



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale et numérique du comportement hydrodynamique d'une hydrolienne à membrane ondulante

Martin Träsch

► **To cite this version:**

Martin Träsch. Caractérisation expérimentale et numérique du comportement hydrodynamique d'une hydrolienne à membrane ondulante. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Lille, 2019. Français. NNT: . tel-02106735

**HAL Id: tel-02106735**

**<https://hal.science/tel-02106735>**

Submitted on 23 Apr 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.

## THÈSE

pour obtenir le titre de

**Docteur de l'Université de Lille**

de l'École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

**Spécialité : Mécanique des fluides**

---

# Caractérisation expérimentale et numérique du comportement hydrodynamique d'une hydrolienne à membrane ondulante

---

Soutenue le 15 mars 2019 par

**Martin TRÄSCH**

### Jury :

M Elie RIVOALEN	Professeur à l'INSA de Rouen	Rapporteur
M Philippe DRUAULT	Maître de Conférence à l'UPMC	Rapporteur
M Laurent DAVID	Professeur à l'Université de Poitiers	Examineur
Mme Gaële PERRET	Maître de Conférence à l'Université du Havre	Examinatrice
M Jean-Marc FOUCAUT	Professeur à l'École Centrale de Lille	Examineur
M Grégory GERMAIN	Chercheur à l'IFREMER	Directeur de thèse
Mme Astrid DEPORTE	Ingénieure R&D à Eel Energy	Invitée
Mme Amandine Volard	Service Réseaux Énergies Renouvelables de l'ADEME	Invitée

Caractérisation expérimentale et numérique du  
comportement hydrodynamique d'une  
hydrolienne à membrane ondulante

ADEME - IFREMER - EEL ENERGY

Martin Träsch

15 mars 2019

# Résumé

La thèse présentée dans ce document concerne la caractérisation du comportement d'une hydrolienne à membrane ondulante. Ce dispositif novateur utilise les instabilités de flottement d'une membrane semi-rigide pré-contrainte dans un écoulement pour capter l'énergie des courants marins. À partir d'une certaine vitesse critique de l'écoulement, une onde se propage le long de la structure, ce qui actionne des convertisseurs linéaires fixés sur celle-ci. Un modèle expérimental à échelle réduite  $1/20^{eme}$  est développé et testé en bassin d'essai. Le système de conversion est simulé par des amortisseurs hydrauliques. Les mesures de trajectoire et d'efforts permettent d'analyser la dynamique de la membrane pour un grand nombre de configurations et d'aboutir à une étude paramétrique. Des conditions réalistes d'écoulement sont étudiées, notamment l'influence de la direction du courant et celle de la houle sur le fonctionnement du système. La caractérisation du sillage est effectuée par mesures de Particle Image Velocimetry en 2D. Les effets d'échelle sont présentés à travers une comparaison des essais en bassin et en mer.

Un modèle analytique et un modèle numérique sont développés et comparés avec les résultats d'expériences. Le modèle analytique linéaire est basé sur la théorie des poutres de Euler-Bernouilli et la théorie des profils minces de Lighthill. Il est résolu dans le domaine fréquentiel et donne de bons résultats en termes de fréquence d'ondulation et de vitesse critique. Le modèle numérique est fondé sur le couplage fort entre un code fluide basé sur la méthode vortex et un code structure utilisant les éléments finis en corotationnel. Ce modèle est validé sur un cas expérimental.

**Mots-clés :** Énergies marines renouvelables, Hydrolienne, Interaction fluide-structure, Instabilité de flottement, Essais expérimentaux, Particle Image Velocimetry, Modélisation numérique, Méthode vortex, Éléments finis, Corotationnel, Houle, Effet d'échelle,

# Abstract

The thesis presented in this document deals with the characterisation of the behaviour of an undulating membrane tidal energy converter. This kind of device uses the flutter instabilities occurring between a semi-rigid pre-strained membrane and a fluid flow in order to convert the sea currents energy. Above a certain critical flow speed, the structure undulates, thus activating the linear converters fixed on it. In order to study this system, an experimental model is developed and tested in a flume tank. The power conversion system is simulated by hydraulic dampers. The membrane's dynamics is analysed in many configurations through trajectory and force measurements, and leads to a parametric study. More realistic flow conditions are also studied, such as the impact of current direction influence and the influence of surface waves on the behaviour of the system. Wake characterisation is carried out with two-dimensional PIV measurements. Scale effects and confinement are also studied through a comparison with a bigger scale prototype tested in tank and at sea.

In addition to the experimental study, an analytical model and a numerical model are developed and compared with experiments. The linear analytical model is based on Euler-Bernoulli's beam theory and on Lighthill's slender body theory. It is solved in the frequency domain and gives good undulation frequency and critical speed results. The numerical model uses strong interactions between a fluid code using the vortex method and a structure code based on corotational finite elements. This model is validated on an experimental case.

**Keywords :** Marine renewable energy, Tidal energy converter, Power take-off, Fluid-structure interaction, Flutter instability, Experimental trial, Particle Image Velocimetry, Numerical model, Vortex method, Corotational finite elements, Surface wave, Scale effect,

# Remerciements

Les travaux de cette thèse ont été rendus possibles grâce à Grégory et Jean-Baptiste. Je tiens donc à leur adresser toute ma gratitude. Leurs conseils et leur soutien m'ont été particulièrement précieux. Mes remerciements les plus sincères vont aussi à Astrid et Sylvain, qui m'ont beaucoup aidé pendant ces trois ans. Ils ont été des amis et collègues fantastiques. Ma gratitude va également à l'équipe d'Eel Energy, particulièrement à Franck, Christophe et Omar. J'exprime aussi toute ma reconnaissance à la fabuleuse équipe du bassin d'essai de l'Ifremer, au grand complet : Maria, Bachar, Ben, Jean-Val, Thomas, Christèle et Inès. Un big up à tous les stagiaires que j'ai pu exploiter : Alan, Robin, Fabien et Anaïs.

Un grand bravo à mes proches qui m'ont supportés<sup>1</sup> pendant trois ans : Basil, Elisa, Anaïs, Raph, France, Manon, Camille, Pierrick, Max, Flore, Gomar, Penny, Natou, Aude, Eric, Clémence, Fanfan, Dodo, Maud, Tinmar, Albé, Xo, Lauréline, Kéké, Lilou, Khaled, Simon, Aurélie, Charlie et TOUS les autres. Bon courage à ceux qui n'ont pas encore soutenus : Julien, Kelly, Momo, Charles, Matthew, Alaïa, Julia, Romain, ...

Merci à vous qui lisez ces lignes. J'admire votre courage et suis flatté de votre intérêt pour mes travaux. Vous allez voir, la fin est formidable!

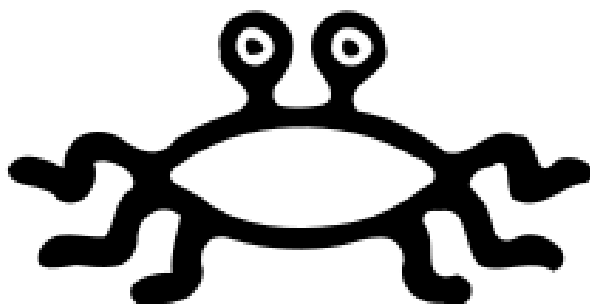
Enfin, je voudrais remercier le DES du CRISCO, Worakls, Randall Munroe, Alexandra Asanovna Elbakyan, Gaël Faye, Karim Debbache, Sid Meyer, les soeurs Wachowski, 2 Heures de Perdues, Robin Hobb ainsi que (presque) toute la programmation de France Inter. Je remercie aussi ma mère, mon père, ma grand-mère et mon arrière-grand-père, ainsi que tous les humains qui se sont reproduits les 100 derniers millénaires. Enfin, j'ai une pensée émue pour la sainte caféine, amenée sur Terre par notre Seigneur à tous, le Monstre en spaghetti volant. Pastafaraï mes frères et soeurs!

---

1. Dans le sens aider, hein. Je suis sûr qu'ils n'ont pas souffert. Enfin presque pas. Ou alors pas souvent.

# Dédicace

À Alice.



# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>8</b>
<b>Introduction</b>	<b>18</b>
<b>1 Caractérisation expérimentale du comportement d'une hydrolienne à membrane ondulante</b>	<b>40</b>
1.1 Conception d'un prototype à échelle réduite . . . . .	42
1.1.1 Le bassin d'essai et son instrumentation . . . . .	42
1.1.2 Les lois de similitudes . . . . .	43
1.1.3 Choix du facteur d'échelle . . . . .	46
1.2 Méthode et instrumentation . . . . .	49
1.2.1 Dynamique du mouvement : forces et trajectoire . . . . .	49
1.2.2 Évaluation des performances . . . . .	52
1.2.3 Mesures non intrusives de l'écoulement . . . . .	56
1.3 Analyse du comportement dynamique . . . . .	62
1.3.1 Mise en flambement . . . . .	63
1.3.2 Étude du comportement ondulant . . . . .	67
1.3.3 Évaluation des performances . . . . .	69
1.4 Étude paramétrique . . . . .	72
1.4.1 Power take-off : réglage de l'amortissement . . . . .	73
1.4.2 Effets d'un changement de raideur . . . . .	79
1.4.3 Variation de la longueur des câbles de pré-contrainte . . . . .	86
1.5 Caractérisation du sillage . . . . .	98
1.5.1 Dispositif expérimental et stabilité . . . . .	98
1.5.2 Structure du sillage . . . . .	102
1.5.3 Considérations pratiques . . . . .	120



<b>2</b>	<b>Modélisation d'une hydrolienne à membrane ondulante</b>	<b>124</b>
2.1	Un modèle analytique linéaire d'interaction fluide-structure . . .	126
2.1.1	Description du modèle analytique . . . . .	129
2.1.2	Résolution du système . . . . .	133
2.1.3	Validation expérimentale . . . . .	138
2.1.4	L'effet des câbles de pré-contrainte . . . . .	142
2.1.5	Extraction de puissance simulée par un amortissement interne . . . . .	144
2.2	Modélisation fluide par la méthode vortex . . . . .	149
2.2.1	Hypothèses de modélisation . . . . .	149
2.2.2	Application de la méthode vortex à l'hydrolienne à membrane ondulante . . . . .	155
2.2.3	Optimisation de la transmission de puissance . . . . .	163
2.3	Méthode corotationnelle pour la modélisation de la structure .	167
2.3.1	Hypothèses . . . . .	167
2.3.2	Résolution du système . . . . .	173
2.3.3	Application à l'étude du prototype 1 : 20 <sup>eme</sup> . . . . .	177
2.4	Un modèle numérique d'interaction fluide-structure . . . . .	181
2.4.1	Algorithme de couplage . . . . .	181
2.4.2	Comparaison avec la littérature . . . . .	190
2.4.3	Comparaison avec le modèle expérimental . . . . .	194
<b>3</b>	<b>Valorisation industrielle</b>	<b>199</b>
3.1	Vers des conditions d'essais réalistes . . . . .	200
3.1.1	Influence de la direction du courant . . . . .	201
3.1.2	Modification du type d'accroches . . . . .	206
3.1.3	Impact de la houle sur le dimensionnement . . . . .	212
3.2	Étude comparative sur les effets d'échelles . . . . .	228
3.2.1	Changement d'échelle dans le bassin . . . . .	228
3.2.2	Comparaison avec les essais en mer . . . . .	232
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>237</b>
	<b>A Cartes de sillage</b>	<b>257</b>
	<b>B Validation du modèle vortex</b>	<b>268</b>
B.1	Validation statique . . . . .	268
B.2	Validation dynamique : . . . . .	272

<b>C</b>	<b>Validation du modèle corotationnel</b>	<b>275</b>
C.1	Validation statique de la méthode corotationnelle 2D . . . . .	275
C.2	Validation dynamique de la méthode corotationnelle 2D . . . . .	282
<b>D</b>	<b>Comparaison des résultats de sillage numériques et expérimentaux</b>	<b>283</b>
<b>E</b>	<b>Spectres des vitesses fluctuantes avec et sans houle</b>	<b>285</b>
<b>F</b>	<b>Spectres du déplacement de la membrane soumise à différentes houles</b>	<b>287</b>

# Nomenclature

## Avertissement :

Devant le grand nombre de paramètres utilisés lors de la rédaction de ce manuscrit, il a été choisit de diviser la nomenclature en plusieurs parties. Chaque partie correspond à un modèle, ce qui facilite la lecture. Le lecteur est donc prié de se rapporter à la nomenclature spécifique de la partie concernée. Une liste des différentes parties de la nomenclature est présentée ici :

- Introduction, page 8
- Modèle expérimental (chapitres 1 & 3), pages 9-11
- Modèle analytique (section 2.1), pages 11-13
- Modèle numérique fluide (section 2.2), pages 13-14
- Modèle numérique structure (section 2.3), pages 15-16
- Modèle numérique interaction (section 2.4), pages 16-17

## Introduction

$B$	.	Coefficient de blocage
$C_p$	.	Coefficient de puissance
$f$	Hz	Fréquence
$M_{\vec{x}}$	N.m	Couple transmis par l'axe de rotation d'une turbine
$P_{cinétique}$	W/m <sup>2</sup>	Puissance cinétique surfacique
$R$	m	Rayon d'une turbine
$S$	m <sup>2</sup>	Surface
$TSR$	.	Tip-Speed Ratio
$U_{\infty}$	m/s	Vitesse moyenne du courant en amont
$\lambda$	m	Longueur d'onde
$\rho_f$	kg/m <sup>3</sup>	Densité du fluide
$\Omega$	rad/s	Vitesse de rotation

## Chapitre 1 & 3, modèle expérimental

$a$	$\text{m/s}^2$	Accélération
$A$	$\text{m}$	Amplitude maximale tête-à-creux des ondulation de la membrane
$b$	$\text{m}$	Largeur de la membrane
$c_i$	$\text{kg/s}$	Coefficient d'amortissement de l'amortisseur $i$
$\bar{c}$	$\text{kg/s}$	Coefficient d'amortissement moyen des amortisseurs
$C$	$\text{kg/s}$	Coefficient d'amortissement total
$C_d$	.	Coefficient de trainée
$C_l$	.	Coefficient de portance
$C_p$	.	Coefficient de puissance
$C_t$	.	Coefficient de tension dans les câbles de pré-contrainte
$d$	%	Longueur de retrait des câbles de compression
$E$	$\text{N/m}^2$	Module d'Young
$f$	$\text{Hz}$	Fréquence principale d'ondulation de la membrane
$F_{flambement}$	$\text{N}$	Charge critique de flambement de Euler
$F_c$	$\text{N}$	Tension dans les câbles de compression
$f_e$	$\text{Hz}$	Fréquence d'échantillonnage
fft	.	Transformée de fourier (même unité que le signal traité)
$F_i$	$\text{N}$	Force d'actionnement de l'amortisseur $i$
$F_x$	$\text{N}$	Effort de trainée sur la membrane
$F_y$	$\text{N}$	Effort de portance sur la membrane
$F_{x,y,z}^{max}$	$\text{N}$	Effort maximum de la balance
$Fr$	.	Nombre de Froude
$g$	$\text{m/s}^2$	Accélération de la pesanteur
$h$	$\text{m}$	Épaisseur
$h_{fix}$	$\text{m}$	Hauteur des fixations d'amortisseur
$i$	.	Incrément
$\mathbf{i}$	.	Nombre imaginaire
$I_{\bar{z}}$	$\text{m}^4$	Moment quadratique
$I$	%	Intensité turbulente
$k$	$\text{N/m}$	Raideur
$K$	.	Constante
$L$	$\text{m}$	Longueur de la membrane
$L_{bras}$	$\text{m}$	Longueur des bras de fixation
$L_{cable}$	$\text{m}$	Longueur des câbles de compression
$m$	$\text{kg}$	Masse

