont alors amplifiées dans la couche séparée, jusqu'à ce qu'il y ait recollement de la couche turbulente au niveau de la couche laminaire, formant ainsi une bulle.

Il est possible d'ajouter un modèle numérique de transition au modèle de turbulence  $k - \omega - SST$ , afin de prédire le lieu de la transition laminaire-turbulent dans la couche limite. Les modèles de transition traditionnels introduisent pour cela progressivement de la turbulence dans un écoulement laminaire, par le biais d'une grandeur  $\gamma$  appelée « intermittence ». Ce facteur détermine le temps pendant lequel l'écoule-

ment est turbulent :  $\gamma$  prend une valeur de 0 lorsque l'écoulement est pleinement laminaire, et une valeur de 1 lorsqu'il est pleinement turbulent, à 100% du temps. Cette inconnue supplémentaire est introduite dans l'équation de transport sur l'énergie cinétique de turbulence utilisée dans le modèle  $k - \omega - SST$  afin de contrôler l'introduction ou la disparition de la turbulence, selon (III.32), où les termes modifiés sont représentés en rouge. Deux nouvelles équations de transport portant sur l'intermittence  $\gamma$  (III.33) et l'épaisseur de transition à l'initiation  $\overline{Re_{\theta t}}$  (III.34) sont également nécessaires pour conserver un système d'équations fermé.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \nabla \cdot (\rho k(\overline{\mathbf{V}} - \mathbf{v}_g)) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] + P_k - \gamma' \rho \beta^* f_{\beta^*} (\omega k - \omega_0 k_0) + S_k \quad (\text{III.32})$$

$$\frac{d}{dt}(\rho \gamma) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \nabla \gamma \right] + P_\gamma - E_\gamma \quad (\text{III.33})$$

$$\frac{d}{dt}(\rho \overline{Re_{\theta t}}) = \nabla \cdot \left[ \sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \nabla \overline{Re_{\theta t}} \right] + P_{\theta t} \quad (\text{III.34})$$

Le terme de production de l'énergie cinétique turbulente  $P_k$  est également modifié selon les relations (III.35) et (III.36). L'introduction du nouveau terme de production  $G_k^{\text{lim}}$  permet de s'assurer d'une production correcte de l'énergie cinétique turbulente au niveau du point de transition. Les autres variables intervenant dans ces deux relations sont définies en Annexe B.

$$P_k = \gamma_{\text{trans}} (G_k + G_b + G_{nl}) + G_k^{\text{lim}} \quad (\text{III.35})$$

$$G_k^{\text{lim}} = 5 \max(\gamma - 0.2, 0) (1 - \gamma) F_{\text{on}}^{\text{lim}} \max(3\mu - \mu_t, 0) DW \quad (\text{III.36})$$

Le terme de production  $P_\gamma$  permet d'introduire de la turbulence progressivement dans l'écoulement, selon différents modes de transition décrits par la fonction  $F_{\text{onset}}$ , alors que le terme de destruction  $E_\gamma$  permet de re-laminariser l'écoulement, le cas échéant. La grandeur  $W$  apparaissant dans le terme de destruction correspond au module du tenseur de vortacité, défini en Annexe B. Par ailleurs, les variables  $\gamma_{\text{sep}}$  et  $F_{\text{reattach}}$  permettent de tenir compte d'une séparation de l'écoulement induite par la transition, et de son recollement s'il y a lieu.

$$P_\gamma = F_{\text{length}} C_{a1} \rho D \left[ \gamma F_{\text{onset}} \right]^{\frac{1}{2}} (1 - C_{e1} \gamma) \quad (\text{III.37})$$

$$E_\gamma = C_{a2} \rho W \gamma F_{\text{turb}} (C_{e2} \gamma - 1) \quad (\text{III.38})$$

$$P_{\theta t} = C_{\theta t} \frac{\rho}{t} \left( Re_{\theta t} - \overline{Re_{\theta t}} \right) (1 - F_{\theta t}) \quad (\text{III.39})$$

Cependant, les modèles de transition traditionnels se heurtent à la difficulté de la résolution de l'équation de transport sur l'intermittence, en raison du terme  $Re_{\theta t}$  nécessaire pour déterminer le terme de produc-

tion  $P_\gamma$ . Il s'agit en effet d'une valeur moyenne liée à l'écoulement moyen, à l'extérieur de la couche limite, et difficile à déterminer. Par conséquent, le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$  introduit une dernière équation de transport (III.34) permettant de transporter  $Re_{\theta_t}$  de l'extérieur de la couche limite à l'intérieur de la couche limite  $\overline{Re_{\theta_t}}$  par l'intermédiaire du terme de production  $P_{\theta_t}$ . Ce transport nécessite cependant de résoudre l'écoulement de couche limite, ôtant la possibilité d'utiliser une Loi de Paroi pour modéliser la couche limite, et ainsi gagner en temps de calcul (se référer au paragraphe III.2.2 pour le détail sur les méthodes de résolution ou de modélisation de la couche limite). Il est ensuite possible de résoudre l'équation de transport sur l'intermittence par le biais de l'équation (III.37) et des équations de fermeture définies en Annexe B.

### III.1.5 Formulation ALE des équations de conservation.

Lors de la résolution des problèmes d'interaction fluide-structure, le déplacement de la structure calculé par le solveur CSD (*Computational Solid Dynamics*) est imposé au niveau de l'interface entre les deux milieux. La frontière du domaine fluide est ainsi mobile, et le domaine de calcul peut se déplacer ou se déformer au cours du temps. Il devient donc nécessaire de prendre en compte le déplacement des nœuds du maillage dans le domaine eulérien, ainsi que la modification de la vitesse du fluide due au déplacement du maillage. La résolution du problème doit alors utiliser une formulation dite « en maillage mobile », appelée ALE (*Arbitrairement Lagrangienne-Eulérienne*), par exemple décrite dans Souli et al, [Souli00]. L'équation de conservation de la quantité de mouvement écrite au paragraphe III.1.1 est modifiée avec l'ajout de la vitesse de maillage  $\mathbf{V}_b$ .

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \mathbf{V} d\Omega + \int_S \rho (\mathbf{V} - \mathbf{V}_b) \cdot \mathbf{n} dS = \sum \mathbf{f} \quad (\text{III.40})$$

La formulation de l'équation de la quantité de mouvement sous la forme ALE introduit donc l'inconnue supplémentaire de vitesse de maillage  $\mathbf{V}_b$  : il est ainsi nécessaire d'ajouter une nouvelle relation (III.41) au système, appelée Loi de Conservation Géométrique ([Ferziger02]). La vitesse de maillage est alors déterminée à partir des déplacements des nœuds du maillage, ce qui permet de résoudre les équations de conservation en connaissant  $\mathbf{V}_b$  et en le traitant comme un terme source.

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} d\Omega - \int_S \mathbf{V}_b \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (\text{III.41})$$

## III.2 Méthodes de résolution numérique.

Nous avons établi dans la partie précédente le système d'équations régissant les problèmes fluides considérés dans la thèse. Ce système est constitué des équations RANS stationnaires fermées par le modèle de turbulence  $k - \omega - SST$  associé au modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$ . Le système d'équations complet compte les huit inconnues de pression  $p$ , de vitesse  $\overline{\mathbf{V}}$  (trois composantes), l'énergie cinétique turbulente  $k$ , le taux

de dissipation spécifique de la turbulence  $\omega$ , l'intermittence  $\gamma$  et l'épaisseur de transition à l'initiation  $\overline{Re}_{\theta t}$ , ainsi que les huit équations scalaires continues aux dérivées partielles résumées ci-dessous et dans la [Définition III.3](#) :

- une équation de conservation de la masse ;
- trois équations scalaires de conservation de la quantité de mouvement projetée sur  $x$ ,  $y$  et  $z$  ;
- une équation scalaire de transport de l'énergie cinétique turbulente  $k$  projetée sur  $x$ ,  $y$  et  $z$  ;
- une équation scalaire de transport du taux de dissipation spécifique de la turbulence  $\omega$  projetée sur  $x$ ,  $y$  et  $z$  ;
- une équation scalaire de transport de l'intermittence  $\gamma$  projetée sur  $x$ ,  $y$  et  $z$  ;
- une équation scalaire de transport de  $\overline{Re}_{\theta t}$  projetée sur  $x$ ,  $y$  et  $z$  ;

**Définition III.3. Equations RANS instationnaires fermées par le modèle de turbulence  $k - \omega - SST$  associé au modèle de transition  $\gamma - Re_{\theta}$ .**

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{V}} = 0 \quad (\text{III.42})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\mathbf{V}}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{V}} \otimes \bar{\mathbf{V}}) = -\nabla \cdot (\bar{\mathbf{p}}) + \nabla \cdot (\mu \bar{\bar{\mathbf{D}}} + \bar{\bar{\boldsymbol{\tau}}}_f) \quad (\text{III.43})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \nabla \cdot (\rho k (\bar{\mathbf{V}} - \mathbf{v}_g)) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k] + P_k - \gamma' \rho \beta^* (\omega k - \omega_0 k_0) \quad (\text{III.44})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega] + P_\omega + D_\omega - \rho \beta (\omega^2 - \omega_0^2) \quad (\text{III.45})$$

$$\frac{d}{dt}(\rho \gamma) = \nabla \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \nabla \gamma \right] + P_\gamma - E_\gamma \quad (\text{III.46})$$

$$\frac{d}{dt}(\rho \overline{Re}_{\theta t}) = \nabla \cdot \left[ \sigma_{\theta t} (\mu + \mu_t) \nabla \overline{Re}_{\theta t} \right] + P_{\theta t} \quad (\text{III.47})$$

### III.2.1 Cadre général.

La résolution numérique de ce système d'équations repose alors sur sa discrétisation en temps et en espace afin de le transformer en un système d'équations algébriques linéaires. La discrétisation en espace est réalisée à l'aide de la méthode des volumes finis détaillée en Annexe C.

Lors des résolutions instationnaires, le terme temporel présent dans les équations est discrétisé par un schéma d'Euler implicite décentré aval (*i.e* faisant intervenir les pas de temps précédents) du deuxième ordre. Ce schéma présente en effet l'avantage d'être conservatif en temps, robuste et stable. Le principe consiste à réaliser une avance en temps par une décomposition en série de Taylor au deuxième ordre pour approximer numériquement la dérivée temporelle de la grandeur  $\phi$  à l'instant de temps  $n + 1$ , selon (III.48).



Le schéma est implicite car le terme  $\Phi_{n+1}$  apparait des deux côtés de l'équation, et qu'il est donc nécessaire de recourir à une résolution itérative pour réaliser l'avance en temps.

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)_{n+1} = \frac{\frac{2}{3}\Phi_{n+1} - 2\Phi_n + \frac{1}{3}\Phi_{n-1}}{\Delta t} \quad (\text{III.48})$$

Les méthodes de discrétisation spatiale et temporelle décrites ci-dessus permettent d'obtenir un système d'équations linéaires algébriques pour les équations de transport, et un système d'équations non-linéaires algébriques pour la conservation de la quantité de mouvement (les opérateurs A et le terme de production Q dépendent de la solution inconnue de  $v_i^{n+1}$ ). Les équations sont écrites pour un volume de contrôle  $CV_0$  avec une approche implicite au deuxième ordre en temps dans la [Définition III.4](#).

**Définition III.4. Système d'équations algébriques pour un volume de contrôle  $CV_0$ , avec une approche implicite au deuxième ordre en temps.**

$$\begin{cases} A_0^{v_i} \bar{v}_{i0}^{n+1} + \sum_{f=1}^N A_f^{v_i} \bar{v}_{if}^{n+1} = Q_{v_i}^{n+1} - \left(\frac{\delta p^{n+1}}{\delta x_i}\right)_0 \\ A_0^{n+1} \Phi_0^{n+1} + A_0^n \Phi_0^n + A_0^{n-1} \Phi_0^{n-1} + \sum_{f=1}^N A_f \Phi_f = Q_0 \end{cases} \quad (\text{III.49})$$

La résolution numérique du système linéaire algébrique comporte une difficulté associée au terme de pression car celle-ci n'a pas d'équation propre, elle n'apparait que dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, qui est donc une équation couplée vitesse-pression. Il est donc nécessaire d'introduire une nouvelle équation pour la pression, ce qui est réalisé dans notre cas par une méthode de prédiction-correction implicite de la pression, avec l'algorithme SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*). La méthode repose sur la ré-écriture de l'équation de la conservation de la masse sous la forme d'une équation corrigée en débit massique (III.50) et l'introduction de l'équation de pression (III.51). Cette méthode permet de résoudre de manière découplée, c'est-à-dire séquentiellement, les équations de la vitesse et de la pression. Pour cela, on résout l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans un premier temps avec une valeur de pression initiale (*guessed-pressure*) pour obtenir un champ de vitesse intermédiaire  $V_i^*$ , ne respectant pas la condition de conservation de la masse, puis de corriger la valeur de la pression, et ainsi recalculer la vitesse à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

$$\sum_{f=1}^N \dot{m}_f = \sum_{f=1}^N (\dot{m}_f^* - \dot{m}_f') = 0 \quad (\text{III.50})$$

$$p'_0 + \sum_{f=1}^N a_f p'_f = - \sum_{f=1}^N \dot{m}_f^* \quad (\text{III.51})$$

$$\dot{m}_f^* = \rho \mathbf{n}_f S_f \cdot \left( \frac{V_0^* V_1^*}{2} \right) - \gamma_f \quad (\text{III.52})$$

$$\dot{m}_f' = Q_f (p'_0 - p'_1) \quad (\text{III.53})$$

$$\gamma_f = Q_f [p_1 - p_0 - \overline{\nabla p_f^*} \cdot (\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_0)] \quad (\text{III.54})$$

$$A_f = \rho \left( \frac{\Omega_0 + \Omega_1}{a_0 + a_1} \right) \alpha \cdot \mathbf{n}_f S_f \quad (\text{III.55})$$

L'algorithme se déroule suivant les étapes décrites ci-dessous. Il s'agit d'une résolution itérative, et nous appellerons « itérations externes » les itérations permettant de réaliser l'avance en temps, et « itérations internes » ou « sous-itérations fluides » les itérations permettant de réaliser la prédiction-corrrection du champ de pression et de vitesse au sein d'un même pas de temps.

- application des conditions aux limites ;
- calcul des gradients reconstruits de la vitesse et de la pression ;
- calcul des gradients de vitesse et de pression ;
- résolution de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement discrète avec un champ de pression initial pour obtenir le champ de vitesse intermédiaire  $V_i^*$ . Ce champ de vitesse ne respecte cependant pas la condition de conservation de la masse ;
- calcul du débit massique non corrigé  $\dot{m}_f^*$  à partir de (III.52) ;
- résolution de l'équation de pression pour obtenir la pression corrigée  $p'$  ;
- avance en temps de la pression  $p^{n+1} = p^n + w p'$  où  $w$  est le facteur de relaxation appliqué au champ de pression ;
- correction du débit massique  $\dot{m}_f^{n+1} = \dot{m}_f^* - \dot{m}_f'$  ;
- correction de la vitesse

### III.2.2 Traitement numérique de la couche limite

Lors de la présence d'une paroi dans le fluide, une couche limite se développe au niveau de celle-ci, qui peut être pleinement laminaire, pleinement turbulente, ou transitionnelle entre une couche limite laminaire et une couche limite turbulente. L'état de la couche limite influe fortement sur la production de vorticité au niveau de la paroi ; aussi il est primordial de bien représenter l'écoulement au sein de la couche limite. Pour cela, il faut rendre compte de la structure interne de la couche limite, qui compte trois « zones » principales répondant à des physiques différentes, et délimitées entre elles par les grandeurs de distance adimensionnelle à la paroi  $y^+$  (III.56) et de vitesse adimensionnelle  $u^+$  (III.57). Ces deux grandeurs s'expriment suivant la vitesse de référence dans la couche limite  $u^*$ , qui s'exprime de manière théorique en fonction de la

contrainte pariétale visqueuse (*i.e* les efforts visqueux  $\tau_\omega$ ) et de la masse volumique du fluide selon (III.58). Nous verrons cependant que la détermination pratique de cette grandeur par les codes de CFD varie en fonction du modèle de couche limite choisi.

$$y^+ = \frac{u^* y}{\nu} \quad (\text{III.56})$$

$$u^+ = \frac{V}{u^*} \quad (\text{III.57})$$

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}} \quad (\text{III.58})$$

- Zone de sous-couche visqueuse : cette zone de la couche limite est présente au niveau de la paroi ( $y^+ = 0$ ) jusqu'à  $y^+ = 5$ . Elle est caractérisée par une prédominance des effets visqueux dus à la paroi et un écoulement quasi-laminaire. La loi de vitesse dans cette zone s'écrit sous forme adimensionnelle  $u^+ = y^+$ , ce qui signifie en grandeurs dimensionnelles que la vitesse moyenne ne dépend que de la masse volumique  $\rho$  et de la viscosité  $\nu$  du fluide, de la distance à la paroi  $y$  et des efforts visqueux  $\tau_\omega$  ;
- Zone de transition : la zone de sous-couche visqueuse laisse la place à une zone de transition, dans laquelle l'écoulement transitionne entre les régimes laminaire et turbulent. Le comportement de la vitesse de l'écoulement est donc difficile à décrire mathématiquement : il varie en effet entre la loi linéaire de la sous-couche visqueuse, et la loi logarithmique de la zone de raccordement ;
- Zone de raccordement logarithmique : aux alentours de  $y^+ = 30$  l'écoulement est désormais pleinement turbulent, et un équilibre s'établit entre les efforts visqueux et les efforts turbulents. La vitesse moyenne de l'écoulement augmente progressivement suivant une loi logarithmique pour se « raccorder » à la vitesse hors couche limite, correspondant à la vitesse de l'écoulement moyen. Cette loi logarithmique s'exprime avec les grandeurs adimensionnelles sous la forme (III.60), où  $\kappa$  est la constante universelle de Von Kármán, et  $C$  est une constante empirique (par exemple 5.1 pour une paroi lisse).

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (\text{III.59})$$

$$\kappa = 0.41 \quad (\text{III.60})$$

Le traitement numérique de la couche limite peut s'effectuer avec l'une des deux méthodes suivantes : i) résolution de l'intégralité de la couche limite, ou ii) modélisation du comportement de la couche limite dans la sous-couche visqueuse par une loi dite « Loi de Paroi », et résolution du comportement dans les deux autres zones. La première méthode nécessite de pouvoir capturer les phénomènes physiques dans une zone aussi fine que la sous-couche visqueuse, ce qui implique d'utiliser des mailles très petites en proche paroi, et a pour conséquence une augmentation considérable du nombre de mailles dans le domaine fluide et par conséquent du temps de calcul. En pratique, cette méthode apparaît envisageable uniquement dans le cas d'écoulements à faibles nombres de Reynolds, et porte donc le nom de « résolution Bas Reynolds ». A l'inverse, la deuxième méthode ne résout pas l'écoulement dans la sous-couche visqueuse, mais modé-

lise son comportement par une loi d'approximation de la vitesse. Il n'est donc pas nécessaire d'utiliser des mailles aussi fines en proche paroi, ce qui permet à ces méthodes, non seulement d'être applicables à tout nombre de Reynolds, mais également de présenter un avantage en terme de coût de calcul (avec en contrepartie une précision moindre sur les résultats pour des écoulements à faibles nombres de Reynolds). Cette méthode porte le nom de « résolution Haut Reynolds ».

Les paragraphes précédents introduisent la notion de taille de mailles dans la couche limite, et notamment en proche paroi, pour réaliser la distinction entre une résolution Bas Reynolds et une résolution Haut Reynolds. En effet, il existe un critère numérique sur la valeur de  $y^+$  à respecter en fonction de la méthode choisie pour représenter la couche limite :

- $y^+ < 1$  pour une résolution Bas Reynolds, dite également **Low- $y^+$** . Cette condition permet de s'assurer que le centre de la première maille de couche limite est bien situé au niveau de la sous-couche visqueuse que l'on souhaite prendre en compte dans la résolution. L'utilisateur doit ensuite spécifier le nombre de mailles total à utiliser dans la couche limite (généralement compris entre 20 et 25), ainsi que l'épaisseur de couche limite. Cette méthode de résolution de la couche limite s'impose lors de l'utilisation du modèle de transition  $\gamma - Re - \theta^4$  ;
- $30 < y^+$  pour une résolution Haut Reynolds, dite également **High- $y^+$** . Cette condition permet de s'assurer que le centre de la première maille est bien au niveau de la zone de raccordement en loi logarithmique. Le nombre de mailles total dans la couche limite dans ce cas est plus généralement compris entre 3 et 5. La couche limite est modélisée dans ces mailles par l'intermédiaire de la Loi de Paroi (III.62), dans laquelle  $E = e^{\kappa C}$  relativement à la théorie. Notons que la formulation sous forme d'une loi logarithmique accentue l'importance du  $y^+$  : il est en effet primordial de s'assurer que la loi de modélisation appliquée est bien conforme à la physique... or la frontière entre zone de transition et zone de raccordement logarithmique est difficile à définir, et donc par mesure de précaution on préférera la valeur de  $70 < y^+$  plutôt que 30 ;

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad \text{(III.61)}$$

$$E = 9.8 \quad \text{(III.62)}$$

- Il existe un troisième modèle appelé **All- $y^+$**  correspondant à une méthode hybride entre les modèles **Low- $y^+$**  et **High- $y^+$** . En effet, ce modèle reproduit le comportement du **Low- $y^+$**  pour des maillages fins, et le comportement du **High- $y^+$**  pour des maillages grossiers. Le critère utilisé pour déterminer le modèle à utiliser est à nouveau la valeur du  $y^+$ . Ce modèle permet par ailleurs d'obtenir des résultats raisonnables lorsque le centre de la première maille est situé au niveau de la zone de transition ( $1 < y^+ < 30 - 70$ ) : une fonction de passage  $g$  est alors utilisée (III.63) pour réaliser un mixte entre la loi de vitesse linéaire de la sous-couche visqueuse, et la loi logarithmique de la zone de raccordement.

4. Se référer au paragraphe III.1.4.2 concernant la théorie du modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$ .

$$\begin{cases} g = \exp\left(-\frac{Re_y}{11}\right) \\ Re_y = \frac{\sqrt{k}y}{\nu} \end{cases} \quad (\text{III.63})$$

L'implémentation concrète de la Loi de Paroi se fait dans le code CFD Starccm+ pour les équations de fermeture  $k - \omega - SST$ <sup>5</sup> par l'intermédiaire des trois actions suivantes : i) détermination de la vitesse de référence  $u^*$  par une formulation spéciale en fonction de la résolution choisie (III.64), ii) calcul spécifique dans les mailles de couche limite pour le terme de production turbulente  $G_k$  apparaissant dans les équations de transport (III.65), et iii) calcul spécifique dans les mailles de couche limite pour le terme de dissipation  $\omega$  apparaissant dans les équations de transport (III.66). Notons que la fonction de passage  $g$  est également utilisée pour le modèle  $Low-y^+$  car la formulation  $u^* = \sqrt{\nu V/y}$  ne permet pas en pratique d'obtenir des résultats satisfaisants pour un maillage grossier.

$$u^* = \begin{cases} \sqrt{\beta^* 1/2 k} & \text{high-}y^+ \\ \sqrt{g\nu V/y + (1-g)\beta^* 1/2 k} & \text{low-}y^+ \\ \sqrt{g\nu V/y + (1-g)\beta^* 1/2 k} & \text{all-}y^+ \end{cases} \quad (\text{III.64})$$

$$G_k = \begin{cases} \frac{1}{\mu} (\rho u^* \frac{V}{u^+})^2 \frac{\partial u^+}{\partial y^+} & \text{high-}y^+ \\ \mu_t S^2 & \text{low-}y^+ \\ g\mu_t S^2 + (1-g) \frac{1}{\mu} (\rho u^* \frac{V}{u^+})^2 \frac{\partial u^+}{\partial y^+} & \text{all-}y^+ \end{cases} \quad (\text{III.65})$$

$$\omega = \begin{cases} \frac{u^*}{\sqrt{\beta^* \kappa y}} & \text{high-}y^+ \\ \frac{6\nu}{\beta y^2} & \text{low-}y^+ \\ g \frac{6\nu}{\beta y^2} + (1+g) \frac{u^*}{\sqrt{\beta^* \kappa y}} & \text{all-}y^+ \end{cases} \quad (\text{III.66})$$

### III.3 Application aux problèmes fluides considérés dans la thèse.

Deux problèmes fluides sont considérés dans la thèse : le cas de validation que nous avons choisi, issu de l'étude expérimentale menée en 2014 par [Zarruk14] sur des hydrofoils, et l'écoulement autour du profil composite développé dans la thèse. Pour chacun de ces problèmes fluides, différents calculs fluides sont réalisés en considérant les profils comme des corps rigides avant la mise en œuvre des calculs couplés. Nous pouvons classer ces calculs fluides en trois catégories :

5. Nous ne détaillons ici que l'implémentation de la Loi de Paroi pour le modèle de fermeture utilisé dans la thèse.

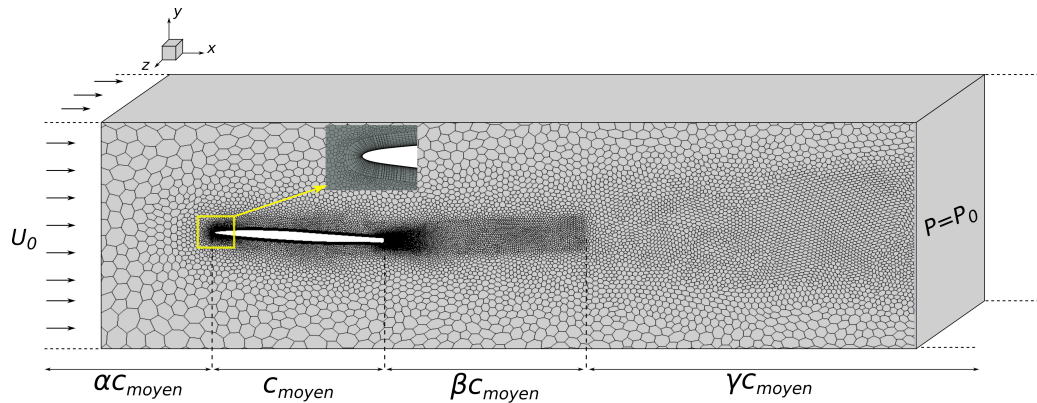


FIGURE III.2 – Domaine fluide et maillage utilisé pour résoudre les problèmes fluides considérés dans la thèse.

TABLE III.1 – Définition des coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  correspondants au nombre de cordes moyennes (90 mm) utilisées pour modéliser l'écoulement en amont et en aval de la structure, ainsi que le sillage proche.

	AL et CARBON	VER-45
Amont $\alpha$	8	5
Sillage $\beta$	3.5	7
Aval $\gamma$	8.5	6

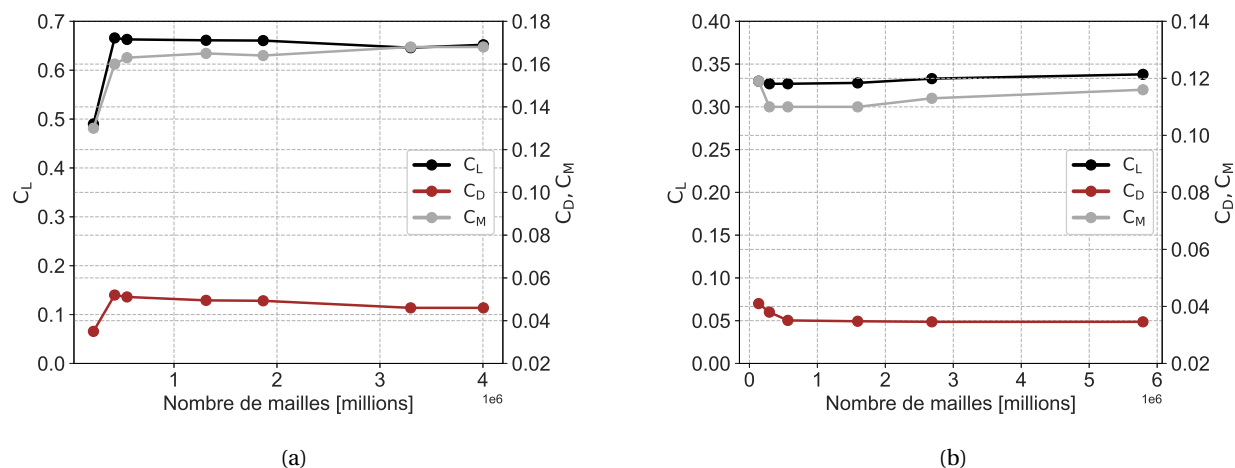
- Etude du modèle de transition sur le cas de validation ;
- Calculs fluides préparatoires à la validation des calculs couplés sur le modèle de transition ;
- Calculs fluides pour l'étude numérique de l'écoulement autour du profil composite développé dans la thèse, et préparation des calculs couplés.

### III.3.1 Domaine fluide et conditions aux limites.

Le domaine de calcul utilisé pour l'ensemble de ces calculs fluides est illustré sur la [Figure III.2](#), où les dimensions sont exprimées en nombre de cordes moyennes utilisées pour modéliser l'écoulement en amont et en aval de la structure, ainsi que pour le sillage proche. Les valeurs respectives des coefficients  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont données dans le [Tableau III.1](#). Les conditions aux limites sont définies au niveau de l'entrée et de la sortie du domaine, sur les parois de la veine numérique, et sur la structure. La condition sur l'entrée est un écoulement stationnaire uniforme de vitesse  $U_0$  orthogonale à la section de la veine. La condition sur la sortie impose la pression dans l'écoulement égale à la pression atmosphérique. Les parois de la veine numérique sont considérées comme des murs rigides avec glissement, et la surface de la structure comme un corps rigide sans glissement.

### III.3.2 Maillages et résolution de couche limite.

Le maillage fluide est un maillage non structuré polyédrique comprenant trois niveaux de raffinement situés au bord d'attaque, au bord de fuite et dans le sillage proche. Un maillage structuré prismatique est de plus introduit au voisinage du profil, ce qui permet de capturer la couche limite avec les différentes méthodes présentées plus haut dans ce chapitre : soit une méthode de modélisation avec une Loi de Paroi, soit



**FIGURE III.3** – Étude de convergence en maillage pour le modèle fluide sur les coefficients hydrodynamiques de portance, de trainée et de moment, pour **(a)** l'écoulement autour du profil issu de l'étude expérimentale de [Zarruk14] et **(b)** l'écoulement autour du profil en matériau composite que nous avons développé pendant la thèse.

une résolution Bas Reynolds. Une étude spécifique de convergence en maillage est réalisée pour chacun des problèmes fluides considérés dans la thèse. La Figure III.3 présente les études de convergence en maillage pour : **(a)** l'écoulement autour du profil issu de l'étude expérimentale de l'AMC (2014) et **(b)** l'écoulement autour du profil en matériau composite que nous avons développé pendant la thèse.

A titre d'exemple, considérons l'étude de convergence en maillage réalisée pour le problème fluide autour de la géométrie d'hydrofoil de [Zarruk14]. Sept maillages allant de  $\sim 200\,000$  à  $\sim 4\,000\,000$  de mailles sont ainsi testés sur les coefficients hydrodynamiques de portance, de trainée et de moment, pour une incidence de  $8^\circ$  qui permet de se situer avant le décrochage de l'hydrofoil, d'après les résultats expérimentaux présentés sur la Figure I.12. Le Tableau III.2 indique le nombre total de mailles ainsi que la taille des mailles (en % de la corde moyenne) pour chacun des sept maillages, lors de la modélisation de la couche limite avec une Loi de Paroi. La Figure III.3 (a) montre que la convergence est atteinte dans ce cas pour le maillage de 543 535 mailles. La même étude de convergence associée à une résolution Bas Reynolds conduit à la conclusion que la convergence est atteinte pour 1 375 000 mailles, multipliant ainsi les temps de calculs par 2.5. Par conséquent, le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$ , nécessairement associé à une résolution Bas Reynolds, sera validé pour un angle avant décrochage ( $8^\circ$ ) et un angle après décrochage ( $12^\circ$ ) sur le cas de validation ; mais comme la transition n'est pas l'objet du cas de validation sur les calculs couplés, une modélisation avec une Loi de Paroi moins couteuse en temps de calculs sera utilisée pour la validation des calculs couplés. Une comparaison (présentée au chapitre Résultats) sur les coefficients hydrodynamiques entre la modélisation avec une Loi de Paroi logarithmique et une résolution Bas Reynolds montre par ailleurs un écart de 3%, ce qui est suffisant pour les besoins de la validation. La couche limite dans l'écoulement autour du profil composite développé dans la thèse sera en revanche résolue avec un modèle Bas Reynolds et un modèle de transition.

De plus, un des objets de l'étude numérique de l'écoulement autour de notre profil composite est de capturer numériquement les effets 3D présents dans l'écoulement turbulent, comme les lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque ou de bord de fuite qui se retrouvent dans le sillage. Par conséquent nous réalisons égale-

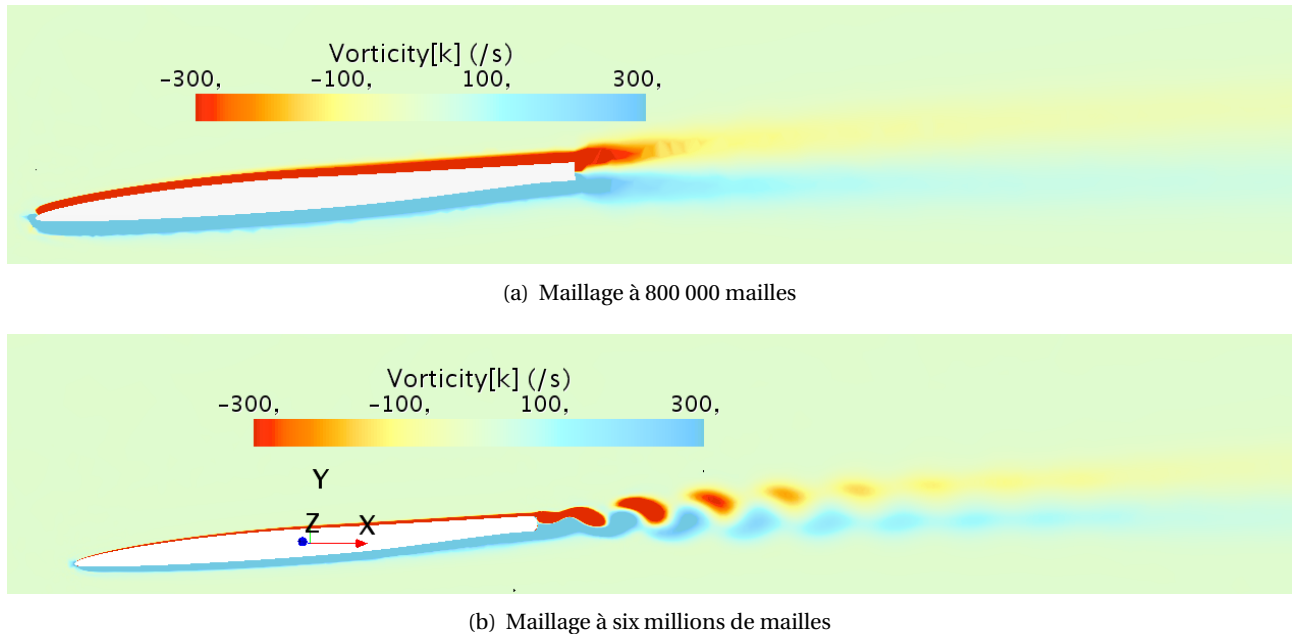


FIGURE III.4 – Etude de convergence du sillage du profil portant développé pendant la thèse : (a) maillage à 800 000 mailles, et (b) maillage à six millions de mailles.

ment une étude de convergence qualitative sur le niveau de détail que nous pouvons capturer dans le sillage et la résolution de la couche limite, en plus de l'étude quantitative sur les coefficients hydrodynamiques. La Figure III.4 présente ainsi une vue du sillage et de la couche limite pour une incidence de  $4^\circ$  et un nombre de Reynolds de 450 000 pour deux maillages différents : (a) un maillage à 800 000 mailles, et (b) un maillage à six millions de mailles. Il apparaît clairement que la convergence sur le sillage et la couche limite n'est pas atteinte pour 800 000 mailles, contrairement à la convergence sur les coefficients hydrodynamiques et que la convergence sur le sillage et la couche limite est beaucoup plus contraignante et gourmande en nombre de mailles. Comme il s'agit cependant de phénomènes qu'il est indispensable de capturer pour l'étude de l'écoulement autour de notre profil, nous utiliserons par la suite le maillage à six millions de mailles dans ce cas.

Le Tableau III.3 regroupe les caractéristiques des maillages convergés utilisés pour résoudre les problèmes fluides dans la thèse : un maillage avec une modélisation avec une Loi de Paroi pour le cas de validation, et un maillage avec une résolution Bas Reynolds dans le cas de l'écoulement autour de notre profil composite. La taille des mailles de chacun des niveaux de raffinement est exprimée en % de la corde moyenne, associée à la contribution de ce niveau de raffinement au nombre total de mailles, et donc au temps de calculs.

Le Tableau III.4 synthétise le type de résolution de couche limite utilisé et l'utilisation du modèle de transition pour les calculs fluides réalisés dans la thèse. Dans le cas d'une modélisation avec une Loi de Paroi logarithmique, le maillage prismatique compte deux mailles de couche limite pour des valeurs de  $y^+ > 70$ , et dans le cas d'une résolution Bas Reynolds, le maillage compte 25 mailles de couche limite pour des valeurs de  $y^+ < 1$ .



**TABLE III.2** – Constitution des maillages utilisés pour l'étude de convergence en maillage fluide, figurant la taille des mailles en % de la corde moyenne (90 mm).

Nb de mailles	Maillage de base	Sillage	Hydrofoil	Bord d'attaque	Bord de fuite
217810	4.7	1	0.7	0.07	0.33
423556	5	0.8	0.7	0.03	0.33
543535	5	0.7	0.4	0.03	0.23
1311230	4	0.5	0.4	0.02	0.2
1865994	3.5	0.4	0.4	0.02	0.2
3298329	3.3	0.3	0.3	0.013	0.17
4004628	3.3	0.3	0.3	0.013	0.13

**TABLE III.3** – Taille des mailles en % de la corde moyenne et contribution en % au nombre de mailles total de chacun des quatre niveaux de raffinement des maillages utilisés pour résoudre les problèmes fluides considérés dans la thèse.

	AL et CARBON		VER-45	
	Taille des mailles	% de mailles totales	Tailles des mailles	% de mailles totales
Profil	4	11	1.1	2
Bord d'attaque	0.27	26	0.17	6
Bord de fuite	2.33	0.03	0.22	0.2
Sillage proche	7.77	20	1.67	6
Couche limite		21		42

**TABLE III.4** – Utilisation du modèle de transition et résolution de la couche limite pour les calculs fluides effectués dans la thèse. Les études marquées (\*) portent sur le foil de [Zarruk14] et l'étude marquée (\*\*) porte sur le profil composite développé pendant la thèse.

Calcul effectué	Modèle de transition	Couche limite	Critère $y^+$
Etude du modèle de transition à 8° et 12° (*)	Oui	Bas Reynolds	$y^+ < 1$
Validation du couplage de 0° à 14° (*)	Non	Loi de Paroi	$y^+ > 70$
Profil composite VER-45 de -10° à 10° (**)	Oui	Bas Reynolds	$y^+ < 1$

### III.3.3 Résolution temporelle.

La [Figure III.5](#) présente l'étude de convergence de la résolution temporelle de l'écoulement autour du profil composite développé dans la thèse, menée sur les coefficients de portance pour un nombre de Reynolds de 450 000 et trois angles d'incidence : 0°, 4° et 9.6° (point de décrochage). Une analyse spectrale sur chacun des signaux permet d'identifier les fréquences associées aux fluctuations du coefficient de portance pour chacun des angles d'incidence. Pour 0°, les fluctuations sont composées d'un paquet de fréquences de 250 Hz à 400 Hz. Pour 4° la fréquence des fluctuations est de 270 Hz et 290 Hz, et, enfin, le signal de portance à 9.6° est composé de fluctuations de fréquences beaucoup plus basses, de 5 Hz et 10 Hz. Par conséquent, l'étude de la convergence temporelle met en évidence l'existence de trois régimes d'écoulement distincts en fonction de l'angle d'incidence : plus l'angle d'incidence est faible, plus l'écoulement semble régir par les phénomènes hautes fréquences, tels que des lâchers tourbillonnaires de Von Kármán. A l'inverse, pour des angles d'incidence élevés, l'écoulement est caractérisé par le décollement massif à la surface du profil, jusqu'au décrochage.

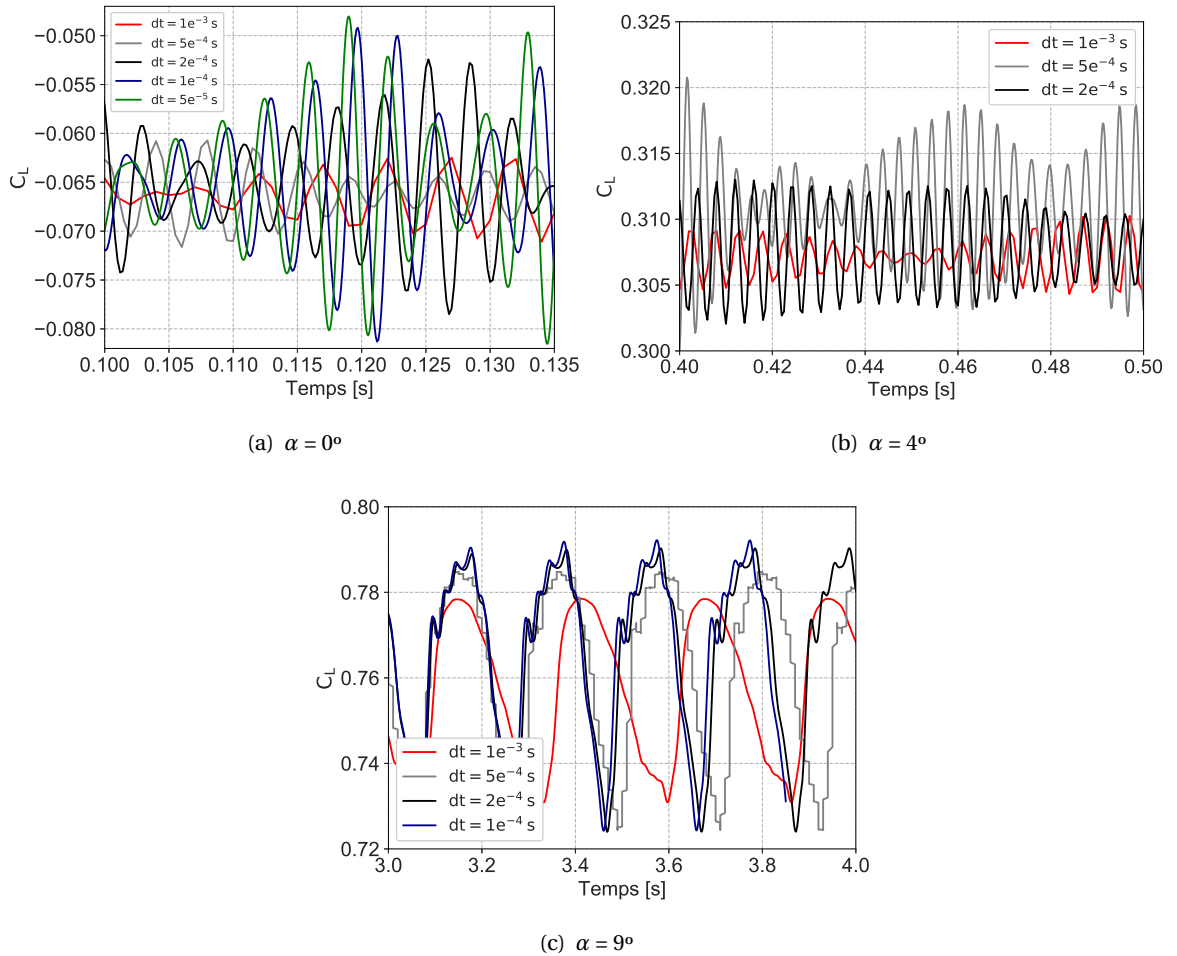


FIGURE III.5 – Etudes de convergence de la résolution temporelle de l'écoulement autour du profil composite développé dans la thèse, pour trois angles d'incidence.

Afin de capturer correctement les phénomènes physiques mis en jeu pour chacun des angles d'incidence, il est nécessaire d'adopter un pas de temps adapté à chaque régime d'écoulement. Pour une incidence de  $0^\circ$ , les résolutions à  $10^{-3}$ s et  $5 \cdot 10^{-4}$ s sont trop grossières pour capturer correctement la forme des fluctuations et leur amplitude. Une résolution à  $2 \cdot 10^{-4}$ s permet de capturer la forme des fluctuations, mais il existe un décalage fréquentiel et un décalage en amplitude significatifs avec les résolutions à  $10^{-4}$ s et  $5 \cdot 10^{-5}$ s, et la convergence temporelle n'est donc pas atteinte. Ces deux légers décalages existent encore entre les résolutions à  $10^{-4}$ s et  $5 \cdot 10^{-5}$ s, mais sont moins marqués. Aussi, pour des économies en temps de calculs, le pas de temps retenu pour une incidence de  $0^\circ$  est de  $10^{-4}$ s. Les mêmes considérations portant sur l'amplitude et la période des fluctuations conduisent à retenir un pas de temps de  $5 \cdot 10^{-4}$ s pour une incidence de  $4^\circ$  et un pas de temps de  $2 \cdot 10^{-4}$ s pour une incidence de  $9.6^\circ$ . Finalement, les pas de temps adoptés pour résoudre l'écoulement autour du profil composite sont synthétisés dans le [Tableau III.5](#).

### III.4 Synthèse du chapitre III

Nous avons consacré ce chapitre à la présentation des méthodes numériques de résolution fluide que nous avons utilisées, ainsi qu'à la mise en place des modèles numériques fluides avec le logiciel commercial de

TABLE III.5 – Résolution temporelle adoptée pour simuler l'écoulement autour du profil composite développé pendant la thèse.

Incidence	$\Delta t$ [s]	Régime d'écoulement
$\alpha = 0^\circ$	$10^{-4}$	Lâchers tourbillonnaires de Von Kármán
$\alpha \in [-8^\circ, -1^\circ]$ et $[1^\circ, 8^\circ]$	$5.10^{-4}$	Avant décrochage
$\alpha > 9.6^\circ$	$2.10^{-4}$	Après décrochage

CFD Starccm+. Nous utilisons une méthode de résolution fluide visqueuse qui s'appuie sur l'approximation mathématique des équations de Navier-Stokes instationnaires moyennées au sens de Reynolds, dite méthode URANS, et fermées avec le modèle de turbulence  $k - \omega - SST$  associé pour certaines simulations au modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$ . Le système d'équations ainsi obtenu est discrétisé en espace par la méthode des volumes finis et, dans le cas des simulations fluides instationnaires, il est discrétisé en temps par le schéma d'Euler implicite décentré aval du deuxième ordre. Les domaines fluides que nous avons considérés représentent la géométrie 3D de l'hydrofoil étudié (section NACA 0009 ou NACA 66-206 épaissie au bord de fuite) encastré dans une veine d'essais numérique. Une condition aux limites de corps rigide sans glissement a été imposée sur l'hydrofoil, et des conditions aux limites de corps rigide avec glissement ont été imposées sur les parois de la veine d'essais numérique. De plus, un écoulement stationnaire uniforme a été utilisé en entrée de domaine, et une condition de pression a été imposée en sortie. Le domaine fluide a été discrétisé avec un maillage non-structuré polyédrique présentant différents niveaux de raffinement à la surface du profil, aux bords d'attaque et de fuite et dans le sillage. Par ailleurs, un maillage prismatique de couche limite a été ajouté autour du profil, et deux approches différentes ont été utilisées pour capturer la couche limite : lorsque le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$  n'a pas été utilisé, la couche limite a été modélisée par une Loi de Paroi logarithmique associée à une valeur de  $y^+ > 70$  ; dans le cas contraire la couche limite a été résolue par une approche dite « Bas Reynolds » associée à une valeur de  $y^+ < 1$ . En effet, nos études de convergence en maillage ont montré que l'utilisation d'une résolution Bas Reynolds multipliait les temps de calculs par 2.5 pour un gain de performance sur les coefficients hydrodynamiques de 3% ; par conséquent nous avons réservé l'utilisation de la résolution Bas Reynolds à l'étude de l'écoulement autour de notre profil portant composite. De plus, notre étude de convergence temporelle a montré la nécessité d'utiliser différentes résolutions temporelles pour décrire l'écoulement autour de notre profil portant composite en fonction de l'angle d'incidence, ce qui laisse supputer l'existence de régimes d'écoulement différents.

Nous présentons dans le prochain chapitre les méthodes de résolution structure que nous avons utilisées.



# CHAPITRE IV

## RÉSOLUTION DU PROBLÈME STRUCTURE

\*\*\*

Ce chapitre est consacré à la modélisation numérique du problème structure par la méthode des éléments finis, avec prise en compte du comportement mécanique anisotrope caractéristique des matériaux composites. Nous présentons dans un premier temps la formulation mathématique du problème structure dans le cadre général de la mécanique des milieux continus, puis nous présentons la discrétisation et la résolution numérique des équations par la méthode des éléments finis. Nous nous intéressons ensuite au cas des matériaux composites, avec le traitement numérique particulier requis pour leur résolution numérique. Le code commercial d'éléments finis utilisé dans cette thèse est Abaqus Standard, commercialisé par Dassault System.

### Sommaire

<b>IV.1 Modélisation mathématique du problème structure</b>	<b>79</b>
<b>IV.2 Résolution numérique par la méthode des éléments finis</b>	<b>81</b>
<b>IV.3 Cas particulier du composite</b>	<b>82</b>
IV.3.1 Définition d'un composite	83
IV.3.2 Rôles et caractéristiques des différents constituants	83
IV.3.3 Les stratifiés	85
IV.3.4 Les matériaux sandwichs	86
IV.3.5 Modélisation numérique des matériaux composites	86
<b>IV.4 Synthèse du chapitre IV</b>	<b>90</b>

### IV.1 Modélisation mathématique du problème structure

Soit un solide déformable de volume  $\Omega$ , de masse volumique  $\rho_s$  et de surface extérieure  $\partial\Omega$  (Figure IV.1). Le solide est soumis à des forces volumiques  $\mathbf{f}_v$  et une partie  $\partial\Omega_\sigma$  de la surface extérieure est soumise à des forces surfaciques  $\mathbf{f}_s$ . Un champ de déplacements  $\mathbf{u}_0$  est par ailleurs imposé sur une partie  $\partial\Omega_u$  de la surface extérieure, complémentaire de  $\partial\Omega_\sigma$  (IV.1).

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial\Omega_u \cup \partial\Omega_\sigma = \partial\Omega \\ \partial\Omega_u \cap \partial\Omega_\sigma = \emptyset \end{array} \right. \quad (\text{IV.1})$$

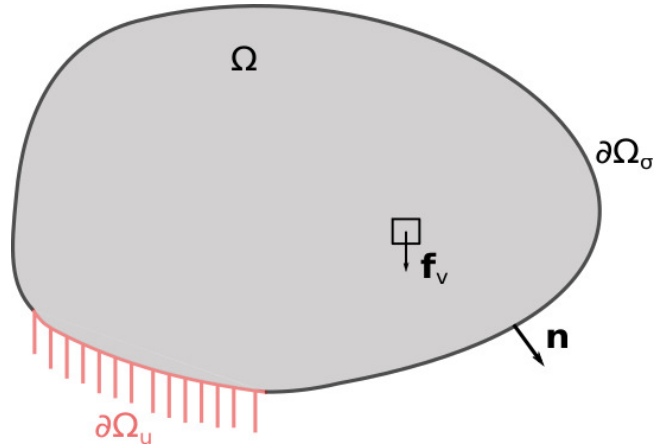


FIGURE IV.1 – Domaine de calcul d'un problème de mécanique des solides

La résolution du problème structure consiste ainsi à déterminer les deux champs inconnus de déplacements  $\mathbf{u}$  et de contraintes  $\bar{\bar{\sigma}}$  décrivant le comportement du solide sous l'effet des forces volumiques  $\mathbf{f}_v$  et des forces surfaciques  $\mathbf{f}_s$ . Ces deux champs vérifient les équations d'équilibre (IV.2) sur  $\Omega$ , les conditions aux limites de Neumann sur  $\partial\Omega_\sigma$  (IV.3), les conditions cinématiques (conditions aux limites de Dirichlet) sur  $\partial\Omega_u$  (IV.4), ainsi que la relation de comportement (IV.5). Dans le cas général, cette relation de comportement s'exprime par la loi de Hooke dite « généralisée » faisant intervenir le tenseur d'ordre de 4 de rigidité noté  $H$ .

$$\nabla \cdot \bar{\bar{\sigma}} + \mathbf{f}_v = \rho_s \ddot{\mathbf{u}} \quad \forall M \in \Omega \quad (\text{IV.2})$$

$$\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{f}_s \quad \forall M \in \partial\Omega_\sigma \quad (\text{IV.3})$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \quad \forall M \in \partial\Omega_u \quad (\text{IV.4})$$

$$\bar{\bar{\sigma}} = \bar{\bar{\bar{H}}} \bar{\bar{\epsilon}} \quad (\text{IV.5})$$

Les travaux réalisés au cours de cette thèse s'inscrivent par ailleurs dans le cadre de l'Hypothèse des Petites Perturbations (HPP) qui permet d'écrire le tenseur des déformations de Green-Lagrange  $\bar{\bar{\epsilon}}$  sous sa forme linéarisée (IV.6).

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \frac{1}{2} (\bar{\nabla} \mathbf{u} + \bar{\nabla}^T \mathbf{u}) \quad (\text{IV.6})$$

L'écriture mathématique du problème structure sous la forme des équations différentielles locales (IV.2) à (IV.6) n'est cependant pas la mieux adaptée à la résolution du problème structure par la méthode des éléments finis. Il est en effet plus aisé d'utiliser la formulation faible du problème qui permet de remplacer les équations locales différentielles par un équation intégrale scalaire équivalente. Cette formulation faible

s'obtient en multipliant l'équation d'équilibre (IV.2) par une fonction test puis en intégrant sur l'ensemble du domaine  $\Omega$ . La fonction test est ici le champ des déplacements virtuels  $\delta \mathbf{u}$  cinématiquement admissibles, c'est-à-dire de régularité suffisante ( $C^0$  pour les problèmes d'élasticité et  $C^1$  pour les problèmes de poutres, plaques et coques) et qui vérifie la condition cinématique  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0$ .

$$\int_{\Omega} \delta \mathbf{u} \cdot [-\rho_s \ddot{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} + \mathbf{f}_v] d\Omega = 0 \quad \forall \mathbf{M} \in \Omega, \quad \forall \delta \mathbf{u} \quad (\text{IV.7})$$

Une intégration par parties est réalisée sur le terme  $\int_{\Omega} \delta \mathbf{u} \cdot \nabla \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} d\Omega = \underbrace{\int_{\partial\Omega} \delta \mathbf{u} \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} \mathbf{n} dS}_I - \underbrace{\int_{\Omega} \nabla \cdot (\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} \delta \mathbf{u}) d\Omega}_{II}$ , puis la condition aux limites de Neumann ( $\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{f}_s, \forall \mathbf{M} \in \partial\Omega_\sigma$ ) est injectée dans le terme I. Enfin, il est nécessaire pour fermer le système d'équations d'introduire dans le terme II la relation de comportement ( $\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} = \bar{\bar{\bar{H}}}\bar{\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}}$ ). Le système d'équations (IV.8) ainsi obtenu constitue la formulation faible, aussi appelée Principe des Travaux Virtuels (PTV) qui exprime l'équilibre du travail virtuel des forces internes  $\delta W_{\text{int}}$ , du travail virtuel des forces externes  $\delta W_{\text{ext}}$  et du travail virtuel des efforts d'accélération  $\delta W_{\text{acc}}$ . Il s'agit de la formulation utilisée pour appliquer la méthode des éléments finis.

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta W_{\text{ext}} + \delta W_{\text{int}} = \delta W_{\text{acc}} \quad \forall \delta \mathbf{u} \\ \delta W_{\text{ext}} = \int_{\Omega} \delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{f}_v d\Omega + \int_{\partial\Omega_\sigma} \delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{f}_s dS \\ \delta W_{\text{int}} = - \int_{\Omega} \delta \bar{\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}} : \bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}} d\Omega \\ \delta W_{\text{acc}} = \int_{\Omega} \delta \mathbf{u} \cdot \rho_s \ddot{\mathbf{u}} d\Omega \end{array} \right. \quad (\text{IV.8})$$

## IV.2 Résolution numérique par la méthode des éléments finis

Nous avons établi dans la partie précédente la forme du problème mathématique à résoudre, dont les inconnues sont le champ de déplacements  $\mathbf{u}$  et le champ des contraintes  $\bar{\bar{\boldsymbol{\sigma}}}$ . Cependant, dans la majorité des cas, il n'existe pas de solution analytique au problème, et il est donc nécessaire de résoudre celui-ci numériquement, c'est-à-dire de déterminer la meilleure approximation  $\tilde{\mathbf{u}}$  du champ  $\mathbf{u}$  sur son domaine de définition  $\Omega$  vérifiant les mêmes lois physiques. La fonction approximation  $\tilde{\mathbf{u}}$  se construit selon l'expression (IV.9) sur une base fonctionnelle « complète »  $\phi_i$  (c'est-à-dire une base fonctionnelle qui permet de représenter n'importe quelle fonction arbitraire  $\mathbf{f}$  sur son domaine de définition  $F$  en augmentant le nombre de coordonnées généralisées  $a_i$ , soit :  $\lim_{N \rightarrow \infty} [\mathbf{f} - \sum_{i=1}^N a_i \phi_i] = 0$ ), suffisamment régulière et vérifiant les conditions aux limites du problème ([Imbert91]).

$$\tilde{\mathbf{u}} = \sum_{i=1}^N a_i \phi_i \quad (\text{IV.9})$$

La méthode des éléments finis consiste à diviser le domaine  $\Omega$  en  $M$  sous-domaines élémentaires  $\Omega_e$  pour lesquels on détermine la meilleure approximation  $\tilde{\mathbf{u}}_e$  sur chacun de ces sous-domaines, puis à revenir à la solution  $\tilde{\mathbf{u}}$  sur l'ensemble du domaine  $\Omega$  par assemblage des solutions élémentaires. La base fonctionnelle complète choisie dans la méthode des éléments finis est composée des vecteurs élémentaires  $\mathbf{q}_e$  regroupant au moins les déplacements nodaux du nœud considéré et, suivant les conditions de régularité exigées, éventuellement leurs dérivées successives (par exemple pour les problèmes de poutres, plaques et coques). Un vecteur élémentaire  $\mathbf{q}_e$  s'écrit ainsi sous la forme (IV.10). Les coordonnées généralisées associées à cette base fonctionnelle sont les fonctions d'interpolation (aussi appelées fonctions de forme)  $N_i$  qui permettent de calculer le déplacement vu par un élément en fonction du déplacement de ses nœuds. L'approximation  $\tilde{\mathbf{u}}_e$  s'écrit donc pour tout point  $M$  du domaine  $\Omega$  sous la forme matricielle (IV.11) dans laquelle  $[N(M)]$  est la matrice des fonctions de forme.

$$\mathbf{q}_e = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ | \\ u_N \end{pmatrix} \quad (\text{IV.10})$$

$$\tilde{\mathbf{u}}_e(M) = [N(M)]\mathbf{q}_e \quad (\text{IV.11})$$

On introduit les notations de Voigt pour exprimer la relation de comportement sous la forme matricielle  $\boldsymbol{\sigma} = [\mathbf{H}]\boldsymbol{\epsilon}$  et le tenseur de Green-Lagrange sous la forme matricielle  $\boldsymbol{\epsilon} = [\mathbf{D}]\mathbf{u}$ , dans laquelle la matrice  $[\mathbf{D}]$  est l'opérateur gradient discrétisé. On peut ainsi écrire la relation  $\boldsymbol{\epsilon} = [\mathbf{D}][N(M)]\mathbf{q}_e = [\mathbf{B}]\mathbf{q}_e$  dans la base fonctionnelle introduite précédemment. La formulation faible s'écrit finalement sous la forme discrétisée (IV.12), dans laquelle la matrice  $[\mathbf{K}]$  correspond à la matrice raideur obtenue par assemblage des matrices raideurs élémentaires  $[k_e]$  et la matrice  $[\mathbf{M}]$  correspond à la matrice masse obtenue par assemblage des matrices masses élémentaires  $[m_e]$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} [\mathbf{M}]\ddot{\tilde{\mathbf{u}}} + [\mathbf{K}]\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{f}_{\text{ext}} \\ [\mathbf{M}] = \int_{\Omega} [N]^T \rho_s [N] d\Omega \\ [\mathbf{K}] = \int_{\Omega} [\mathbf{B}]^T [\mathbf{H}] [\mathbf{B}] d\Omega \\ \mathbf{f}_{\text{ext}} = \int_{\Omega} [N]^T \mathbf{f}_v d\Omega + \int_{\partial\Omega_\sigma} [N]^T \mathbf{f}_s dS \end{array} \right. \quad (\text{IV.12})$$

### IV.3 Cas particulier du composite

Nous traitons dans cette partie des matériaux composites, dans un premier temps par une description générale des matériaux composites, puis dans un second temps nous présentons la méthode de modélisation numérique des matériaux composites par éléments finis que nous avons utilisée. Nous nous appuyons dans



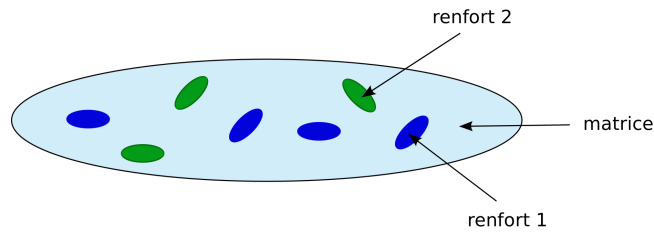


FIGURE IV.2 – Représentation schématique d'un composite sous la forme  $\{matrice+n.renforts\}$

cette partie principalement sur les ouvrages de J.N. Reddy [Reddy03], de D. Gay [Gay05] et de J-M. Berthelot [Berthelot12] traitant des matériaux composites.

### IV.3.1 Définition d'un composite

Un matériau composite peut être défini comme un assemblage de plusieurs matériaux non miscibles dont les propriétés mécaniques se complètent pour former un nouveau matériau ayant des propriétés mécaniques que les constituants de base n'ont pas. Plus précisément, il s'agit d'un « assemblage d'une phase continue appelée matrice et de  $n$  phases discontinues appelées renforts, ayant des propriétés mécaniques supérieures à celles de la matrice ».

Un des objectifs dans l'amélioration des caractéristiques mécaniques par l'utilisation des composites est de permettre un allègement des masses en assurant la raideur optimale dans la direction principale du chargement. Leurs propriétés mécaniques sont d'ailleurs fonctions de la nature des constituants et de leurs propriétés (matrice et renforts), de la géométrie du renfort ainsi que de sa distribution et de sa concentration au sein de la matrice (caractérisée par la fraction volumique) et de son conditionnement, de la nature de l'interface matrice-renfort et du processus de fabrication. C'est la raison pour laquelle le rôle et les caractéristiques de chacun des constituants d'un composite sont examinés dans la suite de cette partie.

### IV.3.2 Rôles et caractéristiques des différents constituants

#### IV.3.2.1 Rôle et caractéristiques de la matrice

Comme vu précédemment, la matrice est la phase continue du composite, dont le rôle principal est de maintenir la disposition géométrique des renforts selon une configuration précise en les protégeant de l'environnement extérieur, ainsi que de leur transmettre les sollicitations mécaniques. La matrice assure par ailleurs les propriétés chimiques et thermiques du composite, mais ses propriétés mécaniques sont inférieures à celles du (ou des) renfort(s). Il existe des matrices de différentes natures pouvant être classées comme suit ([Berthelot12]) (voir également Figure IV.3) :

- Les matrices organiques, également appelées résineuses, représentent la plus principale utilisation des composites à l'état actuel, et peuvent être utilisées pour des applications ayant des températures de l'ordre de 200°C à 300°C. On distingue parmi celles-ci les matrices thermodurcissables et thermoplastiques ;

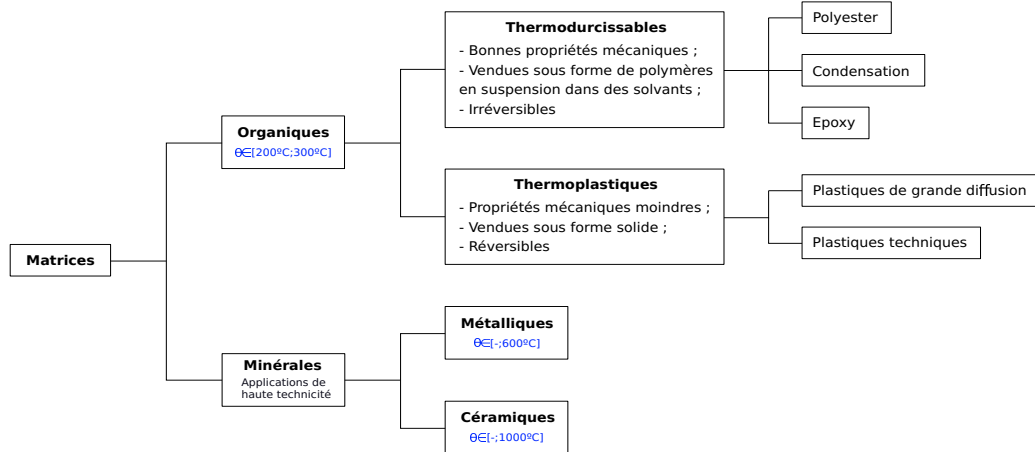


FIGURE IV.3 – Classification des types de matrices utilisées dans les matériaux composites

- Les matrices thermodurcissables sont obtenues à partir d’une polymérisation et ne peuvent être mises en forme qu’une seule fois : elles sont irréversibles et possèdent des propriétés mécaniques élevées. Elles sont commercialisées sous forme de polymères en suspension dans des solvants ;
- Les matrices thermoplastiques sont quant à elles réversibles, et présentent donc l’avantage d’être réutilisables, bien qu’offrant des propriétés mécaniques moindres. On les trouve sous forme solide après une transformation à très haute température. Elles sont elles-mêmes sub-divisées en « plastique de grande diffusion » et « plastique technique », selon le procédé de fabrication retenu : injection ou extrusion pour les premiers et injection pour les seconds ;
- Les matrices minérales pour des applications de très haute technicité, avec notamment les matrices métalliques ayant un usage rare et spécialisé, et les matrices céramiques pour des applications à fortes températures (jusqu’à 1000°C)

#### IV.3.2.2 Rôle et caractéristiques du renfort

Le renfort est une phase discontinue présente au sein de la matrice et conférant au composite ses propriétés mécaniques en fonction de sa géométrie, de sa distribution et de sa concentration au sein de la matrice. On définit en effet pour ce faire la fraction volumique occupée par le renfort au sein de la matrice. Le renfort peut être utilisé sous différentes formes, récapitulées sur la [Figure IV.4](#) :

- Sous forme de particules granulaires ou laminaires ;
- Sous forme de fibres classées selon leur longueur (type de fibres) ou leur conditionnement (forme commerciale). Cette forme de renfort constitue la grande majorité des cas d’utilisation à l’heure actuelle et représente souvent une fraction volumique de l’ordre de 0.2 à 0.7 ;

Nous avons choisi de représenter sur la [Figure IV.4](#) la classification des fibres selon leur longueur ; nous détaillons ici la classification des fibres selon leur forme commerciale, définie par leur caractère unidirectionnel, bidimensionnel ou multidirectionnel. Les fibres peuvent en effet se présenter sous forme linéique ou surfacique comme les mats, les tissus et les feutres, ou sous forme de structures tissées multidirectionnelles, pré-formées ou non.

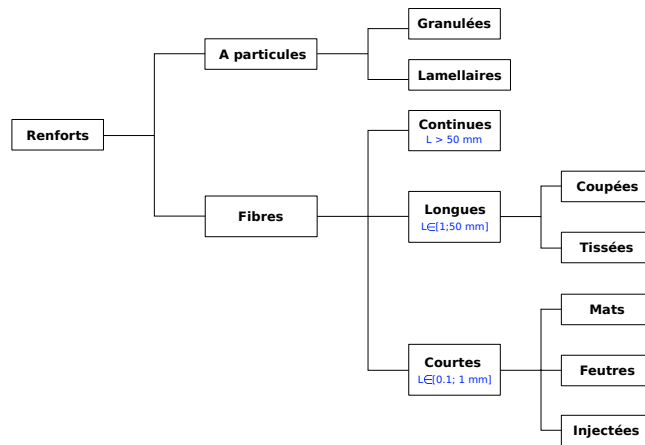


FIGURE IV.4 – Classification des types de renforts utilisés dans les matériaux composites

### IV.3.2.3 Rôle et caractéristiques des additifs et des charges

Les additifs peuvent être ajoutés dans les matrices résineuses (organiques) en très faible quantité (de l'ordre de quelques pourcents et moins) pour servir de lubrifiants et agents de démoulage lors de la fabrication, de pigments et de colorants, d'agents anti-retrait et de fluage ou encore d'anti-ultraviolet.

Les charges sont quant à elles ajoutées en quantités de l'ordre de quelques dizaines de pourcents afin d'améliorer les caractéristiques mécaniques de la matrice, inférieures à celles du renfort.

### IV.3.3 Les stratifiés

Les procédés de mise en œuvre des composites mettent en évidence deux méthodes principales de conception : par surface dans le cas des plaques et des coques, ou par stratification de couches successives appelées « plis » et constituées de renforts imprégnés de résine. Les couches successives peuvent ainsi avoir des orientations différentes. Il existe également deux types de stratifiés : ceux à base de fils ou de tissus unidirectionnels de même nature pour chacun des plis, et ceux mélangeant des plis de natures différentes (stratifiés hybrides).

Pour le premier cas, composé de plis de même nature, il existe une règle de nomenclature permettant de désigner le stratifié comme suit :

- les couches successives sont désignées par l'angle d'orientation  $\theta$  que fait leurs fibres, en valeur algébrique, par rapport à l'axe  $x$  de référence ;
- les couches successives sont séparées par un slash / ;
- la désignation se fait d'une face à l'autre, et non du centre vers les extrémités ;
- les couches successives de même orientation sont indicées numériquement ;
- pour un stratifié symétrique (par rapport à son plan moyen), seule la moitié des couches est indiquée, et un S est indicé au code de désignation du composite. Si le nombre de couches est pair, la désignation débute sur une face pour finir au plan de symétrie, sinon la couche milieu est surlignée ;

- les séquences sont également indiquées entre parenthèses avec leur indice de répétition ;

Dans le cas de stratifiés hybrides, il est par ailleurs nécessaire d'indiquer la nature des fibres pour chacun des plis, en indiquant celle-ci au niveau de la désignation de la couche. La nature du renfort (mats, tissus,...) ainsi que la proportion de fibres dans le sens trame et chaîne doit également être indiquée.

#### IV.3.4 Les matériaux sandwichs

Les matériaux sandwichs consistent en un collage de deux revêtements appelés *peaux*, ayant de bonnes propriétés mécaniques, sur un coeur appelé *âme* dont la fonction principale est de préserver l'écartement géométrique entre les peaux. L'intérêt principal de cette technique est d'obtenir un bon compromis entre raideur en flexion et faible poids du matériau. Un contact parfait entre les peaux et l'âme du matériau est requis pour assurer les bonnes propriétés mécaniques de celui-ci, et par conséquent l'association {âme et peaux} demande d'utiliser des matériaux bien compatibles entre eux. Des exemples d'association entre l'âme et les peaux sont donnés dans [Gay05]. Les deux hydrofoils en matériaux composites considérés dans la thèse (CARBON issu de l'étude expérimentale de [Zarruk14] et VER-45 conçu et testé pendant les travaux de thèse) sont des structures sandwich dont les compositions respectives sont détaillées aux paragraphes I.4 et II.1.2.

#### IV.3.5 Modélisation numérique des matériaux composites

Il existe traditionnellement deux méthodes principales de modélisation numérique des matériaux composites : la méthode dite « d'homogénéisation » et la méthode dite « pli par pli » (*Layer-wise*). La méthode d'homogénéisation est principalement utilisée dans les cas pour lesquels les hypothèses de structure mince ne sont pas vérifiées, dans les cas pour lesquels la complexité de la micro-structure est trop importante pour être représentée dans les détails, dans les situations où la structure est multi-échelle (le système étudié fait intervenir des échelles très différentes entre les tailles caractéristiques des microstructures constitutives du système et les dimensions caractéristiques de champs physiques mis en œuvre dans le problème étudié) ou encore lorsqu'il est impossible de mesurer les paramètres de chaque sous-partie de la structure. La méthode d'homogénéisation est également nécessaire lorsque les détails du drapage, des matériaux ou des propriétés mécaniques ne sont pas connus (les propriétés mécaniques homogénéisées peuvent par exemple être indiquées dans les publications scientifiques ou communiquées par des industriels à des partenaires ou des prestataires afin de garder confidentiels les détails de la conception et de la fabrication). Cette méthode consiste à réaliser un calcul préalable à l'analyse de la structure par le calcul CSD avec pour objectif de déterminer, à partir des propriétés mécaniques des constituants de base (matrice et renforts), des propriétés mécaniques équivalentes qui décrivent le comportement global de la structure. Ces propriétés mécaniques équivalentes sont ensuite utilisées dans le calcul CSD pour représenter le comportement du matériau composite.

La méthode d'homogénéisation introduite au paragraphe précédent n'est cependant pas utilisable dans la situation où les tailles caractéristiques des microstructures sont proches ou plus grandes que les dimensions caractéristiques des champs physiques étudiés. De plus, lorsque les hypothèses de structure mince

sont vérifiées, c'est-à-dire lorsque les deux dimensions planaires  $L$  et  $l$  sont très grandes devant l'épaisseur  $h$ , il devient possible de modéliser numériquement le matériau composite par des éléments de coque. Nous avons modélisé les structures en matériaux composites considérées dans la thèse (hydrofoils CARBON et VER-45) avec le logiciel de CSD Abaqus/Standard; par conséquent nous décrivons uniquement les éléments de coque disponibles dans Abaqus/Standard. La bibliothèque des éléments de coques disponibles dans Abaqus/Standard est divisée en trois catégories d'éléments, selon la formulation mathématique adoptée : les éléments de coque dite « mince » qui correspondent à une formulation de Kirchhoff-Love et ont un domaine de validité tel que les ratios  $h/L$  et  $h/l$  sont inférieurs à  $1/15$ <sup>1</sup>, les éléments de coque dite « épaisse » qui correspondent à une formulation de Reissner-Mindlin (domaine de validité tel que les ratios  $h/L$  et  $h/l$  supérieurs à  $1/15$  mais très petits devant 1 pour rester dans l'hypothèse des structures minces), et les éléments de coque généraux qui permettent de modéliser le comportement des coques minces ou épaisses. Les trois types d'éléments coques cités ci-dessus sont des éléments « stratifiés » : l'empilement des plis de composite est intégralement défini dans un élément coque, pli par pli, d'où la dénomination de cette méthode. Cette méthode semble mieux adaptée pour répondre à la problématique de la thèse, qui consiste en partie à mettre en œuvre et valider une méthode numérique de couplage fluide-structure qui puisse être par la suite intégrée à une boucle d'optimisation du drapage du matériau composite, dans l'objectif d'aider au développement de structures marines composites. En effet, l'étude paramétrique nécessaire au processus d'optimisation peut être réalisé directement sur le modèle CSD, sans devoir ajouter les deux briques supplémentaires d'homogénéisation préalable des propriétés mécaniques et de transfert d'information au modèle CSD pour chaque nouvelle configuration. De plus, contrairement à la méthode d'homogénéisation, la méthode de modélisation pli par pli permet de déterminer les déformations et les contraintes au sein de chaque pli et donc, d'une part, d'identifier le pli critique lors d'une étude de délaminage ou de rupture du matériau composite et, d'autre part, de comparer plus facilement les résultats numériques aux mesures des déformations par fibre optique lorsque celles-ci sont directement tissées dans les plis lors de la fabrication. Cependant, lorsqu'il s'agit de résoudre le problème fluide-structure associé, les éléments de coques présentent une limitation majeure liée à leur formulation : seul le plan moyen est modélisé. L'interface géométrique avec le fluide est donc perdue, et il devient très difficile d'interpoler correctement les champs transférés entre les solveurs fluide et structure (les éléments de coque ne peuvent par ailleurs pas être empilés pour représenter le volume complet de la structure).

Pour pallier cette difficulté, nous avons recourt dans la thèse à une méthode de modélisation hybride de la structure composite représentée sur la [Figure IV.5](#) et la [Figure IV.6](#), qui a de plus l'avantage de reprendre exactement le concept d'une structure sandwich<sup>2</sup> :

- le volume complet de l'hydrofoil, c'est-à-dire le mat central et les plis de composite stratifiés de part et d'autre du mat, est représenté avec des éléments volumiques (représentés en rouge sur la [Figure IV.6](#)), ce qui assure de mailler l'interface géométrique fluide-structure. Le choix du type particulier des éléments volumiques (notés SC8R sur la [Figure IV.6](#)) est détaillé ultérieurement dans ce paragraphe ;

1. D'après la documentation disponible, R.U. Dassault Systèmes, Providence : *Abaqus Documentation - Abaqus Theory Guide*, 2014.

2. Pour rappel, les deux hydrofoils en matériaux composites considérés dans la thèse (CARBON issu de l'étude expérimentale de [Zarruk14](#) et VER-45 conçu et testé pendant les travaux de thèse) sont des structures sandwich dont les compositions respectives sont détaillées aux paragraphes [I.4](#) et [II.1.2](#).

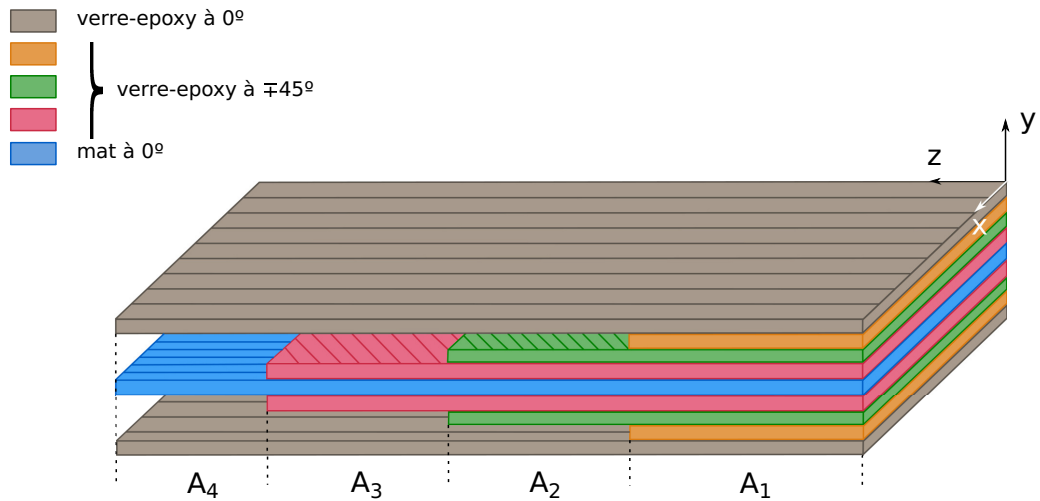


FIGURE IV.5 – Exemple schématique de la structure sandwich VER-45 présentant un nombre variable de plis suivant l'épaisseur, en représentation dans l'espace isoparamétrique (les dimensions et les épaisseurs ne sont pas à l'échelle par rapport à la structure VER-45 réellement considérée).

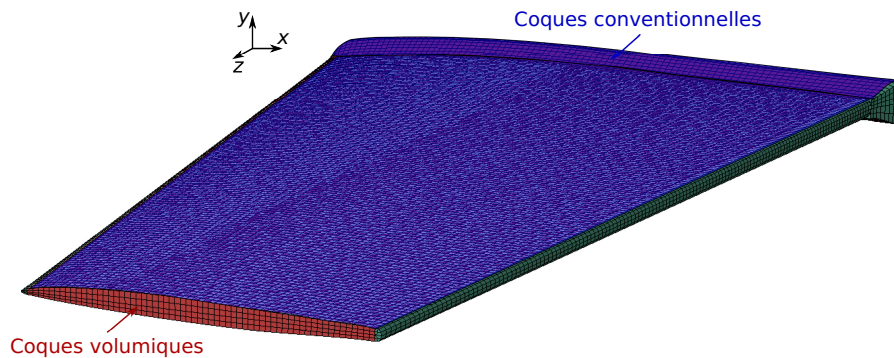


FIGURE IV.6 – Éléments finis utilisés pour modéliser le foil développé dans la thèse et conditions aux limites

- comme on ne souhaite pas avoir recourt à une méthode d'homogénéisation, la description des plis n'est pas incluse dans les éléments volumiques, mais par une nappe d'éléments de coques disposée de part et d'autre des éléments volumiques (représentée en bleu sur la Figure IV.6, et le choix du type particulier d'éléments de coque est également détaillé dans la suite de ce paragraphe). Cette nappe d'éléments coques est divisée en quatre zones A1 à A4 pour tenir compte de la variation d'épaisseur des plis (Figure IV.5), et un *offset* est défini pour corriger sa position par rapport à l'interface géométrique réelle (on ramène ainsi les éléments à l'intérieur du volume de l'hydrofoil, sous l'interface géométrique réelle, au lieu d'être disposés au-dessus comme initialement) ;
- les éléments volumiques centraux sont emplis de mat, qui contribue très peu aux propriétés mécaniques structurales de l'hydrofoil. Ainsi, bien que l'épaisseur totale du mat est sur-estimée de l'épaisseur des plis disposés autour, l'erreur correspondante est jugée acceptable.

Concernant le choix des éléments coques nappés de part et d'autre des éléments volumiques, les dimensions des structures considérées sont rappelées dans le Tableau IV.1 : le ratio  $h/L$  entre l'épaisseur moyenne de la structure et l'envergure est inférieur à  $1/15$ , ce qui permet de justifier l'utilisation des éléments de coques minces de Kirchhoff-Love. En revanche, le ratio  $h/c_{moyen}$  entre l'épaisseur moyenne de la structure

TABLE IV.1 – Dimensions des deux hydrofoils en matériaux composites considérées dans la thèse.

Dimension	CARBON	VER-45
Envergure L	300 mm	180 mm
Corde moyenne $c_{\text{moyen}}$	90 mm	90 mm
Épaisseur moyenne h	8.1	5.4 mm
h/L	0.027	0.03
h/ $c_{\text{moyen}}$	0.09	0.06

et la corde moyenne est supérieur ou très proche de la limite de 1/15 à partir de laquelle il est préconisé d'utiliser des éléments de coque épaisse de Reissner-Mindlin. Nous choisissons par conséquent d'utiliser les éléments de coque généraux à quatre nœuds (et six degrés de liberté), appelés S4 suivant la nomenclature adoptée dans le logiciel Abaqus/Standard<sup>3</sup>. Nous faisons par ailleurs usage de la technique d'intégration réduite disponible dans Abaqus pour déterminer la matrice raideur des éléments coques, ce qui permet de réduire les temps de calculs<sup>4</sup> (suivant la nomenclature Abaqus/Standard, les éléments de coque généraux à intégration réduite sont appelés S4R).

Concernant le choix des éléments volumiques, nous avons choisi des éléments cubiques parmi ceux disponibles dans la bibliothèque Abaqus/Standard : les éléments cubiques linéaires à huit nœuds et trois degrés de liberté (notés C3D8<sup>5</sup>), les éléments cubiques quadratiques à vingt nœuds et trois degrés de liberté (notés C3D20) et les éléments de coque volumique à huit nœuds et trois degrés de liberté (notés SC8<sup>6</sup>). Les premiers (éléments cubiques linéaires C3D8) ne sont pas adaptés pour cette étude car ils sont formulés avec une hypothèse de contraintes constantes dans l'épaisseur, ce qui nécessite de superposer un grand nombre de ces éléments de petite taille pour représenter correctement l'évolution des contraintes dans l'épaisseur, et augmente ainsi considérablement les temps de calcul. Il est alors usuel d'utiliser les éléments cubiques quadratiques (C3D20) qui sont formulés avec une hypothèse de contraintes linéaires dans l'épaisseur. Cependant, il existe également dans Abaqus/Standard un élément hybride entre la coque et le volumique, appelé « élément de coque volumique » et noté SC8, qui correspond à un à élément 3D avec trois degrés de liberté (contrairement aux éléments de coque décrits précédemment et que nous désignerons par l'expression « coque conventionnelle ») mais dont la cinématique et les lois de comportement correspondent à un élément de coque conventionnelle. Ainsi, ils sont formulés avec une hypothèse de contraintes linéaires dans l'épaisseur. Les éléments de coque volumique (SC8) présentent donc les avantages suivants par rapport aux éléments cubiques quadratiques (C3D20) :

- La représentation des contraintes dans l'épaisseur est équivalente (évolution linéaire), mais le nombre d'inconnues est moindres (8 nœuds \* 3 degrés de liberté = 24 pour les éléments de coque volumique, contre 20 nœuds \* 3 degrés de liberté = 60 pour les éléments cubiques quadratiques), et les temps de calculs sont donc réduits ;
- Les éléments de coque volumique sont des éléments stratifiés, c'est-à-dire qu'il sera possible de rem-

3. S pour *Conventional Stress/Displacement Shell*, et le chiffre 4 représente le nombre de nœuds.

4. Section « 29.6.2. Choosing a shell element » de la documentation Abaqus/Standard : R.U. Dassault Systèmes, Providence : *Abaqus Documentation : Abaqus Analysis User's Guide, 2014*.

5. C pour *Continuum*, et le chiffre 8 représente le nombre de nœuds.

6. SC pour *Continuum stress/displacement shell*, et le chiffre 8 représente le nombre de nœuds. Dans le cas général, ces éléments sont des hexaèdres.

placer le mat central par un drapage de plis dans le cas où nous souhaiterions étudier des structures en matériaux composites autres que les structures sandwich ;

- Contrairement aux éléments de coque conventionnelle (S4), les éléments de coque volumique (SC8) peuvent être superposés, ce qui permet de calculer une réponse dans l'épaisseur plus riche.

La solution retenue finalement dans la thèse est donc de représenter le volume complet de l'hydrofoil par des éléments de coques volumiques à intégration réduite (SC8R) emplis de mat, avec un nappage d'éléments de coques généraux à intégration réduite (S4R) de part et d'autre, contenant la description de l'empilement des plis du matériau composite. Par ailleurs, il n'est pas possible de mailler la courbure importante des bords d'attaque et de fuite à l'aide d'éléments rectangulaires (S4R) ou cubiques (SC8R), et il est difficile de dégénérer ces derniers en éléments tétraédriques. Les régions du bord d'attaque et du bord de fuite sont donc discrétisées par des éléments solides C3D8 pour la partie volumique.. La [Figure IV.6](#) présente les différents types d'éléments finis utilisés pour discrétiser la structure et modéliser les plis de composite. Le modèle numérique de la structure est réalisé à l'aide du code de CAD (*Computer Aided Design*) CATIA et du code éléments finis de CSD (*Computational Solid Dynamics*) Abaqus. Il reproduit la géométrie de l'hydrofoil, ainsi que la partie prolongée au niveau de la base pour son encastrement. Cette seconde partie n'intervient pas dans le modèle fluide, puisqu'en dehors de la veine, mais joue cependant un rôle au niveau des fréquences propres et de la réponse structurelle de la structure, et c'est pourquoi il est important de la prendre en compte. Les deux pièces sont jointes par un collage cinématique au niveau de leur surface de contact. Par conséquent nous désignerons la partie "utile" de l'hydrofoil pour le couplage fluide – structure par le terme de "surface mouillée", et nous nous autoriserons l'abus de langage "d'encastrement" pour la partie prolongée, bien que celui-ci nécessite en réalité l'ajout de deux disques, ainsi que présenté dans le [chapitre II](#). L'encastrement est reproduit en bloquant l'ensemble des degrés de liberté de la surface à la base de la partie. Il s'agit donc d'une approximation d'encastrement parfait.

## IV.4 Synthèse du chapitre IV

Nous décrivons dans ce chapitre les méthodes de résolution structure que nous avons utilisées ainsi que la mise en place des modèles numériques structures dans le logiciel commercial CSD Abaqus/Standard. Le problème structure est décrit par les équations de conservation de la quantité de mouvement associées aux conditions aux limites de Neumann et de Dirichlet, écrites avec une formulation faible et discrétisées par la méthode des éléments finis. Le domaine de calcul structure représente la géométrie 3D du profil portant composite correspondant à l'ensemble de la pièce, c'est-à-dire à la surface mouillée et au prolongement qui permet d'assurer l'encastrement. Le maillage utilise une méthode hybride d'éléments de coques volumiques à intégration réduite (appelés *Shell Continuum* et notés SC8R dans Abaqus/Standard), d'éléments surfaciques de coques généraux à intégration réduite (appelés *Shell* et notés S4R dans Abaqus/Standard) et d'éléments solides volumiques cubiques linéaires (notés C3D8 dans Abaqus/Standard). En effet, il est plus aisé de modéliser précisément le drapage du matériau composite avec une description pli par pli grâce à des éléments de coques généraux (S4R) ; mais ceux-ci ne rendent cependant pas compte de la géométrie exacte de l'interface fluide-structure, ce qui est problématique lors des transferts de champ entre les solveurs fluide et structure. Nous avons donc fait le choix de modéliser le mat central, qui est un matériau quasi-isotrope, par des éléments volumiques, et de napper une peau d'éléments de coques généraux (S4R) de part et d'autre



de ces éléments volumiques. De plus, les éléments de coques volumiques (SC8R) ont une représentation des contraintes linéaires dans l'épaisseur équivalente aux éléments cubiques quadratiques (C3D20), mais présentent des temps de calculs réduits. Finalement, les éléments de coques peuvent difficilement être dégénérés en éléments tétraédriques au niveau des bords d'attaque et de fuite, et par conséquent nous avons utilisé des éléments cubiques linéaires (C3D8) dans ces régions. Nous avons également utilisé des éléments à intégration réduite afin de réduire les temps de calculs. Les plis du matériau composite sont décrits individuellement dans les éléments surfaciques de coques conventionnels par leurs propriétés matériaux, leur épaisseur et leur orientation. Nous avons de plus ajustés les propriétés matériaux afin de i) recalculer les fréquences propres en air par rapport aux données expérimentales de Zarruk et al. ([Zarruk14]) pour les hydrofoils en aluminium et en matériau composite considérés dans le cas de validation, et ii) recalculer la flèche en extrémité que nous avons obtenue expérimentalement par des essais en air sur notre profil portant composite soumis à un chargement de flexion pure dans une configuration de poutre-encastree (cette partie a été détaillée au paragraphe II.3.1).

Nous présentons la dernière brique de la méthode numérique de couplage fluide-structure, l'algorithme de couplage, dans le chapitre suivant.



# CHAPITRE V

## LE COUPLAGE FLUIDE-STRUCTURE

\*\*\*

Ce chapitre est consacré aux phénomènes de d'interactions fluides-structures et à leur modélisation numérique, au cœur de cette thèse. Nous détaillerons dans un premier temps la physique de l'interaction fluide-structure, c'est-à-dire les différents modes d'échanges d'énergie entre un fluide et une structure, et leur classification suivant différents domaines de l'ingénieur. La modélisation mathématique du problème couplé fluide-structure sera ensuite présentée, suivie d'une troisième partie consacrée aux méthodes de résolution numérique du problème couplé. La dernière partie introduira quant à elle le couplage utilisé dans cette thèse.

### Sommaire

<b>V.1</b>	<b>Phénomène physique de l'interaction fluide-structure et instabilités hydroélastiques.</b>	<b>93</b>
V.1.1	Définition des interactions fluide-structure mécaniques	94
V.1.2	Classification suivant l'analyse dimensionnelle	94
<b>V.2</b>	<b>Modélisation mathématique de l'interaction fluide-structure</b>	<b>97</b>
V.2.1	Définition mathématique d'un système couplé	97
V.2.2	Equations du problème couplé	99
<b>V.3</b>	<b>Résolution numérique d'un problème couplé fluide - structure</b>	<b>100</b>
V.3.1	Stratégie logicielle	101
V.3.2	Stratégie de couplage en temps dans le cas des approches partitionnées	103
V.3.3	Stratégie de couplage en espace	106
V.3.4	Synthèse des stratégies de couplage numérique	108
<b>V.4</b>	<b>Application aux problèmes couplés considérés dans la thèse.</b>	<b>109</b>
V.4.1	Architecture logicielle.	109
V.4.2	Déroulement d'un calcul couplé.	110
<b>V.5</b>	<b>Synthèse du chapitre V.</b>	<b>110</b>

### V.1 Phénomène physique de l'interaction fluide-structure et instabilités hydroélastiques.

L'interaction fluide - structure existe dans tous les domaines de la physique, dès lors qu'un fluide et q'une structure s'influencent mutuellement. Nous pouvons ainsi trouver des phénomènes d'interaction fluide-structure dans i) le génie civil, où il s'agit par exemple d'étudier la réponse vibratoire et dynamique d'une

structure aux sollicitations du vent, ou les interactions dans le sol, ii) l'aéronautique et l'automobile, pour par exemple étudier les interactions thermique-structure ou la réponse acoustique, iii) le génie nucléaire, ainsi que iv) l'hydrodynamique navale. Tous ces phénomènes ont en commun d'être multiphysiques, mais peuvent s'étudier suivant différents points de vue : thermodynamique, électromagnétique, acoustique, ou mécanique.

### V.1.1 Définition des interactions fluide-structure mécaniques

Nous nous intéressons dans cette thèse aux interactions fluide-structure mécaniques, c'est-à-dire aux échanges entre un domaine fluide et un domaine structure vérifiant les modalités suivantes [Sigris11] :

- le fluide et la structure échangent de l'énergie mécanique ;
- il n'y a pas de transfert de masse entre le fluide et la structure ;
- les phénomènes en présence sont multi-physiques.

Nous considérons de plus le cas restreint d'une phase fluide et d'une phase solide *distinctes* et non miscibles, ce qui ne s'applique pas par exemple aux écoulements hémodynamiques, ou aux interactions fluide-structure dans le sol. La classification des problèmes d'interaction fluide-structure entrant dans ce cadre peut s'effectuer suivant différents critères ([De Langre02] et [Sigris11]) :

- le degré d'interaction entre le fluide et le solide, appelé *degré de couplage* ;
- le caractère *rapide* ou *stagnant* du fluide ;
- la configuration du fluide *contenu* ou *contenant* ;
- le caractère stationnaire ou instationnaire du phénomène considéré ;
- la présence d'une surface libre, ...

Une classification suivant le premier et le deuxième critère est particulièrement intéressante car elle permet de mettre en relation les différents phénomènes physiques avec les instabilités pouvant se produire, ainsi qu'avec les différentes méthodes numériques de résolution d'un problème couplé fluide-structure. En effet, il existe certaines situations pour lesquelles l'échange d'énergie entre le fluide et le solide est négligeable, et il est donc suffisant de résoudre les deux physiques indépendamment pour décrire le système. On parle dans ce cas de *couplage faible*, sans prise en compte de l'influence réciproque des milieux fluide et solide. En revanche, il existe des problèmes pour lesquels l'échange d'énergie est important, et il est alors nécessaire de représenter la *rétro-action* existant entre les milieux fluide et solide : dans ce cas de *couplage fort*, le fluide exerce une pression sur la structure, entraînant une déformation de celle-ci. Cette déformation est suffisamment importante pour modifier localement les conditions de l'écoulement fluide, qui doit par conséquent être à nouveau déterminé.

### V.1.2 Classification suivant l'analyse dimensionnelle

La réalisation pratique de cette classification s'appuie sur les outils de l'analyse dimensionnelle développés par [De Langre02], dont en particulier les six nombres adimensionnels de masse, de Cauchy, de Stokes,

de Froude dynamique, de Reynolds et de vitesse réduite, présentés ci-dessous et synthétisés dans la [Tableau V.1](#).

**Le nombre de Masse  $M_a$**  : Il caractérise l'importance des effets inertiels du fluide par rapport à ceux de la structure. A titre d'exemple, pour un petit nombre de masse (tendant vers 0), c'est-à-dire un solide dense ou un fluide léger, l'écoulement n'aura pas une forte influence sur le solide. On parle de ce cas de *couplage faible*. A l'inverse, un nombre de masse proche ou supérieur à l'unité est synonyme de *couplage fort*. Le nombre de masse permet également, d'une part de définir les limites de stabilité hydroélastique du système {fluide-structure}, et d'autre part cette notion de force du couplage intervient dans le choix des schémas de résolution en temps.

**Le nombre de Cauchy  $C_Y$**  : Il permet d'obtenir l'ordre de grandeur des déformations du solide sous l'effet du fluide : un nombre de Cauchy petit témoigne d'une faible influence du fluide sur la structure, auquel cas il est raisonnable d'approximer la condition dynamique de couplage par une condition de frontière libre (i.e sans contrainte externe) telle que (V.1). Le nombre de Cauchy correspond par ailleurs au carré du nombre de Mach caractérisant les effets de compressibilité.

$$\bar{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{0} \quad (\text{V.1})$$

**Le nombre de Stokes  $S_T$**  : Il est défini comme le ratio de la vitesse de propagation des contraintes visqueuses dans le fluide et de la vitesse de vibration de la structure. Ainsi lorsque le nombre de Stokes est très petit, il y a prédominance des effets visqueux dans le fluide. En revanche, pour  $S_T \gg 1$ , il est possible de négliger les effets visqueux, et ce sont les effets inertiels de masse d'eau ajoutée et d'amortissement ajouté qui prédominent.

**Le nombre de Froude dynamique  $F_D$**  : Le nombre de Froude dynamique caractérise les effets de couplage hydro-élastiques, qui sont prédominants lorsqu'il tend vers 1. Il est défini comme le ratio de la vitesse de propagation des ondes élastiques dans la structure, et de la vitesse de propagation des ondes de gravité en surface libre du fluide.

**Le nombre de Reynolds  $R_e$**  : Il s'agit du ratio du transfert par convection et du transfert par diffusion de la quantité de mouvement. Ce paramètre adimensionnel permet de distinguer les différents régimes d'écoulement : domaine de la microfluidique pour des valeurs inférieures à 1, caractérisé par un écoulement de Stokes pour lequel les forces de pression et de viscosité s'équilibrent alors que les forces d'inertie sont négligeables, puis domaine de la dynamique des fluides pour des valeurs supérieures à 1. On observe dans un premier temps un régime laminaire caractérisé par des filets fluides parallèles, puis le développement progressif d'instabilités au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Une transition laminaire-turbulent est déclenchée puis l'on passe sur un écoulement entièrement turbulent.

**Le vitesse réduite  $U_R$**  : La vitesse réduite  $U_R$ <sup>1</sup> représente le ratio de la vitesse caractéristique de l'écoulement

1. Il est à noter que pour l'étude de certains phénomènes tels que l'accrochage fréquentiel ou la génération périodique de tour-

et de la célérité des ondes élastiques dans le solide. Différents domaines de la physique de l'interaction fluide-structure peuvent être distingués en fonction des valeurs de  $U_R$  par rapport à l'ordre de grandeur du nombre de déplacement  $\mathcal{D}$  du solide défini par  $\mathcal{D} = \xi_0/L$ , avec  $\xi_0$  l'amplitude du déplacement et  $L$  la longueur caractéristique de la structure. La vitesse réduite intervient également au niveau des limites de stabilité du système {fluide-structure}, au même titre que le nombre de masse. Nous présentons ici les résultats généraux, les développements de l'analyse dimensionnelle correspondants peuvent être trouvés dans [De Langre02].

Approximation fluide stagnant : Pour des valeurs de  $U_R \ll \mathcal{D}$ , il est possible de considérer que le fluide est très lent par rapport à la structure, au point d'utiliser l'approximation de fluide stagnant. La condition cinématique à l'interface peut ainsi être remplacée par (V.2) ;

$$\mathbf{V} = \mathbf{0} \quad (\text{V.2})$$

Cas de l'écoulement rapide - Aéroélasticité quasi-statique : En revanche, dans le cas où la vitesse réduite  $U_R \gg \mathcal{D}$  est nettement plus importante que le déplacement de la structure, il faut considérer le cas de l'écoulement rapide (ou du solide fixe). La condition à l'interface est à nouveau remplacée par (V.2). Cette condition  $U_R \gg \mathcal{D}$  définit le domaine de l'aéroélasticité quasi-statique pour laquelle on considère que l'interface possède uniquement une déformation, mais pas de vitesse : l'interface est gelée dans le temps ;

Cas intermédiaire : Dans le cas où la vitesse réduite  $U_R$  reste de l'ordre du nombre de déplacement de la structure, il est possible de distinguer à nouveau deux configurations :

- le cas général pour lequel aucune approximation ne peut être faite ;
- le cas de l'*aéroélasticité pseudo-statique* lorsque  $U_R \gg \mathcal{D}^2$ . Dans ce cas, l'hypothèse de vitesse d'interface constante (V.3) peut être faite. Contrairement au cas de l'aéroélasticité quasi-statique, il y a bien déformation dynamique de l'interface, qui n'est plus « gelée », mais a une vitesse constante.

$$\Delta \mathbf{V} = 0 \quad (\text{V.3})$$

Dans le paragraphe précédent, nous avons mis en évidence la diversité des phénomènes physiques intervenant dans l'interaction fluide - structure : fluide rapide ou stagnant, fluide dense ou léger, ordre de grandeur des déformations de la structure, ... influençant le niveau d'énergie mécanique échangé entre le fluide et la structure. A chacune de ces physiques sont associés des phénomènes dits *d'instabilités hydroélastiques*, pour lesquels le fluide fournit de l'énergie à la structure, au lieu de l'absorber. Dans leur récent état de l'art,

billons dans le sillage d'un profil portant, ou la caractérisation de la séparation laminaire-turbulent, le nombre de Strouhal, défini comme l'inverse de la vitesse réduite ou le ratio de la vitesse de propagation des ondes élastiques dans la structure et de la vitesse de diffusion visqueuse dans le fluide, sera plus couramment utilisé. Les effets de couplage visco-élastique sont prépondérants lorsque ce nombre tend vers 1.