$m_a$	kg/m	Masse ajoutée linéique de fluide
$m_s$	kg/m	Masse linéique de la poutre
$N$	.	Taille de l'échantillon
$N_p$	.	Nombre de périodes
$\Delta p$	N/m <sup>2</sup>	Différence de pression
$P$	W	Puissance convertie
$p_{int}$	N/m <sup>2</sup>	Pression interne
$p_{vap}$	N/m <sup>2</sup>	Pression de vapeur saturante
$r$	m	Coordonnée radiale
$r_c$	m	Rayon caractéristique du tourbillon
$Re$	.	Nombre de Reynolds
$R_{ij}$	.	Tenseur des corrélations spatiales (mettre en gras)
$S$	m <sup>2</sup>	Surface
$St$	.	Nombre de Strouhal
$t$	s	Temps
$t_f$	s	Durée du signal mesuré / de la simulation
$T$	s	Période d'ondulation
$u$	m/s	Vitesse horizontale de l'écoulement
$U_\infty$	m/s	Vitesse moyenne du courant en amont
$U_c$	m/s	Vitesse critique
$Ur$	.	Vitesse réduite
$U_\theta$	m/s	Vitesse tangente
$v$	m/s	Vitesse verticale de l'écoulement
$v_p$	m/s	Vitesse d'onde
$V_i$	m <sup>3</sup>	Vitesse d'actionnement du vérin $i$
$\vec{x}$	.	Axe du courant
$x$	m	Position horizontale de la membrane
$x_t$	m	Position horizontale des cibles de trajectométrie
$\vec{y}$	.	Axe vertical
$y$	m	Position verticale de la membrane
$y_t$	m	Position verticale des cibles de trajectométrie
$z$	m	Coordonnée transverse
$\vec{z}$	.	Axe transverse
$\alpha_t$	rad	Angle de la membrane avec l'horizontale, estimé par trajectométrie
$\Gamma$	m <sup>2</sup> /s	Circulation
$\xi$	%	Erreur relative
$\iota$	.	Facteur d'échelle
$\kappa$	m <sup>-1</sup>	Nombre d'onde

$\lambda$	m	Longueur d'onde
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	Viscosité cinématique du fluide
$\rho_f$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique de fluide
$\rho_s$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique de la membrane
$\zeta$	N/m <sup>2</sup>	Contrainte
$\sigma$	.	Écart-type
$\Sigma$	.	Somme
$\omega$	rad/s	Vorticité
$(u', v')$	m/s	Vitesse fluctuante
$\overline{(\cdot)}$	.	Moyenne
$\propto$	.	Proportionnel à
$\partial$	.	Dérivée partielle
$\Delta$	.	Différence ou incertitude
$(\cdot)^*$	.	Grandeur adimensionnalisée
$\int$	.	Intégrale
$(\dot{\cdot})$	.	Dérivée temporelle
$[\cdot]$	.	Troncature

## Chapitre 2, section 2.1, modèle analytique

$A$	m	Amplitude maximale d'ondulation
$A^*$	.	Amplitude maximale d'ondulation adimensionnalisée
$[\tilde{A}]$	.	Vecteur propre du système d'équation
$\mathcal{A}$	.	Constante
$a_{1..4}$	.	Coefficients des fonctions de forme
$b$	m	Largeur de la membrane
$\tilde{a}_i$	.	Amplitude relative modale
$[C]$	.	Matrice d'amortissement
$C_d$	.	Coefficient de traînée
$C_p$	.	Coefficient de puissance
$D$	kg/m.s <sup>3</sup>	Coefficient d'amortissement visqueux du matériau
$D'$	kg/m.s <sup>3</sup>	Coefficient d'amortissement du PTO
$d$	m	Longueur de retrait des câbles de pré-contrainte
$E$	N/m <sup>2</sup>	Module de Young
$\mathcal{F}_{flap}$	N.m	Charge locale due aux déflecteurs
$F_{flap}$	kg/s <sup>2</sup>	Coefficient de force des déflecteurs
$f_{flap}$	.	Coefficient de force des déflecteurs adimensionnalisé

$I_{\bar{z}}$	$\text{m}^4$	Moment quadratique
$[\mathcal{I}]$	.	Matrice identité
$\mathbf{i}$	.	Nombre imaginaire
$(\ )_i, (\ )_j$	.	Indice modal
$[K]$	.	Matrice de raideur
$k_{bras}$	$\text{N/m}$	Raideur des bras
$\mathcal{L}$	$\text{m}$	Longueur totale de la poutre dans le modèle analytique
$L$	$\text{m}$	Longueur de la membrane
$L_{bras}$	$\text{m}$	Longueur des bras de fixation
$L_{bras}^{eq}$	$\text{m}$	Longueur équivalente des bras
$L_{flap}$	$\text{m}$	Longueur des flaps
$[M]$	.	Matrice de masse
$m_a$	$\text{kg/m}$	Masse ajoutée linéique de fluide
$m_s$	$\text{kg/m}$	Masse linéique de la poutre
$N_{modes}$	.	Nombre de modes utilisé dans le calcul
$P$	$\text{W}$	Puissance convertie
$Q$	$\text{N/m}$	Charge externe linéique
$q_j$	.	Fonction de temps adimensionalisée
$[R]$	.	Matrice de calcul (modèle analytique)
$s$	$\text{m}$	Coordonnée curviligne le long de la membrane
$\mathcal{T}$	$\text{N}$	Force de compression des câbles
$T$	$\text{s}$	Période d'ondulation
$t$	$\text{s}$	Temps
$U_\infty$	$\text{m/s}$	Vitesse du courant en amont
$U_c$	$\text{m/s}$	Vitesse critique de courant
$\mathcal{U}$	.	Vitesse de courant adimensionalisée
$x$	$\text{m}$	Position horizontale
$y$	$\text{m}$	Position verticale
$w$	$\text{m/s}$	Vitesse de fluide orthogonale à la structure
$\beta$	.	Rapport de masse (modèle analytique)
$\Theta$	.	Force de compression des câbles adimensionnalisée
$\gamma_i$	.	Valeur propre du système d'équation
$\Delta p$	$\text{N/m}^2$	Différence de pression
$\delta_j^i$	.	Delta de Kronecker
$\eta$	.	Déplacement vertical de la membrane adimensionalisée
$\theta$	$\text{rad}$	Angle local de la membrane avec l'horizontale
$\psi$	.	Longueur des câbles de pré-contrainte adimensionalisée
$\kappa$	$\text{m}^{-1}$	Nombre d'onde

$\mu$	.	Amortissement adimensionalisé
$\chi$	.	Coordonnée curvilinéaire adimensionalisée
$\rho_f$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique de fluide
$\rho_s$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique du solide
$\sigma_i$	.	Fonction de forme adimensionalisée
$\tau$	.	Temps adimensionalisé (modèle analytique)
$\Phi$	.	Somme des fonctions d'onde
$\phi_i$	.	Fonction d'onde adimensionalisée
$\omega_i$	.	Fréquence complexe adimensionalisée
$\Re$	.	Partie réelle
$\Im$	.	Partie imaginaire
<i>c.c.</i>	.	Conjugué complexe
$\partial$	.	Dérivée partielle
<i>d</i>	.	Dérivée
$\pi$	.	Constante d'Archimède
$()'$	.	$\frac{\partial}{\partial \xi}$
$()\dot{}$	.	$\frac{\partial}{\partial \tau}$
$\int$	.	Intégrale

## Chapitre 2, section 2.2, modèle vortex

$a_{ij}$	.	Éléments de la matrice de coefficients d'influence
$A$	m	Amplitude d'ondulation de la membrane
$C$	kg/s	Coefficient d'amortissement total
$C_d$	.	Coefficient de trainée
$C_l$	.	Coefficient de portance
$C_p$	.	Coefficient de puissance
$d$	%	Longueur de retrait des câbles de pré-contrainte
$\vec{e}_x$	.	Vecteur unitaire horizontal
$\vec{e}_y$	.	Vecteur unitaire vertical
$f$	Hz	Fréquence d'ondulation de la membrane
$F_x$	N	Force de trainée
$F_y$	N	Force de portance
$I$	%	Intensité turbulente
$i, j$	.	Paramètre itératif



$l_\omega$	m	Longueur du sillage modélisé
$L$	m	Longueur de la membrane
$N$	.	Nombre d'éléments modélisés le long de la membrane
$N_\omega$	.	Nombre d'éléments modélisés dans le sillage
$P$	W	Puissance convertie
$p$	N/m <sup>2</sup>	Pression
$r$	m	Coordonnée radiale
$Re$	.	Nombre de Reynolds
$RHS_i$	.	Éléments du vecteur RHS (Right-hand side)
$S$	m <sup>2</sup>	Surface
$s$	m	Coordonnée curviligne
$t$	s	Temps
$\Delta t$	s	Pas de temps
$T$	s	Période d'ondulation
$U_r$	.	Vitesse réduite, normalisée par $\frac{1}{L} \sqrt{\frac{EI}{\rho_s h}}$
$U_\infty$	m/s	Vitesse moyenne du courant en amont
$\mathbf{u} = (u, v)$	m/s	Vecteur vitesse fluide
$\mathbf{u}_\phi$	m/s	Composante potentielle de la vitesse
$\mathbf{u}_\omega$	m/s	Composante rotationnelle de la vitesse
$\mathbf{x} = (x, y)$	(m,m)	Vecteur position
$\mathbf{x}_c$	(m,m)	Vecteur position des points de collocations
$\mathbf{x}_v$	(m,m)	Position des tourbillons le long de la membrane
$\mathbf{x}_\omega$	(m,m)	Position des tourbillons dans le sillage
$\delta$	.	Fonction de Dirac
$\theta$	rad	Coordonnée angulaire / Angle local de la membrane avec l'horizontale
$\Gamma_i$	m <sup>2</sup> /s	Circulation du $i$ -ème tourbillon le long de la membrane
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	Viscosité cinématique
$\rho_f$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique du fluide
$\rho_s$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique de la membrane
$\Psi$	.	Fonction de courant
$\phi$	.	Potentiel de l'écoulement
$\omega$	rad/s	Vorticité
$\nabla$	.	Opérateur gradient

## Chapitre 2, section 2.3, modèle corotationnel

$A$	$m^2$	Aire de l'élément
$\mathbf{A}$	.	Matrice de calcul intermédiaire
$b$	m	Largeur de la membrane
$\mathbf{B}$	.	Matrice de transformation
$c$	.	Cosinus de l'angle $\bar{\theta}_i$
$[\mathbf{C}]$	.	Matrice d'amortissement
$d$	%	Longueur de retrait des câbles de pré-contrainte
$E$	$N/m^2$	Module d'Young de l'élément
$f$	Hz	Fréquence d'ondulation de la membrane
$f_{rampe}$	.	Fonction rampe
$\mathbf{F}_{amort}$	.	Vecteur de forces d'amortissement
$F_{cable}$	.	Force dans les câbles de pré-contrainte
$\mathbf{F}_{ext}$	.	Vecteur de forces extérieures
$\mathbf{F}_{inertiel}$	.	Vecteur de forces inertiel
$\mathbf{F}_{int}$	.	Vecteur de forces intérieures
$g$	$m^2/s$	Accélération de la gravité
$h$	m	Épaisseur de la membrane
$I$	$m^4$	Moment quadratique
$\mathbf{k}_{t1}$	.	Matrice de raideur du matériau transformée au niveau global
$\mathbf{k}_{t\sigma}$	.	Matrice de raideur géométrique
$[\mathbf{K}]$	.	Matrice de raideur
$[\bar{\mathbf{K}}]$	.	Matrice d'état
$l_0$	m	Longueur initiale de l'élément
$l_n$	m	Longueur courante de l'élément
$L$	m	Longueur de la membrane
$L_{flap}$	m	Longueur des flaps
$\bar{M}_i$	N.m	Moment local au noeud $i$
$[\mathbf{M}]$	.	Matrice de masse
$N$	.	Nombre d'éléments
$\bar{N}$	N	Effort de tension au noeud $i$
$\mathbf{q}$	.	Efforts intérieurs globaux
$\bar{\mathbf{q}}$	.	Efforts intérieurs locaux
$r_{cable}$	m	Rayon du câble de pré-contrainte
$r = \sqrt{I/A}$	m	Rayon de giration de la structure
$\mathbf{r}$	.	Vecteur de calcul intermédiaire

$[\mathbf{R}]$	.	Vecteur résidu
$s$	m	Coordonnée curviligne
$s$	.	Sinus de l'angle $\bar{\theta}_i$
$u_i$	.	Déplacement horizontal du noeud $i$
$\bar{u}$	.	Élongation de l'élément
$v_i$	m	Déplacement vertical du noeud $i$
$[\mathbf{X}]$	.	Vecteur déplacement globaux
$x_i$	m	Position horizontal du noeud $i$
$y_i$	m	Position vertical du noeud $i$
$\mathbf{z}$	.	Vecteur de calcul intermédiaire
$\alpha_{amo}$	s	Coefficient d'amortissement
$\beta$	rad	Angle courant de l'élément poutre
$\beta_{newmark}$	.	Coefficient de Newmark
$\beta_0$	rad	Angle initial de l'élément poutre
$\Delta t$	s	Pas de temps
$\epsilon$	.	Critère de convergence
$\gamma_{newmark}$	.	Coefficient de Newmark
$\theta_i$	rad	Rotation globale du noeud $i$
$\rho_s$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique de la structure
$\bar{\mathbf{p}}$	.	Vecteur des déplacements locaux
$\bar{\theta}_i$	rad	Rotation locale du noeud $i$
$[\cdot]^T$	.	Transposée de la matrice
$(\cdot)$	.	Dérivée temporelle

## Chapitre 2, section 2.4, interaction

$a$	kg/s	Coefficient d'amortissement (Tang)
$A$	m	Amplitude d'ondulation de la membrane
$b$	m	Largeur de la membrane
$C_l$	.	Coefficient de portance
$[\mathbf{C}]$	.	Matrice d'amortissement
$d$	%	Longueur de retrait des câbles de pré-contrainte
$E$	N/m <sup>2</sup>	Module d'Young
$f$	Hz	Fréquence d'ondulation de la membrane
$[\mathbf{F}]^{ext}$	.	Vecteur forces extérieures
$[\mathbf{F}]^{int}$	.	Vecteur forces intérieures

$h$	m	Épaisseur de la membrane
$h_i$	.	Facteur de relaxation à la $i$ -ème itération
$k_{ma}$	.	Coefficient de masse ajoutée
$L$	m	Longueur de la membrane
$l_\omega$	m	Longueur du sillage modélisé
$M_a$	kg	Masse ajoutée de fluide
$[\mathbf{M}]$	.	Matrice de masse
$N$	.	Nombre d'éléments le long de la membrane
$N_\omega$	.	Nombre d'éléments dans le sillage
$[\mathbf{R}]_i$	.	Vecteur résidu à la $i$ -ème itération
$s$	m	Coordonnée curviligne
$S$	m <sup>2</sup>	Surface
$t$	s	Temps
$t^*$	.	Temps adimensionalisé
$\Delta t$	s	Pas de temps
$U_\infty$	m/s	Vitesse moyenne du courant en amont
$[\mathbf{X}]_t$	.	Vecteur déplacement au temps $t$
$\mathbf{u} = (u, v)$	m/s	Vecteur vitesse fluide
$\mathbf{u}_\phi$	m/s	Composante potentielle de la vitesse
$\mathbf{u}_\omega$	m/s	Composante rotationnelle de la vitesse
$\mathbf{x} = (x, y)$	(m,m)	Vecteur position
$\mathbf{x}_c$	(m,m)	Vecteur position des points de collocations
$\alpha$	kg/s	Coefficient d'amortissement adimensionalisé
$\alpha_{HHT}$	.	Coefficient HHT
$\alpha_U$	rad	Angle d'incidence de l'écoulement
$\Gamma_i$	.	Circulation du $i$ -ème tourbillon émis dans le sillage
$\Gamma_\omega$	.	Circulation du $i$ -ème tourbillon le long de la membrane
$\mu$	.	Rapport de masse (Tang)
$\rho_s$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique de la structure
$\rho_f$	kg/m <sup>3</sup>	Masse volumique du fluide
$\theta$	rad	Angle local de la membrane avec l'horizontale
$(\cdot)^*$	.	Nombre adimensionalisé
$(\cdot)$	.	Valeur moyenne

# Introduction

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont le fruit d'un travail de trois années au sein du laboratoire Comportement des Structures en Mer de l'Ifremer, à Boulogne-sur-Mer. Ils ont été rendus possible grâce au soutien de l'entreprise EEL Energy qui développe la technologie d'hydrolienne à membrane ondulante et de l'ADEME qui a co-financé la thèse. Ils se placent dans un contexte d'émergence de nouvelles technologies de production d'énergie propres et renouvelables. L'originalité des travaux réside dans le faible nombre d'études portant sur les générateurs utilisant les instabilités fluide-structure de flottement. L'hydrolienne à membrane ondulante, en particulier, a été conçue par Jean-Baptiste Drevet en 2011 et étudiée par Astrid Déporte au cours d'une thèse de l'Université de Bretagne Occidentale, soutenue en 2016.