TABLE V.1 – Synthèse des nombres adimensionnels utilisés pour classier les problèmes d'interaction fluide-structure.

Nombre adimensionnel	Signification physique	Définition
Nombre de Masse $M_a$	Caractérise la force du couplage	$M_a = \frac{\rho_f}{\rho_s}$
Nombre de Cauchy $C_Y$	Ordre de grandeur des déformations de la structure	$C_Y = \frac{\rho_f U_0^2}{E}$
Nombre de Stokes $S_T$	Importance du couplage visco-élastique	$S_T = \frac{\rho_f L}{\mu_f} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho_s}}$
Froude Dynamique $F_D$	Importance du couplage hydro-élastique	$F_D = \sqrt{\frac{E}{\rho_s}} \cdot \frac{1}{\sqrt{gL}}$
Nombre de Reynolds $R_e$	Caractérisation du régime d'écoulement	$R_e = \frac{\rho_f U_0 L}{\mu_f}$
Vitesse réduite $U_R$	Limite de stabilité du système	$U_R = \frac{U_0}{\sqrt{E/\rho_s}}$

[Young16], listent les instabilités potentielles dans le cas particulier des hélices composites sous écoulement hydrodynamique nous intéressant dans cette thèse :

- la divergence, instabilité statique correspondant à une perte de la raideur effective du système ;
- le flottement, instabilité dynamique correspondant à un amortissement du système devenant nul ou négatif ;
- le phénomène d'accrochage fréquentiel (ou *lock-in*), lorsque la fréquence de génération des tourbillons accroche une des fréquences propres du système ou une sous-harmonique ;
- les vibrations ou oscillations aéroélastiques aux hautes fréquences, dues à une séparation de l'écoulement turbulent ;
- le galloppement, instabilité à basses fréquences ;
- la résonance.

Il est en effet important de connaître les instabilités pouvant se produire ainsi que leurs conditions d'apparition, afin d'intégrer les contraintes de design correspondantes dans la boucle de design et d'optimisation de l'hélice.

La Figure V.1 présente un exemple de classification des phénomènes d'interaction fluide-structure établie suivant le critère de degré de couplage et du caractère rapide ou stagnant du fluide. Les principales instabilités pouvant apparaître pour chacun des domaines de l'interaction fluide – structure sont également positionnées sur cette figure.

## V.2 Modélisation mathématique de l'interaction fluide-structure

### V.2.1 Définition mathématique d'un système couplé

Concernant la modélisation mathématique des problèmes d'interaction fluide - structure mécaniques, [Felippa80], [Felippa83] et [Felippa88] proposent d'adopter la définition d'un *d'un système couplé* Définition V.1 avec sa terminologie associée permettant ensuite de classer les différentes méthodes de résolution entre elles. Cette définition montre qu'il est nécessaire de considérer les réponses de chacun des

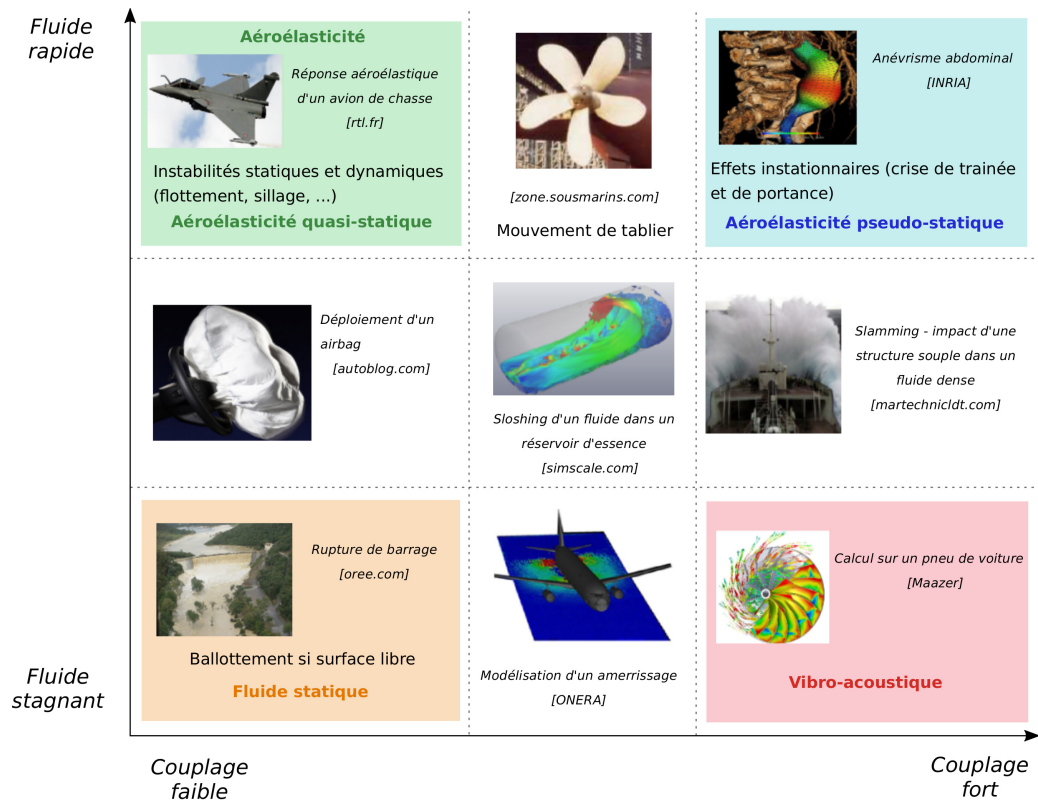


FIGURE V.1 – Classification des problèmes de l'interaction fluide - structure relativement à la force du couplage et à la nature du fluide. Les principaux domaines de l'interaction fluide - structure pour lesquels des simplifications mathématiques peuvent être faites sont indiqués en couleur. Les instabilités existant dans chacun des domaines sont également indiquées en texte plein.

sous-systèmes simultanément, grâce à un système couplé d'équations aux dérivées partielles et de conditions de couplage non-homogènes à l'interface ([Felippa88]). Ces sous-systèmes sont appelés *domaines*, et l'opération de décomposer un système en champs est qualifiée de *partitionnement*.

**Définition V.1.** Un système  $\Omega$  peut être qualifié de *couplé* s'il peut être décomposé en sous-systèmes continus  $\Omega_k$  liés entre eux par des interactions réciproques  $F_{k,k+1}$  au travers d'une interface  $\Gamma_k$ . Soit  $\mathbf{u}$  le vecteur d'état du système  $\Omega$ , partitionné en  $\mathbf{u}_k$  les vecteurs d'état des sous-systèmes  $\Omega_k$ , alors les interactions réciproques entre  $\Omega_k$  et  $\Omega_{k+1}$  peuvent s'écrire en fonction des vecteurs d'état  $\mathbf{u}_k$  et  $\mathbf{u}_{k+1}$ , et éventuellement de leurs dérivées successives, selon (V.6).

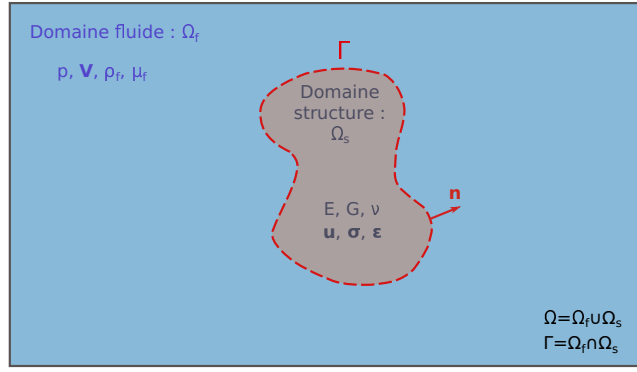
$$\Omega = \sum_k \Omega_k \tag{V.4}$$

$$\Gamma_k = \partial\Omega_k = \Omega_k \cap \Omega_{k+1} \tag{V.5}$$

$$\forall k, \exists F_{k,k+1}(t, \mathbf{u}_k, \mathbf{u}_{k+1}, \dot{\mathbf{u}}_k, \dot{\mathbf{u}}_{k+1}, \dots) = 0 \tag{V.6}$$

Se pose alors la problématique du partitionnement du système total en sous-systèmes pertinents. Il existe en effet souvent de multiples possibilités de partitionnement d'un même système en sous-systèmes, qui peuvent être de deux types ([Felippa83]) : physiques, c'est-à-dire dont la physique peut être décrite par des équations aux dérivées partielles, ou artificiels, afin de simplifier le transfert d'informations entre les deux




 FIGURE V.2 – *Domaine de calcul couplé fluide-structure*

domaines (e.g interfaces fictives, mapping,...). De plus, il peut parfois être intéressant de partitionner le système en un nombre plus important de domaines. [Felippa80] illustre ce dernier point avec l'exemple d'un réservoir fluide lui-même plongé dans un fluide externe. La partition peut alors faire intervenir deux ou trois domaines selon que le réservoir est vide ou plein : dans le premier cas, seuls un domaine fluide externe et un domaine structure sont nécessaires, alors que dans le deuxième cas il est utile d'ajouter un domaine fluide interne. Une des possibilités souvent pertinente est d'adopter un partitionnement facilitant le traitement numérique du couplage, par exemple en utilisant un partitionnement tel que des logiciels existent déjà pour résoudre chacun des sous-systèmes.

## V.2.2 Equations du problème couplé

Dans le cas du problème couplé fluide-structure d'un hydrofoil en composite sous chargement hydrodynamique, nous adoptons une partition du système suivant deux domaines {fluide} et {structure}, illustrés sur la Figure V.2. Le système répond donc aux équations du fluide et de la structure établies aux chapitre III et chapitre IV, rappelées ci-dessous par (V.7)-(V.8) pour le fluide, (V.9)-(V.10) pour la structure, ainsi qu'à des conditions de couplage à l'interface. Ces conditions de couplage sont au nombre de deux, et traduisent i) la continuité des champs de vitesse à l'interface et ii) la continuité des efforts à l'interface. Elles s'écrivent respectivement sous la forme (V.11) et (V.12).

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{V}} = 0 \quad (\text{V.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_f \bar{\mathbf{V}}) + \nabla \cdot (\rho_f \bar{\mathbf{V}} \otimes \bar{\mathbf{V}}) = -\nabla \cdot (\bar{\mathbf{p}}) + \nabla \cdot (\mu \bar{\mathbf{D}} + \bar{\boldsymbol{\tau}}_f) \quad (\text{V.8})$$

$$\int_{\Omega_s} \{\delta \epsilon\} [H] \{\epsilon\} d\Omega_s + \int_{\Omega_s} \{\delta \epsilon\} \{\sigma_0\} d\Omega_s - \int_{\Omega_s} \{\delta \mathbf{u}\} \{\mathbf{g}_v\} d\Omega_s - \int_{\partial\Omega_{s,\sigma}} \{\delta \mathbf{u}\} \{\mathbf{f}_s\} dS = 0 \quad (\text{V.9})$$

$$\{\mathbf{g}_v\} = \{\mathbf{f}_v\} - \rho_s \{\ddot{\mathbf{u}}\} - \mathbf{c}_a \{\dot{\mathbf{u}}\} \quad (\text{V.10})$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \bar{\mathbf{V}} \quad (\text{V.11})$$

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} = -\nabla \cdot (\bar{\mathbf{p}}) + \nabla \cdot (\mu \bar{\mathbf{D}} + \bar{\boldsymbol{\tau}}_f) \quad (\text{V.12})$$

Ainsi, la physique de chacun des domaines peut être décrite par des équations aux dérivées partielles et des conditions de couplage non homogènes à l'interface, ce qui est conforme à la définition d'un système couplé donnée par [Felippa88]. Ces équations peuvent être discrétisées suivant l'espace en vue de leur résolution, aboutissant à des équations différentielles ordinaires en temps semi-discrètes.

### V.3 Résolution numérique d'un problème couplé fluide - structure

Un problème d'interaction fluide-structure se compose donc des éléments suivants :

- un domaine fluide  $\Omega_f$  ;
- un domaine structure  $\Omega_s$  ;
- une interface fluide-structure  $\Gamma$  ;
- un système d'équations fluides (V.7)-(V.8) ;
- un système d'équations structures (V.9)-(V.10) ;
- un système d'équations de couplage à l'interface (V.11)-(V.12).

De plus, les équations régissant le problème se présentent sous la forme d'équations aux dérivées partielles nécessitant une discrétisation en espace et en temps pour leur résolution. Plusieurs questions se posent alors, listées ci-dessous :

1. En termes de stratégie logicielle, la résolution sera-t-elle effectuée à l'aide d'un seul code numérique, ou de deux codes fluide et structure séparés ?
2. Dans le cas où deux codes séparés sont utilisés, la discrétisation en espace intervient-elle avant le partitionnement du système en domaines fluide et structure ou après ?
3. Quelle stratégie de discrétisation en espace est utilisée ?
4. Quelle stratégie de résolution temporelle est utilisée ?

Nous discutons des différentes réponses possibles à ces questions, et de leurs conséquences sur le couplage numérique fluide-structure, dans la suite de cette partie. La [Figure V.3](#) propose par ailleurs une vue synthétique des différentes réponses à ces questions, à savoir une tentative de classification des approches logicielles et des schémas de couplage en temps suivant le degré de couplage et la vitesse du fluide. Cette classification s'inspire largement de [Gaugain13] et [Veron16]. Notons cependant qu'il n'existe pas de consensus dans la communauté scientifique concernant la terminologie associée aux méthodes d'interaction fluide-structure et leur classification, [Veron16] et [Sigrist16]. Dans ce qui suit, nous présentons la terminologie adoptée dans le cadre de cette thèse, qui propose un point de vue faisant la distinction entre les stratégies dites « logicielles », c'est-à-dire concernant l'implémentation concrète du codage, et les méthodes mathématiques de couplage en temps et en espace.

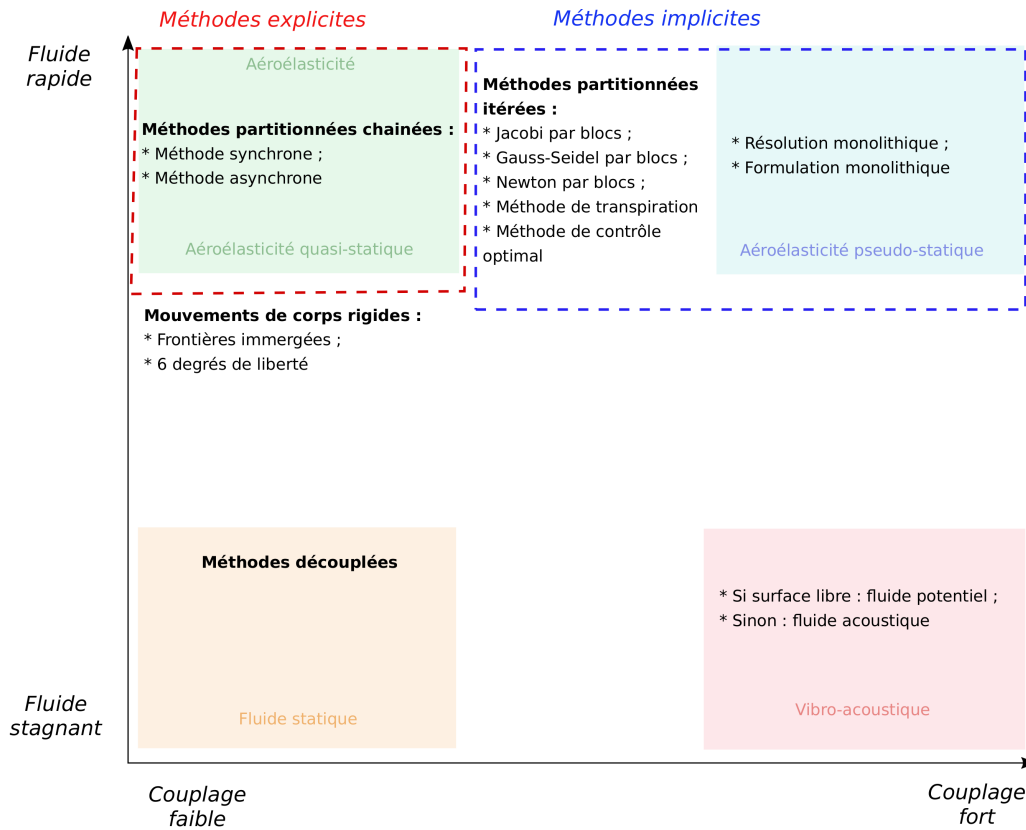


FIGURE V.3 – Positionnement des méthodes numériques de couplage vis-à-vis du degré de couplage et de la vitesse du fluide

### V.3.1 Stratégie logicielle

Il existe trois approches logicielles pour la résolution du problème couplé fluide-structure : approche *découplée*, approche *monolithique*, et approche *partitionnée*. L'approche monolithique et l'approche partitionnée sont par ailleurs elles-mêmes couramment divisées en résolution et formulation monolithique d'une part, et méthode partitionnée chaînée et méthode partitionnée itérée d'autre part. L'ensemble de ces méthodes est synthétisé sur la Figure V.4.

**Approche découplée :** cette méthode numérique est à privilégier lorsque le degré de couplage est suffisamment faible pour pouvoir négliger totalement l'effet de la déformation de la structure sur le fluide (par exemple lors du calcul de la réponse structurelle d'une structure rigide sous un chargement hydrostatique). Dans ce cas, un calcul fluide<sup>2</sup> est réalisé autour du corps rigide pour déterminer le champ de pression, puis ce champ de pression est considéré comme donnée d'entrée du calcul structure. Il n'y a donc pas d'implémentation des conditions de couplage à l'interface (V.11) et (V.12), et par conséquent l'énergie totale du système n'est pas conservée. Ces méthodes sont dites intrinsèquement non conservatives.

**Approche monolithique :** il s'agit dans cette approche d'écrire un système d'équations matricielles regroupant les équations fluide et structure ainsi que les conditions de couplage à l'interface dans une même formulation. Les conditions de couplage à l'interface sont donc naturellement vérifiées, et la méthode

2. Le calcul fluide peut ici être analytique ou réalisé à l'aide d'un code très simple.

est conservative par construction. L'approche monolithique est donc particulièrement bien adaptée aux problèmes physiques fortement couplés, et présente de plus l'avantage de permettre l'utilisation de pas de temps plus grands que dans les approches partitionnées. En effet, le pas de temps est ici piloté uniquement par des considérations physiques concernant les phénomènes à capturer, et non plus par des considérations de stabilité numérique. Ce dernier point présente cependant des limites lorsque les physiques fluide et solide à capturer ont des fréquences caractéristiques d'ordre de grandeur très différents : le système matriciel rassemblant toutes les inconnues est alors mal conditionné ([Farhat00], [Hubner04] et [Piperno01]). Dans la pratique, les approches monolithiques sont donc limitées aux systèmes de petite taille. Concernant la résolution numérique du système matriciel, celle-ci peut s'effectuer par l'intermédiaire d'un code de calcul unique permettant de résoudre d'un seul bloc les problèmes fluide et structure (*résolution monolithique*), ou par le couplage de deux codes de calcul, modifiés pour résoudre le système couplé (*formulation monolithique*). Bien que la deuxième méthode soit un peu plus flexible, ces deux méthodes présentent une faible modularité, car il est souvent nécessaire de développer un code numérique spécifique (respectivement de modifier deux codes numériques) pour l'application considérée [Felippa88]. A titre d'exemple, supposons qu'un code numérique ait été développé pour résoudre un problème d'interaction fluide-structure sans prise en compte du transfert thermique entre les milieux fluide et solide. Si, plus tard, on souhaite ajouter la prise en compte du transfert thermique, il faudra probablement ré-écrire les équations et ré-implémenter le code pour tenir compte de ces nouvelles équations. Il faut donc développer autant de codes numériques que de combinaisons physiques possibles. Une autre difficulté associée aux approches monolithiques provient de la discrétisation spatiale des équations. En effet, il est préférable d'utiliser la même technique de discrétisation (éléments finis, volumes finis, ...) pour les milieux fluide et solide, or ces techniques sont particulièrement bien adaptées à l'un ou l'autre des milieux, et difficilement transposables à l'autre milieu dans le cas de géométries complexes ([Yvin14]). Ainsi, bien qu'*a priori* les plus rigoureuses, les approches monolithiques sont coûteuses et difficiles à mettre en oeuvre.

**Approche partitionnée :** le cadre théorique général des approches partitionnées a été formalisé par [Park80a] et [Park80b] pour les systèmes du deuxième ordre. [Piperno95], [Farhat00] et [Matthies06] ont ensuite développé plusieurs schémas numériques partitionnés, qui servent aujourd'hui de base à l'ensemble des algorithmes partitionnés. Dans cette approche, les problèmes fluide et structure sont résolus chacun par un code numérique dédié, et le transfert de champs entre les deux solveurs est assuré par un troisième code numérique, appelé code de couplage. Cette méthode présente donc l'avantage par rapport aux approches monolithiques de pouvoir profiter des codes numériques déjà existants, ce qui permet de bénéficier des avantages suivants :

- l'utilisation de solveurs différents offre une plus grande modularité car l'indépendance des solveurs et de leur implémentation numérique est garantie ([Kassiotis09]) ;
- chacun des solveurs peut avoir son propre schéma d'intégration temporelle et son propre pas de temps. L'utilisation de solveurs différents assure donc des systèmes matriciels de plus petite taille, mieux conditionnés, et sans termes non-symétriques liés au couplage entre les sous-problèmes ([Idelsohn06]) ;
- il est cette fois-ci possible d'utiliser des techniques différentes de discrétisation en espace, et donc d'utiliser les techniques les plus adaptées à chacun des domaines (par exemple, la méthode des Volumes Finis pour le fluide et la méthode des Eléments Finis pour la structure).

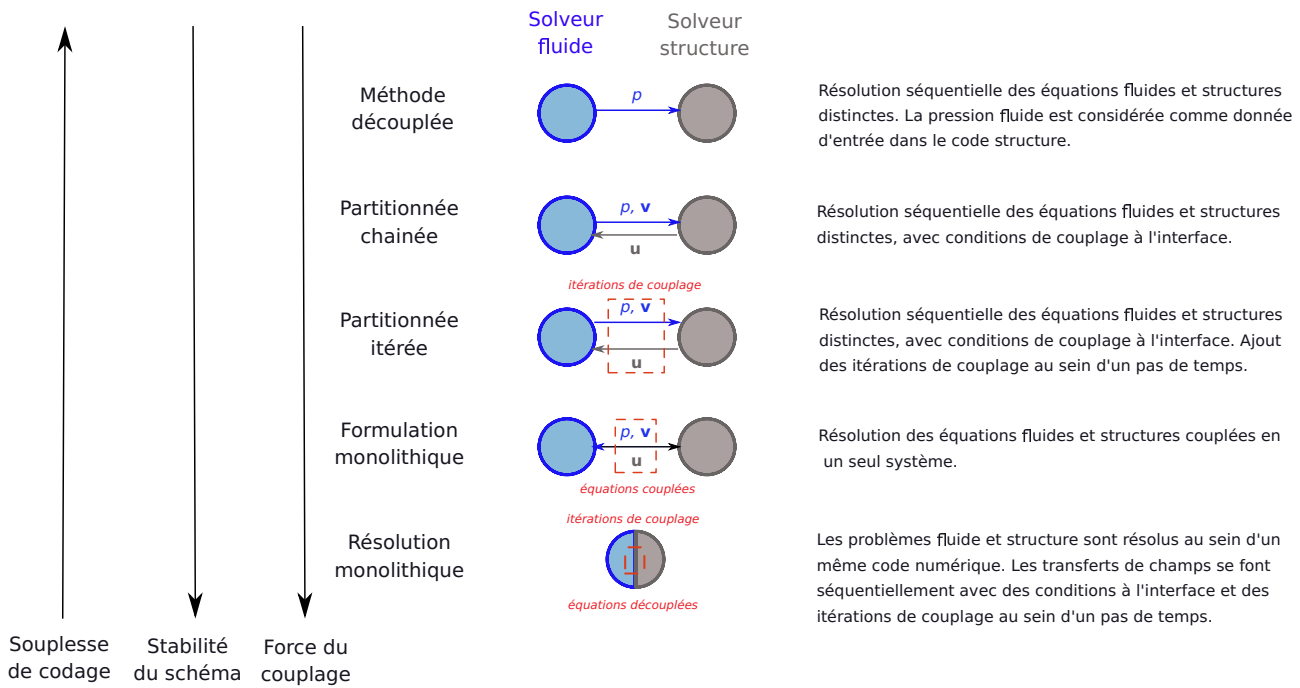


FIGURE V.4 – Classification des stratégies logicielles pour le couplage numérique fluide-structure.

En revanche, les approches partitionnées souffrent des limitations suivantes : i) il existe un décalage en temps entre les solveurs fluide et structure, à l'origine d'erreurs numériques, mais également d'une instabilité du schéma numérique, et ii) la position exacte de l'interface n'est plus connue à chaque pas de temps, et les conditions de couplage à l'interface ne sont par conséquent plus exactement vérifiées. Le caractère conservatif ou non du couplage dépendra de la stratégie de couplage en temps mise en œuvre, et de sa capacité à limiter la création ou la destruction d'énergie numérique à l'interface ([Sigrist16]). Les méthodes partitionnées sont d'ailleurs couramment dénommées différemment en fonction du couplage en temps choisi, ce qui donne une appellation qui combine à la fois le point de vue logiciel et le point de vue mathématique : lorsque la méthode de couplage en temps ne fait pas intervenir d'itérations de couplage entre les deux solveurs au sein d'un même pas de temps, ces méthodes sont appelées « partitionnées chaînées ». Sinon elles sont appelées « partitionnées itérées ».

### V.3.2 Stratégie de couplage en temps dans le cas des approches partitionnées

Dans le cas d'un couplage fluide-structure, il est souvent judicieux, voire nécessaire, d'utiliser des pas de temps différents pour la résolution des problèmes fluide et structure (le choix du pas de temps de discrétisation est en effet souvent lié aux fréquences propres des phénomènes physiques que l'on cherche à simuler). Par conséquent, une synchronisation entre les deux solveurs s'impose pour échanger les bonnes données aux bons moments : ce sont les méthodes de « couplage en temps ». Nous revenons ci-dessous sur les méthodes les plus classiques de couplage en temps.

### V.3.2.1 Méthodes partitionnées chaînées

Ainsi qu'introduit dans les paragraphes précédents, les méthodes partitionnées chaînées réalisent le couplage d'un code fluide et d'un code structure distincts, sans recourir aux itération de couplage au sein d'un pas de temps. Ces méthodes de couplage en temps sont qualifiées de « synchrones » lorsqu'elles font intervenir un pas de temps identique pour la résolution des problèmes fluide et structure, ou « d'asynchrones » (ou décalées) lorsque les problèmes fluide et structure utilisent des pas de temps distincts. Le schéma d'intégration en temps du système couplé dans son ensemble peut ensuite être explicite ou semi-implicite.

**Méthodes explicites :** la méthode explicite est caractérisée par une avance en temps directe, dépendant uniquement du pas de temps courant  $n$  et éventuellement des pas de temps précédents. Cette classe de méthodes est donc à privilégier dans le cas de degrés de couplage faibles caractérisés par des déformations limitées de la structure. Un des inconvénients majeurs des méthodes explicites provient de leur caractère instable. En effet, la stabilité du système est fortement impactée par la quantité de masse ajoutée du système. En particulier, la méthode explicite est inconditionnellement instable dès lors que la condition (V.13) est vérifiée ([Mullaert15]), dans laquelle  $\rho_s$  et  $\rho_f$  sont la masse volumique du solide et du fluide respectivement,  $e$  est l'épaisseur du solide et  $\lambda$  est la plus grande des valeurs propres de l'opérateur de masse ajoutée lié à la géométrie. Il est à noter que cette condition de stabilité ne fait intervenir que des grandeurs physiques, et par conséquent, un ajustement sur le pas de temps ou sur la discrétisation en espace ne peuvent permettre de résoudre le problème. En revanche, un traitement explicite des équations permet de garantir l'efficacité en terme de temps de calcul.

$$\frac{\rho_s e}{\rho_f \lambda} < 1 \quad (\text{V.13})$$

**Méthodes semi-implicites :** la méthode semi-implicite peut être utilisée pour résoudre un système d'équations différentielles couplées discrétisées au premier ordre (par exemple) par (V.14). Ainsi  $v_{n+1}$  est calculé de manière explicite, et  $x_{n+1}$  avec une méthode implicite.

$$\begin{cases} v_{n+1} = v_n + g(t_n, x_n) \\ x_{n+1} = x_n + f(t_n, v_{n+1}) \end{cases} \quad (\text{V.14})$$

**Conventional Serial Staggered - CSS :** cet algorithme synchrone est très utilisé pour les problèmes d'aérodélasticité couplant une structure lourde et raide avec un fluide peu dense ([Veron16]). Son schéma de principe est présenté sur la Figure V.5 (a) et consiste à réaliser les étapes suivantes :

1. Prédiction explicite du déplacement de la structure  $u_{n+1}^P$  à l'instant de temps  $n+1$  ;
2. Mise à jour de la grille fluide (déformation de maillage) et résolution du problème fluide entre les instants  $n$  et  $n+1$  ;

3. Transfert des efforts fluides  $\Phi_{n+1}^S$  solutions à n+1 à la structure ;
4. Résolution du problème structure entre les instants de temps n et n+1.

Ainsi, la résolution du problème fluide entre les instants de temps n et n+1 ne fait intervenir que les données structures à l'instant n (la prédiction étant explicite), alors que la résolution du problème structure entre les instants n et n+1 fait intervenir la solution du problème fluide à n+1 : le schéma de couplage global est donc semi-implicite.

**Conventional Parallel Staggered - CPS** : cet algorithme synchrone a pour objectifs de réduire le temps de calcul global en permettant une parallélisation des étapes de résolution des problèmes fluide et structure. Ainsi, les transferts d'information sont cette fois-ci effectués uniquement au début du pas de temps suivant l'étape 1 de la [Figure V.5](#) (b), et la résolution en parallèle des problèmes fluide et structure constitue la deuxième étape de l'algorithme. Le schéma de couplage est donc explicite.

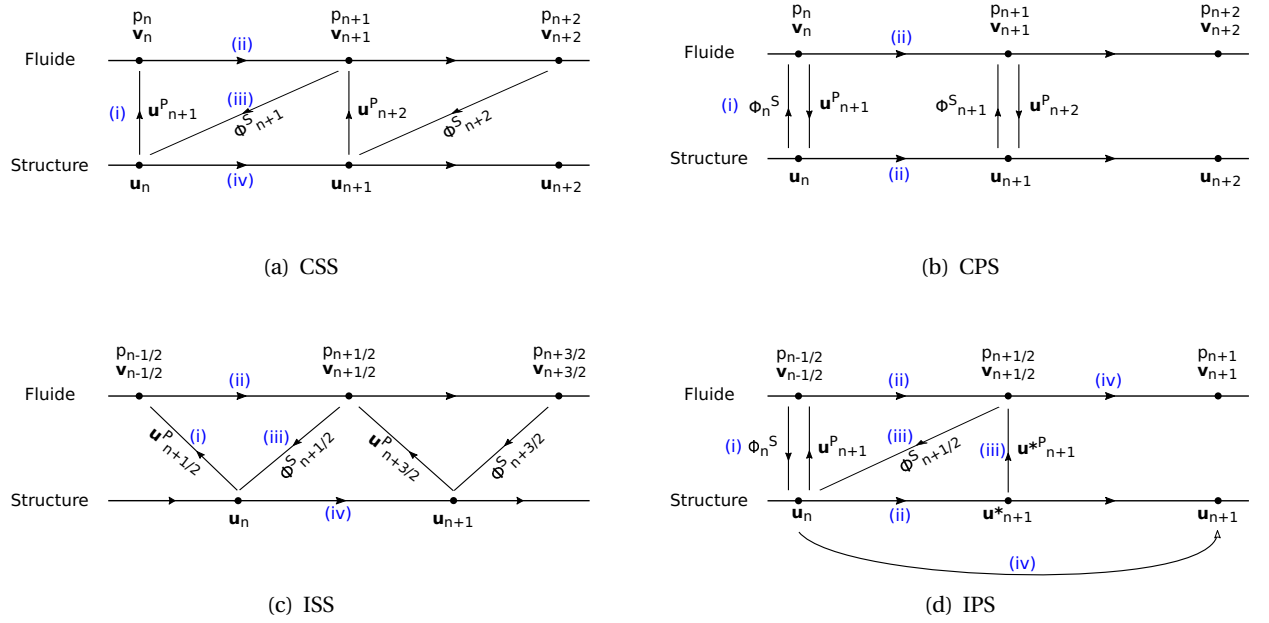
**Improved Serial Staggered - ISS** : il s'agit ici d'un algorithme de couplage asynchrone. En effet, [\[Farhat00\]](#) propose d'introduire un décalage en temps entre les résolutions fluide et structure car les algorithmes synchrones ne permettent pas de respecter les conditions de couplage à l'interface (continuité cinématique (V.11) et continuité dynamique (V.12)) et la loi de conservation géométrique. L'algorithme CSS ainsi modifié se présente sous la forme semi-implicite (c) de la [Figure V.5](#). Cet algorithme porte également le nom « d'algorithme décalé avec prédiction », [\[Sigrist16\]](#).

**Improved Parallel Staggered - IPS** : [\[Farhat00\]](#) propose également une amélioration du schéma ISS qui consiste à ajouter un échange d'information additionnel entre les solveurs fluide et structure pour un temps intermédiaire aux instants n et n+1, ce qui donne l'algorithme (d) de la [Figure V.5](#).

L'absence de processus itératif concernant les échanges d'informations internes à un pas de temps, ainsi que le décalage en temps entre les solveurs fluide et structure, conduisent à des problèmes de précision des schémas partitionnés chaînés. [\[Piperno00\]](#), [\[Piperno01\]](#) et [\[Kassiotis09\]](#) proposent d'ajouter des méthodes prédicteurs / correcteurs au schéma d'intégration temporelle pour améliorer la précision. [\[Souli13\]](#) note en effet qu'ajouter un schéma prédicteur/correcteur permet de rendre l'algorithme de couplage plus implicite. [\[Huvelin08\]](#) et [\[Sigrist16\]](#) présentent une synthèse comparative de différentes combinaisons de schémas prédictifs. De plus, toutes les méthodes partitionnées chaînées présentées ci-dessus souffrent de problème de stabilité et nécessitent de très petits pas de temps. [\[Veron16\]](#) discute des différentes méthodes d'évaluation de la stabilité des schémas partitionnés chaînés à partir du suivi de l'évolution de l'énergie au cours de la résolution.

### V.3.2.2 Méthodes partitionnées itérées (implicites)

La méthode implicite consiste à introduire plusieurs échanges entre les deux solveurs au sein de chaque pas de temps, appelés *itérations de couplage*. Ce processus itératif permet de corriger le décalage en temps entre les solveurs fluide et structure, ce qui permet d'améliorer la précision globale du schéma et autorise l'utilisation de pas de temps plus importants. Cette méthode est à appliquer aux degrés de couplage forts,



**FIGURE V.5** – Principaux algorithmes de couplage en temps pour les méthodes partitionnées chaînées (c'est-à-dire sans itération de couplage au sein d'un pas de temps). (a) et (b) Algorithmes synchrones, (c) et (d) Algorithmes asynchrones. [Farhat00], [Veron16]

comme par exemple lors du calcul de la réponse structurelle d'une structure flexible sous chargement hydrodynamique. De plus, la méthode implicite peut s'appliquer aussi bien aux approches monolithiques que partitionnées. Cependant, les méthodes implicites sont nettement plus coûteuses en temps de calcul, en raison des sous-itérations de couplage supplémentaires. Le schéma de principe de cet algorithme est présenté sur la Figure V.6. Il s'agit de répéter la procédure élémentaire « prédiction du déplacement, résolution du problème fluide, transfert de la solution fluide, résolution du problème structure » un certain nombre de fois entre les instants  $n$  et  $n+1$ . Le nombre de cycles est défini par la vérification d'un critère de convergence ou l'atteinte d'un nombre maximum  $K$  d'itérations de couplage. Dans notre cas le critère de convergence porte sur le déplacement (V.15) avec  $k < K$  et  $\epsilon$  défini par l'utilisateur.

$$\|u_{n+1}^{k+1} - u_{n+1}^k\| < \epsilon \|u_{n+1}^k\| \quad (\text{V.15})$$

Les algorithmes implicites les plus classiques sont les suivants : algorithmes du point fixe (Gauss-Seidel par blocs et Jacobi par blocs), Newton par blocs, méthode de transpiration et méthode de contrôle optimal.

### V.3.3 Stratégie de couplage en espace

La discrétisation en espace du problème couplé peut se faire à deux niveaux [Felippa83] : i) avant le partitionnement du système en sous-domaines fluide et structure, c'est-à-dire en discrétisant tout le système couplé en seule fois, ou ii) après le partitionnement du système en sous-domaines fluide et structure, c'est-à-dire en traitant séparément la discrétisation spatiale du problème fluide et du problème structure. Le premier niveau est qualifié de *partitionnement algébrique*, et conduit à des maillages fluide et structure



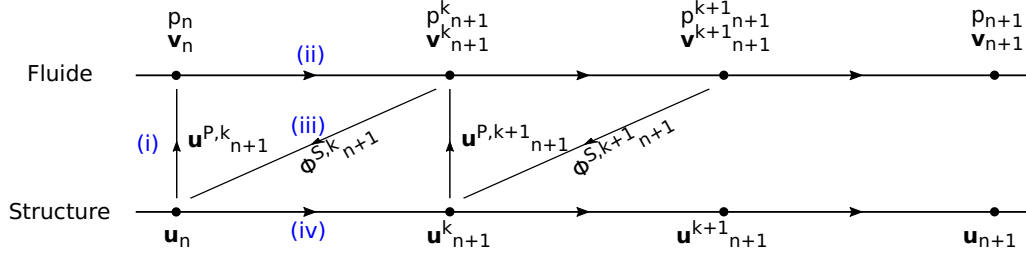
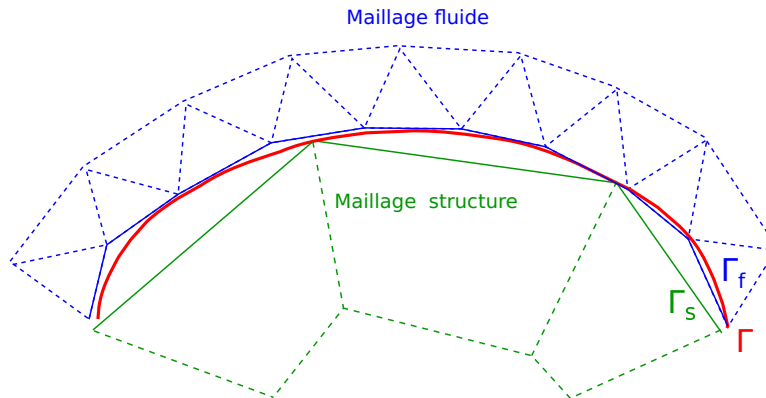


FIGURE V.6 – Schéma de principe d'un algorithme implicite (partitionné itéré)


 FIGURE V.7 – Approximations fluide  $\Gamma_f$  et structure  $\Gamma_s$  de l'interface réelle  $\Gamma$  dans le cas de maillages fluide et structure non coïncidents.

intrinsèquement coïncidents au niveau de l'interface. Le deuxième niveau est quant à lui qualifié de *partitionnement différentiel*, et a l'avantage de pouvoir conduire à des maillages fluide et structure coïncidents ou non, en fonction des techniques choisies de discrétisation en espace. L'intérêt d'utiliser des maillages fluide et structure distincts est de pouvoir adapter chacun des maillages à la physique considérée. Ainsi le maillage fluide est généralement plus fin que le maillage structure, en raison de la discrétisation de la couche limite. Cependant, les méthodes de partitionnement différentiel présentent donc une difficulté supplémentaire liée à l'interpolation correcte des champs à l'interface, lors du transfert d'information entre les solveurs fluide et structure. Dans le cas de maillages non coïncidents, l'interface géométrique réelle  $\Gamma$  est en effet représentée par des approximations  $\Gamma_f$  et  $\Gamma_s$  différentes entre le fluide et la structure, ainsi que schématisé sur la Figure V.7. Le couplage en espace consiste donc à interpoler les grandeurs d'un maillage vers un autre, tout en minimisant les pertes d'énergie dues au maillage, qui ne permettent pas de rendre compte correctement de l'échange d'énergie mécanique entre les deux physiques ([Sigrist16]). Le couplage en espace est décomposable en deux étapes : les nœuds sont dans un premier temps projetés d'un maillage sur l'autre, puis les grandeurs sont déterminées sur ces nœuds projetés.

La méthode la plus simple de projection des nœuds consiste à projeter les nœuds de l'un des maillages directement sur l'autre suivant la normale de l'un des deux maillages, comme par exemple sur la partie (a) de la Figure V.8. Sur l'exemple (a), on considère un maillage fluide constitué des nœuds  $F_1$  à  $F_8$  plus fin que le maillage structure constitué des nœuds  $S_1$  à  $S_5$  : il est par conséquent plus judicieux de projeter les nœuds du maillage structure sur le maillage fluide, car ce choix nécessite moins de projections que le choix inverse. De plus, plusieurs cas particuliers sont représentés : ainsi le nœud  $S_5$  ne possède pas de vis-à-vis

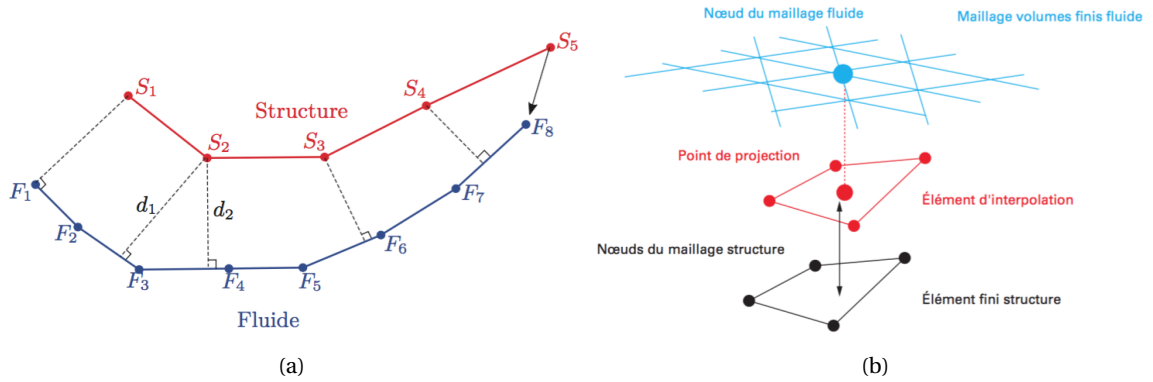


FIGURE V.8 – Méthodes de projection des nœuds (a) d'un maillage directement sur l'autre en suivant la normale d'un des deux maillages et (b) des deux maillages sur un élément intermédiaire de couplage. Figures extraites de [Gaugain13] et [Sigrist16].

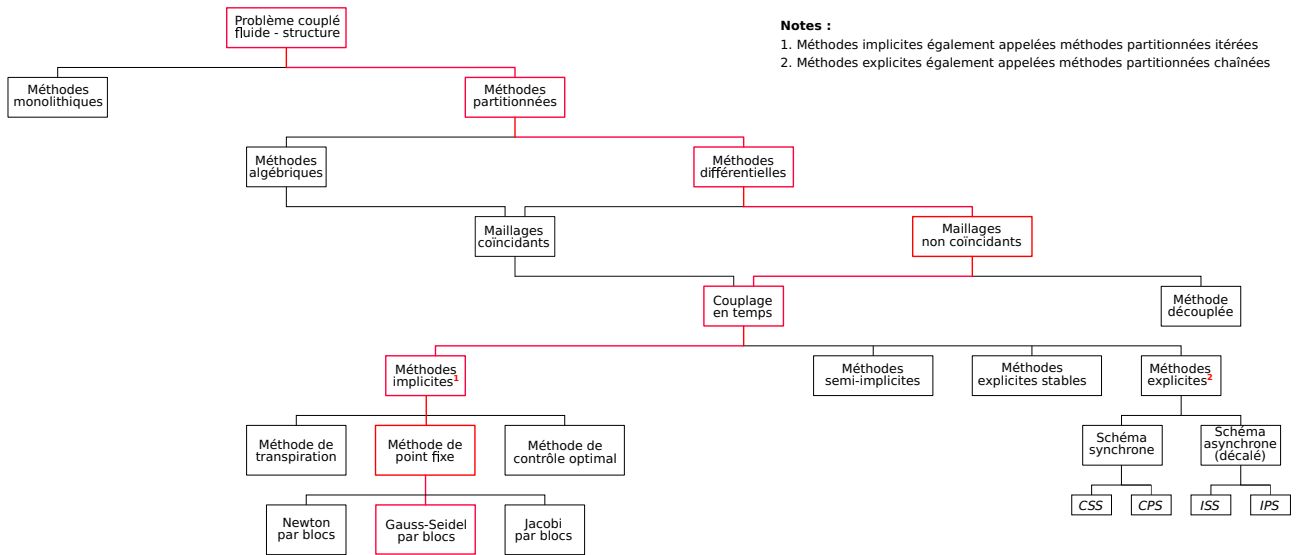


FIGURE V.9 – Organigramme synthétique des stratégies de couplage numérique possibles, et de celles choisies pour la réalisation de cette thèse (en rouge).

sur le maillage fluide, et est donc reporté sur le nœud fluide le plus proche, à savoir  $F_8$ . Un autre exemple est le cas du nœud  $S_2$  qui peut être projeté selon les normales  $d_1$  ou  $d_2$ . Dans ce cas, on choisira la normale présentant la plus courte distance. Une autre possibilité est de projeter les nœuds des deux maillages sur un élément intermédiaire de couplage, dit « élément d'interpolation », ce qui est représenté sur la partie (b) de la Figure V.8.

### V.3.4 Synthèse des stratégies de couplage numérique

La Figure V.9 présente une synthèse des stratégies de couplage numérique possibles, sous forme d'organigramme. Les choix retenus pour la réalisation de cette thèse sont mis en évidence en rouge.

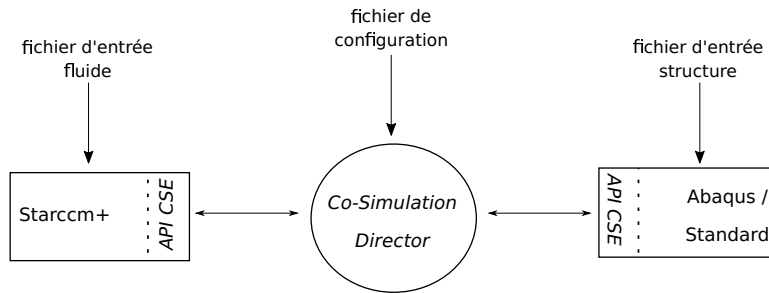


FIGURE V.10 – Schéma de l'architecture globale du couplage des codes Starccm+ et Abaqus.

## V.4 Application aux problèmes couplés considérés dans la thèse.

Trois problèmes couplés sont considérés dans la thèse : le cas de validation que nous avons choisi, issu de l'étude expérimentale menée en 2014 par [Zarruk14] sur un hydrofoil en aluminium et sur un hydrofoil en composite, et l'écoulement autour du profil composite développé dans la thèse.

### V.4.1 Architecture logicielle.

Les trois problèmes couplés considérés dans la thèse sont résolus à l'aide d'un couplage fort entre les codes de CFD Starccm+ et de CSD Abaqus/Standard, couplés de manière partitionnée par l'intermédiaire du *Co-Simulation Engine* (CSE) développé par Dassault Systems. L'interface de couplage CSE intègre en effet un processus orchestre, appelé le *Co-Simulation Director*, qui contrôle les échanges d'informations entre les deux solveurs ainsi que leur synchronisation en temps. Les paramètres du *Co-Simulation Director*, c'est-à-dire les propriétés du schéma de couplage, sont définis dans un fichier de configuration au format XML. Chaque solveur intègre ensuite une surcouche logicielle faisant appel aux fonctions de l'API (*Application Programming Interface*) du CSE, qui permet d'envoyer et de recevoir les informations à échanger au processus orchestre, ainsi que de recevoir les instructions de ce dernier. Un schéma de l'architecture globale du couplage entre les codes Starccm+ et Abaqus est proposé sur la Figure V.10. Ainsi, afin de réaliser un couplage numérique fluide-structure entre les codes commerciaux Starccm+ et Abaqus, la procédure est la suivante :

- L'utilisateur définit séparément les fichiers d'entrée habituels des solveurs fluide Starccm+ et structure Abaqus ;
- L'utilisateur définit ensuite les paramètres de couplage comme suit : i) l'interface géométrique de couplage, les champs à échanger et les pas de temps respectifs fluide et structure sont ajoutés aux fichiers d'entrée fluide et structure ; ii) les paramètres de synchronisation en temps et l'algorithme de couplage en espace sont définis dans le fichier de configuration XML. L'utilisateur peut soit écrire manuellement chacun des fichiers tour à tour, ou il peut définir l'intégralité des paramètres au sein du code Starccm+, qui se chargera d'ajouter les paramètres de couplage au fichier d'entrée Abaqus, et de générer le fichier de configuration XML.

### V.4.2 Déroulement d'un calcul couplé.

La [Figure V.11](#) propose l'organigramme de l'algorithme général d'un calcul couplé fluide-structure par couplage partitionné des codes commerciaux Starccm+ et Abaqus. L'étape de résolution de la structure compte pour environ 20% du temps CPU nécessaire à la résolution d'un pas de temps, alors que les étapes d'échanges des informations (couplage en espace) et de résolution du fluide comptent pour 80% du temps CPU nécessaire à la résolution d'un pas de temps. Les étapes de couplage en espace sont comptées avec la résolution fluide car les projections des nœuds et les interpolations sont réalisées au sein du code Starccm+. La [Figure V.12](#) présente un exemple de couplage en espace sur le profil composite. La partie (a) présente la configuration de maillages fluide et structure non coïncidants et les parties (b) et (c) présentent le transfert du champ de pression du maillage fluide au maillage structure avec interpolation par moindres carrés. Nous pouvons ainsi constater que le transfert des champs s'effectue correctement.

Par ailleurs, la [Figure V.13](#) présente un exemple de calcul couplé implicite (partitionné itéré) portant sur le déplacement en extrémité pour  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  et  $\alpha = -6^\circ$ . La convergence physique du déplacement est représentée en bleu, c'est-à-dire que chaque triangle bleu correspond au passage au pas de temps suivant, soit à la boucle externe d'avance en temps sur la [Figure V.11](#). Les dix échanges fluide-structure effectués au sein d'un même pas de temps sont représentés en rouge, correspondant à la boucle d'itérations de couplage sur la [Figure V.11](#) et enfin les dix sous-itérations fluides au sein d'un même échange fluide-structure sont représentées en noir, correspondant à la boucle interne de sous-cyclage fluide. Dans le cadre de la thèse, on choisit un pas de temps de couplage correspondant au minimum des pas de temps fluide et structure, afin que ce soit la physique la plus contraignante qui pilote le processus de couplage.

## V.5 Synthèse du chapitre V

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté le phénomène physique de l'interaction fluide-structure et sa modélisation numérique par le biais de l'analyse dimensionnelle. En effet, les différents phénomènes de l'interaction fluide-structure, ainsi que les instabilités susceptibles de se produire, peuvent être classés en fonction des nombres non-dimensionnels de Masse et de la Vitesse Réduite, caractérisant respectivement l'intensité du couplage et le caractère stagnant ou s'écoulant du fluide. Cette classification selon l'intensité du couplage et le caractère stagnant ou s'écoulant du fluide est d'autant plus intéressante qu'elle permet de guider les choix de la méthode de résolution numérique du problème couplé fluide-structure. En effet, nous introduisons ici les différentes stratégies logicielles pouvant être utilisées pour résoudre un problème couplé fluide-structure par degré d'intensité de couplage croissant : approche découplée, approche partitionnée ou approche monolithique. Dans le premier cas, les problèmes fluide et structure sont résolus séquentiellement, sans prise en compte des conditions de couplage à l'interface, ni de la boucle de rétro-action de la structure sur le fluide : le problème fluide est résolu dans un premier temps, puis les chargements hydrodynamiques solutions sont utilisés comme données d'entrée du problème structure afin de déterminer les déplacements correspondants de la structure. L'approche découplée ne prend donc pas en considération les conditions de couplage à l'interface et est intrinsèquement non conservative : elle est par conséquent uniquement adaptée aux problèmes fluides-structures à faible degré de couplage. Afin d'augmenter le degré de couplage, l'approche partitionnée utilise également deux solveurs fluide et structure

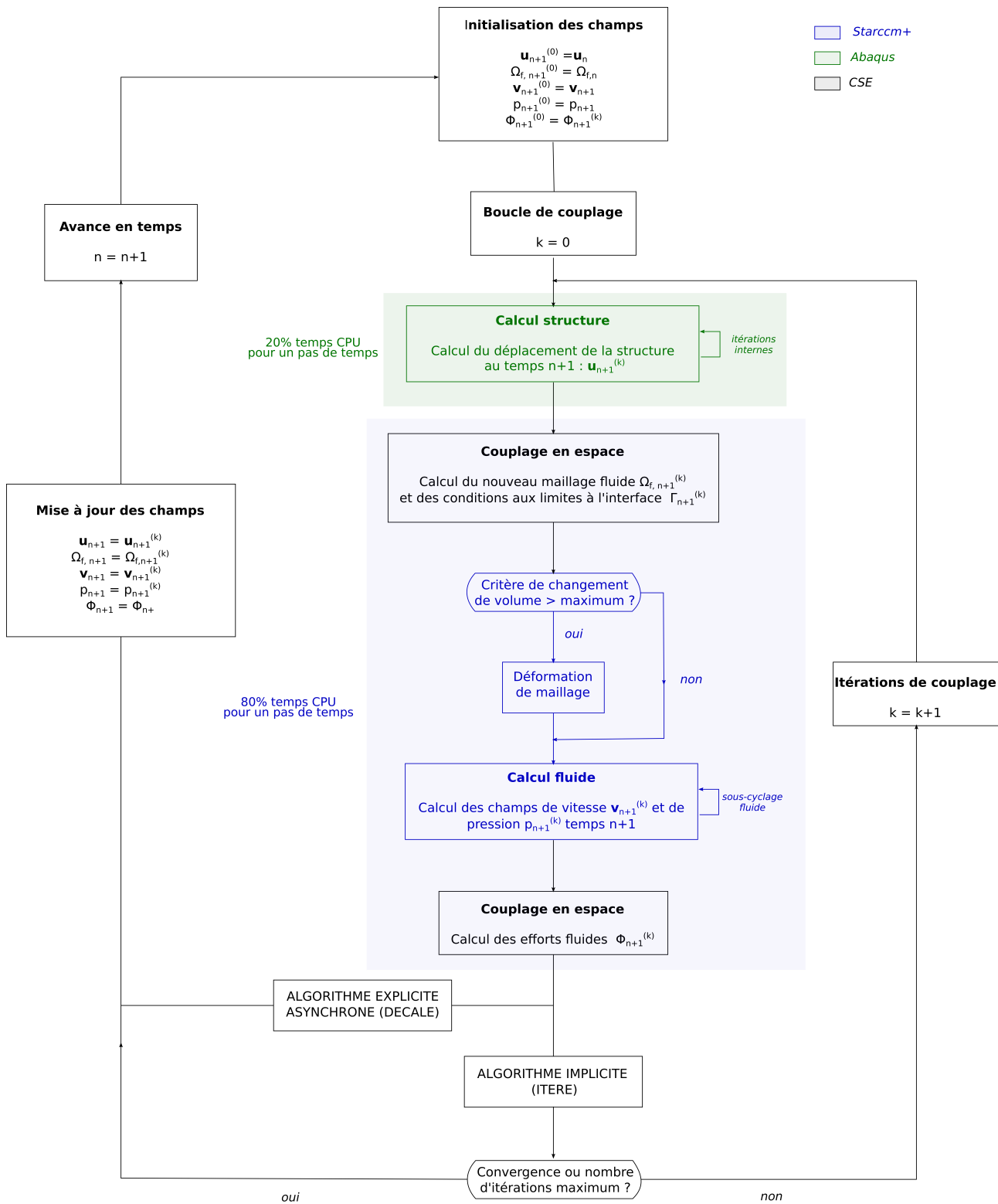


FIGURE V.11 – Algorithme général d'un calcul couplé fluide-structure par couplage partitionné des codes de commerciaux Starccm+ et Abaqus.

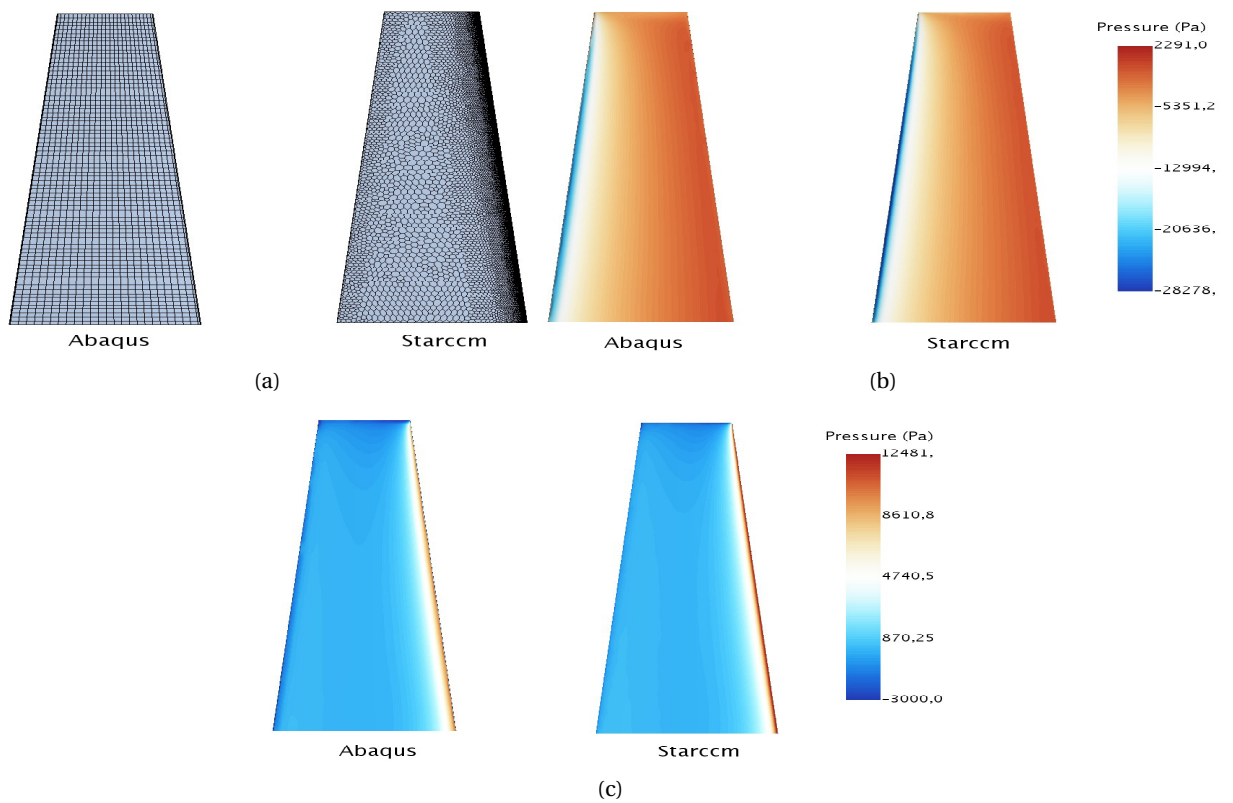


FIGURE V.12 – (a) Comparaison des maillages structure et fluide pour l'hydrofoil en aluminium, (b) Validation du transfert de pression entre les maillages structure et fluide sur l'extrados et (c) sur l'intrados.

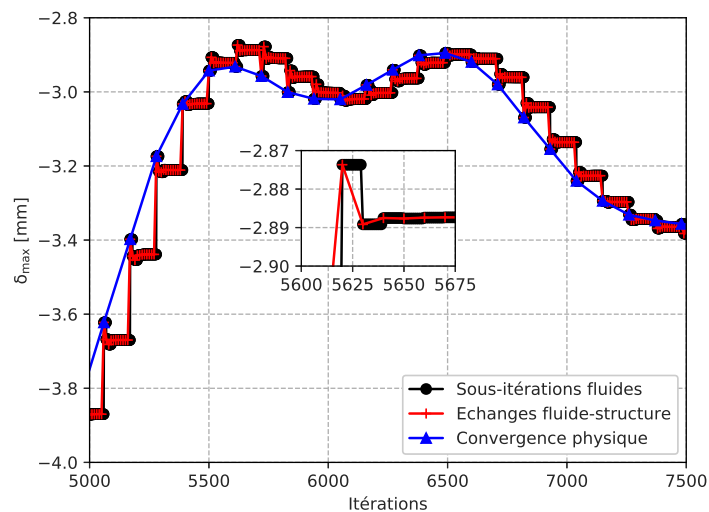


FIGURE V.13 – Exemple de calcul couplé implicite (partitionné itéré) portant sur le déplacement en extrémité pour  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  et  $\alpha = -6^\circ$ . La convergence physique du déplacement est représentée en bleu, c'est-à-dire que chaque triangle bleu correspond au passage au pas de temps suivant. Les dix échanges fluide-structure effectués au sein d'un même pas de temps sont représentés en rouge, et les dix sous-itérations fluides au sein d'un même échange fluide-structure sont représentées en noir.

distincts, mais réalise l'implémentation des conditions de couplage à l'interface et la prise en compte de la boucle de rétro-action de la structure sur le fluide. Cette prise en compte de la boucle de rétro-action peut être effectuée par différents algorithmes de couplage en temps entre soit une méthode itérée, soit une méthode chaînée, selon que des itérations de couplage sont, ou non, réalisées au sein d'un même pas de temps. Le caractère conservatif de l'approche partitionnée est de plus directement lié à l'algorithme de couplage en temps choisi, c'est-à-dire à l'utilisation des itérations de couplage au sein d'un pas de temps afin de limiter la destruction ou la création d'énergie par des phénomènes numériques. Cependant, il existe un décalage en temps entre les solveurs fluide et structure, source d'erreurs numériques, voire d'instabilités du schéma numérique. Les pas de temps à adopter pour la résolution du problème couplé sont donc non seulement gouvernés par des considérations physiques (temps caractéristiques des phénomènes à capturer), mais également par des considérations numériques de stabilité du schéma de couplage. Enfin, les degrés de couplage les plus forts sont obtenus par le biais de l'approche monolithique, qui consiste à écrire un système matriciel regroupant les équations fluides et structures dans une même formulation, ce qui permet de vérifier naturellement les conditions de couplage à l'interface et la conservation de l'énergie. La formulation mathématique commune des équations fluides et structures permet également de recourir à des pas de temps plus grands que pour les approches partitionnées, car ceux-ci sont désormais gouvernés uniquement par des considérations physiques. Néanmoins, les approches monolithiques atteignent leurs limites lorsque les pas de temps caractéristiques des phénomènes fluides et structures à capturer sont très différents, car le système matriciel est alors mal conditionné; de plus, ces méthodes présentent une faible modularité en raison de la formulation mathématique commune. Nous avons donc fait le choix d'une stratégie logicielle partitionnée pour résoudre les problèmes couplés considérés dans la thèse, et d'un algorithme de couplage itéré de type Gauss-Seidel par blocs (algorithme de point fixe).

Nous avons également présenté dans ce chapitre la mise en œuvre concrète de l'algorithme de couplage que nous avons utilisé entre les codes commerciaux de CFD Starccm+ et de CSD Abaqus sur un exemple. A ce stade, nous avons présenté la conception de notre profil portant composite, ainsi que les techniques expérimentales, les méthodes fluides, les méthodes structures et l'algorithme de couplage que nous avons utilisés pour réaliser la validation de la méthode numérique de couplage fluide-structure que nous avons utilisée, ainsi que l'étude du comportement hydroélastique et de la réponse structurelle de notre profil portant composite.

Le chapitre suivant présentera donc l'ensemble des résultats que nous avons obtenus dans ces différentes études.





## CHAPITRE VI

### RÉSULTATS

\*\*\*

Dans ce chapitre, nous présentons dans un premier temps la validation complète de la méthode de couplage numérique fluide-structure que nous avons réalisée entre les codes commerciaux de CFD Starccm+ et de CSD Abaqus en comparant nos résultats de calculs aux données expérimentales obtenues par [Zarruk14] sur leurs hydrofoils. Nous présentons ainsi les résultats des validations préalables des modèles fluide et structure séparés, ce qui inclut en particulier une étude spécifique sur le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$  et sur le choix d'une méthode de modélisation de la couche limite avec une Loi de Paroi ou d'une résolution Bas Reynolds de celle-ci. La validation du couplage numérique porte ensuite sur les coefficients hydrodynamiques et sur les valeurs des déplacements statiques. Dans un deuxième temps, nous présentons les résultats des études numériques et expérimentales que nous avons menées sur le profil composite que nous avons développé pendant la thèse. Nous commençons ainsi par exposer l'analyse numérique des différents régimes d'écoulement autour du profil, qui nous a permis de mettre en évidence l'existence de trois régimes d'écoulement différents : un régime de Von Kármán pour les faibles incidences ( $-2^\circ < \alpha < 2^\circ$ ), un régime quasi-statique pour les incidences modérées ( $2^\circ < \alpha < 9.6^\circ$ ), puis un régime de décrochage avec lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque pour les incidences importantes ( $\alpha > 9.6^\circ$ ). Nous détaillons ensuite l'analyse des mesures expérimentales, en commençant par les mesures de vibrométrie en air et en eau qui permettent d'étudier les modes propres de la structure et d'identifier les fréquences d'excitation des phénomènes hydrodynamiques de Von Kármán et de décrochage avec lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque. Les mesures expérimentales viennent ainsi conforter les résultats numériques que nous avons obtenus. La dernière partie de ce chapitre présente enfin l'analyse des mesures de déformations par fibre optique, l'analyse des déplacements statiques et instationnaires par caméra rapide, ainsi qu'une comparaison de nos données expérimentales avec nos résultats numériques couplés et non couplés : nous mettons ainsi en évidence des effets de couplage que nous reproduisons bien numériquement.

#### Sommaire

<b>VI.1 Validation du couplage numérique fluide-structure (AL et CARBON).</b>	<b>116</b>
VI.1.1 Validation du modèle fluide.	116
VI.1.2 Validation du modèle structure.	123
VI.1.3 Validation du couplage numérique fluide-structure.	124
<b>VI.2 Etude numérique et expérimentale du profil portant composite VER-45.</b>	<b>125</b>
VI.2.1 Analyse des régimes d'écoulement autour du profil.	125
VI.2.2 Caractérisation des fréquences propres de la structure composite.	135

VI.2.3 Etude expérimentale des fréquences d'excitation hydrodynamiques. . . . .	139
VI.2.4 Déformations numériques et expérimentales du profil composite. . . . .	142
VI.2.5 Déplacements en extrémité numériques et expérimentaux du profil. . . . .	147
<b>VI.3 Synthèse du chapitre VI . . . . .</b>	<b>155</b>
<b>Annexe A. Equations de fermeture du modèle de turbulence. . . . .</b>	<b>173</b>
<b>Annexe B. Equations de fermeture du modèle de transition. . . . .</b>	<b>175</b>
<b>Annexe C. Détails de la méthode des volumes finis. . . . .</b>	<b>177</b>
<b>Annexe D. Spectres sous écoulement pour les incidences négatives. . . . .</b>	<b>183</b>

## VI.1 Validation du couplage numérique fluide-structure (AL et CARBON).

Nous avons dans un premier temps validé la méthode de couplage numérique fluide-structure sur deux NACA 0009 de géométrie trapézoïdale, l'un en aluminium, l'autre en matériau composite, et dont les bords de fuite ont été épaissis. Nous avons pour cela comparé nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux issus de la campagne expérimentale menée par l'*Australian Maritime College* en 2014 ([Zarruk14]), et présentés dans la [section I.4](#). La validation s'effectue en deux temps : les modèles fluide et structure sont dans un premier temps validés indépendamment ; le couplage est ensuite réalisé. Nous détaillons dans la suite de cette partie les différentes étapes de validation du couplage fluide-structure numérique.

### VI.1.1 Validation du modèle fluide.

La validation du modèle fluide porte sur les coefficients hydrodynamiques du profil tout d'abord considéré comme un corps rigide. Les calculs sont réalisés pour un nombre de Reynolds modéré de 600 000 et des angles d'incidence de  $0^\circ$  à  $14^\circ$  afin de pouvoir comparer aux résultats expérimentaux de [Zarruk14].

#### VI.1.1.1 Modèle de transition $\gamma - Re_\theta$ .

Etant donné que les calculs de validation sont effectués pour un nombre de Reynolds modéré, nous avons tout d'abord évalué la nécessité, ou non, d'associer un modèle de transition à la simulation RANS, afin d'améliorer la prédiction du chargement hydrodynamique. Ainsi des simulations avec le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$ , présenté à la [section III.1.4.2](#), ont été effectuées pour deux angles d'incidence, respectivement avant ( $8^\circ$ ) et après décrochage ( $12^\circ$ ), et comparées à des simulations pleinement turbulentes. La comparaison porte dans un premier temps sur les caractéristiques de l'écoulement au niveau local, puis dans un second temps sur les coefficients hydrodynamiques. Cette étude spécifique sur le modèle de transition est réalisée avec la participation de Sébastien Lemaire, dans le cadre d'un stage co-encadré par Antoine Ducoin et moi-même.

La [Figure VI.1](#) présente le champ de vitesse dans la direction de l'écoulement  $\mathbf{x}$  et le coefficient de pression  $C_p$  sur le foil pour un angle de  $8^\circ$ , sans modèle de transition (a), et avec modèle de transition (b). La [Figure VI.1](#) présente également le coefficient de frottement dans la direction de l'écoulement  $\mathbf{x}$  sur le foil pour le même angle de  $8^\circ$ , sans modèle de transition (c), et avec modèle de transition (d). Il est possible de

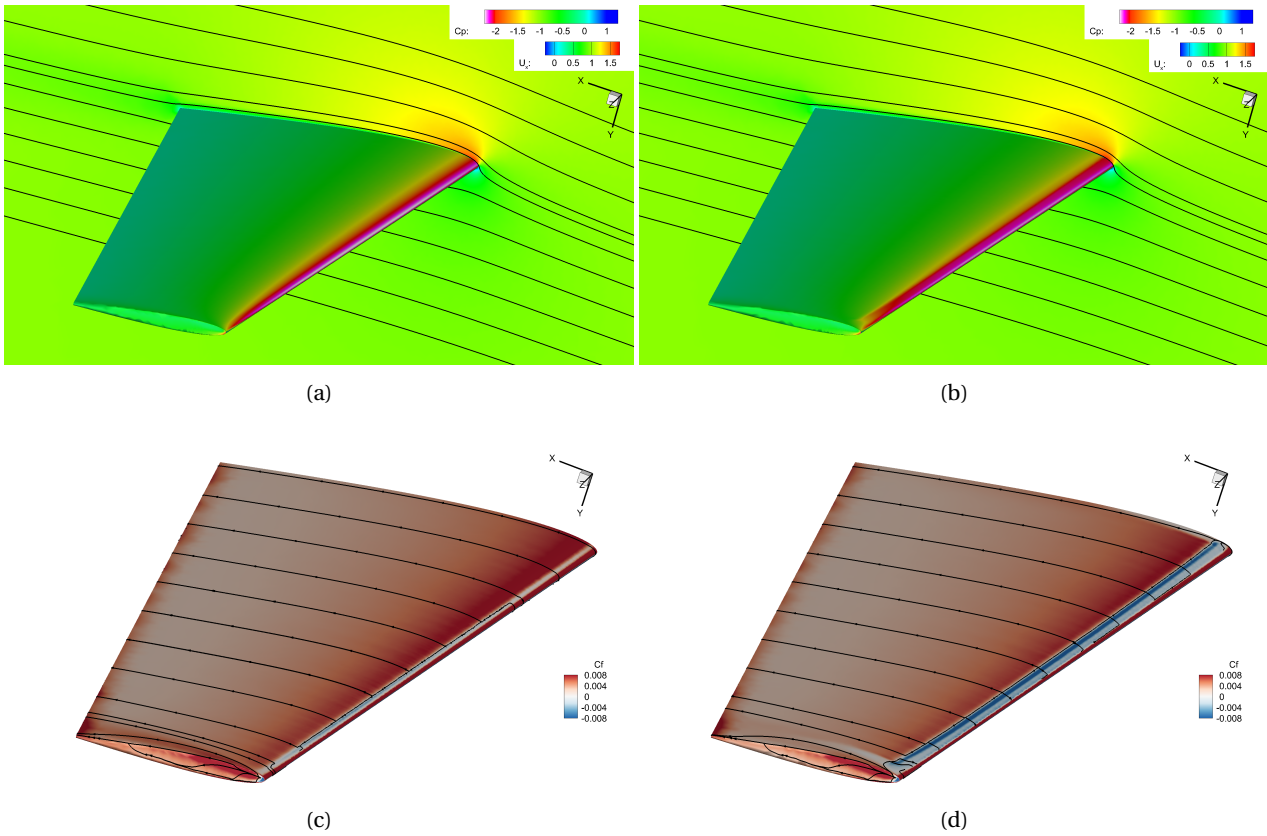


FIGURE VI.1 – Champ de vitesse dans la direction de l'écoulement  $\vec{x}$  et le coefficient de pression  $C_p$  sur le foil pour un angle de  $8^\circ$ , sans modèle de transition (a), et avec modèle de transition (b). Coefficient de frottement dans la direction de l'écoulement  $\vec{x}$  sur le foil pour un angle de  $8^\circ$ , sans modèle de transition (c), et avec modèle de transition (d).

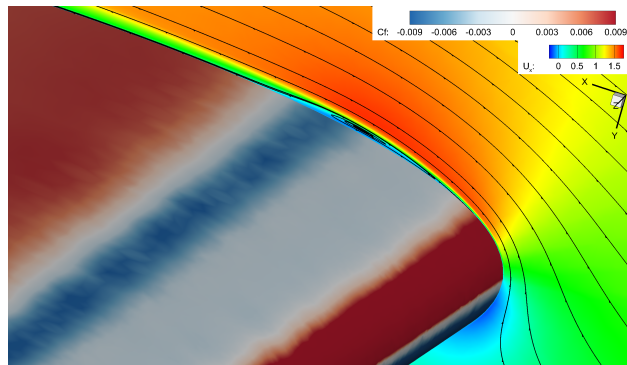


FIGURE VI.2 – Vue rapprochée du bord d'attaque avec utilisation du modèle de transition pour  $8^\circ$  d'incidence. La grandeur représentée sur la surface du foil est le coefficient de frottement.

constater que l'écoulement est prédit attaché dans les deux cas (a) et (b), mais qu'en revanche le frottement au niveau du bord d'attaque présente des différences. En effet, le coefficient de frottement est positif sur l'intégralité du foil dans le cas sans modèle de transition (c), alors qu'une zone de coefficient de frottement négatif est visible au niveau du bord d'attaque avec le modèle de transition (d), ce qui correspond à une recirculation de l'écoulement. La Figure VI.2, qui présente une vue rapprochée et agrandie du bord d'attaque, permet de visualiser un bulbe de décollement laminaire (*Laminar Separation Bubble*, LSB) accompagné d'une zone de frottement important.

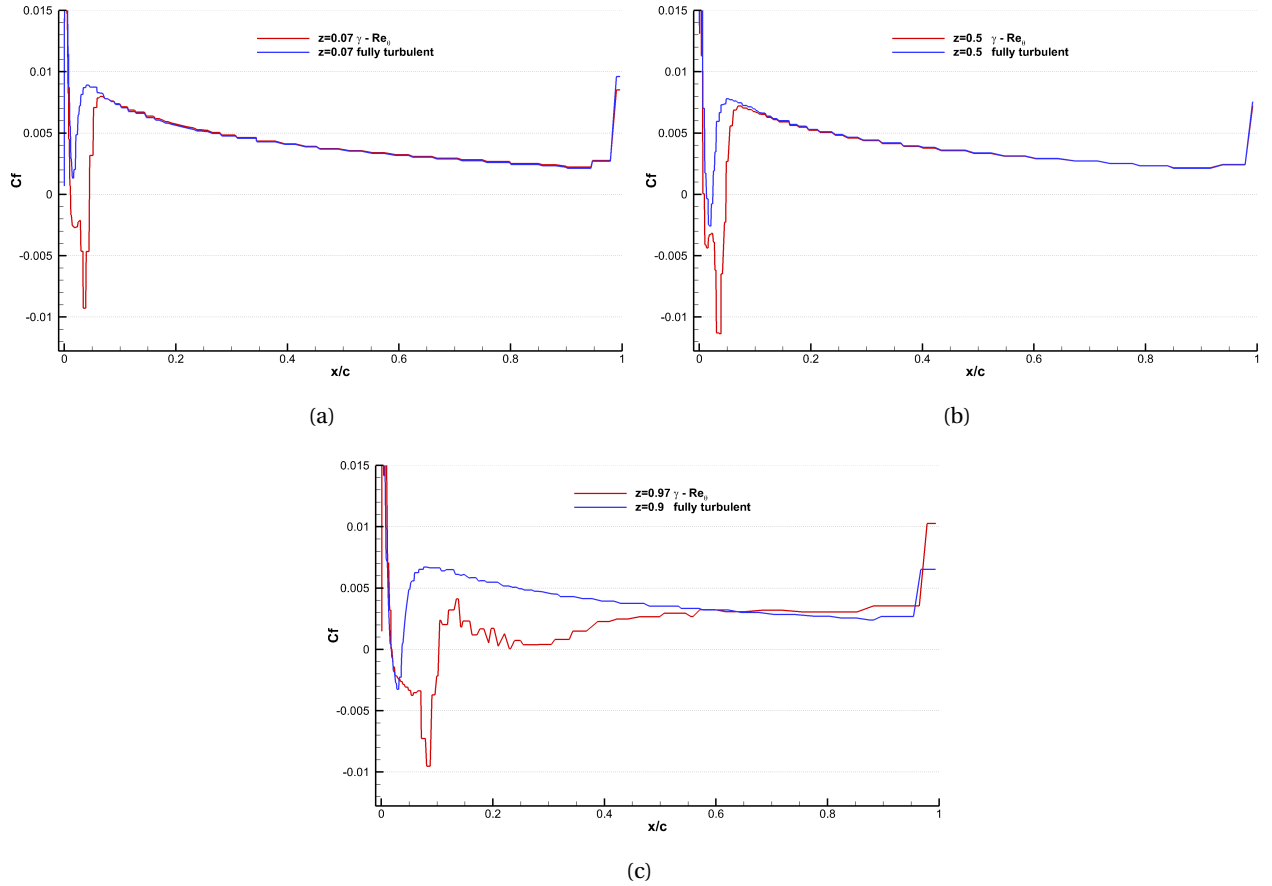


FIGURE VI.3 – Coefficients de frottement le long de la corde adimensionnée pour plusieurs localisations  $z$  suivant l'envergure : (a)  $z = 0.07$  , (b)  $z = 0.5$  et (c)  $z = 0.97$  .

Ce bulbe de décollement laminaire est analysé de manière plus fine à l'aide des représentations de la [Figure VI.3](#) qui considèrent le coefficient de frottement le long de la corde pour plusieurs localisations  $z$  suivant l'envergure. A la base de l'envergure, [Figure VI.3 \(a\)](#), il est possible d'observer une nette différence entre la simulation avec et sans modèle de transition : on constate comme précédemment que la simulation sans modèle de transition prédit un coefficient de frottement positif au niveau du bord d'attaque, alors que le modèle  $\gamma - Re_\theta$  prédit l'existence d'une zone dans laquelle le coefficient de frottement est négatif. En effet, suite à une première région proche du bord d'attaque, dans laquelle le coefficient de frottement apparaît positif et constant ( $C_f = 0.015$ , ce qui correspond à la zone rouge foncée de la [Figure VI.2](#)), on observe une annulation suivie d'une chute brutale du coefficient de frottement (zone blanche devenant bleu clair sur la [Figure VI.2](#)). Enfin, le coefficient de frottement augmente brutalement pour devenir à nouveau positif lors du réattachement de l'écoulement. Le bulbe de décollement laminaire est bien visible sur les lignes de courant entre les deux zones rouges à la surface du foil ([Figure VI.2](#)). La [Figure VI.3](#) montre par ailleurs que sur le reste de la corde après la zone de recirculation, les niveaux de frottement sont identiques entre les deux simulations, c'est-à-dire sans et avec modèle de transition. Le même phénomène est observé au milieu de l'envergure, [Figure VI.3 \(b\)](#), avec un bulbe de décollement laminaire légèrement plus grand. Enfin, au niveau de l'extrémité [Figure VI.3 \(c\)](#), le bulbe a fortement grossi, et les niveaux de frottement après recollement deviennent très différents entre les deux simulations, le modèle de transition mettant en évidence les effets d'extrémité, comme le tourbillon d'extrémité par exemple.

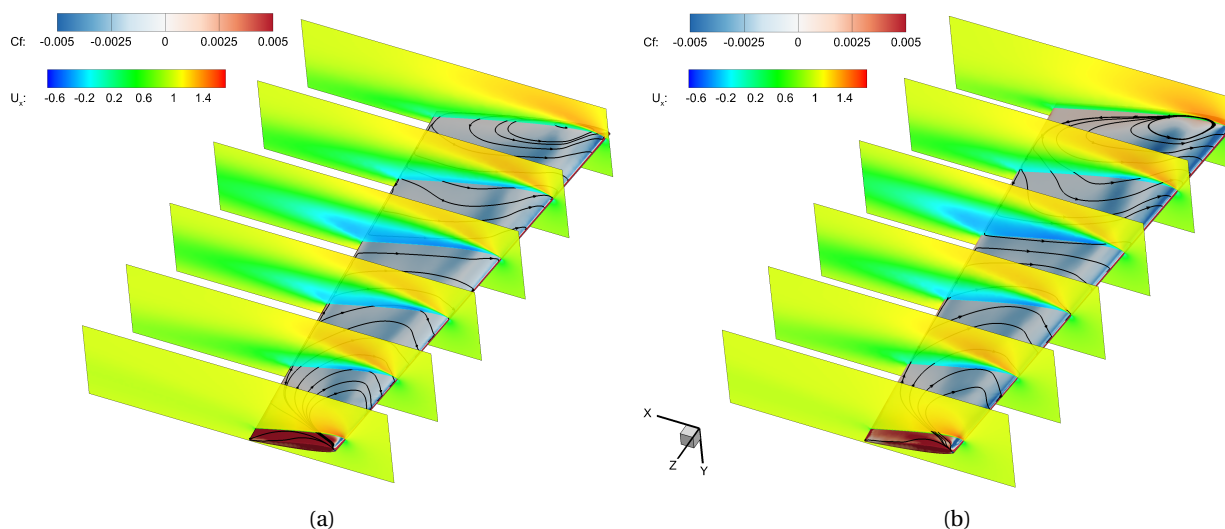


FIGURE VI.4 – Champ des vitesses (plans de coupes) et niveaux de frottements pour  $12^\circ$ , sans (a) et avec (b) modèle de transition.

L'analyse locale de l'écoulement autour du foil pour un angle de  $12^\circ$  est présentée sur la Figure VI.4 pour les simulations sans (a) et avec (b) modèle de transition. Le champ des vitesses suivant la direction  $x$  de l'écoulement est représenté sur les plans de coupe en différentes localisations  $z$  suivant l'envergure, et les niveaux de frottement sont visibles sur l'hydrofoil. Les deux simulations prédisent un écoulement pleinement 3D : l'écoulement autour du foil est entièrement détaché, avec un niveau de décollement supérieur à mi-envergure. Dans les deux cas de figure, il est possible d'observer que les lignes de frottement sont générées au niveau de l'extrémité et du bord d'attaque, et se joignent à mi-envergure.

La comparaison des deux simulations montre cependant des différences visibles au niveau du coefficient de frottement : sur l'exemple de la Figure VI.5 présentant les courbes comparées de  $C_f$  pour  $z=0.07$  (7% de l'envergure) et  $z=0.5$  (50% de l'envergure), une importante zone de frottement négatif, centre du bulbe de séparation, est visible à 7% d'envergure (a) dans le cas du modèle de transition, qui n'est pas visible dans le cas sans modèle de transition. A 50% d'envergure (b), cette importante chute négative du frottement n'est plus visible, marquant la disparition du bulbe de transition dans la zone centrale du foil. La Figure VI.6 permet de mieux illustrer ce phénomène : un bulbe de recirculation est en effet visible au niveau de la base et de l'extrémité du foil (zones bleu foncées de frottement négatif), mais a bien disparu dans les autres zones du foil, dans le cas avec modèle de transition (b). Le modèle sans transition (a) ne prédit quant à lui pas la présence de cette recirculation. De plus, à 7% d'envergure (Figure VI.5 (a)), la simulation sans modèle de transition prédit un coefficient de frottement négatif sur l'ensemble de la corde (sauf au plus près du bord d'attaque), contrairement à la modélisation prenant en compte le modèle de transition, qui prédit le recollement de l'écoulement à environ 60% de la corde.

Enfin, dans les Tableau VI.1 et Tableau VI.2 nous présentons les comparaisons entre la simulation pleinement turbulente, la simulation utilisant le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$  sur les coefficients hydrodynamiques et les expériences de [Zarruk14] utilisées comme une référence. Nous pouvons constater que l'utilisation du modèle de turbulence permet d'améliorer la prédiction des performances hydrodynamiques globales. En effet, le modèle de transition est moins précis au niveau du coefficient de portance par rapport

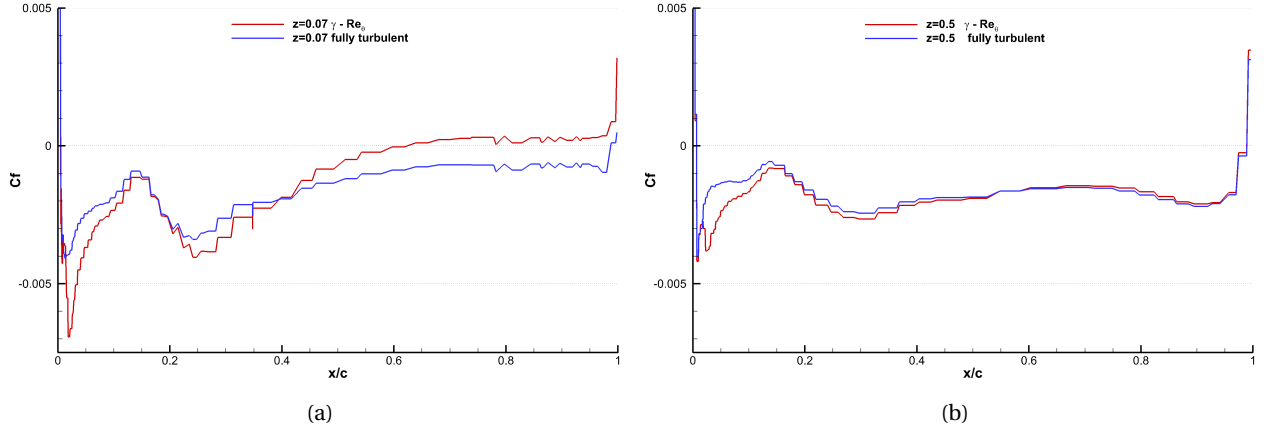


FIGURE VI.5 – Coefficients de frottement le long de la corde adimensionnée à (a),  $z = 0.07$  et (b)  $z = 0.5$ .

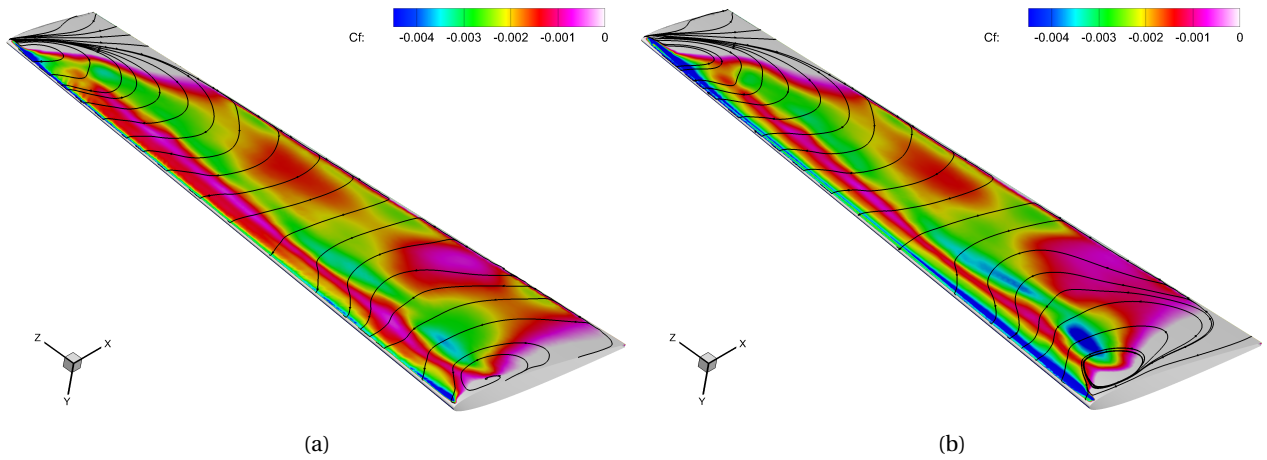


FIGURE VI.6 – Coefficients de frottement sur l'hydrofoil et recirculation, (a) sans modèle de transition et (b) avec modèle de transition.

TABLE VI.1 – Comparaison entre les coefficients hydrodynamiques de portance  $C_L$ , de traînée  $C_D$  et de moment  $C_M$ , avec et sans modèle de transition, relativement aux expériences de [Zarruk14], pour un angle de  $8^\circ$ .

	$C_L$	$C_D$	$C_M$
Expériences	0.66	0.033	0.17
RANS simple	0.67	0.051	0.163
<b>Ecart Expériences / RANS simple [%]</b>	1.5	54.5	4.1
$\gamma - Re_\theta$	0.68	0.044	0.17
<b>Ecart Expériences / <math>\gamma - Re_\theta</math> [%]</b>	3.0	33	0

à une simulation pleinement turbulente, mais améliore plus fortement la prédiction des coefficients de traînée et de moment. Il en résulte finalement une meilleure prédiction de la finesse : pour  $8^\circ$  d'incidence, l'erreur sur la finesse par rapport aux expériences est de 34.5% sans modèle de transition contre 22.5% avec modèle de transition. Les mêmes conclusions sont extraites des résultats comparatifs obtenus pour le cas  $12^\circ$ , pour lequel ces erreurs sont respectivement de 22.6% et 12.8%.

En conclusion sur l'étude décrite dans cette partie concernant l'influence d'un modèle de transition sur les prédictions hydrodynamiques, ainsi que sur le besoin, ou non, d'utiliser un tel modèle dans le cadre de

**TABLE VI.2** – Comparaison entre les coefficients hydrodynamiques de portance  $C_L$ , de trainée  $C_D$  et de moment  $C_M$ , avec et sans modèle de transition, relativement aux expériences de [Zarruk14], pour un angle de  $12^\circ$ .

	$C_L$	$C_D$	$C_M$
Expériences	0.8	0.15	0.15
RANS simple	0.78	0.12	0.168
<b>Ecart Expériences / RANS simple [%]</b>	2.5	20	10.7
$\gamma - Re_\theta$	0.71	0.15	0.13
<b>Ecart Expériences / <math>\gamma - Re_\theta</math> [%]</b>	11.25	0	13.3

cette thèse, nous retiendrons les points suivants :

- Le modèle de transition utilisé est le modèle  $\gamma - Re_\theta$  ;
- L'utilisation de ce modèle permet la mise en évidence de phénomènes physiques autrement non prédits, en particulier l'apparition d'une zone de recirculation accompagnée d'un bulbe de séparation laminaire - turbulent ;
- Les niveaux de frottement ainsi que les coefficients hydrodynamiques sont également mieux prédits. En particulier la simulation des régimes de couche limite est plus précise avec un modèle de transition, ce qui entraîne une meilleure prédiction du frottement : si on s'intéresse uniquement à la trainée, le modèle de transition amène une diminution de la trainée, et par conséquent un meilleur accord avec les essais. En effet, en induisant une région de couche limite laminaire, il y a diminution du frottement et donc de la trainée de frottement aux incidences relativement faibles ;
- Cependant, le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$  impose de résoudre l'écoulement de couche limite avec le critère  $y^+ < 1$  (résolution dite « Bas Reynolds »), augmentant ainsi fortement le nombre de mailles et les temps de calculs requis (se référer aux paragraphes III.1.4.2, III.2.2, et au paragraphe suivant).

La prise en compte du phénomène de transition laminaire-turbulent n'apparaît pas primordiale dans le cas de validation, dont l'objectif est principalement de démontrer la faisabilité d'un couplage numérique fluide-structure fort à l'aide des codes commerciaux fluide Starccm+ et structure Abaqus ; cependant celle-ci sera importante lors d'études spécifiques portant sur le comportement hydroélastique d'un profil composite sous écoulement hydrodynamique, ou lors d'études spécifiques portant sur la cavitation, car les zones de recirculation sont des régions privilégiées d'apparition de cette dernière. Par conséquent, le modèle de transition n'est pas appliqué au cas de validation portant sur le foil de [Zarruk14], mais sera appliqué dans l'étude concernant le comportement sous écoulement hydrodynamique du profil composite développé dans la thèse. Le lecteur peut se référer à nouveau au [Tableau III.4](#) du [chapitre III](#) s'il souhaite se remémorer les méthodes fluides adoptées pour chacun des deux problèmes considérés dans la thèse (cas de validation sur le foil de [Zarruk14] et étude du profil composite VER-45 développé pendant la thèse).

#### VI.1.1.2 Résolution de la couche limite dans le cas du foil de [Zarruk14].

Etant donné qu'aucun modèle de transition n'est finalement appliqué dans le cas de validation portant sur le foil de [Zarruk14], nous avons la possibilité de choisir une méthode de résolution ou de modélisation de

la couche limite parmi les deux suivantes <sup>1</sup> :

- Une méthode de modélisation dite de « Loi de Paroi », qui consiste à modéliser le comportement du fluide dans la couche limite, sans résolution exacte par le solveur fluide. Cette méthode permet d'approximer le comportement fluide par une Loi de Paroi logarithmique dans les mailles de couche limite, et par conséquent ne nécessite pas une forte résolution en maillage dans la couche limite. Afin d'assurer la validité de cette représentation, la première maille de couche limite doit en effet se situer dans la zone des  $y^+$  comprise entre 50 et 100 ;
- Une méthode de résolution dite de « Bas Reynolds », qui consiste à résoudre intégralement le fluide à l'intérieur de la couche limite, sans passer par le biais d'approximations en Lois de Parois. Cette méthode est par conséquent plus fidèle à la réalité, mais demande un maillage très fin au niveau de la couche limite, la première maille devant se situer dans la zone  $y^+ = 1$ , ce qui ajoute un nombre important de mailles au modèle, et augmente considérablement le temps de calcul. Ce dernier point est par ailleurs à l'origine du nom de cette méthode, puisqu'une densité de maillage suffisamment fine pour assurer la résolution fluide dans la couche limite est envisageable uniquement pour les nombres de Reynolds faibles à modérés.

Dans notre étude, une comparaison entre ces deux méthodes est effectuée sur le maillage convergé de 543 535 mailles pour une modélisation avec Loi de Paroi (2 mailles de couche limite), et un maillage de 1 375 000 pour une résolution Bas Reynolds (25 mailles de couche limite). Nous avons considéré dans les deux cas un nombre de Reynolds modéré de 600 000. Les résultats sont présentés sur la [Figure VI.7](#), et comparés aux expériences de référence de [\[Zarruk14\]](#). La partie gauche de la figure compare les coefficients hydrodynamiques numériques avec les expériences pour différents angles d'attaque. Il apparaît que pour les deux types de résolution de couche limite, la prédiction des coefficients hydrodynamiques est meilleure avant l'apparition du phénomène de décrochage, entre 8° et 10°. On observe ensuite un phénomène typique des codes RANS : dans la zone de décrochage, entre 9° à 14°, la portance est sous-estimée par rapport aux valeurs expérimentales, et le code sous-estime également le saut en trainée.

Malgré tout, la résolution avec une méthode Bas Reynolds semble donner de meilleurs résultats que la méthode Loi de Paroi. Pour s'en convaincre, la partie droite de la figure illustre le comportement de la finesse en fonction de l'angle d'incidence pour les deux méthodes de résolution numérique ainsi que les résultats expérimentaux correspondants. Il est possible de constater que la méthode Bas Reynolds permet en effet d'améliorer la prédiction des performances hydrodynamiques dans la zone décrochée, mais ne présente que peu de différences avec la Loi de Paroi en-dehors de cette zone en terme de précision : l'écart entre les deux méthodes est inférieur à 3% avant 6°. Cette méthode est en revanche nettement plus coûteuse en temps de calcul : le raffinement du maillage de couche limite lors du passage d'une modélisation avec Loi de Paroi à une résolution Bas Reynolds multiplie en effet par 2.5 les temps de calculs. L'intérêt du cas de validation ne portant pas particulièrement sur la zone décrochée, il est décidé d'utiliser un modèle en Loi de Paroi pour la suite des travaux de validation spécifiques à cette partie.

1. Le paragraphe [III.2.2](#) donne les détails des méthodes de résolution ou de modélisation de la couche limite.



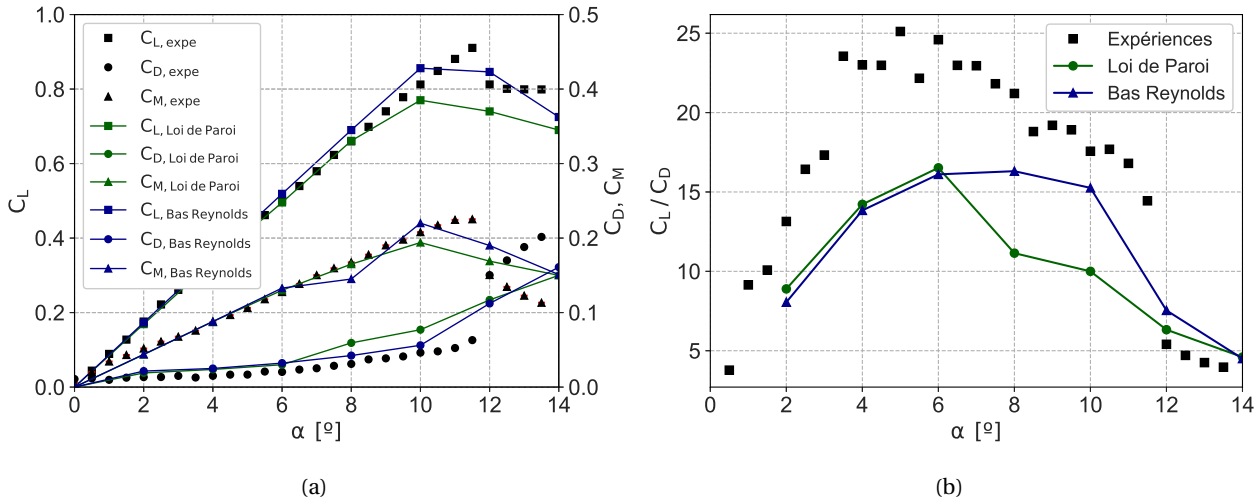


FIGURE VI.7 – Comparaison des résultats numériques obtenus par une modélisation avec Loi de Paroi et une résolution Bas Reynolds de la couche limite, relativement aux expériences de [Zarruk14], portant sur (a) les coefficients hydrodynamiques et (b) les coefficients de finesse.

### VI.1.1.3 Conclusion sur la validation du modèle fluide pour le foil de [Zarruk14].

La Figure VI.8 présente la comparaison complète entre les coefficients hydrodynamiques de portance, de trainée et de moment obtenus par simulation numérique, et les résultats expérimentaux obtenus par [Zarruk14] utilisés comme référence. Les résultats numériques présentent un bon accord avec les valeurs expérimentales lorsque l'écoulement est attaché, pour un angle d'incidence  $0^\circ < \alpha < 8^\circ$ , mais sous-estiment les valeurs du coefficient de portance et l'importance du saut de trainée suite au décollement. Les résultats sont cependant jugés suffisamment satisfaisants pour valider la méthode numérique fluide.

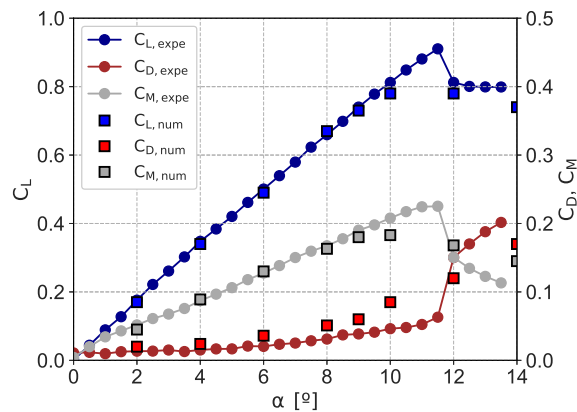


FIGURE VI.8 – Comparaison des coefficients hydrodynamiques numériques de portance, de trainée et de moment par rapport aux résultats expérimentaux de [Zarruk14].