Cette thèse s'articule autour de trois axes : la caractérisation expérimentale de l'hydrolienne à l'aide d'un modèle à échelle réduite testé en bassin, la caractérisation numérique par le développement d'un modèle d'interaction fluide-structure et la valorisation industrielle à travers la prise en compte des conditions réalistes d'écoulements, des facteurs d'échelle et la participation à des essais en mer.

Avant de présenter ces différents travaux, l'introduction décrit sommairement le contexte de la transition énergétique. Elle présente ensuite une courte revue des différentes techniques de production d'énergie marine renouvelable et de leurs spécificités. Une attention particulière est apportée aux principes de la captation de l'énergie hydrolienne. Puis une revue bibliographique est réalisée, avant de décrire le fonctionnement d'une hydrolienne à membrane ondulante.

## Le contexte de la transition énergétique

L'énergie est une grandeur physique caractéristique d'un système. Elle peut se manifester sous différentes formes, telles que la chaleur, le déplacement d'un objet ou un courant électrique. Elle est notamment régie par les lois de la thermodynamique dont la première énonce le fait que l'énergie totale d'un système isolé reste constante. Autrement dit, l'énergie ne peut ni se créer ni se détruire mais uniquement se transformer.

En économie, la quantité d'énergie que l'on peut produire, stocker, transformer et/ou distribuer est appelée ressource énergétique. C'est une des principales sources de développement de la société humaine. Lors de son utilisation, on parle de consommation énergétique, qui est un indicateur fortement lié à l'activité économique.

Autrefois, l'énergie consommée provenait principalement de biomasse via le bois de chauffage. Le vent et les cours d'eau étaient aussi exploités, par exemple par des moulins (figure 1). Au 19<sup>ème</sup> siècle, la révolution industrielle marque le passage d'une économie basée sur des ressources renouvelables (biomasse, éolienne, hydraulique) à une économie basée sur l'exploitation de ressources minières fossiles et non renouvelables comme le charbon, le gaz naturel et le pétrole [Schilling et al., 1977].

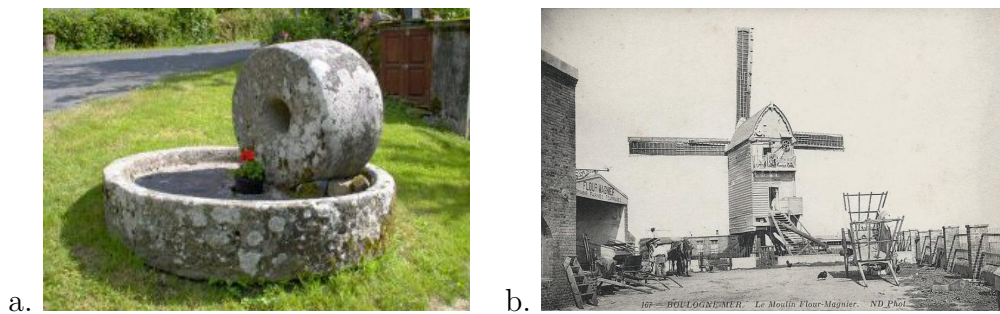


FIGURE 1 – (a) Ancienne presse d'un moulin à farine hydraulique située à Antignac dans le Cantal (15). (b) Archive photographique d'un moulin à vent à Boulogne sur Mer (62).

Ces ressources fossiles proviennent principalement d'un procédé naturel de méthanisation de la biomasse dans la croûte terrestre qui dure plusieurs millions d'années. Elles doivent donc être extraites dans des mines de charbon, des puits de gaz ou de pétrole par des procédés plus ou moins complexes suivant leur localisation. Les ressources fossiles sont plutôt simples à stocker et à transporter et sont en général utilisées comme combustibles. L'utilisation des ressources fossiles, disponibles en grandes quantités et exploitables facilement jusqu'au 20<sup>ème</sup> siècle, a entraîné une forte augmentation de la consommation des ressources énergétiques (figure 2).

La consommation intensive d'énergie fossile pose principalement deux problèmes. Premièrement, ces ressources sont « finies », elles ne sont pas renouvelables. C'est-à-dire que leur exploitation est basée sur des réserves qui vont se tarir. Ainsi, si les consommations restaient constantes, les réserves connues de charbon pourraient durer encore 150 ans tandis que celles de pétrole et de gaz naturel s'épuiseraient en 50 ans [BP, 2017]. De nouvelles réserves sont toutefois régulièrement découvertes, en général à des emplacements difficilement accessibles.

Deuxièmement, l'exploitation de ressources fossiles reposant sur la réaction de combustion est émettrice de polluants, de CO<sub>2</sub> et d'autres gaz dits « à effet de serre ». En effet, certains gaz présents dans l'atmosphère absorbent et réfléchissent une partie du rayonnement thermique de la Terre. Ils contribuent donc à augmenter la température sur cette dernière. Ce processus a été mis en évidence dès le 19<sup>ème</sup> siècle par des scientifiques comme Joseph Fourier ou Svante Arrhenius [Arrhenius, 1896]. Il est communément appelé « à effet de serre » depuis les résultats des recherches climatologiques du début des années 1980.

Ces recherches se basent sur l'analyse de la composition de carottes glaciaires. Ainsi, la concentration en deutérium donne une indication de la température locale au moment de la formation de la glace, tandis que la concentration en isotope 18 de l'oxygène reflète les changements de volume de glace, et donc représente la température globale sur terre. Or, il est aussi possible de mesurer la composition de bulles de gaz emprisonnées dans la glace. De ce fait, une forte corrélation entre la présence de gaz à effet de serre et la température du globe a été montrée (voir [Lorius et al., 1990] et figure 3).

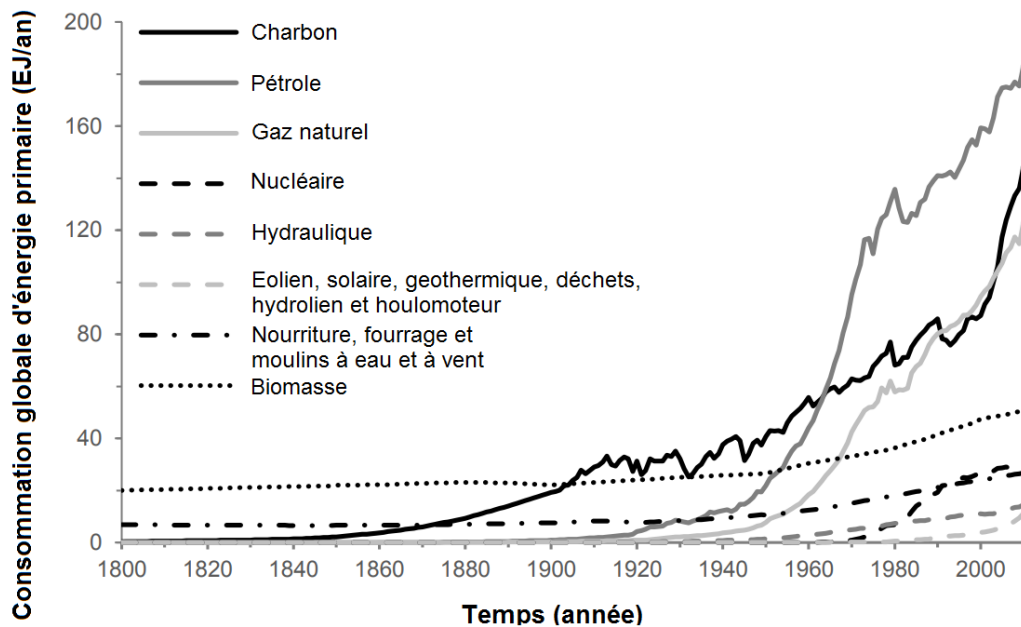


FIGURE 2 – Consommation mondiale par source d’énergie de 1800 à 2000 après J.C. [Court, 2016].