## VI.1.2 Validation du modèle structure.

La validation du modèle structure est faite par comparaison des fréquences propres en air obtenues par calcul avec les mesures expérimentales réalisées par [Zarruk14]. Le Tableau VI.3 montre la très bonne estima-

tion des fréquences de résonances, avec une précision meilleure que  $4e^{-3}$  pour les fréquences comparées. Le modèle structure est ainsi considéré comme validé pour la poursuite de l'étude.

**TABLE VI.3** – Validation des fréquences propres numériques en air pour les hydrofoils en aluminium et en composite par rapport aux résultats expérimentaux de [Zarruk14].

	$f_1$ [Hz]	$f_2$ [Hz]	$f_3$ [Hz]
AL- expérimental	100	-	-
AL - numérique	99.6	410.4	732.9
CARBON - expérimental	112	415	-
CARBON - numérique	111.8	415.3	448.7

### VI.1.3 Validation du couplage numérique fluide-structure.

Le [Tableau VI.4](#) présente une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques sans couplage et avec couplage fort, portant sur la valeur des coefficients hydrodynamiques, le déplacement maximal à l'extrémité des bords d'attaque (BA) et de fuite (BF), et l'angle représentant le vrillage en extrémité. Les résultats numériques montrent que dans le cas de l'aluminium, les effets de couplage sont très faibles, et qu'ainsi les résultats des calculs découplés et des calculs fortement couplés sont assez proches. La différence entre les deux peut s'expliquer par des effets purement numériques : en raison des temps de calculs, la convergence sur les calculs couplés est moindres. En revanche, nous capturons des effets de couplage importants sur la structure en matériau composite.

**TABLE VI.4** – Validation des calculs couplés pour les hydrofoils en aluminium et en composite. Les simulations sont effectuées pour un angle d'incidence de  $6^\circ$  et pour un nombre de Reynolds de 600 000.

		$C_L$	$C_D$	$C_M$	$\delta_{BA}$ [mm]	$\delta_{BF}$ [mm]	$\theta$ [deg]
AL	Essais	0.53	0.023	0.13	2	2	0
	Calcul découplé	0.5	0.03	0.13	1.99	1.96	0.029
	Couplage fort	0.5	0.03	0.14	2.03	2	0.029
CARBON	Essais	0.51	0.026	0.13	2.6	2.5	0.095
	Calcul découplé	0.5	0.03	0.13	2.6	2.54	0.086
	Couplage fort	0.5	0.033	0.14	2.85	2.7	0.15

## VI.2 Etude numérique et expérimentale du profil portant composite VER-45.

### VI.2.1 Analyse des régimes d'écoulement autour du profil.

Nous nous intéressons tout d'abord aux différents régimes d'écoulement autour du profil portant composite que nous avons conçu, réalisé et testé pendant la thèse (VER-45).

#### VI.2.1.1 Caractérisation numérique des différents régimes d'écoulement.

Nous caractérisons dans un premier temps les différents régimes d'écoulement par des simulations fluides autour du profil considéré comme un corps rigide, c'est-à-dire sans couplage avec le solveur structure. L'analyse numérique de l'écoulement nous permettra en effet de comprendre et de confirmer l'origine des excitations hydrodynamiques que nous avons observées expérimentalement sur les mesures des caractéristiques structurales (vibrations et déplacements statiques) ; et d'autre part de comparer directement les sillages numériques et expérimentaux. L'écoulement est ainsi caractérisé numériquement pour un nombre de Reynolds moyen de 450 000, correspondant à une vitesse stationnaire uniforme incidente de 5 m/s, pour des angles d'incidence de  $-10^\circ$  à  $10^\circ$ , par pas de  $1^\circ$ . Le profil composite est mis en incidence une loi de rotation pour laquelle nous nous autorisons l'abus de langage de « loi de rotation quasi-statique » pour signifier que la vitesse de rotation imposée à la structure est suffisamment lente pour permettre une adaptation continue de l'écoulement à la nouvelle position du profil. Cette loi de rotation quasi-statique correspond à une mise en rotation linéaire au cours du temps, à l'exception des phases de démarrage et d'inversement du sens de rotation. Nous avons en effet choisi d'utiliser une loi de rotation quasi-statique qui respecte les caractéristiques moteur du tunnel hydrodynamique de l'IRENav ; ainsi, le cas échéant, il sera possible de reproduire directement cette configuration numérique au sein du tunnel lors de travaux futurs. L'évolution dynamique transitoire (quasi-statique) des performances hydrodynamiques du profil composite associée à cette mise en incidence est décrite en traits pleins sur la [Figure VI.9](#). Les performances hydrodynamiques obtenues par des simulations statiques sont quant à elles indiquées par des marqueurs sur cette même figure. Pour les angles décrochés ( $\alpha < -7.5^\circ$  et  $\alpha > 9.6^\circ$ ), ces marqueurs correspondent à la valeur moyenne des coefficients hydrodynamiques, et les fluctuations sont indiquées par les barres d'erreur en rouge. Ces dernières sont relativement faibles, de l'ordre de  $6e^{-3}$  pour le coefficient de portance, de  $5e^{-4}$  pour le coefficient de traînée, et de  $1e^{-3}$  pour le coefficient de moment.

Les valeurs des coefficients de portance numériques sont par ailleurs comparées aux valeurs prédites par la théorie potentielle linéaire (tracées en noir sur la [Figure VI.9](#)), qui exprime les coefficients de portance sur une plaque plane dans le cas d'un fluide parfait par la relation  $C_{L,\text{théorie}} = 2\pi(\alpha - \alpha_0)$ , où  $\alpha_0$  correspond à l'angle de portance nulle ; cet angle vaut 0 dans le cas d'un profil symétrique et est négatif dans le cas d'un profil cambré. Cependant, dans le cas qui nous occupe (hydrofoil VER-45),  $\alpha_0 = +0.8^\circ$ , ce qui s'explique par la modification du bord de fuite (nécessaire pour fabriquer les plis de composite) qui vient inverser la cambrure de l'hydrofoil. La comparaison des coefficients de portance numériques avec la théorie linéaire potentielle présente un bon accord pour les incidences faibles, et un écart qui augmente avec l'angle d'incidence, ce qui témoigne du développement rapide des effets visqueux à la surface de l'hydrofoil.

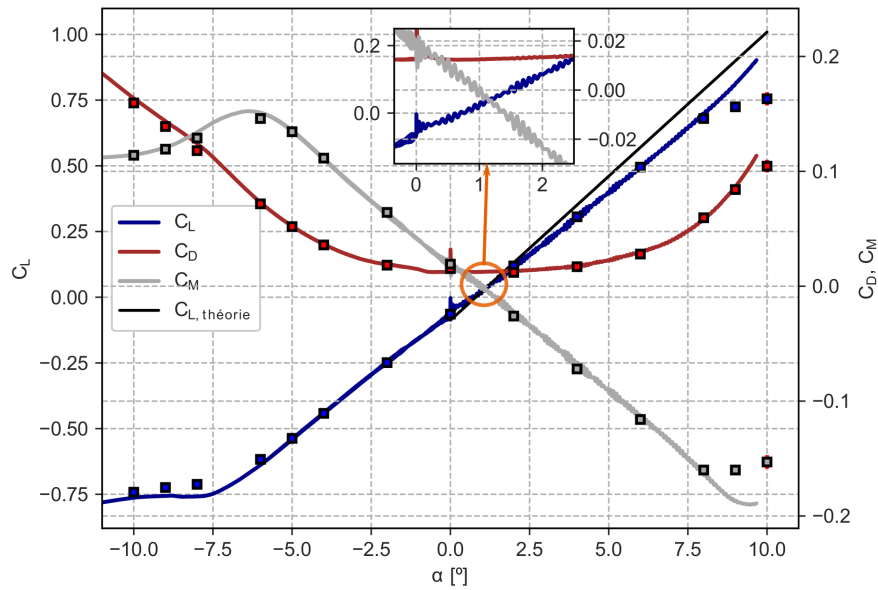


FIGURE VI.9 – Coefficients hydrodynamiques de portance  $C_L$ , trainée  $C_D$  et moment  $C_M$  associés aux simulations transitoires pendant la mise en incidence (traits pleins) et aux simulations statiques (marqueurs).

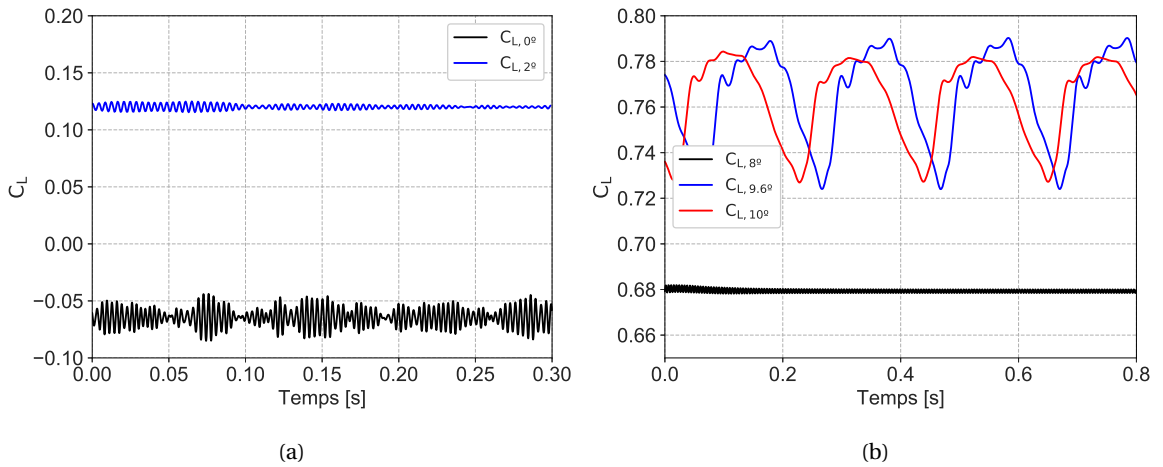


FIGURE VI.10 – Evolution temporelle du coefficient de portance pour : (a) des angles d'incidence de  $0^\circ$  et  $2^\circ$  et (b) des angles d'incidence de  $8^\circ$ ,  $9.6^\circ$  et  $10^\circ$ .

L'interprétation de la Figure VI.9 peut être complétée par la Figure VI.10, qui présente l'évolution temporelle du coefficient de portance pour les calculs fluides statiques pour : (a) des angles d'incidence de  $0^\circ$  et  $2^\circ$  et (b) des angles d'incidence de  $8^\circ$ ,  $9.6^\circ$  et  $10^\circ$ . Il est ainsi possible de distinguer les trois régimes d'écoulement correspondant à des physiques différentes déjà observés en partie lors de l'étude de convergence fluide temporelle à la section III.3.3 du chapitre III. Le premier régime d'écoulement est présent pour des incidences comprises entre  $-2^\circ$  et  $2^\circ$  et est caractérisé par des phénomènes instationnaires hautes fréquences, dont la dynamique est visible par exemple au niveau des fluctuations des coefficients hydrodynamiques transitoires sur la Figure VI.9 (traits pleins dans le zoom). Les fluctuations sont également visibles dans les signaux associés à l'évolution temporelle des coefficients statiques (Figure VI.10 (a)) avec de plus la mise en

évidence de différentes fréquences de fluctuations. Nous montrerons à la section VI.2.1.3 que cette dynamique hautes fréquences aux faibles incidences correspond à des lâchers tourbillonnaires de Von Kármán au niveau du bord de fuite, et que plusieurs fréquences de lâchers tourbillonnaires coexistent en raison de l'épaisseur variable du bord de fuite. Le deuxième régime d'écoulement est présent pour des incidences comprises entre  $2^\circ$  et  $9.6^\circ$  (respectivement entre  $-2^\circ$  et  $-7.5^\circ$ ), suite à la disparition des allées de Von Kármán et avant l'apparition du phénomène de décrochage. L'écoulement est alors quasi-stationnaire, ce qui est caractérisé par une faible amplitude de fluctuations dans le signal des coefficients hydrodynamiques statiques, comme nous pouvons le voir par exemple sur le signal de portance associé à l'incidence de  $8^\circ$  sur la Figure VI.10 (b). Le troisième régime d'écoulement est associé au phénomène de décrochage du profil composite qui apparaît pour des angles supérieurs à  $9.6^\circ$  (respectivement inférieurs à  $-7.5^\circ$ ). Il s'agit également d'un phénomène dynamique de lâchers tourbillonnaires associé à un décollement de la couche limite au bord d'attaque, cette fois-ci de basses fréquences (par exemple le signal à  $9.6^\circ$  est composé de fréquences de 5 Hz et 10 Hz). Ces fluctuations basses fréquences dues aux lâchers tourbillonnaires sont montrées à titre d'exemple dans les signaux de portance associés aux incidences  $9.6^\circ$  et  $10^\circ$  de la Figure VI.10 (b). Nous pouvons constater à ce sujet que les signaux sont dissymétriques, s'écartant ainsi de la forme sinusoidale, et comportent donc un spectre multi-fréquentiel, ce qui laisse supposer l'existence de lâchers tourbillonnaires de fréquences différentes.

Afin d'appuyer notre propos et de caractériser davantage l'écoulement autour du profil composite, des vues de l'évolution des surfaces décollées et des lignes de courant avec la mise en incidence du profil composite sont proposées sur la Figure VI.11 pour les angles d'incidence négatifs, et sur la Figure VI.12 pour les angles d'incidence positifs. La Figure VI.13 présente par ailleurs une synthèse de l'évolution des surfaces décollées avec la mise en incidence du profil composite : (a) pour les angles positifs et (b) pour les angles négatifs. Le décollement se produit lorsque le coefficient de frottement  $C_f$  atteint 0, et un coefficient de frottement négatif est associé à une zone de recirculation de l'écoulement. Il apparaît ainsi que l'écoulement pour les angles négatifs est plus instable, avec un décollement plus important sur la surface du profil. Ce point peut s'expliquer par la cambrure du profil, qui génère un gradient de pression adverse plus fort au bord d'attaque lorsque le profil est placé en incidence négative. Les effets de bord au niveau de l'encastrement et de l'extrémité sont de plus très marqués pour tous les angles d'incidence, avec le développement d'un tourbillon d'extrémité. Ce dernier entraîne une forte augmentation du coefficient de frottement en extrémité qui entraîne à son tour une diminution des décollements et du tourbillon de bord d'attaque en extrémité. Intéressons-nous maintenant plus particulièrement aux parties (d), (e) et (f) de la Figure VI.11 et à la partie (g) de la Figure VI.12, qui correspondent au phénomène de décrochage : nous pouvons en effet observer plusieurs zones distinctes de lâchers tourbillonnaires (zones bleues séparées par des avancées de zones beiges). Celles-ci sont à mettre en relation avec les fluctuations multi-fréquentielles observées sur les signaux de portance associés aux incidences  $9.6^\circ$  et  $10^\circ$  de la Figure VI.10 (b). En particulier, la Figure VI.14 montre l'évolution temporelle de l'écoulement autour de l'hydrofoil VER-45 à  $10^\circ$  pour six instants de temps pris sur une période correspondant à la fréquence principale de fluctuation du signal de portance à  $10^\circ$  ( $T = 0.21s$ ). Nous pouvons observer que les décollements en bord d'attaque sont divisés en trois tourbillons, et que la fréquence de fluctuation principale correspond aux phases de développement (parties (a), (b) et (f)), de fusion (parties (c) et (d)) et de lâcher (partie (e)) des deux tourbillons principaux ; au contraire, les fréquences de fluctuation secondaires correspondent aux oscillations du plus petit tourbillon situé près de l'extrémité. Ainsi nous pouvons en déduire que le mécanisme de décrochage hydrodynamique présent

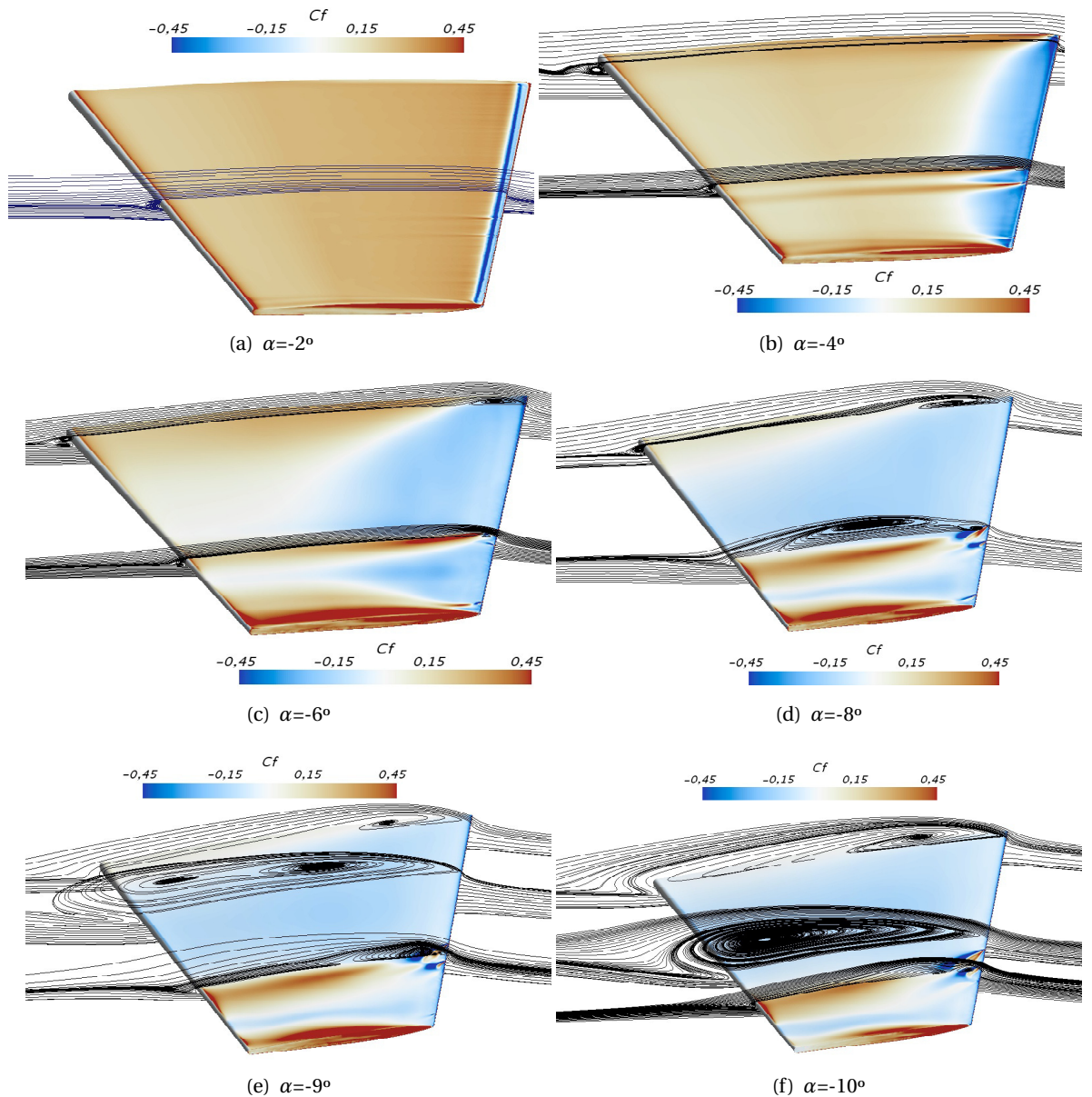


FIGURE VI.11 – Evolution des surfaces décollées et des lignes de courant obtenues par simulations fluides avec corps rigide pour  $Re=450\,000$  et des angles d'incidence négatifs. Sens de l'écoulement de droite vers la gauche.

dans l'écoulement autour du profil sera une source d'excitation multi-fréquentielle de la structure, avec des fréquences corrélées aux fréquences caractéristiques des lâchers tourbillonnaires.

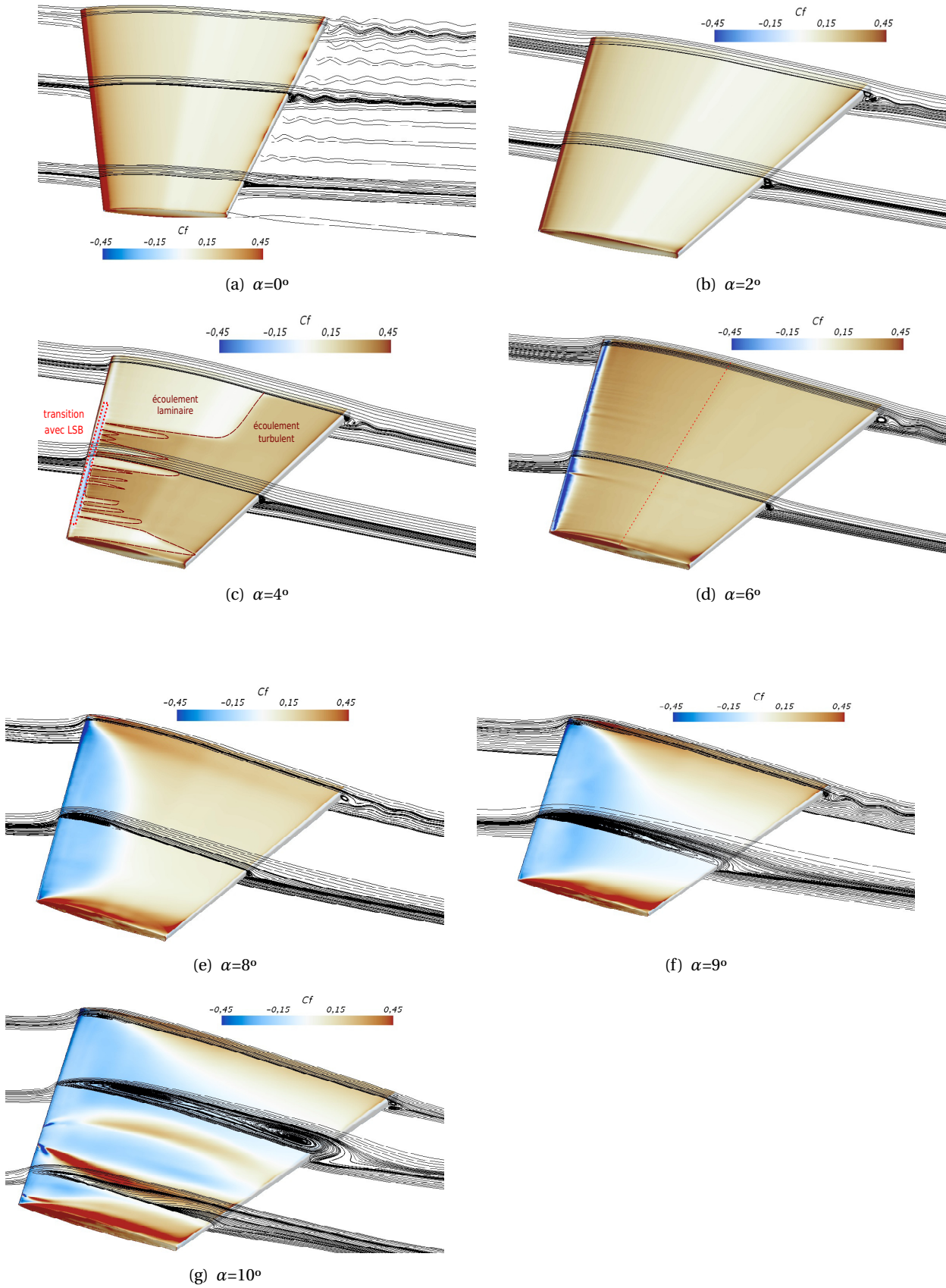


FIGURE VI.12 – Evolution des surfaces décollées et des lignes de courant obtenues par simulations fluides avec corps rigide pour  $Re=450\,000$  et des angles d'incidence positifs. Sens de l'écoulement de gauche vers la droite.

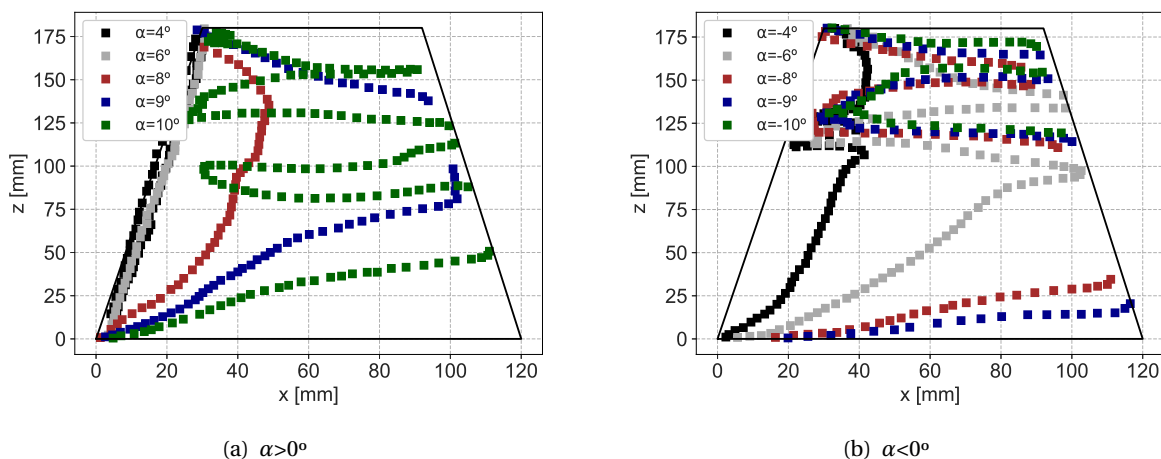
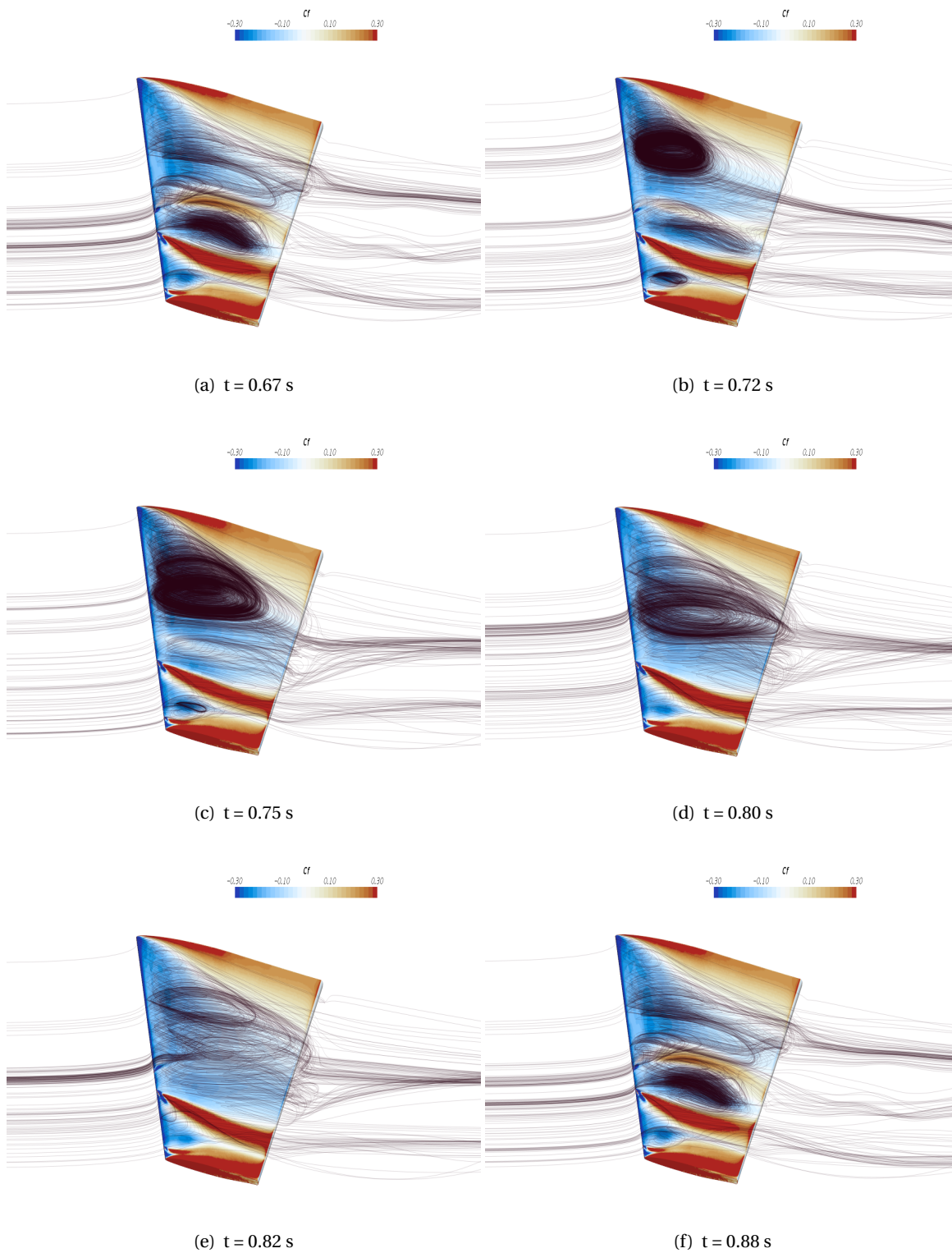


FIGURE VI.13 – Evolution comparée des surfaces décollées obtenues par simulations fluides avec corps rigide pour  $Re=450\,000$  et (a) des angles d'incidence positifs, (b) des angles d'incidence négatifs.

### VI.2.1.2 Mise en évidence numérique de la transition laminaire - turbulent.

L'étude de la Figure VI.11 et de la Figure VI.12, complétée par l'étude de la Figure VI.15, permet de plus de caractériser la transition laminaire-turbulent de l'écoulement en fonction de l'incidence. Pour les angles négatifs, la transition a déjà eu lieu à  $-2^\circ$  et l'écoulement est pleinement turbulent après  $-2^\circ$ , comme en témoigne la présence du bulbe de décollement au bord d'attaque (zone bleue sur la droite du profil) suivi par un niveau élevé de frottement. L'écoulement à  $0^\circ$  est quasi-laminaire sur la surface du profil, avec une transition laminaire-turbulent au niveau du bord de fuite, et des allées de Von Kármán pleinement turbulentes. Concernant les angles positifs (le bord d'attaque est cette fois-ci situé sur la gauche du profil), la transition se produit environ à mi-corde pour  $2^\circ$  et l'écoulement est pleinement turbulent au niveau du bord de fuite ainsi que dans le sillage (allées de Von Kármán). L'écoulement à  $4^\circ$  est en revanche fortement transitionnel, avec une transition se produisant selon deux mécanismes distincts : une transition naturelle sur la majeure partie du profil et une transition accompagnée d'un bulbe de séparation de l'écoulement laminaire-turbulent (*Laminar Separation Bubble*, LSB) sur une partie localisée du bord d'attaque. Nous pouvons ainsi observer sur la Figure VI.12 (c) correspondant à une incidence de  $4^\circ$ , un écoulement très fortement transitionnel caractérisé par une alternance de zones d'écoulement laminaires (de couleur beige) et des zones d'écoulement turbulentes (de couleur marron). La frontière entre ces deux zones correspond au lieu de la transition naturelle. Par ailleurs, le bulbe de séparation est repérable sur une partie du bord d'attaque par la zone de recirculation marquée par la zone pointillée rouge sur la Figure VI.12 (c) et par le comportement du coefficient de pression. La Figure VI.15 montre en effet le coefficient de pression le long de la corde adimensionnée pour trois positions de l'envergure, de part et d'autre du bulbe de séparation ( $z=30$  mm et  $z=165$  mm) et au niveau du bulbe de séparation ( $z=90$  mm). On peut constater que le coefficient de pression à  $z=90$  mm présente un saut caractéristique d'une transition par LSB non présent pour les autres sections. La zone de recirculation est par ailleurs visible sur la vue en coupe accompagnant la Figure VI.15, qui présente la vitesse de l'écoulement autour du bord d'attaque du profil : elle est caractérisée par une vitesse opposée à la direction de l'écoulement. L'écoulement est pleinement turbulent sur l'intégralité de la surface du profil pour les angles supérieurs à  $4^\circ$ , avec à nouveau un bulbe de décollement présent au niveau du bord d'attaque, suivi par un niveau élevé de frottements. Finalement, notons que le





**FIGURE VI.14** – Evolution temporelle sur une période ( $T = 0.21$ s) de l'écoulement autour de l'hydrofoil VER-45 à  $10^\circ$  pour  $Re=450,000$ .

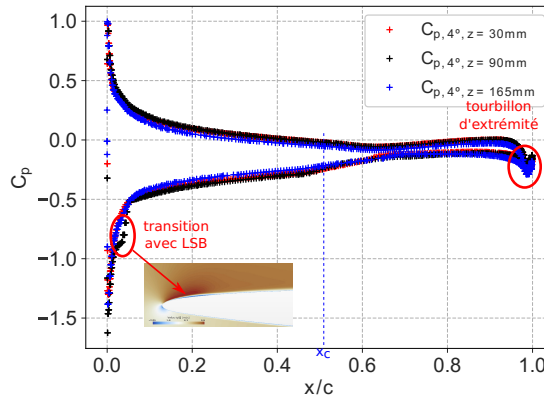


FIGURE VI.15 – Coefficients de pression associés à la section à mi-envergure ( $z = 90$  mm) et aux sections additionnelles à  $z=30$  mm et  $z=165$  mm pour une incidence de  $4^\circ$ .

changement de pente du coefficient de pression autour de  $x/c=0.5$  correspond à l'endroit à partir duquel nous avons modifié l'extrados pour épaissir le bord de fuite et assurer la fabrication des plis de composite (se référer à la section II.1.1). L'abscisse de cette modification de l'extrados est notée  $x_c$  et est également à l'origine de la « ligne de changement » du coefficient de frottement légèrement visible sur certaines des surfaces non décollées (partie (a) de la Figure VI.11 et parties (a), (b) et (d) de la Figure VI.12).

### VI.2.1.3 Etude numérique et expérimentale spécifique du régime de Von Kármán.

Le deuxième temps de l'analyse des régimes d'écoulement autour du profil portant composite est consacré à la caractérisation plus précise, par une étude numérique et expérimentale, du régime de Von Kármán présent pour des angles d'incidence compris entre  $-2^\circ$  et  $2^\circ$ . Avant toute chose, précisons la technique expérimentale de visualisation des allées de Von Kármán que nous avons utilisée : pour une vitesse fluide incidente fixée, nous déclenchons la cavitation des tourbillons du sillage par une diminution progressive de la pression au sein du tunnel hydrodynamique afin de rendre les allées de Von Kármán visibles dans l'écoulement. Cependant, les minima de pression imposés par les caractéristiques techniques du tunnel hydrodynamique de l'IRENav ne permettent pas d'atteindre la cavitation des tourbillons pour un nombre de Reynolds de 450 000 (pression minimale pouvant être atteinte dans le tunnel de 1 mbar). Il est donc nécessaire d'augmenter la vitesse incidente de l'écoulement jusqu'à obtenir un nombre de Reynolds de 720 000 pour faire caviter expérimentalement les allées de Von Kármán. Une précaution préalable s'impose néanmoins : il est primordial de vérifier numériquement que la cavitation va apparaître dans les tourbillons avant d'apparaître à la surface du profil, ce qui risquerait d'arracher le revêtement de peinture, voire d'endommager la structure. Cette vérification est effectuée par l'étude du coefficient de pression visible sur la Figure VI.16, qui présente la répartition du coefficient de pression sur la surface du profil composite et dans le sillage. On vérifie que le coefficient de pression est bien inférieur dans les tourbillons du sillage (zones bleues / vertes au voisinage du bord de fuite telles que  $-1 < C_p < -0.5$ ) au coefficient de pression sur la surface du profil composite ( $-0.4 < C_p$ ). Par conséquent, à des fins de comparaison entre nos résultats numériques et nos observations expérimentales, nous choisissons de présenter les résultats numériques associés au nombre de Reynolds de 720 000 sur la partie (a) de la Figure VI.17 (vue du dessus pour l'incidence de  $0^\circ$ , avec un écoulement de la gauche vers la droite), bien que les allées de Von Kármán soient aussi présentes

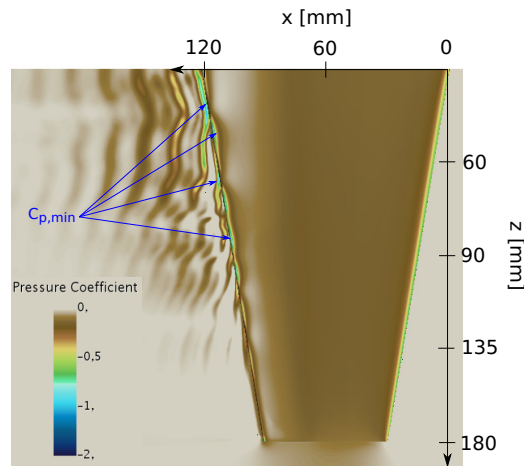


FIGURE VI.16 – Distribution du coefficient de pression pour le calcul fluide avec corps rigide dans le cas  $Re=720\,000$  et  $\alpha=0^\circ$ .

pour un nombre de Reynolds de  $Re = 450\,000$ . Une vue du dessus des allées de Von Kármán que nous avons observées expérimentalement pour le nombre de Reynolds de  $720\,000$  en écoulement cavitant ( $\sigma = 0.4$ ) est proposée sur la partie (b) de cette même figure.

Premièrement, nous pouvons confirmer la présence de structure tourbillonnaire de Von Kármán dans le sillage pour une incidence de  $0^\circ$ , que nous avons citées (à la section VI.2.1.1 dans notre commentaire des fluctuations observées dans les signaux de portance à  $0^\circ$  de la Figure VI.10) comme sources d'excitation multi-fréquentielles de la structure et donc de fluctuations du chargement hydrodynamique (et vice-versa selon la réciprocité des phénomènes d'interaction fluide-structure). Pour s'en convaincre, nous étudions les fluctuations temporelles du coefficient de portance associé à l'écoulement de la partie (a) de la Figure VI.17 par le biais de l'analyse spectrale : la partie (a) la Figure VI.18 présente le signal temporel du coefficient de portance et la partie (b) présente le spectre correspondant. Ce dernier met bien en évidence des paquets de fréquences associés aux fluctuations du coefficient de portance, et non une seule fréquence isolée. La gamme fréquentielle associées aux fluctuations est ainsi comprise entre  $450\text{ Hz}$  et  $750\text{ Hz}$  pour  $Re = 720\,000$ .

Pour compléter la démonstration, il reste à vérifier que les gammes de fréquences identifiées dans les signaux de portance correspondent au phénomène de lâcher tourbillonnaire observé dans le sillage. Nous déterminons pour cela les nombres de Strouhal associés au phénomène de lâcher tourbillonnaire observé dans le sillage pour trois positions de l'envergure repérées par les pointillés rouges sur la Figure VI.17, d'ordonnées respectives  $z_0 = 82\text{ mm}$ ,  $z_1 = 40\text{ mm}$  et  $z_2 = 138\text{ mm}$ . Les longueurs d'onde, les fréquences de lâchers tourbillonnaires (*shedding*) et les nombres de Strouhal associés sont synthétisés dans le Tableau VI.5. Les nombres de Strouhal ainsi obtenus correspondent aux nombres classiques de lâcher tourbillonnaire de  $0.2$  à  $0.3$  pour un hydrofoil à bord de fuite épais ([Zobeiri12]), et les gammes fréquentielles mesurées dans le signal sont similaires aux gammes fréquentielles associées aux fluctuations du coefficient de portance. On montre ainsi une correspondance entre le chargement hydrodynamique et les fréquences de lâchers tourbillonnaires.

Deuxièmement, l'analyse du Tableau VI.5 montre que pour un nombre de Strouhal relativement constant, les fréquences de lâchers tourbillonnaires varient de  $340\text{ Hz}$  à  $455\text{ Hz}$  pour  $Re = 450\,000$  et de  $520\text{ Hz}$  à

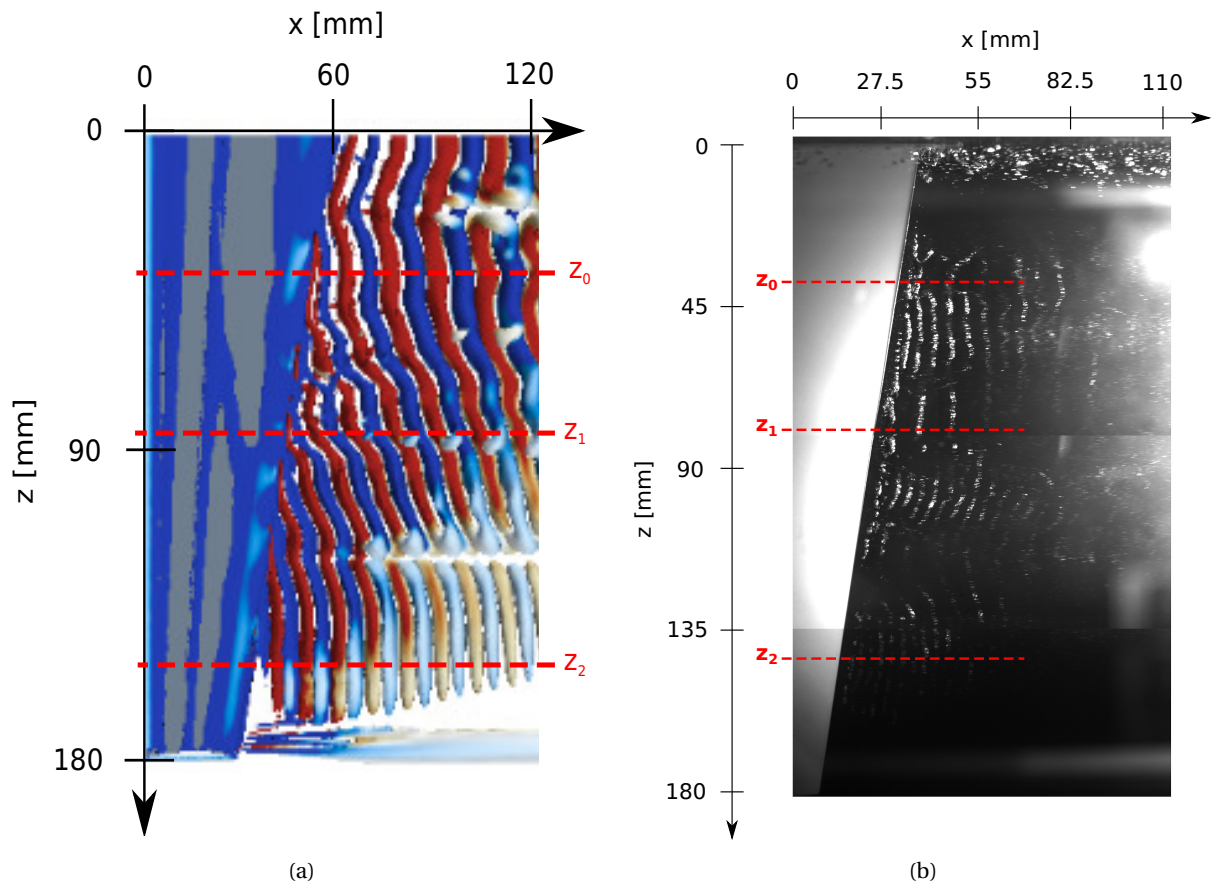


FIGURE VI.17 – Vue du dessus des allées de Von Kármán présentes dans le sillage à  $0^\circ$  pour et  $Re = 720\,000$  (a) numériques et (b) expérimentales en écoulement cavitant à  $\sigma = 0.4$ ; sens de l'écoulement de la gauche vers la droite.

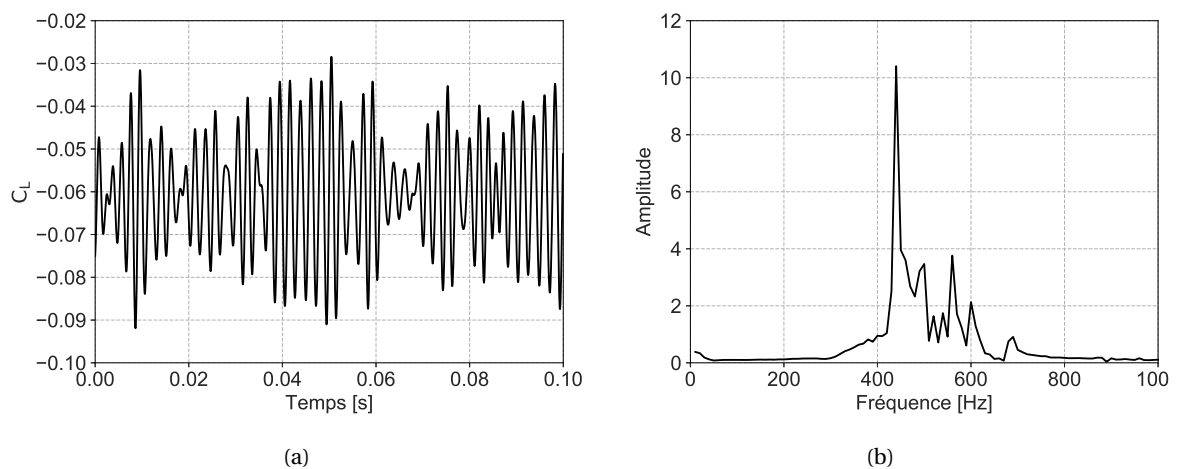


FIGURE VI.18 – (a) Fluctuations du signal de portance pour  $0^\circ$ ,  $Re = 720\,000$ , (b) Analyse spectrale du signal de portance pour  $0^\circ$ ,  $Re = 720\,000$ .

**TABLE VI.5** – Caractéristiques numériques et expérimentales des allées de Von Kármán à 0° pour  $Re = 720\,000$  et un écoulement expérimental cavitant ( $\sigma = 0.4$ ).

z [mm]	Numérique			Expérimental		
	$\lambda$ [mm]	f [Hz]	$S_t$	$\lambda$ [mm]	f [Hz]	$S_t$
40	15.3	523	0.22	10.4	766.8	0.34
82	13.8	625	0.24	7.4	1 081	0.42
138	10.8	740.7	0.23	5.9	1 358	0.42

740 Hz pour  $Re = 720\,000$ , ce qui s'explique par la dépendance de la fréquence de lâcher tourbillonnaire à l'épaisseur du bord de fuite. En effet, si l'on considère une discrétisation  $z_i \in [0, 180]$  mm du bord de fuite suivant l'envergure, chaque épaisseur  $e_i \in [2, 4]$  mm correspond à une fréquence de lâcher tourbillonnaire  $f_{s,i}$  donnée par le nombre de Strouhal et la vitesse selon la relation (VI.1). Par conséquent, de même que pour le phénomène de décrochage, l'excitation hydrodynamique de la structure comporte un paquet de fréquences de lâchers tourbillonnaires.

$$St = \frac{f_{s,i} e_i}{U_0} \quad (\text{VI.1})$$

Troisièmement, nous réalisons le même exercice de mesure des longueurs d'onde et de calcul des fréquences de lâchers tourbillonnaires et des nombres de Strouhal correspondants à partir de la visualisation des allées de Von Kármán expérimentales pour  $Re = 720\,000$  (Figure VI.17 (c)). Les résultats sont également reportés dans le Tableau VI.5. Par rapport aux résultats numériques que nous avons obtenus pour des allées de Von Kármán subcavitantes au même nombre de Reynolds de 720 000, nous observons une augmentation de la gamme fréquentielle de lâchers tourbillonnaires, qui passe d'une gamme de fréquences comprises entre 520 Hz et 740 Hz pour un écoulement subcavitant à une gamme de fréquences comprises entre 860 Hz et 1 266 Hz en écoulement cavitant. Ce résultat correspond aux observations réalisées par [Ausoni07].

Finalement, nous pouvons observer que i) les effets 3D dans l'écoulement et le tourbillon d'extrémité sont particulièrement visibles pour  $Re = 720\,000$  et ii) les allées de Von Kármán ne sont pas parallèles au bord de fuite, ce qui est typique en conditions de non-accrochage fréquentiel (*lock-off*) [Zobeiri12].

## VI.2.2 Caractérisation des fréquences propres de la structure composite.

### VI.2.2.1 Résultats de la vibrométrie en air et validation du modèle structure.

La Figure VI.19 présente les résultats des mesures de vibrométrie que nous avons obtenues en air dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav avec le protocole expérimental décrit à la section II.3.2.3. Nous observons sur ce spectre en air les cinq premiers modes propres du profil composite, et leur fréquences respectives sont données dans le Tableau VI.6. De prime abord, il semble n'y avoir que quatre modes propres ; cependant la forme de ce qui apparaît être le « deuxième mode propre » expérimental est en réalité déformée par rapport à la forme d'un pic de mode propre « pur » ce qui laisse supposer l'existence de deux

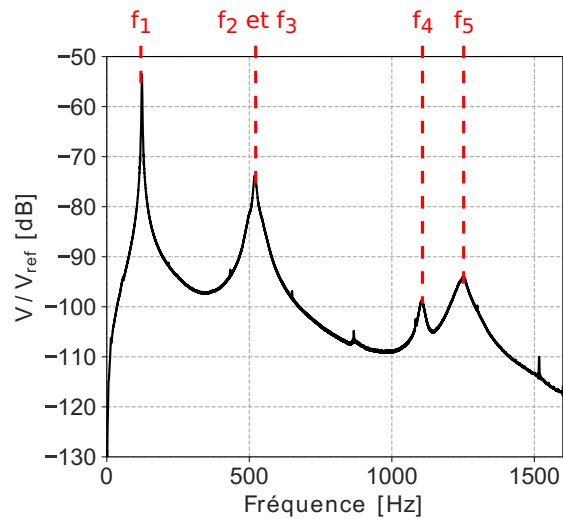
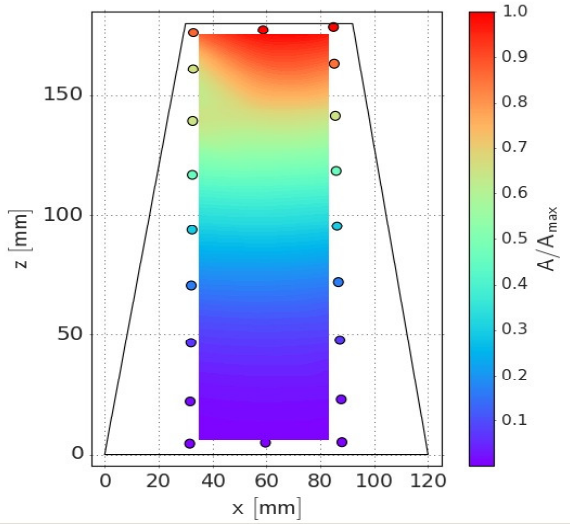


FIGURE VI.19 – Spectre en air moyenné spatialement sur les 27 points de la grille.