Ces résultats ont mené à la formation du Groupe d’experts intergouvernemental sur l’évolution du climat (GIEC) qui, en réalisant des mesures supplémentaires et en validant des modèles climatologiques, a conclu à l’existence d’un effet de serre naturel qui augmente la température terrestre. Le GIEC a aussi montré que les émissions dues à l’activité humaine augmentent fortement la concentration de gaz à effet de serre dans l’atmosphère. Il a donc alerté sur les conséquences néfastes pour l’environnement d’un réchauffement climatique causé par une augmentation de gaz à effets de serre dans l’atmosphère, elle-même due, en grande partie, à la consommation d’énergie de source fossile (figure 4).



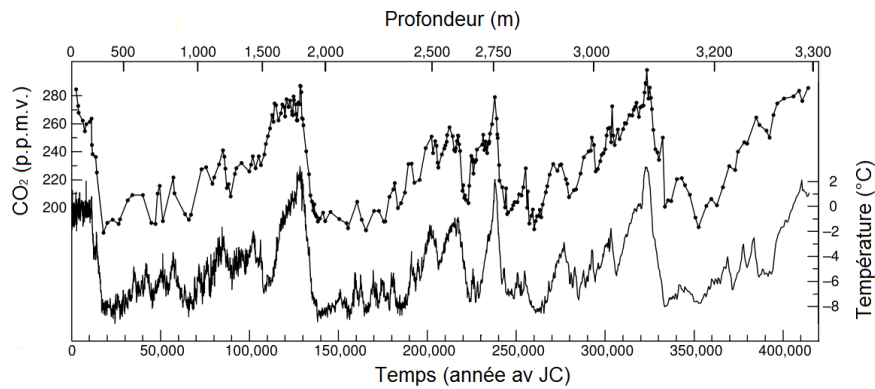


FIGURE 3 – Résultats de l’analyse de l’oxygène 18 dans la glace et de la composition en  $\text{CO}_2$  et  $\text{CH}_4$  des bulles de gaz contenues dans les carottes de Vostok depuis 400000 ans [Petit et al., 1999].

Ces conclusions ont entraîné une volonté, de la part de l’opinion publique et de certains responsables politiques, de changer et diversifier les ressources énergétiques. C’est ce qu’on appelle la transition énergétique. Elle est aussi influencée par les évolutions technologiques, par le prix des ressources et par les relations diplomatiques entre États producteurs et États consommateurs. Ainsi, la plupart des gouvernements souhaitent réduire leur consommation de ressources fossiles en diminuant la demande énergétique, en améliorant l’efficacité énergétique, en développant l’énergie nucléaire ou en augmentant la part des sources d’énergies renouvelables.

En France, les scénarios prévoient en général une baisse de la production d’énergie nucléaire, notamment parce qu’elle est non renouvelable et génère des risques sanitaires importants, bien qu’elle ne soit pas émettrice de  $\text{CO}_2$ . Ainsi, la loi n° 2015-992 relative à la transition énergétique pour la croissance verte a été promulguée en 2015. Elle fixe les objectifs d’un nouveau modèle énergétique français, en réduisant la facture énergétique de la France et en favorisant des énergies renouvelables dites « nouvelles », propres et sûres. Il s’agit d’augmenter l’indépendance énergétique du pays en portant la part des énergies renouvelables à 32% de la consommation énergétique finale en 2030. L’Agence de l’Environnement et de la Maitrise de l’Énergie (ADEME) va même plus loin en proposant un scénario pour un mix énergétique 100% renouvelable en 2050 [ADEME, 2018].

Parmi les principales sources d'énergie renouvelable, il convient de citer la biomasse, les énergies solaires photovoltaïque et thermique, l'énergie éolienne, l'énergie hydraulique et les énergies marines. Chacune possède des atouts et des inconvénients et la plupart des scénarios prévoient un développement en parallèle de toutes ces sources d'énergie (figure 5).

Dans ce contexte où les énergies dites « classiques » montrent leurs limites, la nécessité de développer les énergies renouvelables de manière globale se fait pressante. Les gouvernements disposant d'une grande ressource marine disponible expriment une volonté croissante de leur donner une place plus importante dans leur mix énergétique et encouragent les initiatives dans ce domaine.

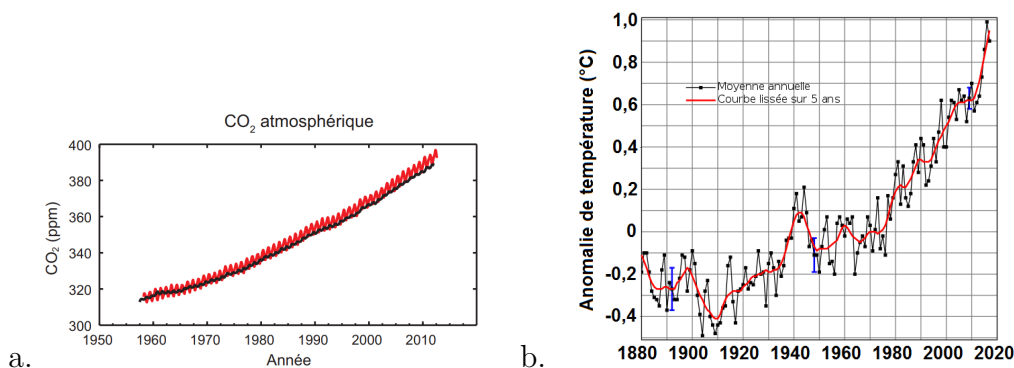


FIGURE 4 – (a) Évolution de la concentration de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère de 1960 à 2010 [GIEC, 2014]. (b) Anomalie globale de température de 1880 à aujourd'hui [Hansen, 2006].

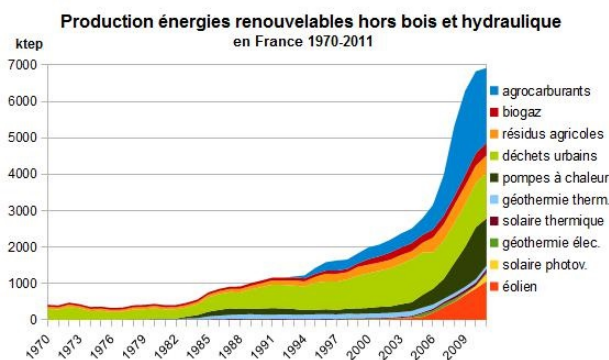


FIGURE 5 – Production d'énergies renouvelables en France hors bois et hydraulique, 1970-2011 (Ministère de l'Écologie).

## Les énergies marines renouvelables

L'océan est un environnement encore largement inexploré, car c'est un milieu exigeant et agressif à cause des fortes pressions, de l'abrasion due aux matières en suspension, de la corrosion des matériaux ou encore des dégradations produites par encrassement biologique. De plus, bien que les premiers moulins à marée remontent à l'antiquité [P.-L. Viollet, 2005], l'idée de récupérer l'énergie de la mer n'a été sérieusement envisagée que dans les années 1970, pendant la première crise du pétrole. Lorsque les prix du baril de pétrole sont redescendus, la plupart des projets d'Énergie Marine Renouvelable (EMR) se sont arrêtés. Ils sont de nouveau considérés depuis les années 2000, dans un contexte de transition énergétique.