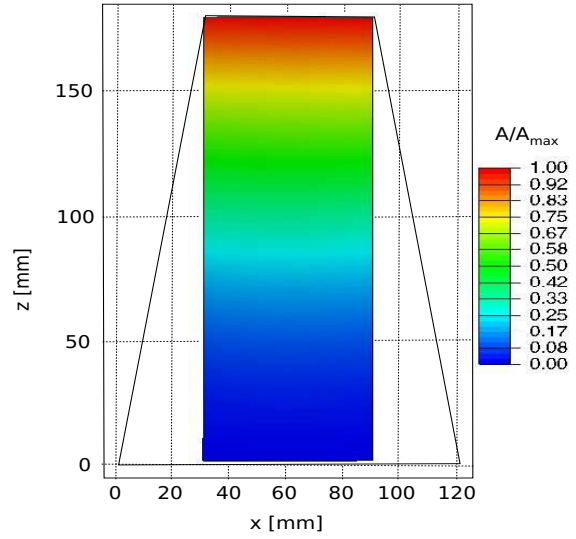
TABLE VI.6 – Comparaison des fréquences propres en air expérimentales et numériques.

	$f_{expe}$ [Hz]	$f_{num}$ [Hz]	$\epsilon$ [%]
Mode 1	123	124	-0.8
Mode 2	~519	499	3.9
Mode 3	~519	506	2.5
Mode 4	1 105	1 074	2.8
Mode 5	1 251	1 213	3

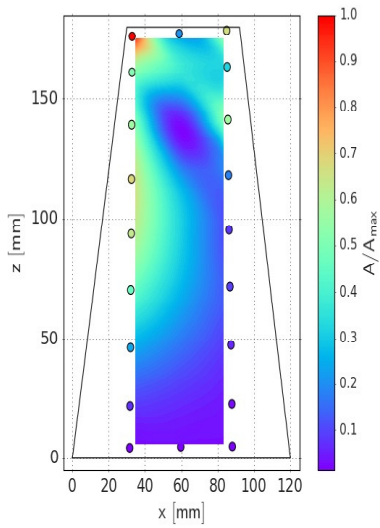
modes propres très proches en fréquence qu'il est difficile de discriminer expérimentalement. De plus, une analyse modale numérique reprenant les mêmes conditions d'encastrement est menée à l'aide du modèle structure éléments finis dont nous avons présenté la mise en place au [chapitre IV](#) et la validation par une méthode mixte numérique-expérimentale à la section [II.3.1](#). Les fréquences propres obtenues numériquement pour les cinq premiers modes sont également reportées dans le [Tableau VI.6](#) : les résultats numériques présentent bien deux fréquences propres quasiment confondues (499 Hz et 506 Hz), ce qui vient conforter notre interprétation précédente. En effet, il est difficile de discerner expérimentalement deux modes propres de fréquences très proches, et le vibromètre mesure alors en même temps la contribution des deux modes propres, d'où une fréquence expérimentale plus élevée dans ce cas particulier (519 Hz), et la déformation du pic 2 au niveau du spectre. Les résultats numériques présentent un très bon accord aux expériences, avec un écart entre les fréquences propres numériques et expérimentales inférieur à 4%. La [Figure VI.20](#) présente de plus les déformées modales opérationnelles que nous avons mesurées sur la grille de 27 points (3 x 9) balayée par le vibromètre laser, comparées aux déformées numériques que nous avons calculées. Nous choisissons de représenter les déformées modales numériques des modes 2 et 3 en regard de la déformée modale opérationnelle que nous avons obtenue pour le « mode 2 expérimental », car cette dernière est la somme des contributions des modes 2 et 3. On observe que les déformées modales sont très bien reproduites numériquement avec notamment les lieux des ventres et des nœuds qui sont correctement prédits.



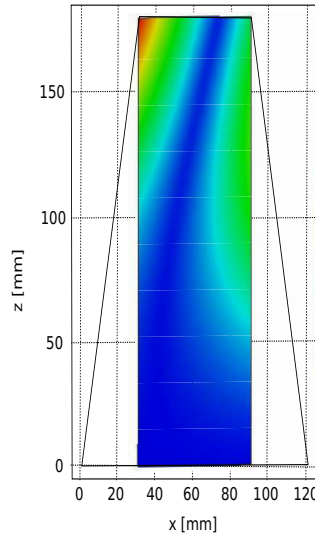
(a)  $f_{1,expe} = 123$  Hz



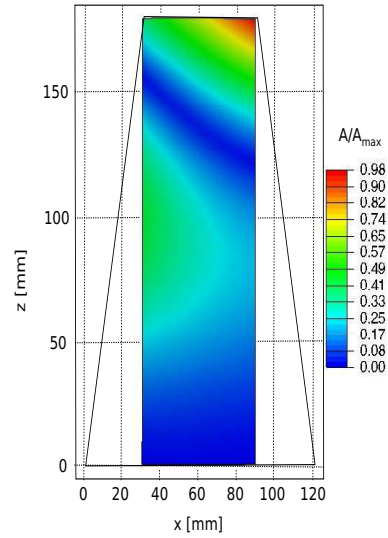
(b)  $f_{1,num} = 124$  Hz



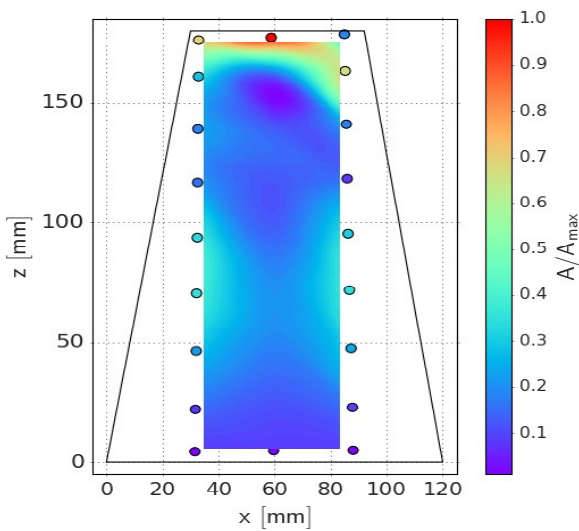
(c)  $f_{expe} = 519$  Hz



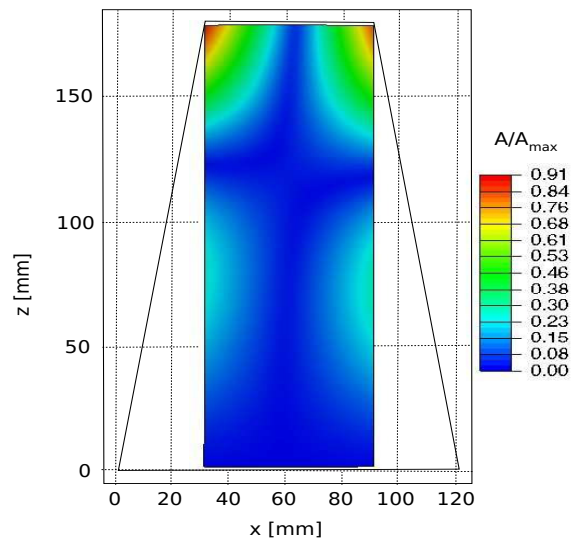
(d)  $f_{2,num} = 499$  Hz



(e)  $f_{3,num} = 506$  Hz



(f)  $f_{4,expe} = 1105$  Hz



(g)  $f_{4,num} = 1074$  Hz

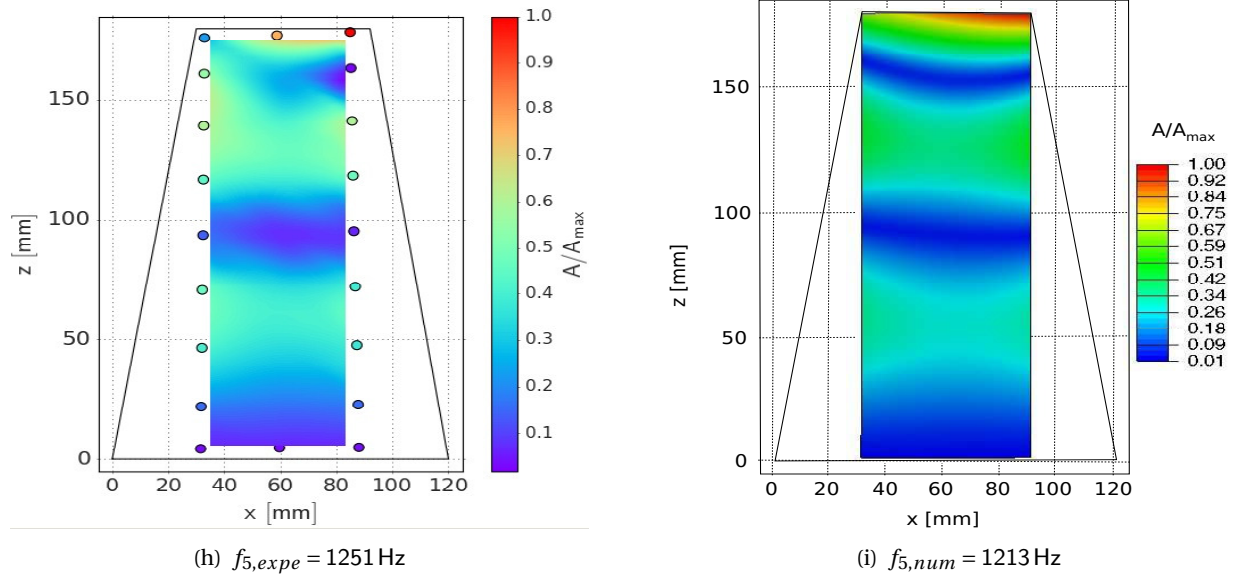


FIGURE VI.20 – Comparaison des déformées modales expérimentales et numériques pour les quatre premiers modes propres en air.

### VI.2.2.2 Résultats de la vibrométrie en eau et masse ajoutée.

La Figure VI.21 présente les résultats des mesures de vibrométrie que nous avons obtenues en eau pour une incidence de  $6^\circ$  et les deux nombres de Reynolds de 450 000 et 270 000 (par exemple). Nous pouvons cette fois-ci observer les dix premiers modes propres en eau du profil composite, dont les fréquences respectives sont données dans le Tableau VI.7. Pour les quatre premiers modes propres, nous présentons également dans ce tableau le pourcentage de réduction des fréquences propres en eau par rapport aux fréquences propres (expérimentales) en air. Cette réduction des fréquences propres en eau s'explique par les effets de masse ajoutée qui viennent amortir les vibrations de la structure en raison de la densité plus importante de l'eau. Nous observons dans notre cas une réduction de 55% à 67% des fréquences propres ; on observe de plus qu'il y a bien un effet de masse ajoutée différent pour les modes 2 et 3 (63.9% pour le mode 2 et 56.5% pour le mode 3), ce qui permet une « désambiguation » des deux modes, au contraire des mesures obtenues en air. Ce résultat est particulièrement intéressant dans une optique de design de structures composites car il permet d'identifier un risque d'instabilités hydrodynamiques par flottement, susceptible d'apparaître dans le cas d'une coalescence de modes.

TABLE VI.7 – Fréquences propres en eau du profil composite et % de réduction de la fréquence propre par rapport à la mesure en air.

	$f_1$	$f_2$	$f_3$	$f_4$	$f_5$	$f_6$	$f_7$	$f_8$	$f_9$	$f_{10}$
$f$ [Hz]	41	180	220	500	540	860	1 055	1 280	1 380	1 540
% $f_{air}$	66.7	63.9	56.5	54.7	56.8	-	-	-	-	-



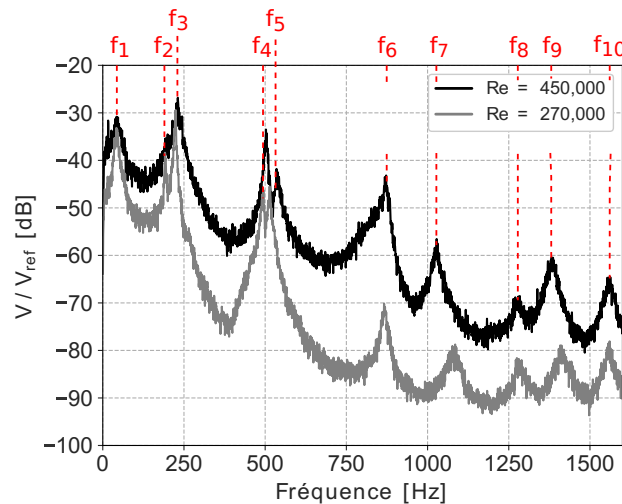


FIGURE VI.21 – Spectre en eau pour une incidence de 6°.

### VI.2.3 Etude expérimentale des fréquences d'excitation hydrodynamiques.

Nous étudions plus spécifiquement dans cette partie le comportement des fréquences d'excitation hydrodynamiques et leurs interactions avec les modes propres de la structure. En effet, certains spectres sous écoulement présentent des pics additionnels aux modes propres en eau ; ils sont repérés avec la notation  $f_{vk}$ , par exemple sur la Figure VI.22 (a) et (b). Ces pics correspondent à une fréquence d'excitation hydrodynamique, c'est-à-dire à un phénomène physique dû à l'écoulement, possédant une fréquence caractéristique de ce dernier, et se produisant pour une combinaison de conditions physiques « nombre de Reynolds - incidence - nombre de Strouhal » spécifique. Ce phénomène physique est ensuite susceptible d'interagir avec les modes propres de la structure pour en modifier le comportement vibratoire, ce qui justifie la dénomination de « fréquences d'excitation hydrodynamiques ». La distinction entre les fréquences propres de la structure et les fréquences d'excitation hydrodynamiques se fait en observant l'évolution de la fréquence considérée avec le nombre de Reynolds. En effet, la spécificité des fréquences propres structures est que ces dernières sont invariantes avec le nombre de Reynolds, au contraire il y a glissement des fréquences d'excitation hydrodynamiques avec le nombre de Reynolds. L'angle d'incidence a également une influence sur les fréquences d'excitation hydrodynamiques, puisqu'il provoque une modification du régime d'écoulement, ainsi que détaillé à la section VI.2.1. Par conséquent, la Figure VI.22 présente les spectres ponctuels<sup>2</sup> en eau pour les six nombres de Reynolds étudiés aux incidences respectives de 0°, 1°, 6° et 9° (les spectres sous écoulement pour les incidences négatives sont présentés en Annexe D). La mise en incidence du profil entraîne une augmentation des niveaux de vibration : l'amplitude des spectres passe ainsi d'un niveau global compris entre -40 dB et -140 dB pour une incidence de 0°, à un niveau global compris entre -20 dB et -110 dB lors de la mise en incidence. Cette augmentation globale des niveaux de vibrations permet de rendre visibles les fréquences propres en eau de la structure associées aux modes 7, 8, 9 et 10 qui étaient noyées dans le bruit de mesure pour les incidences faibles.

De plus, il est possible de visualiser les fréquences d'excitation hydrodynamiques  $f_{vk}$  associées au phéno-

2. Pour rappel, les mesures de vibrométrie en air sont effectuées sur une grille complète de 27 points, alors que les mesures de vibrométrie en eau sont effectuées en un point (carré rouge n°2 mis en évidence sur la Figure II.16 (b) afin de réduire les temps de mesure.

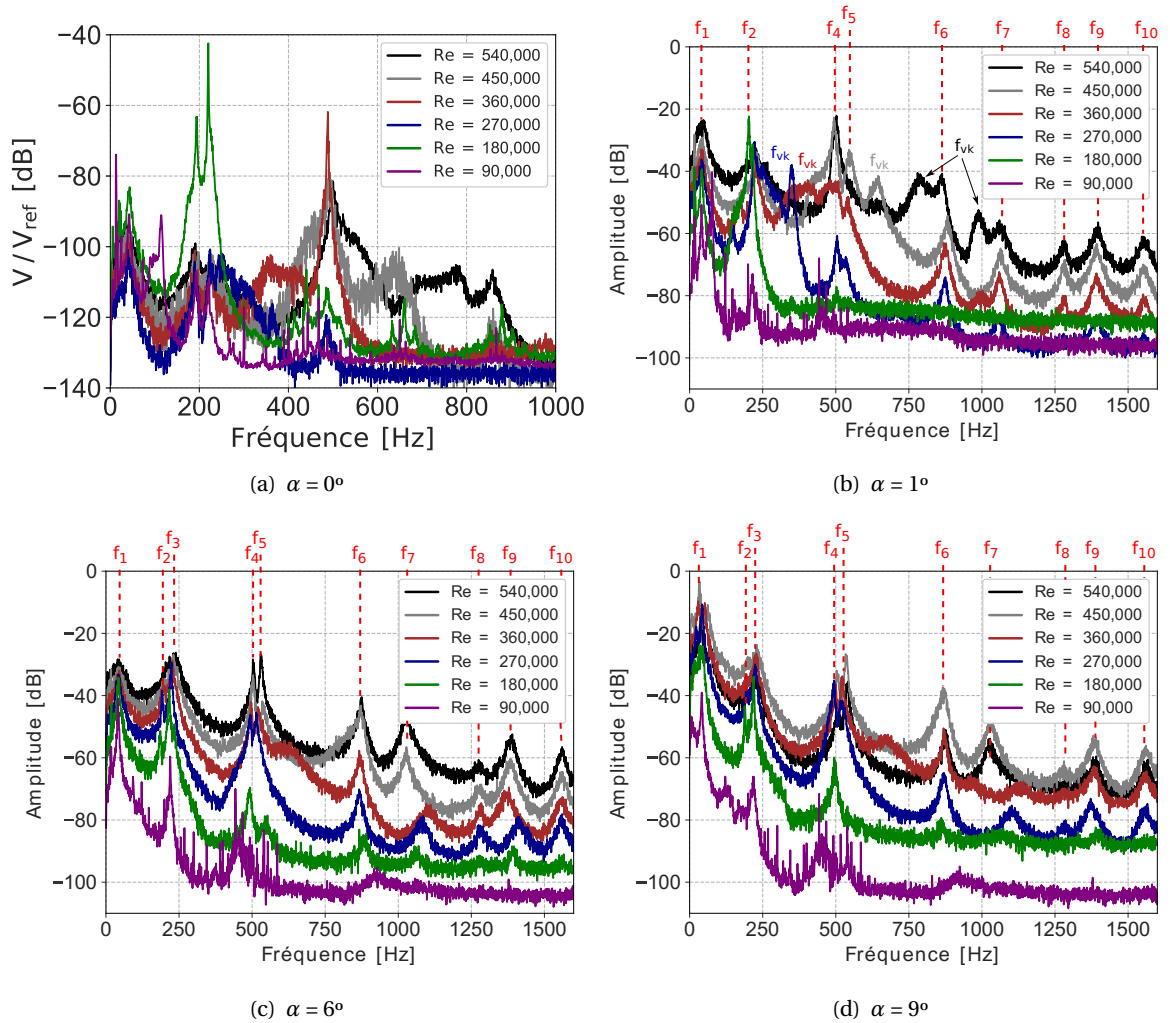


FIGURE VI.22 – Spectres en eau pour les incidences respectives de (a)  $0^\circ$ , (b)  $1^\circ$ , (c)  $6^\circ$  et (d)  $9^\circ$ , en fonction du nombre de Reynolds.

mène de lâchers tourbillonnaires de Von Kármán pour les faibles incidences ( $0^\circ$  et  $1^\circ$ ), qui s'estompent ensuite progressivement avec l'augmentation de l'angle d'incidence, lorsque l'écoulement devient transitionnel ( $4^\circ$ ) puis passe à un régime pleinement turbulent quasi-stationnaire ( $4^\circ < \alpha < 9.6^\circ$ ). De plus, afin de s'assurer que les fréquences d'excitation hydrodynamiques observées correspondent bien à des lâchers tourbillonnaires, le comportement vibratoire de la structure sous écoulement est étudié en terme de nombre de Strouhal pour l' incidence de  $0^\circ$  sur la Figure VI.23. Nous constatons ainsi que les fréquences d'excitation hydrodynamiques de Von Kármán  $f_{vk}$  correspondent à des nombres de Strouhal compris entre 0.2 et 0.3, typiques dans le cas de phénomènes de lâchers tourbillonnaires pour les hydrofoils à bord de fuite épais. Les fréquences de lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque (*shedding*)  $f_{shed}$  apparaissent ensuite avec le phénomène de décrochage, à partir de  $9.6^\circ$ , mais sont en revanche assez difficiles à visualiser car elles sont situées dans les basses fréquences. Pour un nombre de Strouhal de 0.3, ces dernières sont comprises entre 4 Hz pour un nombre de Reynolds de 90 000 et 24 Hz pour un nombre de Reynolds de 540 000.

Revenons donc à l'étude des fréquences hydrodynamiques : en lisant les parties (a) et (b) de la Figure VI.22 de droite à gauche, on observe le glissement des fréquences d'excitation hydrodynamiques des hautes vers

les basses fréquences avec le nombre de Reynolds, et leurs interactions avec les modes propres de la structure. L'interaction des fréquences d'excitation hydrodynamiques avec les modes propres de la structure peut se traduire par l'excitation du mode propre le plus proche de la fréquence hydrodynamique, c'est-à-dire par une augmentation des niveaux de vibrations de ce mode, ou par un décalage en fréquence du mode propre, qui est « poussé » par le paquet de fréquences hydrodynamiques. Par exemple, pour une incidence de  $0^\circ$  les paquets de fréquences d'excitation hydrodynamiques de Von Kármán  $f_{vk}$  en noir et gris, associés aux nombres de Reynolds de 540 000 et 450 000, sont situés à droite des modes 4 et 5 et s'en approchent de plus en plus. Il devient d'ailleurs difficile de discriminer expérimentalement les modes 4 et 5 : les fréquences des modes 4 et 5 et les fréquences de Von Kármán étant très proches, la mesure prend en compte toutes ces contributions. Ainsi, pour  $Re = 360\,000$ , le paquet de fréquences d'excitation hydrodynamiques de Von Kármán  $f_{vk}$  rouge commence à passer à gauche des modes 4 et 5, mais est toujours suffisamment proche en fréquence de ceux-ci pour générer une excitation de ces deux modes qui se traduit par une augmentation de l'amplitude de 20 dB. Les paquets de fréquences d'excitation hydrodynamiques continuent ensuite de se décaler vers les basses fréquences avec la diminution du nombre de Reynolds, jusqu'à coïncider avec les modes 2 et 3 et les entrainer en résonance. La résonance des modes propres structures 2 et 3 est très marquée, avec une augmentation de l'amplitude de 40 dB pour le mode 2 et de 60 dB pour le mode 3, et l'apparition d'harmoniques visibles. Enfin, si l'on s'intéresse de plus près aux fréquences d'excitation hydrodynamiques, on constate que celles-ci sont en réalité regroupées par « paquets » de fréquences et non pas isolées à la seule valeur de la fréquence de lâchers tourbillonnaires de Von Kármán ou de bord d'attaque. Ce constat vient conforter les résultats obtenus lors des simulations fluides avec corps rigide, à savoir :

- Il existe plusieurs fréquences d'excitation de Von Kármán, en raison de l'épaisseur variable du bord de fuite (se référer à la section [VI.2.1.3](#)) ;
- Il existe plusieurs zones de lâchers tourbillonnaires, donc plusieurs fréquences d'excitation par lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque (se référer à la section [VI.2.1](#)) ;
- des interactions fluide-structures existent entre les fréquences d'excitation hydrodynamiques mentionnées dans les deux premiers tirets et les modes propres de la structure ;
- ces interactions fluide-structures sont à l'origine, d'une part, d'une forte augmentation de l'amplitude vibratoire qui se révèle néfaste pour les structures en raison de la diminution de la durée de vie par fatigue et de la diminution de la discrétion acoustique subséquentes et, d'autre part, d'un risque de coalescence de modes qui peut entrainer des instabilités hydroélastiques de flottement.

Enfin, les pseudo-spectrogrammes pour les incidences de  $0^\circ$  et de  $9^\circ$  sont présentés sur la [Figure VI.24](#) : un pseudo-spectrogramme consiste à reporter l'amplitude des spectres pour les différents nombres de Reynolds sur une cartographie couleur reprenant la fréquence en abscisse et le nombre de Reynolds en ordonnée. Ainsi avec la palette de couleurs choisie dans notre cas, les pics observés sur les figures (a) et (b) seront reportés par ordre décroissant de l'importance du pic en blanc, marron et jaune, les faibles amplitudes en vert et les mesures noyées dans le bruit en bleu. Pour plus d'aisance, la lecture des pseudo-spectrogrammes peut être amorcée en prolongeant par la pensée les pics en fréquence des parties (a) et (d) de la [Figure VI.22](#) sur les pseudo-spectrogrammes. On observe clairement sur les pseudo-spectrogrammes le glissement des fréquences hydrodynamiques de Von Kármán avec le nombre de Reynolds, ainsi que l'excitation du mode 1 à  $9^\circ$  due aux lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque.

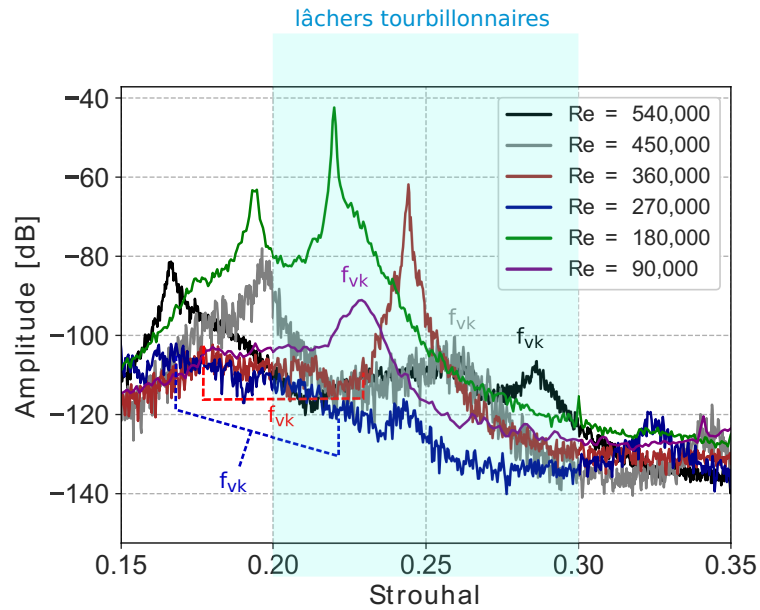


FIGURE VI.23 – Equivalent du spectre à  $0^\circ$  en nombre de Strouhal.

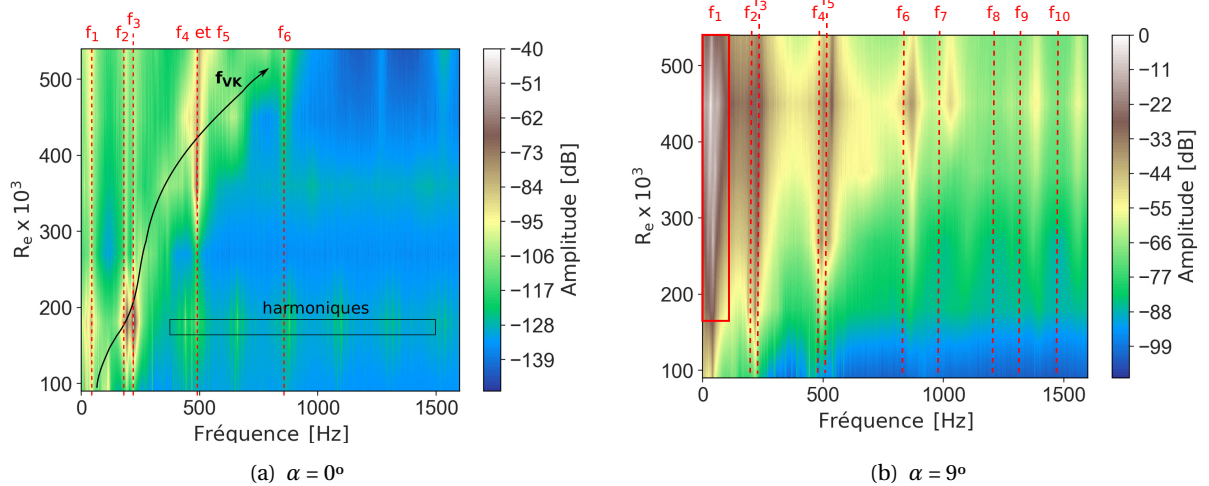


FIGURE VI.24 – Pseudo-spectrogrammes en eau pour les incidences de (a)  $0^\circ$  et (b)  $9^\circ$ .

### VI.2.4 Déformations numériques et expérimentales du profil composite.

Nous nous intéressons dans cette partie aux déformations du profil composite le long des trois segments d'intérêts [AB], [CD] et [EF] définis à la section II.2, et qui permettent respectivement d'étudier les déformations en flexion et en torsion. Le [Tableau VI.8](#) rappelle les principales caractéristiques de ces trois segments. Les déformations sont étudiées dans un premier temps expérimentalement, puis une comparaison avec les calculs non couplés et couplés est effectuée, afin de valider la méthode de couplage numérique fluide-structure.

TABLE VI.8 – Caractéristiques principales des segments d'intérêt pour les mesures de déformations.

Segment	Nombre de capteurs	Déformations
[AB]	215	Flexion
[CD]	71	Torsion
[EF]	151	Torsion

TABLE VI.9 – Temps minimum de mesure par fibre optique pour tous les Reynolds.

Incidence [°]	$\Delta t_{\min}$ [s]
0	28.2
-1	25.7
-2	25
-3	23.2
-4	15.1
-5	19.1
-6	20.1
-7	19.1
-8	25.2
-9	20.2

#### VI.2.4.1 Qualité des mesures.

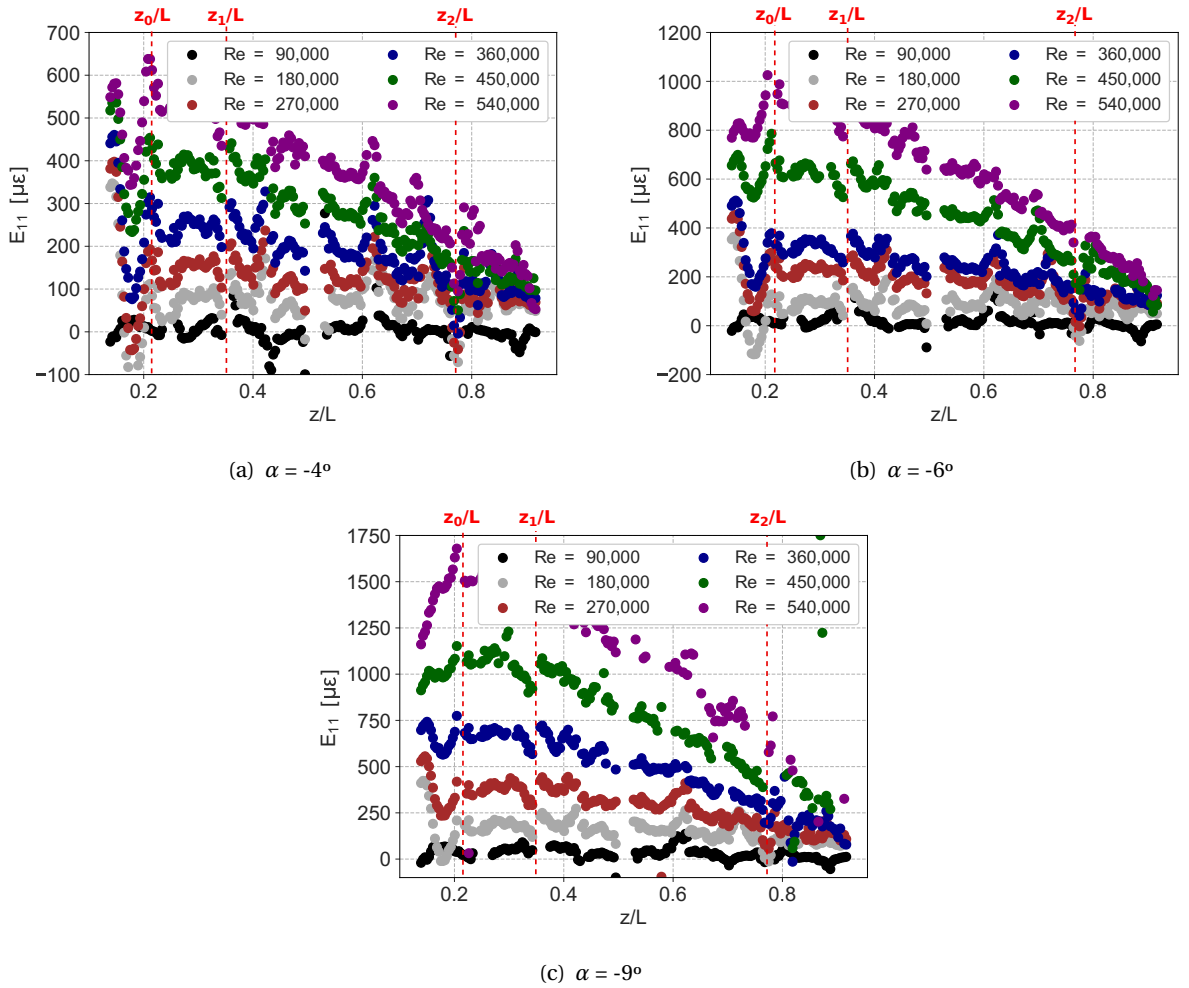
Pour des raisons techniques, les mesures par fibre optique n'ont pas été effectuées avec la même durée de mesure, ce qui entraîne une variation dans la qualité des signaux d'une condition expérimentale à l'autre. Ainsi pour chaque incidence de 0° à 9°, les mesures ont été effectuées pour les six nombres de Reynolds, de 90 000 à 540 000, et le [Tableau VI.9](#) présente la durée minimale de mesure effectuée pour les six nombres de Reynolds, pour chacune de ces incidences testées. Par conséquent, afin de comparer les conditions expérimentales entre elles, tous les signaux temporels sont tronqués à la valeur de durée minimale de mesure, soit 15.1 s, pour une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz. Ainsi, chacun des 215 capteurs de déformations du segment [AB] devrait avoir 15 points de mesure en temps, et de même pour les 71 capteurs de [CD] et les 151 capteurs de [EF]. Cependant, il existe plusieurs cas pour lesquels les capteurs ne parviennent pas réaliser la mesure. Aussi, nous évaluons la qualité d'une mesure par le pourcentage de capteurs sur un segment pour lesquels plus de 7% des mesures en temps n'ont pas été correctement réalisées. Nous choisissons d'étudier l'évolution des déformations le long de chaque segment pour quatre angles d'incidences appartenant aux régimes d'écoulement identifiés numériquement et expérimentalement dans les paragraphes précédents (respectivement [VI.2.1](#) et [VI.2.3](#)) : l'incidence 0° pour le régime de Von Kármán, les incidences -4° et -6° pour le régime stationnaire, et l'incidence -9° pour le régime de décrochage avec lâchers tourbillonnaires du bord d'attaque. La qualité des mesures pour chacune de ces incidences est reportée dans le [Tableau VI.10](#) : nous pouvons constater que la qualité de la mesure se dégrade au fur et à mesure que l'on s'approche d'un régime dynamique, c'est-à-dire lors d'une augmentation du nombre de Reynolds et de l'angle d'incidence. Ce constat s'explique par la fréquence d'échantillonnage de 1 Hz, inadaptée aux phénomènes instationnaires (fréquences dans la gamme fréquentielle de 300 Hz à 800 Hz pour le phénomène d'allées de Von Kármán et dans la gamme de 4 Hz à 24 Hz pour le phénomène de lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque).

**TABLE VI.10** – Evaluation de la qualité des mesures par fibre optique : pourcentage des capteurs sur un segment pour lesquels plus de 7% des mesures en temps n'ont pas été correctement effectuées.

$\alpha$ [°]	Re = 90 000			Re = 180 000			Re = 270 000			Re = 360 000			Re = 450 000			Re = 540 000		
	[AB]	[CD]	[EF]	[AB]	[CD]	[EF]	[AB]	[CD]	[EF]	[AB]	[CD]	[EF]	[AB]	[CD]	[EF]	[AB]	[CD]	[EF]
0°	21.4	8.5	12.6	27.9	23.9	69.5	6	0	0	10.7	100	100	21.4	8.5	12.6	19.5	100	100
-4°	28.8	8.5	25.8	6	0	0	9.3	2.8	0	10.2	11.3	0	10.2	14.1	65.6	20.5	26.8	72.2
-6°	33	7	26.5	2.3	0	0	12.1	11.3	2	7	7	0	18.1	26.8	45.7	36.7	93	100
-9°	23.7	18.3	17.2	14	1.4	58.3	48.4	84.5	100	78.6	100	100	85.1	100	100	91.2	100	100

#### VI.2.4.2 Déformations expérimentales.

Une fois les signaux temporels tronqués à la durée minimale de mesure de 15.1 s, ceux-ci sont moyennés capteur par capteur afin d'obtenir l'évolution des déformations le long de chaque segment, pour les quatre angles d'incidence choisis :  $-4^\circ$ ,  $-6^\circ$  et  $-9^\circ$ . La Figure VI.25 présente ainsi les déformations le long du segment [AB] (dans la direction  $z$ ) adimensionné par l'envergure  $L=180$  mm pour les quatre incidences et les six nombres de Reynolds, la Figure VI.26 présente les déformations le long du segment [CD], et la Figure VI.27 le long du segment [EF]. Afin de rendre visibles les niveaux de déformation, les échelles ont été adaptées à chaque cas expérimental : nous pouvons constater que les niveaux de déformations augmentent bien avec le chargement, c'est-à-dire d'une part avec l'angle d'incidence, et d'autre part avec le nombre de Reynolds.


**FIGURE VI.25** – Evolution des déformations expérimentales sur le segment [AB] adimensionné par l'envergure pour les six nombres de Reynolds, dans le cas (a) d'une incidence à  $-4^\circ$ , (b) d'une incidence à  $-6^\circ$  et (c) d'une incidence à  $-9^\circ$ .

Concernant les déformations en flexion, nous retrouvons la dépendance linéaire théorique des déformations suivant l'envergure, avec des déformations plus importantes au niveau de l'encastrement (Figure VI.25). L'intégralité des mesures en flexion présente par ailleurs des « sauts » dans les déformations, accompagnés d'une discontinuité de la mesure, au niveau des localisations de l'envergure repérées par les marques  $z_0 = 40$  mm (soit  $z/L=0.22$ ),  $z_1 = 65$  mm (soit  $z/L=0.36$ ) et  $z_2 = 140$  mm (soit  $z/L=0.78$ ). Ces localisations correspondent exactement aux lieux des lâchers de plis tels qu'ils ont été définis pendant la phase de fabrication du profil, et en particulier pendant l'opération de drapage des plis dans le composite, décrite au paragraphe II.1.2. Les mesures expérimentales en torsion (Figure VI.26 et Figure VI.27) sont également présentées sur l'axe adimensionnalisé  $z/L$ , par projection des segments [CD] et [EF] sur l'axe  $z$ . Ces mesures mettent en évidence le phénomène de dispersion et de moins bonne qualité des acquisitions pour les régimes d'écoulement dynamiques, à  $-9^\circ$ , relevé lors de l'analyse de la qualité des mesures, dans le Tableau VI.10. Nous pouvons par ailleurs vérifier que les déformations sur le segment [EF], plus proche de l'encastrement, sont plus importantes que les déformations sur le segment [CD], plus proche de l'extrémité.

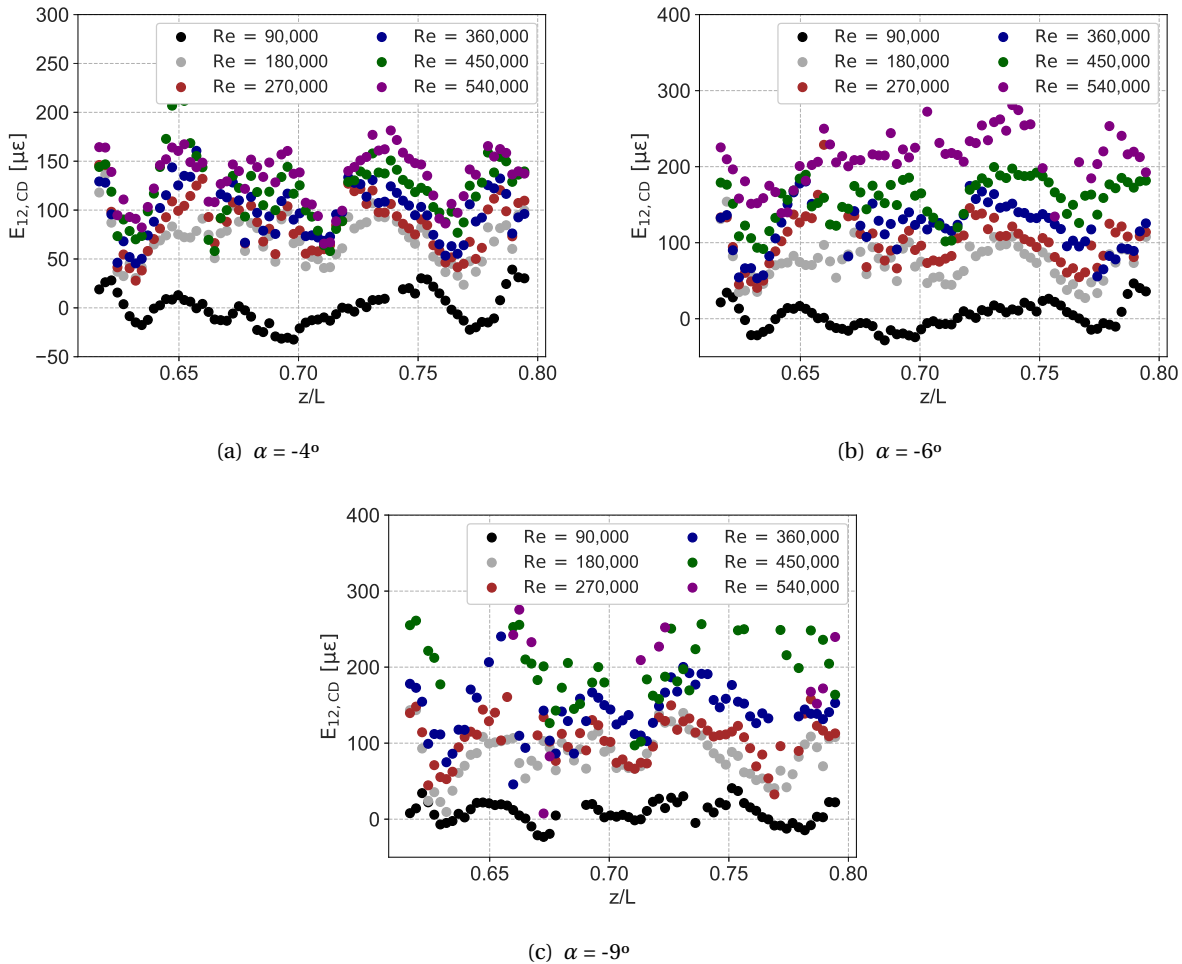


FIGURE VI.26 – Evolution des déformations expérimentales sur le segment [CD] pour les six nombres de Reynolds, dans le cas (a) d'une incidence à  $-4^\circ$ , (b) d'une incidence à  $-6^\circ$  et (c) d'une incidence à  $-9^\circ$ .

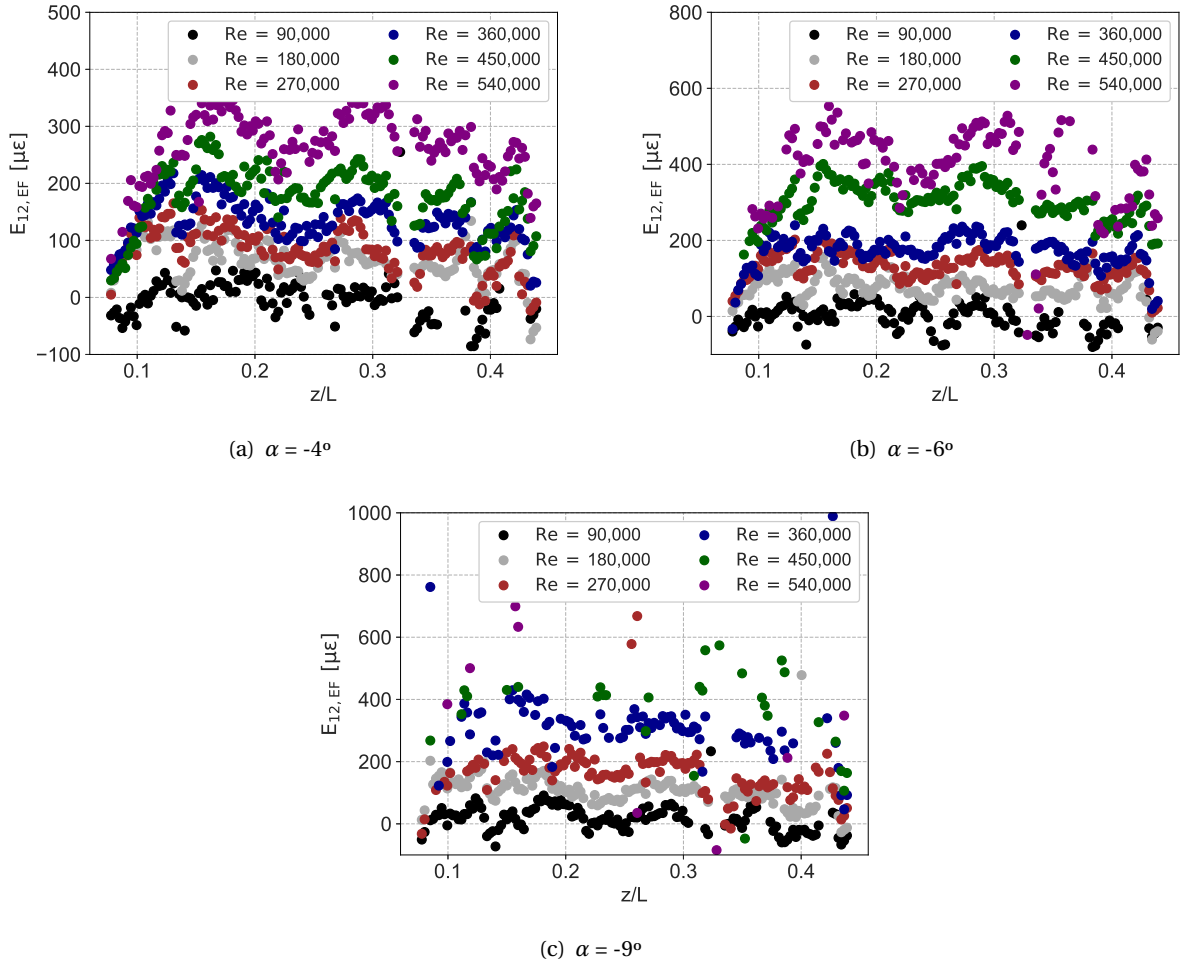


FIGURE VI.27 – Evolution des déformations expérimentales sur le segment [EF] pour les six nombres de Reynolds, dans le cas (a) d'une incidence à  $-4^\circ$ , (b) d'une incidence à  $-6^\circ$  et (c) d'une incidence à  $-9^\circ$ .

#### VI.2.4.3 Comparaison expérimental / numérique.

Une première comparaison qualitative est réalisée entre les mesures expérimentales et les résultats numériques par l'intermédiaire des cartographies de déformations présentées sur la Figure VI.28 (a) pour les déformations en flexion et (b) pour les déformations en torsion. Celles-ci montrent que les lieux des lâchers de plis sont bien marqués et correctement prédits numériquement. Nous pouvons de plus relever les déformations numériques sur les mêmes segments [AB], [CD] et [EF] utilisés expérimentalement, afin de réaliser une comparaison plus quantitative. La Figure VI.29 présente ainsi une comparaison entre les mesures expérimentales et les résultats des calculs découplés et couplés pour les angles de  $-4^\circ$  et de  $-6^\circ$  correspondants au régime d'écoulement stationnaire, sur les trois segments d'intérêt. Les résultats numériques présentent un bon accord avec les mesures expérimentales, en particulier en termes d'ordre de grandeur et de tendances observés, notamment sur les sauts de déformations au niveau des lâchers de plis. La comparaison sur les déformations en torsion apparaît plus sévère que pour les déformations en flexion, avec un écart entre mesures expérimentales et résultats numériques qui se creuse pour l'incidence de  $-6^\circ$ . L'écart entre les résultats des calculs découplés et des calculs couplés est également plus élevé pour l'incidence de  $-6^\circ$ , ce qui témoigne d'effets de couplages plus importants capturés numériquement.



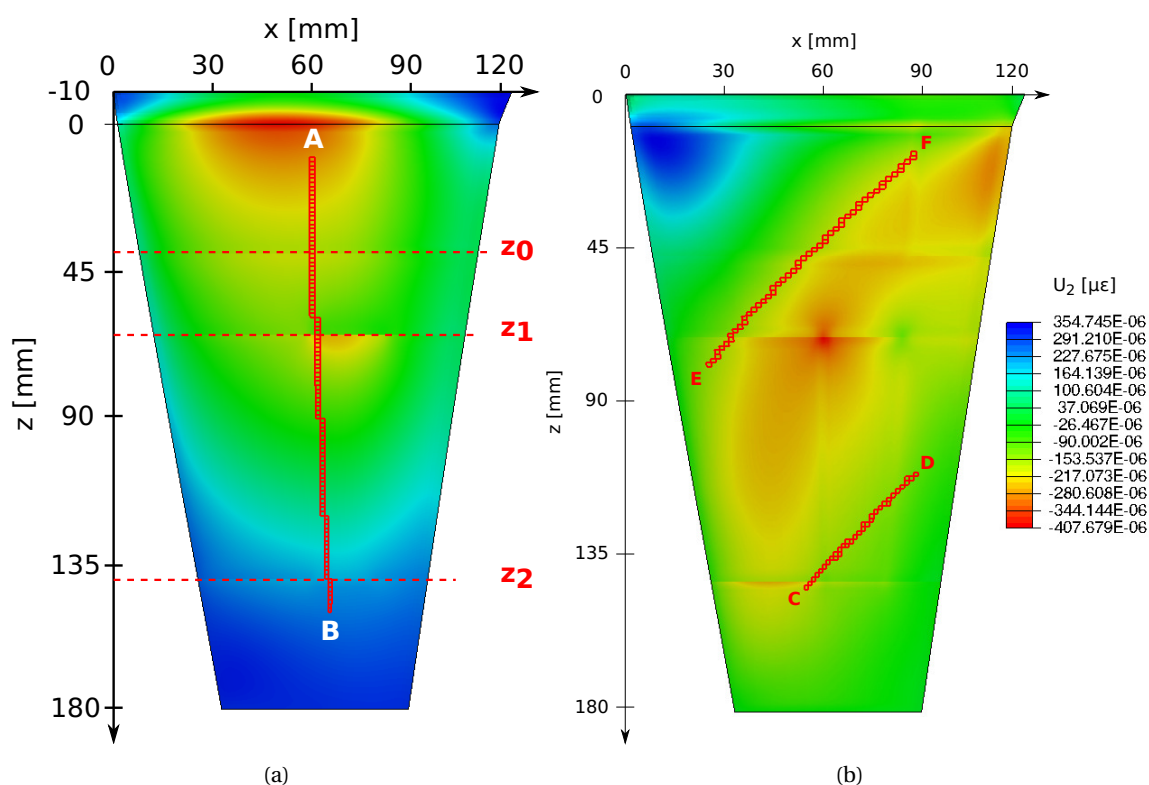


FIGURE VI.28 – Cartographie des déformations numériques et localisation des segments numériques pour : (a) les déformations en flexion  $E_{11}$  le long du segment [AB] et (b) les déformations en torsion  $E_{12}$  le long des segments [CD] et [EF].

## VI.2.5 Déplacements en extrémité numériques et expérimentaux du profil.

### VI.2.5.1 Etude expérimentale des déplacements statiques.

La Figure VI.30 (a) présente les déplacements statiques que nous avons mesurés en extrémité (par caméra rapide) au niveau des bords d'attaque (BA) et de fuite (BF) pour six nombres de Reynolds de 90 000 à 540 000 et des incidences comprises entre  $-11^\circ$  et  $11^\circ$  par pas de  $1^\circ$  (à l'exception des configurations à  $0^\circ$  pour lesquelles les mesures n'ont pas été effectuées en raison des incertitudes de mesures). Nous appelons ici « déplacement statique » soit le déplacement stationnaire associé à un régime d'écoulement stationnaire ( $-7.5^\circ < \alpha < 9.6^\circ$ ), soit la valeur moyenne des fluctuations du déplacement associées aux régimes d'écoulement instationnaires de Von Kármán ( $-2^\circ < \alpha < 2^\circ$ ) ou de décrochage ( $\alpha < -7.5^\circ$  et  $9.6^\circ < \alpha$ ). Les angles de vrillage correspondants à ces différents chargements hydrodynamiques sont directement déterminés à partir des déplacements des bords d'attaque et de fuite selon la relation (VI.2), où  $c_{tip}$  correspond à la corde en extrémité (60 mm). Nous présentons ainsi sur la Figure VI.30 (b) l'évolution du vrillage avec le chargement hydrodynamique pour les configurations présentant un effet de vrillage mesurable. Nous vérifions dans un premier temps la dépendance linéaire théorique du déplacement à l'incidence et la dépendance quadratique théorique du déplacement au nombre de Reynolds, illustrées par exemple pour les angles d'incidence positifs et les déplacements statiques au niveau du bord d'attaque sur la Figure VI.31 (a) et (b). Dans un second temps, nous pouvons remarquer qu'en raison de la flexibilité des matériaux composites utilisés (fibres de verre), l'hydrofoil présente des déplacements en extrémité jusqu'à 1 cm, soit des déformations de

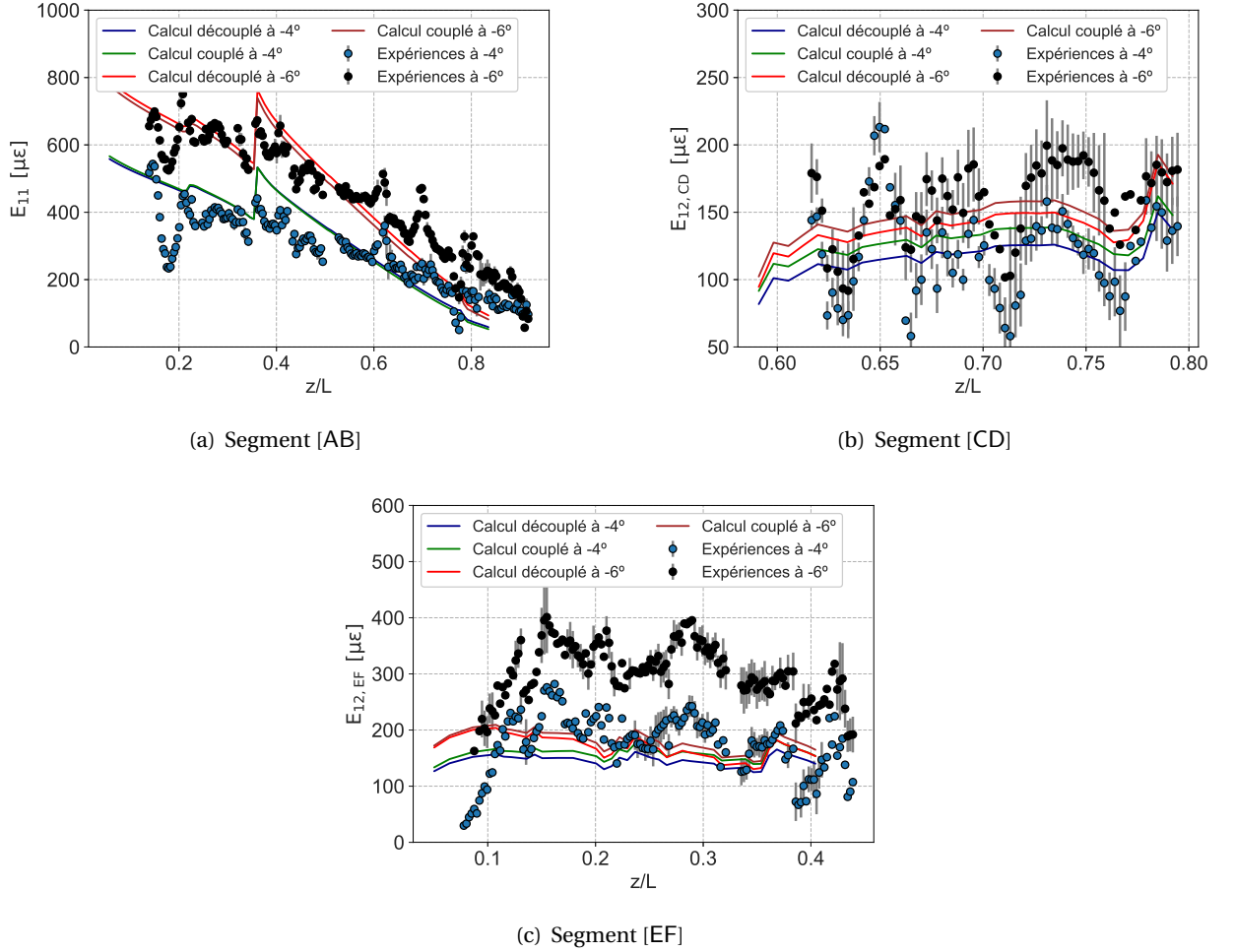


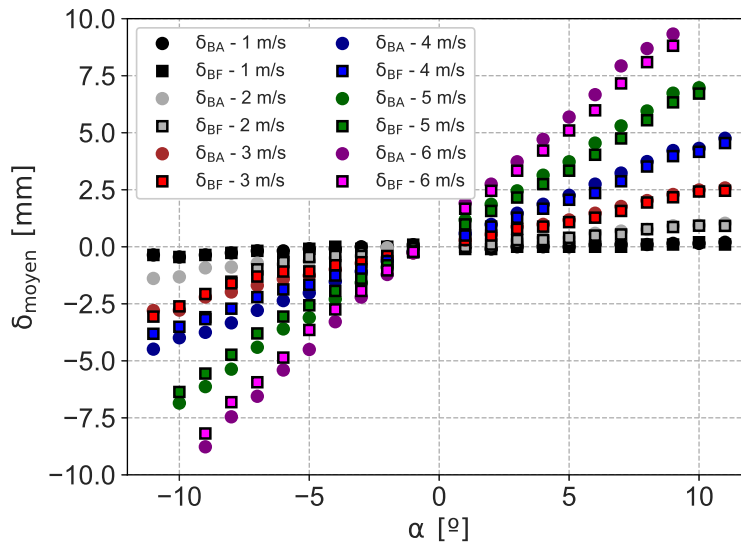
FIGURE VI.29 – Comparaison des mesures expérimentales par fibres optiques avec les résultats des calculs découplés et des calculs couplés pour : (a) le segment [AB], (b) le segment [CD], (c) le segment [EF].

l'extrémité significatives de l'ordre de 16.7%.

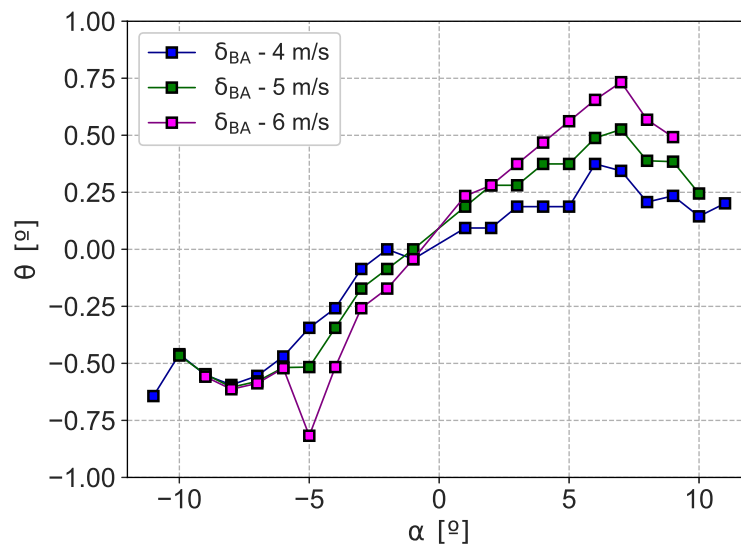
$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{\delta_{BA} - \delta_{BF}}{c_{tip}} \right) \quad (VI.2)$$

### VI.2.5.2 Etude expérimentale des déplacements instationnaires du régime de décrochage.

Lorsque le décrochage apparaît ( $\alpha < -7.5^\circ$  et  $9.6^\circ < \alpha$ ), l'écoulement passe d'un régime quasi-statique à un régime instationnaire marqué par des lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque. Cette instationnarité de l'écoulement génère une instationnarité des déplacements du profil qui se traduit par des fluctuations du déplacement autour d'une valeur moyenne (que nous avons utilisée pour étudier les déplacements statiques dans le paragraphe précédent). Nous choisissons d'étudier les déplacements instationnaires d'un point de l'extrémité du profil situé à 2 mm du bord d'attaque, repéré par sa position  $x_0$  tracée en pointillés rouges sur la Figure VI.32. Pour chaque image de caméra rapide, nous venons extraire la colonne correspondant à cette position. Chaque image correspond à un instant de temps, par conséquent nous pouvons tracer



(a)



(b)

FIGURE VI.30 – Résultats expérimentaux pour les différentes conditions de vitesse et d'incidence : (a) déplacements en extrémité du profil composite pour le bord d'attaque (BA) et le bord de fuite (BF) et (b) vrillage correspondant.

l'évolution temporelle de la colonne pour différentes conditions expérimentales. Cette évolution temporelle est présentée sur la Figure VI.33 pour une incidence de  $10^\circ$  et un nombre de Reynolds de : (a)  $Re = 270\,000$ , (b)  $Re = 360\,000$  et (c)  $Re = 450\,000$ . Nous pouvons ainsi observer que les niveaux de fluctuations, et donc le caractère instationnaire de l'écoulement, augmentent bien avec le nombre de Reynolds.

Par une analyse des niveaux de gris, nous pouvons relever les fluctuations temporelles du déplacement correspondant à ces images, en particulier pour la troisième image, qui présente des fluctuations plus importantes. Les résultats sont présentés sur la Figure VI.34. On observe bien un signal instationnaire composé de différentes fréquences de fluctuations : la fréquence principale de fluctuation du déplacement instationnaire (notée  $T_2$  sur la Figure VI.34) correspond à la réponse du mode 1 de la structure aux excitations

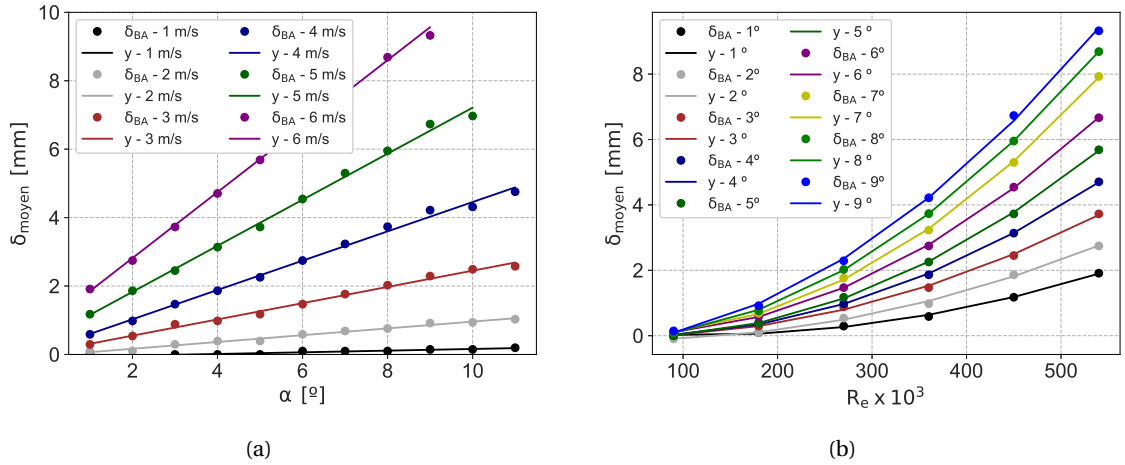


FIGURE VI.31 – (a) Relation linéaire entre le déplacement moyen du bord d'attaque en extrémité et l'angle d'incidence et (b) relation quadratique entre le déplacement moyen du bord d'attaque en extrémité et le nombre de Reynolds.

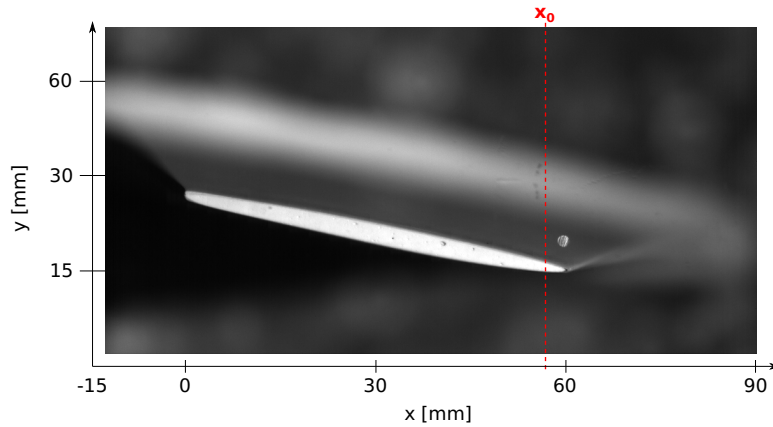
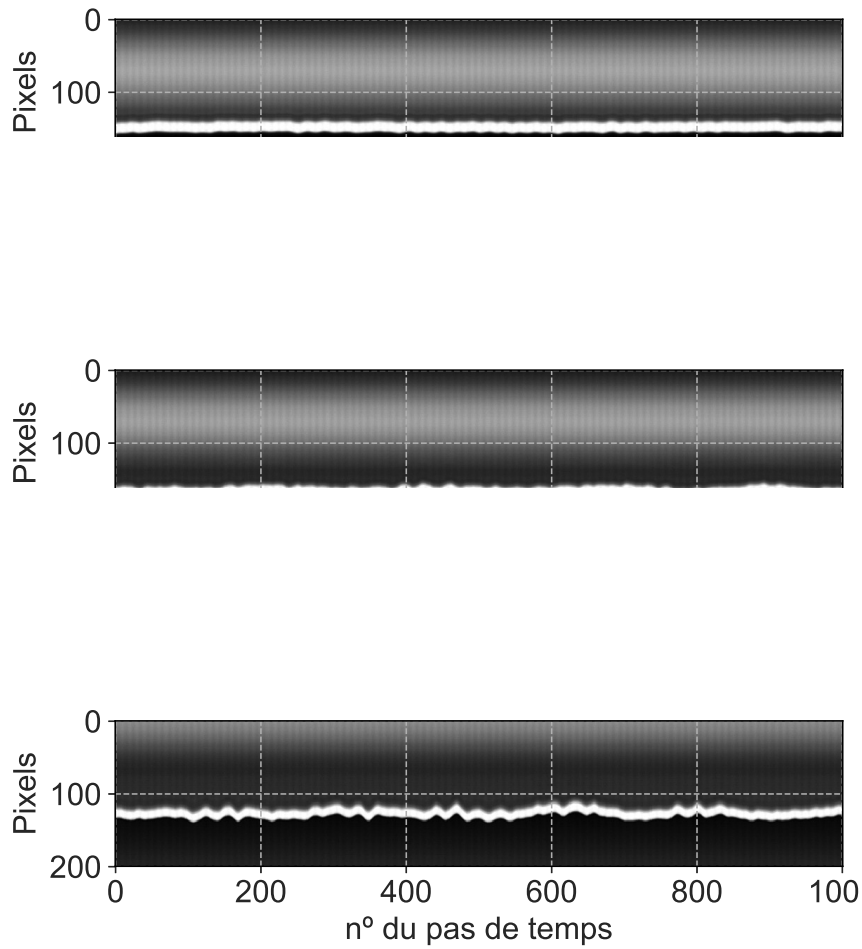


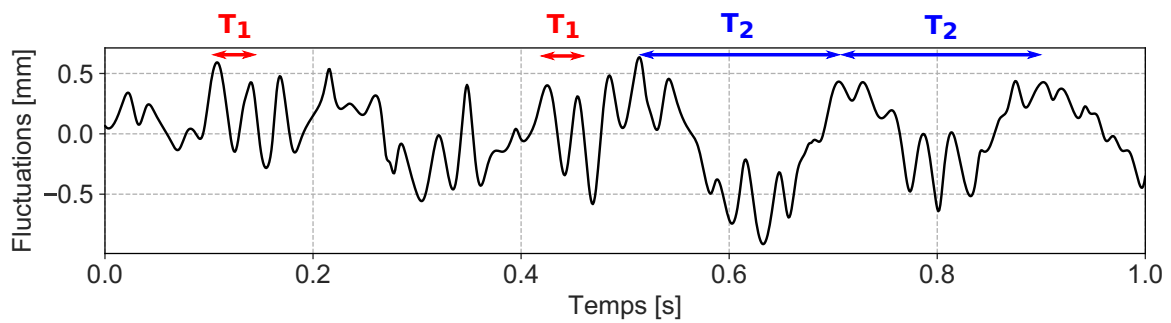
FIGURE VI.32 – Position de la colonne extraite des images de caméra rapide pour analyser les déplacements instationnaires, pour un point  $x_0$  situé à 2 mm du bord d'attaque.

hydrodynamiques de lâchers tourbillonnaires du bord d'attaque caractéristiques du régime de décrochage. La fréquence du mode 1 a été légèrement décalée vers les basses fréquences (33 Hz pour une fréquence propre mesurée par vibrométrie sous écoulement de 41 Hz, cf. le paragraphe VI.2.2.2). Nous observons de plus l'apparition de composantes fréquentielles basses fréquences, par exemple repérées par la période  $T_1$  sur la Figure VI.34. Ces basses fréquences sont comprises entre 5 Hz et 8 Hz, ce qui est très proche des fréquences identifiées numériquement (5 Hz et 10 Hz) lors de l'analyse des fluctuations du coefficient de portance obtenu par une simulation fluide autour du profil portant considéré comme un corps rigide, aux sections III.3.3 et VI.2.1.1. On observe ainsi une réponse modale marquée du mode propre 1 sur les déplacements instationnaires en régime de décrochage.



(c)  $Re = 450\,000$

**FIGURE VI.33** – Evolution temporelle de la colonne extraite des images de caméra rapide, pour une incidence de  $10^\circ$  et les nombres de Reynolds (a)  $Re = 270\,000$ , (b)  $Re = 360\,000$  et (c)  $Re = 450\,000$ .



**FIGURE VI.34** – Fluctuations associées au déplacement instationnaire du point relevé sur le profil à la position  $x_0$  pour une incidence de  $10^\circ$  et un nombre de Reynolds de  $450\,000$ .

### VI.2.5.3 Comparaison numérique / expérimentale.

Nous présentons sur la [Figure VI.35](#) une comparaison entre les mesures expérimentales des déplacements statiques que nous avons obtenues par caméra rapide pour un nombre de Reynolds de 450 000 et des incidences de  $-10^\circ$  à  $10^\circ$ , les résultats numériques des calculs découplés que nous avons obtenus pour les mêmes chargements hydrodynamiques, et les résultats numériques des calculs fortement couplés que nous avons obtenus pour les incidences spécifiques de  $-6^\circ$ ,  $-4^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ . En raison des temps de calculs mis en jeu (200 h sur 17 cœurs), nous avons restreint le nombre de configurations évaluées par couplage fort i) aux configurations quasi-stationnaires pour lesquelles un effet de couplage est susceptible d'être observé ( $-6^\circ$ ,  $-4^\circ$ ,  $4^\circ$ ,  $6^\circ$  et  $8^\circ$ ) et ii) aux configurations dynamiques instationnaires pour lesquelles un phénomène d'interaction fluide-structure a déjà été observé expérimentalement (allées de Von Kármán pour une incidence de  $0^\circ$ ). Notons cependant que les résultats des calculs couplés pour les incidences de  $0^\circ$ ,  $4^\circ$  et  $8^\circ$  sont donnés à titre indicatif car les transferts des efforts hydrodynamiques du solveur fluide au solveur structure n'ont été effectués que partiellement (la compréhension de ce phénomène est encore en investigation) : ainsi, la portance n'a été transférée qu'à 77% pour le calcul couplé à  $0^\circ$ , à 66% pour le calcul couplé à  $4^\circ$ , et à 85% pour le calcul couplé à  $8^\circ$ . Les écarts entre les mesures expérimentales et les résultats numériques sont reportés dans le [Tableau VI.11](#). Nous ajoutons également les écarts entre les mesures expérimentales et les résultats des calculs couplés dits « corrigés », c'est-à-dire en estimant le déplacement qui aurait été obtenu si la portance avait été transférée à 100%, sans les effets de couplage. Par exemple, pour l'incidence de  $8^\circ$ , le déplacement obtenu au niveau du bord d'attaque avec le calcul couplé ne transférant que 85% de la portance est de 3.31 mm : on estime alors à 3.89 mm le déplacement qui aurait été obtenu si la portance avait été transférée à 100%. Cette estimation reste cependant une estimation basse, puisque les effets de couplage ne sont pas pris en compte par cette méthode de « calcul ».

Nous observons une bonne corrélation des résultats numériques aux mesures expérimentales, avec à la fois la tendance et les ordres de grandeur des déplacements statiques correctement prédits par les simulations numériques. En particulier, l'écart entre les résultats des calculs découplés et les mesures expérimentales est plus faible pour les configurations quasi-stationnaires présentant une intensité de couplage faible, que pour les configurations dynamiques instationnaires présentant une intensité de couplage plus important. Les calculs découplés prédisent également moins bien les déplacements pour les angles positifs que pour les angles négatifs. Concernant les calculs couplés pour lesquels les transferts de champs ont été correctement effectués ( $-6^\circ$ ,  $-4^\circ$  par exemple), on observe qu'il y a bien un effet de couplage accru avec l'augmentation de l'angle d'incidence, et que les résultats des calculs couplés sont plus proches des mesures expérimentales que les résultats des calculs découplés, ce qui rejoint les observations faites lors de l'étude des déformations mesurées avec la fibre optique. Concernant les autres calculs couplés, on observe également que la prédiction des déplacements est moins performante pour les angles positifs que pour les angles négatifs. On observe par ailleurs des écarts essais - calculs couplés corrigés légèrement plus importants que les écarts essais - calculs découplés, mais en sachant que les effets de couplage ne sont pas totalement pris en compte dans ce cas. De plus, les calculs découplés prennent un chargement hydrodynamique pleinement convergé, alors que les calculs couplés ont un degré de convergence plus faible (en raison des temps de calculs). Dès lors, les écarts entre un calcul non couplé et un calcul couplé peuvent s'expliquer par des effets purement numériques, d'autant plus que les déformées en flexion / torsion étant relativement faibles, cela induit des effets de couplage réduits ; le poids des erreurs numériques est alors d'autant plus significatif.

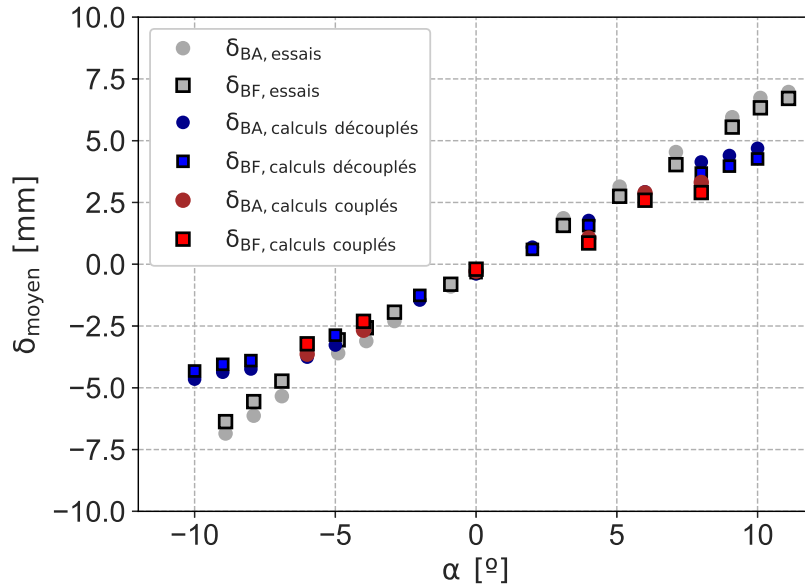


FIGURE VI.35 – Comparaison des mesures expérimentales des déplacements statiques avec les résultats des calculs découplés et des calculs couplés.

TABLE VI.11 – Comparaison des mesures expérimentales des déplacements statiques avec les résultats des calculs découplés et des calculs couplés.

$\alpha$ [°]	Ecart essai - découplé [%]	Ecart essai - couplé [%]	Ecart essai - couplé corrigé [%]
-10	32		
-9	28.7		
-8	20.6		
-6	-4.4	-1.1	
-4	-15.6	-16.1	
-2	-61		
2	62.9		
4	43.6	66.2	49
6	35.5	36.3	
8	30.4	44.4	34
9	34.6		
10	32.7		

Par conséquent, malgré des signes positifs (comparaison sur les déformations et les déplacements pour les incidences négatives), les incidences pour lesquelles les calculs couplés ont été réalisés ne permettent pas à ce stade de conclure définitivement sur la capacité du calcul couplé à mieux prédire les déplacements statiques. Afin d'obtenir des comparaisons concluantes, il apparaît nécessaire de i) corriger les transferts de champs entre les deux solveurs, et ii) de réaliser un calcul beaucoup plus chargé (par exemple à 10 m/s) afin d'observer un effet de couplage statique notable.

Nous nous intéressons maintenant plus spécifiquement à la configuration dynamique instationnaire présente à  $0^\circ$ <sup>3</sup>, pour laquelle nous avons observé des lâchers tourbillonnaires de Von Kármán dans le sillage,

3. En effet, bien que la portance n'est transférée qu'à 77% dans ce cas et que les effets de couplage sont donc réduits, nous estimons que cela va principalement jouer sur les valeurs des déplacements et qu'il reste donc intéressant d'étudier le comportement

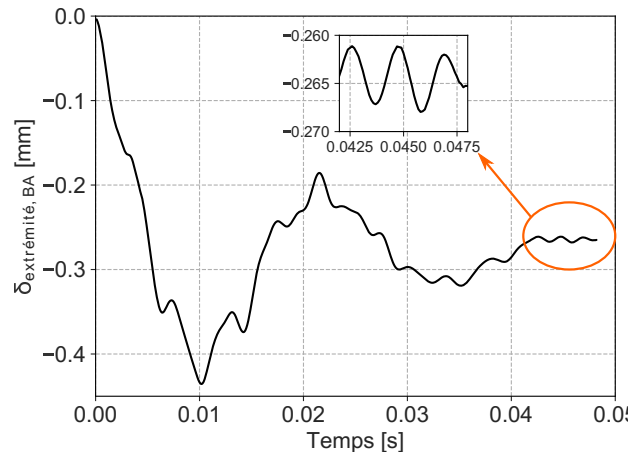


FIGURE VI.36 – Evolution temporelle du déplacement obtenue par calculs couplés au niveau du bord d'attaque de l'extrémité à  $0^\circ$  pour  $Re = 450\,000$ .

et montré que ces lâchers tourbillonnaires sont une source d'excitation de la structure, par des simulations fluides avec corps rigide (cf. section VI.2.1.3) et expérimentalement (cf. sections VI.2.1.3 et VI.2.3). Cependant, les simulations fluides avec corps rigide ne permettent pas de rendre compte de l'interaction entre la structure et les lâchers tourbillonnaires de Von Kármán, en particulier au niveau de l'excitation des vibrations de la structure. Or ce point est particulièrement important dans une optique de conception de structures composites marines, puisqu'il peut y avoir un effet d'accrochage fréquentiel (*lock-in*) et/ou une résonance si les fréquences de lâchers tourbillonnaires sont suffisamment proches des fréquences propres de la structure. C'est pourquoi nous réalisons un calcul couplé fluide-structure (fort) dans cette configuration. La Figure VI.36 présente l'évolution temporelle du déplacement calculé au niveau du bord d'attaque de l'extrémité à partir d'une simulation fluide dans laquelle le profil est traité avec une condition aux limites de corps rigide sans glissement ( $\delta = 0$ ) préalablement convergée, et utilisée comme initialisation des valeurs fluides (champs de vitesse et de pression) ; on supprime ensuite la condition aux limites de corps rigide pour imposer à la place les déplacements de la structure calculés par le solveur structure et transférés à l'interface à chaque itération de couplage. Le déplacement converge vers un comportement instationnaire caractérisé par des fluctuations de 1% autour d'une valeur moyenne de -0.264 mm, présenté dans le zoom de la Figure VI.36. La période des fluctuations est de 0.002 s, soit une fréquence caractéristique de 500 Hz, ce qui correspond à la gamme fréquentielle des lâchers tourbillonnaires de Von Kármán observée expérimentalement (de 570 Hz à 630 Hz). Nous montrons ainsi la capacité de la méthode de couplage numérique fluide-structure, que nous avons mise en œuvre et paramétrée, à reproduire numériquement les effets de couplage entre les lâchers tourbillonnaires de Von Kármán dans un écoulement turbulent 3D complexe et une structure composite anisotrope modélisée précisément pli par pli, ce qui constitue un point clé des méthodes de couplage fluide-structure.



### VI.3 Synthèse du chapitre VI

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats que nous avons obtenus pour les deux cas d'application considérés dans la thèse, à savoir le cas d'application issu de l'étude expérimentale menée en 2014 par l'AMC sur deux hydrofoils, et l'étude numérique et expérimentale de l'écoulement autour du profil en matériau composite que nous avons développé et réalisé pendant la thèse, ainsi que l'étude de son comportement hydroélastique et de sa réponse structurelle.

Nous avons dans un premier temps validé la méthode de couplage numérique fluide-structure que nous avons utilisée à partir des résultats expérimentaux obtenus par l'AMC en 2014 et présentés dans la littérature ([Zarruk14]). Cette étude porte sur deux hydrofoils de géométrie trapézoïdale identique (qui offre l'avantage de s'approcher du comportement de l'hélice tout en considérant une géométrie simplifiée par rapport à l'hélice et à la pale hélice), mais dont les matériaux sont différents : l'un est en aluminium (hydrofoil nommé AL) et l'autre est une structure composite sandwich alternant des plis tissés de verre-epoxy et des plis unidirectionnels de carbone-epoxy (hydrofoil nommé CARBON). Nous nous sommes appuyés sur l'étude expérimentale de [Zarruk14] pour calibrer notre modèle fluide en menant une étude spécifique sur le modèle de transition  $\gamma - Re_\theta$  pour des angles d'incidence de  $8^\circ$  et  $12^\circ$ , à l'issue de laquelle nous avons montré que l'utilisation du modèle de transition permet d'améliorer la prédiction des performances hydrodynamiques par rapport aux résultats expérimentaux pour les angles de  $8^\circ$  (erreur de 22.5% sur la finesse avec modèle de transition contre une erreur de 34.5% sans modèle de transition) et de  $12^\circ$  (erreurs respectives de 12.8% et de 22.6%); mais que cependant l'utilisation du modèle de transition accroît d'un facteur 2 les temps de calculs nécessaires à la résolution du problème fluide. Comme l'objectif de l'étude de validation porte principalement sur une démonstration de faisabilité, nous avons décidé de ne pas utiliser de modèle de transition pour le cas de validation, mais de l'ajouter pour le cas d'application à notre profil composite (nommé VER-45). De même, une étude comparative entre les résultats obtenus en utilisant une modélisation de la couche limite par une Loi de Paroi et les résultats obtenus en utilisant une résolution Bas Reynolds de la couche limite a montré qu'il est suffisant d'utiliser une modélisation de la couche limite par une Loi de Paroi pour le cas de validation : l'écart entre les coefficients hydrodynamiques obtenus par les deux approches est inférieur à 3% pour  $\alpha < 6^\circ$ , mais avec des temps de calcul multipliés par 2.5 pour la résolution Bas Reynolds. Finalement, nous avons montré que la méthode numérique de couplage fluide-structure permet effectivement de capturer des effets de couplage visibles sur les déplacements et le vrillage en extrémité.

Dans un deuxième temps, nous avons réalisé une étude numérique de l'écoulement autour de notre profil en matériau composite VER-45 pour un nombre de Reynolds de 450 000 sur une gamme d'incidences de  $-10^\circ$  à  $+10^\circ$ . Cette étude numérique nous a permis d'identifier trois régimes d'écoulement distincts : un régime d'écoulement stationnaire ( $-7.5^\circ < \alpha < -2^\circ$  et  $2^\circ < \alpha < 9.6^\circ$ ), et deux régimes caractérisés par des phénomènes instationnaires. Le premier de ces deux régimes instationnaires est dominé par le phénomène hautes fréquences d'allées de Von Kármán turbulentes, présentes entre  $-2^\circ$  et  $+2^\circ$ . Le deuxième de ces deux régimes correspond au phénomène basses fréquences de décrochage du profil accompagné de lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque. Lors de cette étude numérique, nous avons mis en œuvre une modélisation haute-fidélité de l'écoulement qui nous a permis, d'une part, de caractériser la transition

laminaire-turbulent qui se produit suivant deux mécanismes distincts sur la surface du profil (transition sans bulbe de séparation laminaire-turbulent) et au niveau du bord d'attaque (transition avec bulbe de séparation laminaire-turbulent) et, d'autre part, de capturer les effets 3D complexes présents dans l'écoulement turbulent (lâchers tourbillonnaires de bord d'attaque lors du décrochage et allées turbulentes de Von Kármán). Nous avons également montré qu'en raison de la géométrie spécifique de notre profil, et en particulier de l'épaisseur variable du bord de fuite, les phénomènes instationnaires sont multi-fréquentiels.

Dans un troisième temps, nous avons réalisé une étude expérimentale complète de notre profil en matériau composite VER-45 dans une configuration de encastrée-libre en air et en eau dans le tunnel hydrodynamique de l'IRENav. Nous avons ensuite déterminé les fréquences propres et les déformées modales opérationnelles en air par des mesures de vibrométrie laser à balayage sur une grille de 27 points à la surface du profil, pendant que celui-ci était entraîné en vibration par l'intermédiaire d'un pot vibrant placé sous le profil. Les résultats expérimentaux des essais en air obtenus mettent en évidence les cinq premiers modes propres de la structure avec leurs déformées modales opérationnelles. La confrontation des mesures expérimentales en air avec les calculs numériques du calcul structure montre un très bon accord des résultats, avec un écart sur les fréquences propres inférieur à 4%. Nous avons ensuite réalisé une étude systématique des vibrations en eau, du déplacement et du vrillage en extrémité du profil pour des incidences de  $-15^\circ$  à  $+15^\circ$  (par pas de  $1^\circ$ ) et des nombres de Reynolds faibles à modérés de 90 000 à 540 000. L'étude des spectres en eau obtenus par les mesures de vibrométrie laser nous a permis de mettre en évidence, d'une part les fréquences propres en eau du profil composite et les effets de masse ajoutée, et d'autre part les fréquences d'excitation hydrodynamiques dues aux phénomènes d'interaction fluide-structure aux faibles incidences (allées de Von Kármán) et aux hautes incidences (lâchers tourbillonnaires). Les dix premiers modes propres en eau ont ainsi été effectivement identifiés, avec une réduction des fréquences allant de 55% à 67% par rapport aux modes propres en air pour les cinq premiers modes. Nous avons par observés, sur les spectres sous écoulement, les trois régimes d'écoulement prédits numériquement et les paquets de fréquences d'excitation hydrodynamiques caractéristiques des phénomènes dynamiques de Von Kármán et de lâchers tourbillonnaires. L'observation de l'apparition de ces fréquences d'excitation hydrodynamiques et de leur interaction avec les modes propres en eau au cours de leur glissement dans la gamme fréquentielle nous a permis d'expliquer les phénomènes de résonance observés dans le comportement vibratoire du profil.

Le déplacement et le vrillage en extrémité ont été mesurés par le biais d'une caméra rapide réglée à 1000 images/sec et du logiciel de post-traitement d'images ImageJ. Nous obtenons des déplacements maximums en extrémité de l'ordre de 1 cm, soit 17% de la corde en extrémité. Les essais nous ont par ailleurs permis d'obtenir des vrillages relatifs notables, jusqu'à  $0.8^\circ$ , et ces résultats nous ont permis de mettre en évidence le décrochage expérimental, autour de  $9.6^\circ$ , ce qui est venu conforter et valider les prédictions numériques. La confrontation entre les mesures expérimentales et les résultats des calculs fortement couplés montre que la méthode numérique de couplage fort fluide-structure que nous avons employée permet d'obtenir des résultats cohérents en termes d'ordre de grandeur et de tendances observées sur les déplacements statiques pour les régimes d'écoulement stationnaires, ainsi que des résultats prometteurs concernant les déplacements instationnaires pour les régimes d'écoulement dynamiques. Nous pouvons ainsi reproduire numériquement les fluctuations du déplacement en extrémité dues aux lâchers tourbillonnaires de Von Kármán pour l'incidence de  $0^\circ$ .

Enfin, nous avons démontré avec succès la faisabilité d'une technique d'instrumentation du profil composite par insertion directe d'une fibre optique à capteurs distribués dans les plis du matériau composite lors de sa fabrication. Ainsi, une fibre optique de 1.23 m a été insérée dans les plis de l'intrados du profil selon un chemin décrivant trois segments permettant de relever les déformations en flexion sur un segment de 215 capteurs, et les déformations en torsion sur deux segments de 71 et 151 capteurs. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur ces segments nous ont permis, premièrement, de vérifier la dépendance linéaire des déformations en flexion le long de l'envergure, et deuxièmement, de vérifier la dépendance quadratique des déformations au nombre de Reynolds. Troisièmement, nous avons pu évaluer la capacité des modèles numériques à prédire correctement les déformations du profil composite sous écoulement hydrodynamique. Nous avons ainsi obtenu une bonne corrélation essais / calculs sur les tendances des déformations, notamment en ce qui concerne la prédiction du saut de déformations aux lieux des lâchers de plis. Nous avons de plus montré que le système de mesures des déformations par fibre optique est précis sur la flexion, et plus instable sur la torsion. Cela peut s'expliquer par le fait que la torsion présente des niveaux de déformation plus faibles, et donc des incertitudes plus élevées. La mesure de déformation à l'intérieur de la structure est une technique novatrice qui ouvre la porte à des études sur la détection de la délamination des plis dans les matériaux composites, et plus généralement pour vérifier l'intégrité des pales composites qui sont plus sujettes à des détériorations.



## CONCLUSION

\*\*\*

En conclusion, au cours de ces travaux de thèse, nous avons démontré avec succès la faisabilité d'une méthode numérique de couplage fort fluide-structure et son potentiel pour aider au développement de structures marines composites innovantes. Nous avons également obtenu des résultats expérimentaux marquants de l'interaction fluide-structure entre des sources d'excitation hydrodynamique et des modes propres de la structure, en particulier concernant la réponse dynamique et les vibrations sous écoulement d'un hydrofoil en matériau composite.

Plus précisément concernant le premier point, nous avons mis en œuvre au travers de la méthode numérique de couplage fort fluide-structure une modélisation haute-fidélité d'hydrofoils composites sous différents régimes d'écoulements hydrodynamiques, en nous appuyant sur les deux codes commerciaux de CFD <sup>4</sup> Starccm+ et de CSD <sup>5</sup> Abaqus. Cette modélisation haute-fidélité nous a tout d'abord permis de capturer les effets 3D complexes présents dans l'écoulement turbulent autour de l'hydrofoil et dans le sillage, tels que le tourbillon d'extrémité, les décollements de bord d'attaque se produisant lors du régime de décrochage et les allées turbulentes de Von Kármán présentes à faible incidence. Elle nous a également permis de modéliser la transition laminaire-turbulent se produisant sur l'hydrofoil suivant deux mécanismes distincts, à savoir une transition sans bulbe sur la surface de l'hydrofoil et une transition accompagnée d'un bulbe de décollement laminaire-turbulent au niveau du bord d'attaque.

Une particularité à souligner sur notre approche est que nous avons adapté une méthode de modélisation pli par pli des matériaux composites au cas spécifique de l'interaction fluide-structure. L'adaptation réalisée était en effet importante pour mailler précisément l'interface géométrique entre la structure et le milieu fluide afin modéliser correctement les interactions. Il est à noter que ce type de modélisation pli par pli était jusqu'à présent peu utilisé en interaction fluide-structure, en raison précisément de la difficulté à mailler précisément l'interface géométrique entre les deux milieux. Cependant, elle est particulièrement intéressante car elle permet de déterminer les contraintes et les déformations au sein de chaque pli, et offre donc la possibilité de comparer directement les résultats des calculs avec des mesures provenant de capteurs intégrés dans les plis du matériau composite pendant la fabrication, ce que nous avons pu mettre en œuvre dans cette thèse.

Cette méthode numérique de couplage fort fluide-structure a permis de retrouver les principaux résultats expérimentaux obtenus par [Zarruk14] pour des surfaces portantes en aluminium et en matériau composite respectivement, ce qui a servi de premier cas de validation avant la comparaison avec les résultats obtenus sur notre propre profil..

Afin de pousser plus loin l'étude des potentialités de la méthode de couplage fluide-structure mise en œuvre, et de contribuer à la compréhension physique des phénomènes de vibrations de profils compo-

---

4. *Computational Fluid Dynamics*

5. *Computational Solid Dynamics*

sites sous écoulement, nous avons ensuite développé une structure originale d'hydrofoil « d'étude » en matériau composite. Nous avons tout spécialement conçu cet hydrofoil pour simultanément s'approcher du comportement d'une pale d'hélice et exacerber fortement les effets d'interactions fluide-structure, ces derniers faisant l'objet de notre attention. Pour répondre à ces objectifs, les spécificités de cet hydrofoil en matériau composite sont : i) sa structure sandwich de plis unidirectionnels verre-epoxy, plus flexibles et plus déformables que les structures carbone-epoxy usuellement privilégiées dans le domaine maritime, ii) l'utilisation d'un drapage antisymétrique intrados/extrados qui autorise les effets de couplage flexion-torsion du matériau composite, et iii) un bord de fuite épaissi (et variable) qui permet d'assurer la fabrication des plis de matériau composite. Le bord de fuite épaissi favorise de plus fortement l'apparition de lâchers tourbillonnaires de Von Kármán dans le sillage. Nous avons de plus montré numériquement que l'épaisseur variable du bord de fuite est quant à elle à l'origine d'allées de Von Kármán composées de fréquences différentes de lâchers tourbillonnaires, ce qui génère une source d'excitation hydrodynamique multi-fréquentielle de la structure en matériau composite, et qui représente un élément supplémentaire d'intérêt d'études.

Du point de vue technologique, la fabrication du profil composite a ensuite été réalisée par l'intermédiaire d'un procédé innovant de RTM (*Resin Transfer Molding*) *one-shot* développé par Naval Group en collaboration avec l'entreprise LoireTech, ce qui permet la réalisation de la pièce en un seul tenant. Ce procédé de fabrication amélioré permet en effet, lorsqu'il est appliqué à la fabrication de pales d'hélice, de réduire les coûts de maintenance et les faiblesses structurelles de la pièce composite au niveau de la liaison pale-moyeu.

Une étude expérimentale très complète de cet hydrofoil en air et sous écoulement a été conduite dans le canal hydrodynamique de l'IRENav dans une configuration encastrée-libre. Cette étude a permis de montrer que cette structure permet l'obtention de résultats expérimentaux notables avec notamment des vrillages relatifs importants et des réponses dynamiques aux excitations hydrodynamiques très marquées : la flexibilité et le couplage flexion-torsion apportés par le composite augmentent fortement les effets d'interactions fluide-structures. En effet, les allées de Von Kármán turbulentes observées en écoulement cavitant, et identifiées sur les spectres de vibrations sous écoulement, interagissent fortement avec les modes propres de la structure, en allant en particulier jusqu'à une résonance des modes propres 2 et 3 bien marquée, alors que le nombre Reynolds est bas, ce qui ne provoquerait probablement pas de résonance pour une structure plus rigide. Nous observons de plus une réponse modale sur les déplacements instationnaires en extrémité lors du décrochage.

Tout cela est très notable au regard de la littérature, et est directement lié aux spécificités de notre hydrofoil mentionnées dans les paragraphes précédents. La configuration offerte par cet hydrofoil vient ainsi compléter l'offre de résultats expérimentaux disponibles pour des comparaisons numériques ou des études plus approfondies des phénomènes observés.

Une autre originalité importante à souligner de la structure réalisée est l'intégration *in situ*, dès la réalisation du profil, d'une fibre optique à capteurs distribués directement tissée dans les plis du matériau composite. Nous disposons ainsi de 1900 capteurs de déformations répartis sur 1.23 m de fibre optique à l'intérieur de la structure. Premièrement, cela nous a permis d'éprouver l'utilisation en milieu académique et industriel d'une méthode récente et à la pointe de l'art de mesures de déformations au sein des plis du matériau composite. Nous avons ainsi montré que le système de mesures des déformations par fibre optique est précis

sur la flexion, et plus instable sur la torsion, ce qui peut s'expliquer par le fait que la torsion présente des niveaux de déformation plus faibles, et donc des incertitudes plus élevées. Deuxièmement, cette technique permet d'obtenir des informations complémentaires sur le comportement de l'hydrofoil sans devoir détériorer l'état de surface et perturber l'écoulement. Cette technique novatrice qui a pu être mise en œuvre avec succès ouvre ainsi les portes à l'implémentation d'un contrôle santé *in situ* continu de structure composite en opération pour la détection de la délamination des plis par exemple, ou plus généralement de la détérioration de la structure.

Finalement, la confrontation entre les mesures expérimentales et les résultats des calculs numériques sur le profil portant en matériau composite que nous avons développé, montre, premièrement, que nous avons pu reproduire numériquement les trois régimes d'écoulement que nous avons observés expérimentalement autour du profil. Deuxièmement, la confrontation des mesures expérimentales avec les résultats des calculs fortement couplés montre que la méthode numérique de couplage fort fluide-structure que nous avons employée permet d'obtenir des résultats cohérents en termes d'ordre de grandeur et de tendances observées sur les déplacements statiques pour les régimes d'écoulement stationnaires, ainsi que des résultats prometteurs concernant les déplacements instationnaires pour les régimes d'écoulement dynamiques. Nous pouvons ainsi reproduire numériquement les fluctuations du déplacement en extrémité dues aux lâchers tourbillonnaires de Von Kármán pour l'incidence de  $0^\circ$ . Troisièmement, nous avons également obtenu une bonne corrélation essais / calculs sur les tendances des déformations, notamment en ce qui concerne la prédiction du saut de déformations aux lieux des lâchers de plis.





## PERSPECTIVES

\*\*\*

Pour clore ce manuscrit, nous pouvons énoncer quelques perspectives aux travaux réalisés.

Tout d'abord, la méthode numérique de couplage fluide-structure que nous avons mise en œuvre, qui associe une technique originale de modélisation du matériau composite à une modélisation fine des phénomènes dynamiques présents dans l'écoulement turbulent au travers d'un couplage numérique fort, constitue un enjeu important tant pour la recherche à venir, que pour les potentialités qu'elle représente pour les ingénieurs R&D et bureaux d'études, l'utilisation de codes commerciaux étant importants pour ces derniers. Parmi les évolutions intéressantes que nous pourrions citer, cette méthode pourrait permettre d'ouvrir la voie à l'intégration future de la méthode de couplage numérique fort fluide-structure dans une boucle d'optimisation portant à la fois sur les paramètres matériaux, tels que le drapage du matériau composite, et la géométrie de la structure, ce qui a peu été réalisé jusqu'à présent.

Outre le design de structures hydrofoils ou hélices composites, plusieurs domaines d'applications pourraient bénéficier des potentialités de la méthode de couplage numérique fort fluide-structure étudiée : comme il est possible de reproduire numériquement l'interaction entre les sources d'excitation fluide et les modes propres de la structure par l'intermédiaire de cette méthode, celle-ci peut être très utile pour aider à la compréhension des phénomènes de vibrations sous écoulement, puis pour rechercher les meilleures stratégies de contrôles de ces interactions. Parmi les champs applicatifs envisageables, nous pouvons citer par exemple, des techniques de contrôle passif avec des absorbeurs localisés, ou encore des techniques actives utilisant des dispositifs d'actionnement fonctionnant éventuellement en association avec des capteurs tels qu'une fibre optique *in-situ*. Ceci ouvrirait la voie aux structures marines intelligentes capables de s'adapter à l'écoulement éventuellement en temps réel pour améliorer la propulsion ou encore retarder l'apparition d'un décollement, d'instabilités vibratoires ou de cavitation. Les simulations permettraient de guider les choix de positionnement des capteurs et des actionneurs dans le matériau composite, et de tester les stratégies de contrôles.

Du côté expérimental, les mesures *in-situ* par fibres optiques par intégration dans les plis de composite représentent une voie très intéressante à approfondir, notamment en ce qui concerne l'exploitation de leur potentialités de mesures dynamiques, ou encore en exploitant leurs autres capacités de mesures, comme par exemple les mesures de pression et de température, données également fort intéressantes pour les domaines applicatifs ou l'obtention d'informations complémentaires pour les modélisations numériques.

Tous ces points convergent vers une amélioration des performances hydrodynamiques de structures marines plus respectueuses de l'environnement et plus discrètes, ce qui présente un intérêt opérationnel très fort pour les Marines et les industriels.