Ces deux facteurs expliquent que les recherches et développements technologiques dans le domaine des EMR soient relativement récents. Bien qu'aujourd'hui elles ne représentent que 0,03% du mix énergétique mondial, elles progressent de façon accélérée, avec une croissance parfois supérieure à 80%/an [Frier, 2017].

Les EMR ont en commun plusieurs avantages : des ressources importantes, un espace disponible (en comparaison des terres émergées) et une pollution visuelle limitée. Le milieu marin se caractérise aussi par des vents plus forts, la prédictibilité des marées et la forte densité énergétique des courants marins, ce qui représente des avantages non négligeables selon les technologies considérées. Le développement des EMR bénéficie aussi des recherches réalisées dans d'autres domaines tels que les énergies éoliennes et hydrauliques terrestres ainsi que des énergies fossiles offshore. Plusieurs techniques ont ainsi été développées pour collecter l'énergie de l'océan :

- **L'énergie marémotrice** utilise la différence de hauteur d'eau engendrée par le passage d'une onde de marée. C'est donc une énergie potentielle utilisée pour remplir et vider le réservoir d'un barrage à travers une turbine hydraulique.
- **L'énergie éolienne offshore** exploite l'énergie cinétique des vents marins.
- **L'énergie hydrolienne** est une énergie cinétique basée sur les courants de marée. En effet, en certains endroits près des côtes, les marées génèrent des courants de grande intensité.
- **L'énergie houlomotrice** récupère l'énergie de la houle, une onde de source éolienne qui se propage et se concentre en certains lieux où il est possible de l'exploiter.

- **L'énergie thermique des mers** se base sur la possibilité d'utiliser un générateur thermique fonctionnant grâce à la différence de température entre l'eau de la surface et l'eau en profondeur lorsque celle-ci dépasse  $\approx 20^\circ$ .

De manière plus restreinte, citons l'exploitation de la biomasse marine, le solaire flottant ou encore l'énergie osmotique. Cette dernière exploite la pression osmotique générée en installant une membrane semi-perméable entre de l'eau douce et de l'eau salée. Il existe de grandes différences entre ces types d'énergie, tant au niveau de la maturité technologique que de l'intérêt économique, des enjeux sociaux et environnementaux. Cette section en fait une revue sommaire afin de préciser la place de l'hydrolien au sein des EMR et des nouvelles énergies renouvelables.

Le potentiel exploitable total des énergies marines est difficile à établir mais n'est pas pour autant négligeable : les courants et les marées transportent une énergie impressionnante et les vents en mer sont plus forts et plus réguliers que sur terre ; sans oublier que les océans absorbent la chaleur émise par le soleil et par l'atmosphère et que cette chaleur peut alimenter des cycles thermodynamiques.

Une estimation du potentiel techniquement exploitable (PTE) des principaux types d'EMR est représentée table 1. D'autres estimations donnent des résultats très différents, ainsi [Borthwick, 2016] donne les chiffres de 16000 TWh pour l'éolien flottant et de 6000 TWh pour l'énergie houlomotrice. Ces divergences sont principalement dues à l'absence de technologie mûre qui entraîne une incertitude sur la part des EMR réellement exploitable. Malgré cela, les EMR peuvent concurrencer les sources d'énergies fossiles offshore. La table 1 permet aussi de se rendre compte que le potentiel de l'énergie hydrolienne n'est pas le plus important. Il reste cependant élevé, particulièrement en Europe, où il vaudrait jusqu'à 35 TWh/an [IFREMER, 2009]. En comparaison, la demande énergétique mondiale valait 109 TWh en 2015, selon l'Agence Internationale de l'Énergie.

Énergie	éolien posé	houlomoteur	marémoteur	hydrolien	thermique
PTE	313	1400	380	450	80000

TABLE 1 – Potentiel technique exploitable de différents types d'énergies marines renouvelables dans le monde, en TWh/an [IFREMER, 2009].

Il est également important de préciser que les différents types d'EMR ne sont pas toutes au même niveau de maturité technologique. Ainsi, il existe des usines marémotrices depuis les années 1970. Selon [WindEurope, 2018], l'éolien posé comportait déjà 15 GW de capacité installée en Europe en 2017. En ce qui concerne l'hydrolien, il existe quelques MW situés principalement en France, en Grande-Bretagne et au Canada. La maturité technologique des EMR telle qu'estimée par [ADEME, 2013] est représentée figurativement sur la figure 6.

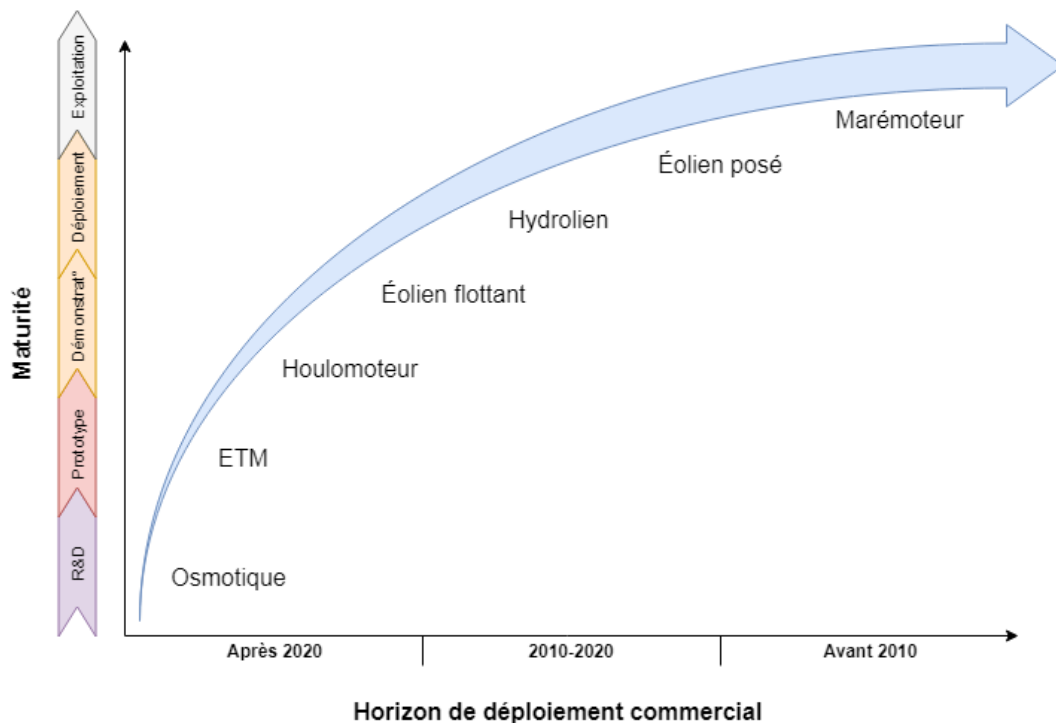


FIGURE 6 – Degré de maturité des énergies marines [ADEME, 2013].

Le coût de l'énergie est directement lié à la maturité technologique ainsi qu'à la durée de vie des installations. Une manière de rendre compte du prix de l'énergie produite est de calculer le « coût actualisé de l'énergie » (LCOE). Il correspond au prix total de l'énergie sur la durée de vie du dispositif qui la produit, en prenant en compte l'installation, la maintenance et les coûts de fonctionnement. Une estimation du LCOE pour différents types d'EMR est représentée sur la figure 7.

En ce qui concerne spécifiquement l'énergie hydrolienne, une part importante du coût vient de l'installation qui requiert en général des bateaux à positionnement dynamique, un aménagement du fond marin, une équipe de plongeurs et des câbles sous-marins de forte puissance et de grande longueur<sup>2</sup>. Or, les dispositifs hydroliens sont installés dans des zones où les courants de marée sont forts et donc où la renverse est courte (le temps durant lequel le courant change de direction et devient faible). Les conditions météorologiques peuvent aussi fortement impacter l'installation. De plus, il faut que l'hydrolienne résiste aux forts courants sans se déplacer, ce qui nécessite soit un poids très important (de l'ordre de quelques centaines de tonnes pour quelques centaines de kilowatts), soit un ancrage solide. Il faut aussi surveiller qu'elle résiste à l'abrasion et à la corrosion ainsi qu'aux bio-salissures évoquées précédemment.