# BIBLIOGRAPHIE

\*\*\*

- [Andersen09] ANDERSEN, P. AND SPANGENBERG, E., 2009, Aspects of Propeller Developements for a Submarine, *First International Symposium on ...*, (June)
- [Ausoni07] AUSONI, P., FARHAT, M., ESCALER, X., EGUSQUIZA, E., AND AVELLAN, F., 2007, Cavitation Influence on Kármán Vortex Shedding and Induced Hydrofoil Vibrations, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 129(8) : pp. 966–973
- [Awad12] AWAD, Z.K., ARAVINTHAN, T., ZHUGE, Y., AND GONZALEZ, F., 2012, A review of optimization techniques used in the design of fibre composite structures for civil engineering applications, *Materials and Design*, vol. 33 (1) : pp. 534–544
- [Barrias16] BARRIAS, A., CASAS, J., AND VILLALBA, S., 2016, A Review of Distributed Optical Fiber Sensors for Civil Engineering Applications, *Sensors*, vol. 16 (5) : p. 748
- [Berthelot12] BERTHELOT, J.M., 2012, *Matériaux composites : comportement mécanique et analyse des structures*, Lavoisier, Paris, 5th ed.
- [Blasques10] BLASQUES, J.P., BERGGREEN, C., AND ANDERSEN, P., 2010, Hydro-elastic analysis and optimization of a composite marine propeller, *Marine Structures*, vol. 23 (1) : pp. 22–38
- [Brennen13] BRENNEN, C.E., 2013, *Cavitation and Bubble Dynamics*, vol. 9, Cambridge University Press
- [Brockett96] BROCKETT, T., 1996, Minimum Pressure Enveloppes for Modified NACA-66 Sections with NACA A = 0.8 Camber and Buships type 1 and type 2 Sections., Tech. rep., DTIC Document
- [Carlton07] CARLTON, J., 2007, *Marine Propellers and Propulsion*, Elsevier, 2nd ed.
- [Chalaye02] CHALAYE, H., 2002, *Les matériaux composites : dynamisme et innovation*
- [Chen06] CHEN, B., NEELY, S., MICHAEL, T., GOWING, S., SZWERC, R., BUCHLER, D., AND SCHULT, R., 2006, Design, fabrication and testing of pitch adapting (flexible) composite propellers, in *The SNAME Propellers/Shafting Symposium*, pp. vol 6, pp 12–13
- [Chen15] CHEN, X., DIEZ, M., KANDASAMY, M., ZHANG, Z., CAMPANA, E.F., AND STERN, F., 2015, High-fidelity global optimization of shape design by dimensionality reduction, metamodels and deterministic particle swarm, *Engineering Optimization*, vol. 47 (4) : pp. 473–494
- [Collectif14] COLLECTIF, 2014, Third Greenhouse Gaz Study, Tech. rep., International Maritime Organisation (IMO)
- [Collectif16] COLLECTIF, 2016, *L'atlas économique de la mer 2016*
- [De Goeij99] DE GOEIJ, W.C., VAN TOOREN, M.J., AND BEUKERS, A., 1999, Implementation of bending-torsion coupling in the design of a wind-turbine rotor-blade, *Applied Energy*, vol. 63 (3) : pp. 191–207

- [De Langre02] DE LANGRE, E., 2002, *Fluides et solides*, Palaiseau : Editions de l'Ecole Polytechnique, 1st ed.
- [Ducoin08] DUCOIN, A., 2008, *Etude expérimentale et numérique du chargement hydrodynamique des corps portants en régime transitoire avec prise en compte du couplage fluide structure*, Ph.D. thesis, Institut de Recherche de l'Ecole Navale
- [Ducoin12] DUCOIN, A., ANDRÉ ASTOLFI, J., AND SIGRIST, J.F., 2012, An experimental analysis of fluid structure interaction on a flexible hydrofoil in various flow regimes including cavitating flow, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, vol. 36 : pp. 63–74
- [Farhat00] FARHAT, C. AND LESOINNE, M., 2000, Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional nonlinear transient aeroelastic problems, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 182 (3-4) : pp. 499–515
- [Felippa80] FELIPPA, C.A. AND PARK, K.C., 1980, Staggered Transient Analysis Procedures for Coupled Mechanical Systems : Formulation, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 24 (0) : pp. 61–111
- [Felippa83] FELIPPA, C.A., PARK, K.C., AND FARHAT, C., 1983, Partitioned Analysis of Coupled Systems, *Computational Methods for Transient Analysis*, vol. 190 (March) : pp. 158–219
- [Felippa88] FELIPPA, C.A. AND GEERS, T.L., 1988, Partitioned Analysis for Coupled Mechanical Systems, *Engineering Computations*, vol. 5 : pp. 123–133
- [Ferziger02] FERZIGER, J.H. AND PERIC, M., 2002, *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer, 3rd ed.
- [Garg16] GARG, N., KENWAY, G.K.W., MARTINS, J.R.R.A., AND YOUNG, Y.L., 2016, High-fidelity Hydrostructural Optimization of a 3-D Hydrofoil, in *International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, pp. 1–43
- [Gaugain13] GAUGAIN, F., 2013, *Analyse expérimentale et simulations numériques de l'interaction fluide-structure d'un hydrofoil élastique en écoulements subcavitant et cavitant*, Ph.D. thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers
- [Gay05] GAY, D., 2005, *Matériaux composites*, Hermès, Paris, 5th ed.
- [Giovannetti16] GIOVANNETTI, L.M., BANKS, J., BOYD, S., AND TURNOCK, S., 2016, Developing tools for assessing the fluid-structure interaction of passive adaptive composite foils, in *6th International Conference on Structural Engineering, Mechanics and Computations, South Africa*, South Africa
- [Gowing98] GOWING, S., COFFIN, P., AND DAI, C., 1998, Hydrofoil cavitation improvements with elastically coupled composite materials, in *25th American Towing Tank Conference*, Iowa City, USA
- [Güemes10] GÜEMES, A., FERNÁNDEZ-LÓPEZ, A., AND SOLLER, B., 2010, Optical Fiber Distributed Sensing - Physical Principles and Applications, *Structural Health Monitoring : An International Journal*, vol. 9 (3) : pp. 233–245
- [Guo11] GUO, H., XIAO, G., MRAD, N., AND YAO, J., 2011, Fiber optic sensors for structural health monitoring of air platforms, *Sensors*, vol. 11 (4) : pp. 3687–3705

- [He12] HE, X.D., HONG, Y., AND WANG, R.G., 2012, Hydroelastic optimisation of a composite marine propeller in a non-uniform wake, *Ocean Engineering*, vol. 39 : pp. 14–23
- [Herath14] HERATH, M.T., NATARAJAN, S., PRUSTY, B.G., AND ST. JOHN, N., 2014, Smoothed finite element and genetic algorithm based optimization for shape adaptive composite marine propellers, *Composite Structures*, vol. 109 (1) : pp. 189–197
- [Herath15] HERATH, M.T., NATARAJAN, S., PRUSTY, B.G., AND JOHN, N.S., 2015, Isogeometric analysis and genetic algorithm for shape-adaptive composite marine propellers, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 284 : pp. 835–860
- [Hong11] HONG, Y., HE, X.D., WANG, R.G., LI, Y.B., ZHANG, J.Z., ZHANG, H.M., AND GAO, X., 2011, Dynamic Responses of Composite Marine Propeller in Spatially Wake, *Polymers and Polymer Composites*, vol. 19 : pp. 405–412
- [Hubner04] HUBNER, B., WALHORN, E., AND D. DINKLER, 2004, A monolithic approach to fluid-structure interaction using space-time finite elements., *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 193 : pp. 2087–2104
- [Huvelin08] HUVELIN, F., 2008, *Couplage de codes en interaction fluide-structure et applications aux instabilités fluide-élastiques*, Ph.D. thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille
- [Idelsohn06] IDELSOHN, S. AND ONATE, E., 2006, To mesh or not to mesh, that is the question,..., *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 195 : pp. 4681–4696
- [Imbert91] IMBERT, J.F., 1991, *Analyse des structures par éléments finis*, Cepaduès-Éditions, 3rd ed.
- [ITTC05] ITTC, 2005, Final report and recommendations to the 24th ITTC by the Propulsion Committee, *Proceedings of the 24th ITTC, Edinburgh, United Kingdom*, vol. I : pp. 73–136
- [Kassiotis09] KASSIOTIS, C., 2009, *Non-linear fluid-structure interaction : A partitioned approach and its application through component technology*, Ph.D. thesis, Université Paris-Est
- [Kowalczyk16] KOWALCZYK, S. AND FELICJANCIK, J., 2016, Numerical and experimental propeller noise investigations, *Ocean Engineering*, vol. 120 : pp. 108–115
- [Lee04] LEE, Y.J. AND LIN, C.C., 2004, Optimized design of composite propeller, *Mechanics of Advanced Materials and Structures*, vol. 11 (1) : pp. 17–30
- [Lee15] LEE, H., SONG, M.C., SUH, J.C., CHA, M.C., AND CHANG, B.J., 2015, A Numerical Study on the Hydro-Elastic Behavior of Composite Marine Propeller, in *Fourth International Symposium on Marine Propulsors smp'15, Austin, Texas, USA, June 2015*
- [Leroux05] LEROUX, J.B., COUTIER-DELGOSHA, O., AND ASTOLFI, J.A., 2005, A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil, *Physics of Fluids*, vol. 17 (5) : pp. 1–20
- [Lin91] LIN, G.F., 1991, Comparative Stress/Deflection Analyses of a Thick-Sell Composite Propeller Blade, Tech. Rep. December
- [Lin96] LIN, H.J. AND LIN, J.J., 1996, Nonlinear hydroelastic behavior of propellers using a finite-element method and lifting surface theory, *Journal of Marine Science and Technology*, vol. 1 (2) : pp. 114–124

- [Lin97] LIN, H. AND LIN, J., 1997, Effect of stacking sequence on the hydroelastic behavior of composite propeller blades., in *Eleventh International Conference on Composite Materials, Australian Composite Structures Society*, Gold Coast, Australia
- [Lin04] LIN, C.C. AND LEE, Y.J., 2004, Stacking sequence optimization of laminated composite structures using genetic algorithm with local improvement, *Composite Structures*, vol. 63 (3-4) : pp. 339–345
- [Lin05] LIN, H.J., LIN, J.J., AND CHUANG, T.J., 2005, Strength Evaluation of a Composite Marine Propeller Blade, *Journal of Reinforced Plastics and Composites*, vol. 24 (17) : pp. 1791–1807
- [Lin09] LIN, C.C., LEE, Y.J., AND HUNG, C.S., 2009, Optimization and experiment of composite marine propellers, *Composite Structures*, vol. 89 (2) : pp. 206–215
- [Liu07] LIU, Z. AND YOUNG, Y., 2007, Utilization of deformation coupling in self-twisting composite propellers, in *ICCM International Conferences on Composite Materials*
- [Liu09] LIU, Z. AND YOUNG, Y.L., 2009, Utilization of bend-twist coupling for performance enhancement of composite marine propellers, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 25 (6) : pp. 1102–1116
- [Maljaars15] MALJAARS, P.J. AND KAMINSKI, M.L., 2015, Hydro-elastic Analysis of Flexible Propellers : An Overview, *Fourth International Symposium on Marine Propulsors*, (June)
- [Maljaars17] MALJAARS, P.J., KAMINSKI, M.L., AND DEN BESTEN, J.H., 2017, Finite element modelling and model updating of small scale composite propellers, *Composite Structures*, vol. 176 : pp. 154–163
- [Matthies06] MATTHIES, H., NIEKAMP, R., AND STEINDORE, J., 2006, Algorithms for strong coupling procedures, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 195 : pp. 2028–2049
- [Mishima96] MISHIMA, S. AND SPYROS, A.K., 1996, A Numerical Optimization Technique applied to the Design of Two-dimensional Cavitating Hydrofoil sections., *Journal of Ship Research*, vol. 40 (1) : pp. 28–38
- [Motley09] MOTLEY, M.R., LIU, Z., AND YOUNG, Y.L., 2009, Utilizing fluid-structure interactions to improve energy efficiency of composite marine propellers in spatially varying wake, *Composite Structures*, vol. 90 (3) : pp. 304–313
- [Motley11] MOTLEY, M.R. AND YOUNG, Y.L., 2011, Performance-based design and analysis of flexible composite propulsors, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 27 (8) : pp. 1310–1325
- [Motley12] MOTLEY, M.R., NELSON, M., AND YOUNG, Y.L., 2012, Integrated probabilistic design of marine propulsors to minimize lifetime fuel consumption, *Ocean Engineering*, vol. 45 : pp. 1–8
- [Mouritz01] MOURITZ, A.P., GELLERT, E., BURCHILL, P., AND CHALLIS, K., 2001, Review of advanced composite structures for naval ships and submarines, *Composite Structures*, vol. 53 (1) : pp. 21–24
- [Mulcahy10] MULCAHY, N.L., PRUSTY, B.G., AND GARDINER, C.P., 2010, Hydroelastic tailoring of flexible composite propellers, *Ships and Offshore Structures*, vol. 5 (4) : pp. 359–370

- [Mullaert15] MULLAERT, J., 2015, *Numerical methods for incompressible fluid-structure interaction*, Ph.D. thesis, Pierre et Marie Curie - Paris VI
- [Murray15] MURRAY, R.E., DOMAN, D.A., AND PEGG, M.J., 2015, Finite element modeling and effects of material uncertainties in a composite laminate with bend–twist coupling, *Composite Structures*, vol. 121 : pp. 362–376
- [Nicholls-Lee09] NICHOLLS-LEE, R., BOYD, S.W., AND TURNOCK, S.R., 2009, Development of high performance composite bend-twist coupled blades for a horizontal axis tidal turbine, in *17th International Conference on Composite Materials*
- [Ortolland10] ORTOLLAND, D. AND PIRAT, J.P., 2010, *Atlas géopolitique des espaces maritimes - Frontières, énergie, transports, piraterie, pêche et environnement*, technip ed.
- [Park80a] PARK, K.C., 1980, Partitioned Transient Analysis Procedures for Coupled-field Problems : Stability Analysis, *Journal of Applied Mechanics*, vol. 47 : pp. 370–376
- [Park80b] PARK, K.C. AND FELIPPA, C.A., 1980, Partitioned Transient Analysis Procedures for Coupled-field Problems : Accuracy Analysis, *Journal of Applied Mechanics*, vol. 47 : pp. 919–926
- [Park16] PARK, C., KIM, G.D., PARK, Y.H., LEE, K., AND SEONG, W., 2016, Noise localization method for model tests in a large cavitation tunnel using a hydrophone array, *Remote Sensing*, vol. 8 (3) : pp. 12–17
- [Piperno95] PIPERNO, S., FARHAT, C., AND LARROUTUROU, B., 1995, Partitioned procedures for the transient solution of coupled aeroelastic problems-Part I : Model problem, theory and two-dimensional application, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 124 (93) : pp. 79–112
- [Piperno00] PIPERNO, S. AND FARHAT, C., 2000, Design of efficient partitioned procedures for the transient solution of aeroelastic problems, *Revue Européenne des Éléments Finis*, vol. 9 (655-680)
- [Piperno01] PIPERNO, S. AND FARHAT, C., 2001, Partitioned procedures for the transient solution of coupled aeroelastic problems-Part II : Energy transfer analysis and three-dimensional applications, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 124 : pp. 79–112
- [Plucinski07] PLUCINSKI, M., YOUNG, Y., AND LIU, Z., 2007, Optimization of a self-twisting composite marine propeller using genetic algorithms, in *ICCM International Conferences on Composite Materials*, pp. 1–8
- [Pope00] POPE, S.B., 2000, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, Cornell University
- [Reddy03] REDDY, J., 2003, *Mechanics of Laminated Composite Plates and Shells : Theory and Analysis*, 2nd ed.
- [Schlichting00] SCHLICHTING, H., GERSTEN, K., AND GERSTEN, K., 2000, *Boundary-layer theory*, Springer Science & Business Media
- [Sigrist11] SIGRIST, J.F., 2011, *Interaction fluide-structure. Analyse vibratoire par éléments finis.*, Ellipses
- [Sigrist16] SIGRIST, J.F., 2016, Méthodes numériques de calculs couplés fluide/structure - Cas du fluide s'écoulant : introduction, *Techniques De L'Ingenieur*, (BM5201 V1)

- [Souli00] SOULI, M., OUAHSINE, A., AND LEWIN, L., 2000, ALE formulation for fluid-structure interaction problems, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 190 (5-7) : pp. 659–675
- [Souli13] SOULI, M. AND BENSON, D.J., 2013, *Arbitrary Lagrangian- Eulerian and Fluid – Structure Interaction*, ISTE Ltd et Wiley
- [Subhas12] SUBHAS, S., SAJI, V., RAMAKRISHNA, S., AND DAS, H., 2012, CFD Analysis of a Propeller Flow and Cavitation, *International Journal of Computer Applications*, vol. 55 (16) : pp. 26–33
- [Veron16] VERON, E., 2016, *Calcul numérique des grandes déformations de structures minces en contact avec des fluides lourds*, Ph.D. thesis, Université de Nantes, sous le sceau de l'Université Bretagne Loire
- [Versteeg07] VERSTEEG, H. AND MALALASEKERA, W., 2007, *An Introduction to Computational Fluid Dynamics : The Finite Volume Method*, Pearson - Prentice Hall, 2nd ed.
- [Vesting15] VESTING, F., 2015, *Marine Propeller Optimisation - Strategy and Algorithm Development*, Ph.D. thesis, Chalmers University of Technology
- [Wang07] WANG, G. AND OSTOJA-STARZEWSKI, M., 2007, Large eddy simulation of a sheet/cloud cavitation on a NACA0015 hydrofoil, *Applied Mathematical Modelling*, vol. 31 (3) : pp. 417–447
- [Young07] YOUNG, Y.L., 2007, Time-dependent hydroelastic analysis of cavitating propulsors, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 23 (2) : pp. 269–295
- [Young08] YOUNG, Y.L., 2008, Fluid-structure interaction analysis of flexible composite marine propellers, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 24 (6) : pp. 799–818
- [Young10] YOUNG, Y.L., BAKER, J.W., AND MOTLEY, M.R., 2010, Reliability-based design and optimization of adaptive marine structures, *Composite Structures*, vol. 92 (2) : pp. 244–253
- [Young16] YOUNG, Y.L., MOTLEY, M.R., BARBER, R., CHAE, E.J., AND GARG, N., 2016, Adaptive Composite Marine Propulsors and Turbines : Progress and Challenges, *Applied Mechanics Reviews*, vol. 68 (6) : pp. 2–34
- [Yvin14] YVIN, C., 2014, *Interaction fluide-structure pour des configurations multi-corps. Applications aux liaisons complexes, lois de commande d'actionneur et systèmes souples dans le domaine maritime.*, Ph.D. thesis, Ecole Centrale de Nantes et Université Nantes Angers Le Mans
- [Zarruk14] ZARRUK, G.A., BRANDNER, P.A., PEARCE, B.W., AND PHILLIPS, A.W., 2014, Experimental study of the steady fluid-structure interaction of flexible hydrofoils, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 51 : pp. 326–343
- [Zhang18] ZHANG, H., WU, Q., LI, Y., HUANG, B., AND WANG, G., 2018, Numerical investigation of the deformation characteristics of a composite hydrofoil with different ply angles, *Ocean Engineering*, vol. 163 (December 2017) : pp. 348–357
- [Zobeiri12] ZOBEIRI, A., 2012, *Effect of Hydrofoil Trailing Edge Geometry on the Wake Dynamics*, Ph.D. thesis, EPFL (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne)



- [Zou17] ZOU, D., ZHANG, J., TA, N., AND RAO, Z., 2017, The hydroelastic analysis of marine propellers with consideration of the effect of the shaft, *Ocean Engineering*, vol. 131 (September 2016) : pp. 95–106



## ANNEXES

\*\*\*

### Annexe A. Equations de fermeture du modèle de turbulence.

Les relations ci-dessous constituent les équations de fermeture du modèle de turbulence  $k - \omega - SST$  utilisées dans le logiciel Starccm+. Elles sont écrites dans leur forme simplifiée pour un fluide incompressible. Le modèle de turbulence  $k - \omega - SST$  est décrit au paragraphe III.1.4.1.

#### Fonctions de fermeture

$$\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2} \quad (VI.3)$$

$$\sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega2} \quad (VI.4)$$

$$\alpha^* = F_1 \alpha_1^* + (1 - F_1) \alpha_2^* \quad (VI.5)$$

$$\beta^* = F_1 \beta_1^* + (1 - F_1) \beta_2^* \quad (VI.6)$$

$$\beta = F_1 \beta_1 + (1 - F_1) \beta_2 \quad (VI.7)$$

$$\Gamma = F_1 \Gamma_1 + (1 - F_1) \Gamma_2 \quad (VI.8)$$

$$\Gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \sigma_{\omega1} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (VI.9)$$

$$\Gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \sigma_{\omega2} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \quad (VI.10)$$

$$F_1 = \tanh\left(\left[\min\left(\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right), \frac{2k}{y^2 CD_{k\omega}}\right)\right]^4\right) \quad (VI.11)$$

$$CD_{k\omega} = \max\left(\frac{1}{\omega} \nabla k \cdot \nabla \omega, 10^{-20}\right) \quad (VI.12)$$

**Coefficients du modèle**

$$\sigma_{k1} = 0.85 \quad (\text{VI.13})$$

$$\sigma_{k2} = 1 \quad (\text{VI.14})$$

$$\sigma_{\omega1} = 0.5 \quad (\text{VI.15})$$

$$\sigma_{\omega2} = 0.856 \quad (\text{VI.16})$$

$$\alpha_1^* = \alpha_2^* = 1 \quad (\text{VI.17})$$

$$\beta_1^* = \beta_2^* = 0.09 \quad (\text{VI.18})$$

$$\beta_1 = 0.075 \quad (\text{VI.19})$$

$$\beta_2 = 0.0828 \quad (\text{VI.20})$$

$$\kappa = 0.41 \quad (\text{VI.21})$$

$$a_1 = 0.31 \quad (\text{VI.22})$$

$$C_T = 0.6 \quad (\text{VI.23})$$

## Annexe B. Equations de fermeture du modèle de transition.

Les relations ci-dessous constituent les équations de fermeture du modèle de turbulence  $\gamma - Re_\theta$  utilisées dans le logiciel Starccm+. Elles sont écrites dans leur forme simplifiée pour un fluide incompressible. Le modèle de turbulence  $\gamma - Re_\theta$  est décrit au paragraphe III.1.4.2.

$$\overline{\overline{W}} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{v} - \nabla^t \mathbf{v}) \quad (\text{VI.24})$$

$$W = |\overline{\overline{W}}| = 2\sqrt{\overline{\overline{W}} : \overline{\overline{W}}} \quad (\text{VI.25})$$

### Fonctions de fermeture

$$\gamma' = \min\left[\max(\gamma_{\text{trans}}, 0.1), 1\right] \quad (\text{VI.26})$$

$$\gamma_{\text{trans}} = \max(\gamma, \gamma_{\text{sep}}) \quad (\text{VI.27})$$

$$\gamma_{\text{sep}} = \min\left[S_1 \max\left(0, \frac{Re_v}{3.235 Re_{\theta c}} - 1\right) F_{\text{reattach}}, 2\right] F_{\theta t} \quad (\text{VI.28})$$

$$F_{\text{on}}^{\text{lim}} = \min\left[\max\left(\frac{Re_v}{2.2 \times 1100} - 1, 0\right), 3\right] \quad (\text{VI.29})$$

$$F_{\text{reattach}} = \exp\left[-\left(\frac{Re_t}{15}\right)^4\right] \quad (\text{VI.30})$$

$$F_{\text{onset}} = \max(F_{\text{onset2}} - F_{\text{onset3}}, 0) \quad (\text{VI.31})$$

$$F_{\text{onset1}} = \frac{Re_v}{2.193 Re_{\theta c}} \quad (\text{VI.32})$$

$$F_{\text{onset2}} = \min\left[\max(F_{\text{onset1}}^4, F_{\text{onset1}}), 2\right] \quad (\text{VI.33})$$

$$F_{\text{onset3}} = \max\left[1 - \left(\frac{Re_t}{2.5}\right)^3, 0\right] \quad (\text{VI.34})$$

$$F_{\text{turb}} = \exp\left[-\left(\frac{Re_t}{4}\right)^4\right] \quad (\text{VI.35})$$

$$F_{\theta t} = \min\left[\max\left[F_{\text{wake}} \exp\left(-\left(\frac{\rho |\overline{\overline{W}}|^2}{375 W \mu Re_{\theta t}}\right)^4\right), 1 - \left(\frac{C_{e2} \gamma - 1}{C_{e2}}\right)^2\right], 1\right] \quad (\text{VI.36})$$

$$F_{\text{wake}} = \exp\left(-\left(\frac{Re_\omega}{10^5}\right)^2\right) \quad (\text{VI.37})$$

$$t = \frac{500 \mu}{\rho |\overline{\overline{W}}|^2} \quad (\text{VI.38})$$

**Nombres sans dimension**

$$Re_{\theta_c} = \min \left[ 0.615 \overline{Re_{\theta_t}} + 61.5, \overline{Re_{\theta_t}} \right] \quad (\text{VI.39})$$

$$Re_v = \frac{y^2 D}{\nu} \quad (\text{VI.40})$$

$$Re_\omega = \frac{\rho \omega y^2}{\mu} \quad (\text{VI.41})$$

$$Re_t = \frac{k^2}{\nu \epsilon} \quad (\text{VI.42})$$

**Coefficients du modèle**

$$S_1 = 2 \quad (\text{VI.43})$$

$$\sigma_f = 1 \quad (\text{VI.44})$$

$$\sigma_{\theta_t} = 2 \quad (\text{VI.45})$$

$$C_{a1} = 2 \quad (\text{VI.46})$$

$$C_{e1} = 1 \quad (\text{VI.47})$$

$$C_{a2} = 0.06 \quad (\text{VI.48})$$

$$C_{e2} = 50 \quad (\text{VI.49})$$

$$C_{\theta_t} = 0.03 \quad (\text{VI.50})$$

## Annexe C. Méthode des volumes finis.

Cette annexe donne les détails de la méthode des volumes finis qui est utilisée pour discrétiser en espace les équations du problème fluide. Cette annexe vient donc en complément du paragraphe III.2.

La méthode de discrétisation spatiale employée est la méthode dite « des Volumes Finis », qui est une méthode physique reposant sur l'évaluation des flux au travers d'un volume élémentaire de l'espace fluide, appelé « volume de contrôle ». Le principe est donc de diviser l'espace fluide  $\Omega_f$  en un nombre fini de volumes de contrôle  $\Omega_i$ , dont l'union constitue l'intégralité de l'espace (VI.51), et d'intersection vide (VI.52)<sup>6</sup>.

$$\Omega_f = \cap_i^N \Omega_i \quad (\text{VI.51})$$

$$\forall i \neq j, \Omega_i \cap \Omega_j = \emptyset \quad (\text{VI.52})$$

La Figure VI.37 présente un exemple de volume de contrôle, appelé  $CV_0$ , de volume  $\Omega_0$  et de centre  $P_0$ . La position du centre  $P_0$  est repérée par rapport au repère absolu par le vecteur coordonnées  $\mathbf{s}_0$ . Les maillages utilisés dans la thèse sont de type polyédrique. Aussi, afin d'illustrer la méthode de discrétisation par volumes finis, nous considérerons que le volume de contrôle  $CV_0$  dispose de  $N$  faces, et nous prendrons l'exemple particulier de la face  $f$ , de surface  $S_f$ , de vecteur normal  $\mathbf{n}_f$  et de centre  $F$ . Cette face est commune à un volume de contrôle voisin de  $CV_0$ , appelé  $CV_1$ .

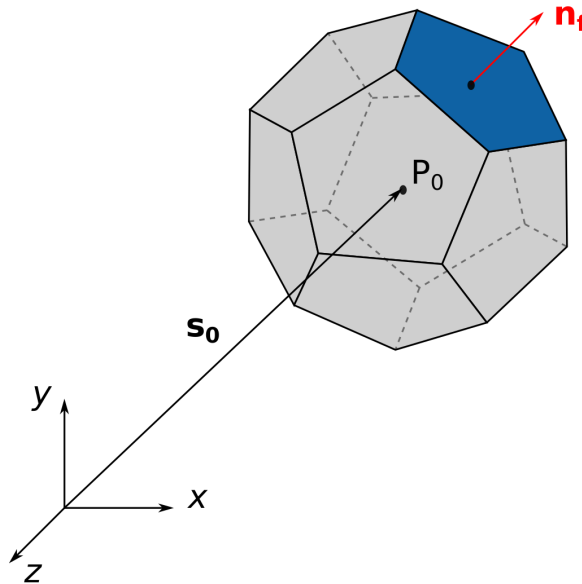


FIGURE VI.37 – Illustration d'un volume de contrôle 3D et notations associées.

Le code de calcul Starccm+ utilise une méthode dite de « collocation », *i.e* que l'intégralité des inconnues (pression, vitesse, quantités turbulentes et de transition) est située aux centres de chacun des volumes de contrôle. Chacune des équations est ensuite discrétisée puis résolue sur un volume de contrôle : il y a donc

6. La contrainte d'intersection vide ne permet pas de considérer les maillages particuliers de type chimères, hors cadre de la thèse.

autant d'inconnues et d'équations que de volumes de contrôles, le problème est par conséquent bien posé par construction. La discrétisation des équations du problème par la méthode des volumes finis se fait en utilisant deux techniques différentes pour, d'une part, les équations de transport scalaires et, d'autre part, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

Les équations de transport scalaires (III.45) à (III.47) peuvent toutes s'écrire sous la forme générique d'une équation de transport (VI.53). Le traitement des intégrales volumiques et surfaciques est présenté dans la suite de ce paragraphe.

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho \Phi d\Omega}_{\text{Terme instationnaire}} + \underbrace{\int_S \rho \Phi \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS}_{\text{Terme de convection}} = \underbrace{\int_S \Gamma \nabla \Phi \cdot \mathbf{n} dS}_{\text{Terme de diffusion}} + \underbrace{\int_{\Omega} q_{\Phi} d\Omega}_{\text{Terme de production}} \quad (\text{VI.53})$$

Les équations de conservation de la masse (III.42) et de la quantité de mouvement (III.43) nécessitent en revanche un traitement particulier car elles ne peuvent pas s'écrire sous la forme générique d'une équation de transport (VI.53) et sont de plus des équations vectorielles. On écrit ainsi une équation par composante spatiale  $i$  des vecteurs impliqués. La projection de (III.43) sur la composante  $i$ , suivie du passage à l'écriture intégrale s'écrit (VI.54). L'application du théorème de Green-Ostrogradski donne (VI.55). Enfin, les intégrales volumiques et surfaciques sont traitées de même que pour les équations de transport scalaires, ce qui permet d'obtenir l'équation semi discrète (VI.56) pour la conservation de la quantité de mouvement sur sa composante  $i$  pour le volume de contrôle  $CV_0$ . Le terme de convection et le terme visqueux peuvent également être discrétisés comme les termes de convection et de diffusion présents dans les équations de transport scalaires, mais il existe un terme de pression supplémentaire qui est pris en compte au niveau des faces grâce à l'expression (VI.57), dans laquelle  $\bar{a}_0$  et  $\bar{a}_1$  sont les coefficients moyens de la quantité de mouvement dans le volume de contrôle considéré. Les pressions  $p_{f,0}$  et  $p_{f,1}$  sont par ailleurs reconstruites à partir de l'interpolation  $\Phi_{f,1} = \Phi_1 + (\mathbf{s}_f - \mathbf{s}_1) \cdot (\nabla \Phi)_{r,1}$ .

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \bar{v}_i d\Omega + \int_{\Omega} \nabla \cdot (\rho \bar{v}_i \bar{\mathbf{v}} d\Omega) = - \int_{\Omega} \nabla \cdot (\rho \mathbf{i}_i) d\Omega + \int_{\Omega} \nabla \cdot (\mu \mathbf{d}_i + \tau_{\mathbf{f}_i}) d\Omega \quad (\text{VI.54})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho \bar{v}_i d\Omega + \int_S (\rho \bar{v}_i \bar{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n}) dS = - \int_S \rho \mathbf{i}_i \cdot \mathbf{n} dS + \int_S (\mu \mathbf{d}_i + \tau_{\mathbf{f}_i}) \cdot \mathbf{n} dS \quad (\text{VI.55})$$

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{v}_{i,0} \Omega_0)}_{\text{Terme instationnaire}} + \underbrace{\sum_{f=1}^N (\rho \bar{v}_i \bar{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n})_f S_f}_{\text{Terme de convection}} = - \underbrace{\sum_{f=1}^N (\rho \mathbf{i}_i \cdot \mathbf{n})_f S_f}_{\text{Terme de pression}} + \underbrace{\sum_{f=1}^N ((\mu \mathbf{d}_i + \tau_{\mathbf{f}_i}) \cdot \mathbf{n})_f S_f}_{\text{Terme visqueux}} \quad (\text{VI.56})$$

$$p_f = \frac{\bar{a}_0 p_{f,0} + \bar{a}_1 p_{f,1}}{\bar{a}_0 + \bar{a}_1} \quad (\text{VI.57})$$

### C.1. Traitement des intégrales.



C.1.1. *Intégrales volumiques.*

L'intégrale volumique sur l'intégrande  $\varphi$  pour le volume de contrôle  $CV_0$  est approximée par le produit de la valeur moyenne  $\overline{\varphi_0}$  de  $\varphi$  sur  $CV_0$  et du volume  $\Omega_0$ . La valeur moyenne étant inconnue, elle est elle-même approximée par la valeur de l'intégrand au centre  $P_0$  du volume de contrôle, selon (VI.58). Il s'agit d'une approximation au deuxième ordre ([Ferziger02]).

$$\int_{\Omega_0} \varphi d\Omega = \varphi_{P_0} \Omega_0 \quad (\text{VI.58})$$

C.1.2. *Intégrales surfaciques.*

L'intégrale de surface globale sur l'intégrand  $\varphi$  pour le volume de contrôle  $CV_0$  est la somme des flux au travers de ses  $N$  surfaces, exprimée par (VI.59). Cependant, la valeur de l'intégrand  $\varphi_f$  n'est pas connue, car les points de calculs sont situés au centre des volumes de contrôle, et non sur les faces. Il est donc nécessaire de reconstruire la valeur sur les faces à partir de la valeur au centre des volumes de contrôle, ce qui est réalisé par une approximation en deux étapes :

1. la première étape consiste à reconstruire la valeur de l'intégrand sur la face à partir de sa valeur au centre  $F$  et de sa surface  $S_f$ , selon (VI.60). Il s'agit de la règle dite du « point milieu », qui a une précision du deuxième ordre ([Ferziger02]) ;
2. la deuxième étape consiste à reconstruire la valeur au centre de la face à partir de celle au centre du volume de contrôle, qui est connue. Cette étape diffère entre le terme de convection et celui de diffusion, elle est donc traitée séparément ci-dessous.

$$\int_{S_0} \varphi dS = \sum_{f=1}^N \int_{S_f} \varphi_f dS \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \varphi_f = (\rho \Phi \mathbf{V} \cdot \mathbf{n})_f \\ \varphi_f = (\Gamma \nabla \Phi \mathbf{V} \cdot \mathbf{n})_f \end{cases} \quad (\text{VI.59})$$

$$\int_{S_f} \varphi_f dS = \varphi_F S_f \quad (\text{VI.60})$$

a. Traitement du terme de convection.

Le terme de convection  $(\rho \Phi \mathbf{V} \cdot \mathbf{n})_f S_f$  sur la face  $f$  peut être ré-écrit sous la forme d'un débit massique surfacique  $\dot{m}_f \Phi_f$  qui est ensuite discrétisé à l'aide d'un schéma d'ordre deux (*upwind second order*), selon (VI.61).

$$\dot{m}_f \Phi_f = \begin{cases} \dot{m}_f \Phi_{f,0} & \text{si } \dot{m}_f > 0 \\ \dot{m}_f \Phi_{f,1} & \text{si } \dot{m}_f < 0 \end{cases} \quad (\text{VI.61})$$

Les termes  $\Phi_{f,0}$  et  $\Phi_{f,1}$  sur la face  $f$  sont interpolés linéairement par rapport à leurs valeurs connues aux centres des volumes de contrôle  $CV_0$  et  $CV_1$  de part et d'autre de la face. Les expressions utilisées pour cela sont (VI.62) et (VI.63).

$$\Phi_{f,0} = \Phi_0 + (\mathbf{s}_f - \mathbf{s}_0) \cdot (\nabla \Phi)_{r,0} \quad (\text{VI.62})$$

$$\Phi_{f,1} = \Phi_1 + (\mathbf{s}_f - \mathbf{s}_1) \cdot (\nabla \Phi)_{r,1} \quad (\text{VI.63})$$

Il est nécessaire à ce stade d'évaluer les opérateurs gradients reconstruits aux faces  $(\nabla \Phi)_{r,0}$  et  $(\nabla \Phi)_{r,1}$ , ce qui est abordé après l'introduction du traitement du terme de diffusion.

### b. Traitement du terme de diffusion.

Le terme de diffusion est discrétisé sur les faces du volume de contrôle selon  $D_f = (\Gamma \nabla \Phi \cdot \mathbf{n})_f S_f$ , où  $(\Gamma)_f$  est approximé par  $\Gamma_f$  qui est le coefficient de diffusion de la face  $f$  (moyenne harmonique). L'opérateur gradient sur la face est discrétisé au deuxième ordre par l'équation (VI.64), qui fait intervenir les vecteurs  $\alpha$  et  $(\mathbf{s}_0 - \mathbf{s}_1)$ . Ces deux vecteurs sont particulièrement importants, car ils permettent de définir un critère de qualité du maillage : l'angle entre  $\alpha$  et  $(\mathbf{s}_0 - \mathbf{s}_1)$  doit être inférieur à  $90^\circ$ , ce qui est appelé « critère de *skewness* ». La discrétisation du terme de diffusion fait donc également appel à la discrétisation de l'opérateur gradient, pour évaluer le premier et le troisième terme de (VI.64), qui représentent les contributions transverses de la diffusion (*cross-diffusion contributions*), et sont nécessaires pour assurer la précision du calcul sur des maillages non orthogonaux.

$$\Phi_f = (\Phi_1 - \Phi_0) \alpha + \overline{\nabla \Phi} - [\overline{\nabla \Phi} \cdot (\mathbf{s}_0 - \mathbf{s}_1)] \alpha \quad (\text{VI.64})$$

$$\alpha = \frac{\mathbf{n}_f S_f}{\mathbf{n}_f S_f \cdot (\mathbf{s}_0 - \mathbf{s}_1)} \quad (\text{VI.65})$$

$$\overline{\nabla \Phi} = \frac{\nabla \Phi_0 + \nabla \Phi_1}{2} \quad (\text{VI.66})$$

## **C.2. Traitement de l'opérateur gradient.**

Les valeurs des gradients sont nécessaires au niveau du centre des volumes de contrôle et du centre des faces afin de :

- déterminer les termes de diffusion (gradients secondaires) et de convection ;
- évaluer les tenseurs de déformation  $\overline{\overline{D}}$  et de vorticité  $\overline{\overline{W}}$  apparaissant dans les modèles de turbulence et de transition.

Les valeurs des gradients aux centres des volumes de contrôle sont prises égales aux valeurs des gradients reconstruits aux faces, qui sont eux-mêmes discrétisés en deux étapes :

1. la reconstruction « non-bornée » des gradients aux faces, notée  $(\nabla\Phi)_r^u$  est effectuée avec l'algorithme Hybride Gauss - Moindres Carrés (*Hybrid Gauss-Least Squares*) selon la reconstruction (VI.67). L'indice  $r$  indique qu'il s'agit d'un gradient reconstruit, et l'exposant  $u$  que la reconstruction est non-bornée (*unlimited*). Ici, l'expression « non-bornée » signifie que la valeur du gradient peut être supérieure ou inférieure à celle dans les volumes de contrôle partageant la face, ce qui est non-physique. La méthode Hybride Gauss - Moindres Carrés permet de mixer les méthodes de Gauss et des Moindres Carrés par l'intermédiaire de la fonction de passage  $\beta$  et des contributions respectives des deux méthodes  $w_f^G$  et  $w_f^{lsq}$ . Une valeur de la fonction de passage de 1 signifie que l'on utilise uniquement la méthode Moindres Carrés, et une valeur de 0 correspond à la méthode de Gauss. La valeur de la fonction de passage est déterminée dans l'algorithme en fonction des critères de maillage ;
2. la deuxième étape consiste donc à « borner » les gradients reconstruits aux faces par les valeurs des gradients dans les volumes de contrôle se partageant la face, par la méthode de Venkatakrishnan donnée par les équations (VI.70) à (VI.73).

$$(\nabla\Phi)_{r,0}^u = \sum_{f=1}^N (\Phi_1 - \Phi_0) w_f^0 \quad (\text{VI.67})$$

$$w_f^0 = \beta w_f^{lsq} + (1 - \beta) w_f^G \quad \text{avec} \quad \begin{cases} w_f^{lsq} = \left[ \sum_{f=1}^N \frac{d\mathbf{s} \otimes d\mathbf{s}}{ds^2} \right]^{-1} \frac{[ds]}{ds^2} \\ w_f^G = \frac{S_f}{\Omega_0 + \Omega_n} \end{cases} \quad (\text{VI.68})$$

$$d\mathbf{s} = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_0 \quad (\text{VI.69})$$

$$(\nabla\Phi)_{r,0} = \alpha (\nabla\Phi)_{r,0}^u \quad (\text{VI.70})$$

$$\alpha_f = \frac{2r_f + 1}{r_f(2r_f + 1) + 1} \quad \text{avec} \quad r_f = \begin{cases} \frac{\Delta f}{\Delta_{\max}} & \text{si } \Delta f > 0 \\ \frac{\Delta f}{\Delta_{\min}} & \text{si } \Delta f < 0 \end{cases} \quad (\text{VI.71})$$

$$\Delta f = \Phi_{f,0} - \Phi_0 = \mathbf{s}_0 \cdot (\nabla\Phi)_{r,0}^u \quad (\text{VI.72})$$

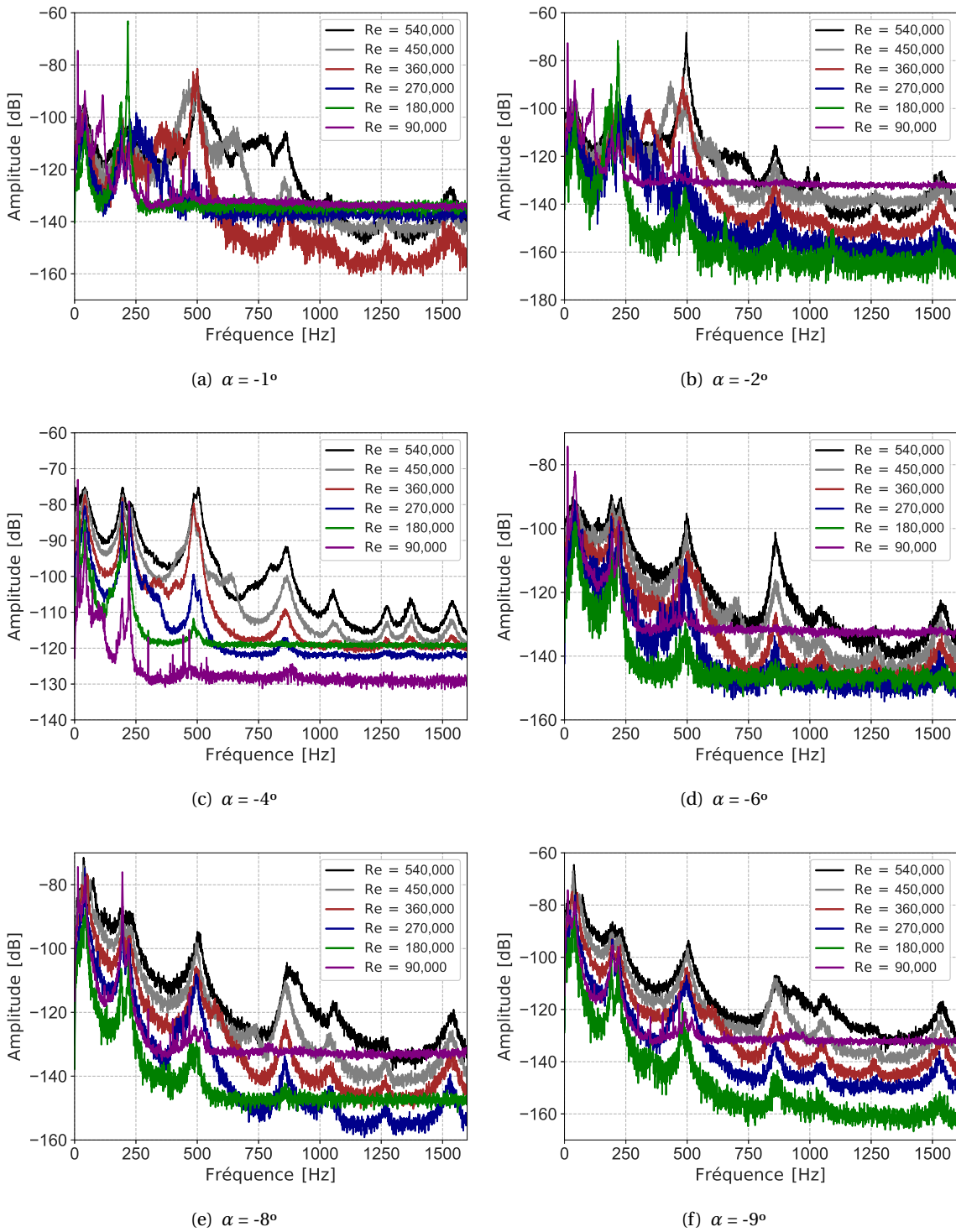
$$\begin{cases} \Delta_{\max} = \Phi_0^{\max} \\ \Delta_{\min} = \Phi_0^{\min} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Phi_0^{\max} = \max(\Phi_0, \Phi_1) \\ \Phi_0^{\min} = \min(\Phi_0, \Phi_1) \end{cases} \quad (\text{VI.73})$$

A ce stade, il est possible d'écrire pour le volume de contrôle  $CV_0$  et pour chacune des équations de transport scalaires (III.45) à (III.47) l'équation semi discrète (VI.74), dans laquelle le paramètre  $k$  prend la valeur

0 ou 1 en fonction du signe de  $\dot{m}_f$ , ainsi qu'expliqué lors de la discrétisation du terme de convection. Le paramètre  $n$  indique le pas de temps considéré (se reporter à la ?? pour la discrétisation temporelle du terme instationnaire).

$$\begin{aligned}
 & \frac{\rho\Omega_0}{\Delta t} \left[ \frac{2}{3}\Phi_0^{n+1} - 2\Phi_0^n + \frac{1}{2}\Phi_0^{n-1} \right] + \sum_{f=1}^N \dot{m}_f [\Phi_k + (\mathbf{s}_f - \mathbf{s}_k) \cdot (\overline{\nabla\Phi})_{r,k}] \\
 & = \sum_{f=1}^N \Gamma [(\Phi_1 - \Phi_0)\alpha + \frac{\nabla\Phi_0 + \nabla\Phi_1}{2} - \left( \frac{\nabla\Phi_0 + \nabla\Phi_1}{2} \right) \cdot (\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_0)\alpha] \cdot \mathbf{n}_f \\
 & + \rho_0\Phi_0\Omega_0 \tag{VI.74}
 \end{aligned}$$

**Annexe D. Spectres sous écoulement pour les incidences négatives.**



**FIGURE VI.38** – Spectres en eau pour un nombre de Reynolds de 450 000.

**Titre :** Simulations couplées fluide-structure et étude expérimentale d'un profil composite sous écoulement hydrodynamique

**Mots clés :** hydrofoil composite, couplage fort CFD-CSD, fibre optique, interaction fluide-structure, vibrations sous écoulement

**Résumé :** Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre d'une collaboration CIFRE entre Naval Group, le Laboratoire d'Hydrodynamique, d'Energétique et d'Environnement Atmosphérique (LHEEA) de l'Ecole Centrale de Nantes et de l'Institut de Génie des Matériaux (GeM) de l'ICAM de Nantes, sur la problématique de développement d'hélices marines plus efficaces, plus discrètes, et plus respectueuses de l'environnement. Une des solutions passe par le développement de structures composites plus légères et plus flexibles, capables de se déformer passivement pour s'auto-adapter à l'écoulement incident grâce à leurs propriétés spécifiques de couplage flexion-torsion. En lien direct avec cette problématique, nous avons réalisé les travaux de thèse en deux temps. Nous avons dans un premier temps mis en place, montré la faisabilité et validé une méthode de couplage numérique fluide-structure implicite fort entre les codes commerciaux de CFD Starccm+ et de CSD Abaqus pour un cas

d'application issu de résultats expérimentaux disponibles dans la littérature sur deux hydrofoils flexibles déformables. Puis dans un second temps nous avons développé, réalisé et testé, dans le tunnel hydrodynamique de l'Ecole Navale, un profil portant composite spécifiquement conçu pour s'approcher du comportement d'une hélice. L'étude expérimentale et numérique de cette configuration nous a permis i) d'éprouver l'utilisation en milieu académique et industriel de nouvelles méthodes expérimentales d'instrumentation d'une pièce composite par insertion directe de fibres optiques dans les plis de composite, et d'une méthode mixte numérique - expérimentale de calibration fine d'un modèle numérique structure ; ii) d'apporter un éclairage sur la physique de l'interaction fluide-structure se produisant sur une surface portante composite ; et iii) de préciser les limitations actuelles concernant la diffusion en milieu industriel de cette méthode de couplage numérique fluide-structure.

**Title:** Coupled Fluid-Structure Simulations and Experimental Study of a Composite Hydrofoil Under Hydrodynamic Flow

**Keywords:** composite hydrofoil, tightly coupled CFD-CSD, optical fiber, fluid-structure interaction, flow-induced vibrations

**Abstract:** This Ph.D is sponsored by the French company Naval Group in collaboration with LHEEA Laboratory from Ecole Centrale de Nantes and GeM Institute from ICAM de Nantes, and deals with the development of new composite marine propellers with improved efficiency, improved acoustic discretion and more environment-friendly. One of the key solutions lies in the application of composite materials to marine structures, in order to benefit from their reduced weight, increased flexibility and bend-twist coupling capacity. Indeed, the latter enables the shape-adaptability of the structure to passively adapt to the incoming flow. To meet this challenge, we first set-up a tightly coupled numerical fluid-structure method using two commercial CFD (Starccm+) and CSD (Abaqus) solvers on two flexible hydrofoils and

we validated this method against experimental results available in the literature. Second, we specifically developed a composite hydrofoil to behave closely like a marine propeller and tested it in the hydrodynamic tunnel of the Ecole Navale. Thanks to the combined experimental and numerical analysis of this composite hydrofoil we reached the following conclusions: i) we helped demonstrate the industrial application of a state-of-the-art strain measurement technique using optical fibers directly embedded within the composite plies, ii) we provided some insights into the physics of the fluid-structure interaction occurring on composite hydrofoils and iii) we presented the current limitations of this coupled numerical fluid-structure method relatively to its industrial application.