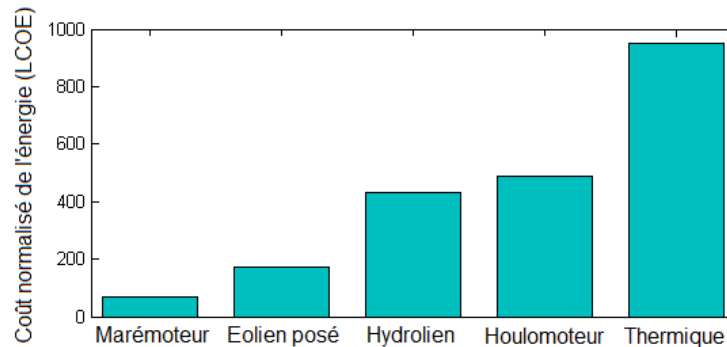


FIGURE 7 – Estimation du Levelized Cost Of Energy (LCOE) de plusieurs types d'EMR [World Energy Council, 2016].

Le fait que l'énergie hydrolienne soit prévisible représente un avantage certain car cela permet aux gestionnaires de réseaux électriques d'anticiper la production pour l'équilibrer avec la consommation. En effet, une source d'énergie intermittente comme l'éolien, le solaire ou l'hydrolien doit être compensée par un autre type d'énergie flexible. C'est-à-dire dont le démarrage et l'arrêt de l'exploitation sont rapides à effectuer. En France, l'énergie des barrages hydrauliques remplit cette fonction. La section suivante explique pourquoi la ressource hydrolienne est prévisible, et cite les principales méthodes pour l'exploiter.

---

2. Aujourd'hui ces technologies sont développées pour être reliées au réseau électrique, mais dans le futur elle pourraient aussi produire de l'hydrogène, qui est plus facilement stockable.

## Les courants marins et les hydroliennes

Les courants de marée sont générés par les forces de gravitation de la lune et du soleil. En effet, celles-ci provoquent des variations de hauteur d'eau à la surface de la Terre. Ces différences de hauteurs - les marées - se comportent comme des ondes périodiques qui se déplacent dans les mers en fonction de la bathymétrie et du trait de côte. Elles sont donc sujettes aux phénomènes de diffraction, de réflexion et de résonance, ce qui explique les différences de marnage le long des côtes. Les marées possèdent aussi plusieurs composantes de période : diurnales et semi-diurnales, dont l'importance dépend du lieu considéré (figure 8).

Les différences de hauteurs d'eau entraînent des écoulements qui peuvent être particulièrement rapides le long des côtes. En conséquence, ces courants dépendent principalement de la position des astres et de la bathymétrie. Ils sont donc eux aussi périodiques et prévisibles.

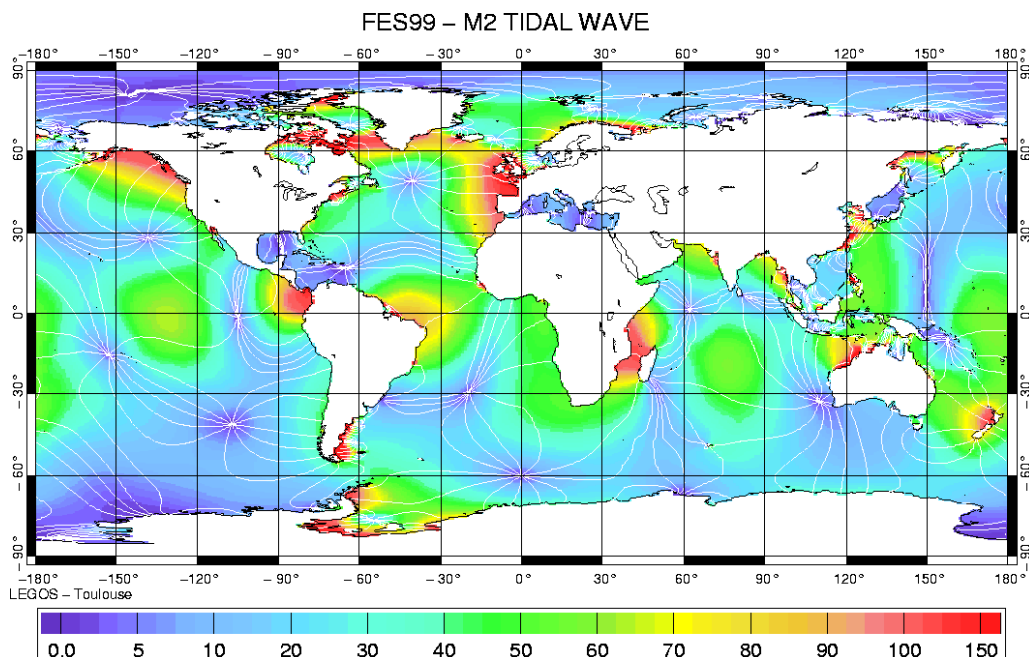


FIGURE 8 – Carte mondiale de la composante M2 des marées, générée par la « Lune moyenne ». Deux lignes cotidiales diffèrent d'une heure (LEGOS, Toulouse).

Le courant engendré par la marée montante est appelé flot, tandis que celui engendré par la marée descendante est appelé jusant. Ils ont chacun une direction principale, mais ne sont pas forcément alignés. Un exemple de polaire de courants de marée est représenté figure 9.a. La vitesse des courants varie aussi selon la profondeur, comme on peut le voir sur la figure 9.b. Ils subissent notamment de la friction sur les fonds marins. Les courants subissent aussi des variations causées par les conditions météorologiques (vagues, vents, différences de température et de salinité) et topologiques (turbulence, variation de la section de passage, sortie de fleuve).

La puissance cinétique d'une masse d'eau en mouvement  $P_{cinetique}$  est exprimée en W. Elle est calculée par l'équation 1 où  $\rho_f$  est la densité de l'eau,  $S$  la surface considérée et  $U_\infty$  la vitesse moyenne du courant incident.

$$P_{cinetique} = \frac{1}{2} \rho_f S U_\infty^3 \quad (1)$$

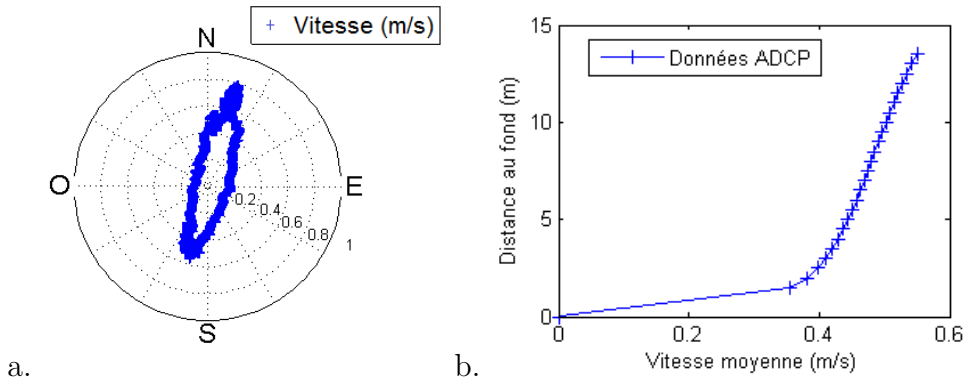


FIGURE 9 – (a) Courbe polaire des courants de marée et (b) profil de courant moyen issus de mesures ADCP moyennés sur une heure au large d’Ambleteuse (62).

Il existe de nombreuses manières de récupérer l’énergie cinétique des courants marins. En 2013, le Centre Européen des Énergies Marines (EMEC) a recensé 80 projets hydroliens dans le monde. Ces technologies peuvent être répertoriées en plusieurs catégories : les turbines à axe horizontal, les turbines à axe vertical, les turbines carénées, ou à effet Venturi, les foils oscillants, les vis d’Archimède et les turbines auto-porteuses, ou « cerfs-volants sous-marins » (voir figure 10) [ADEME, 2013].



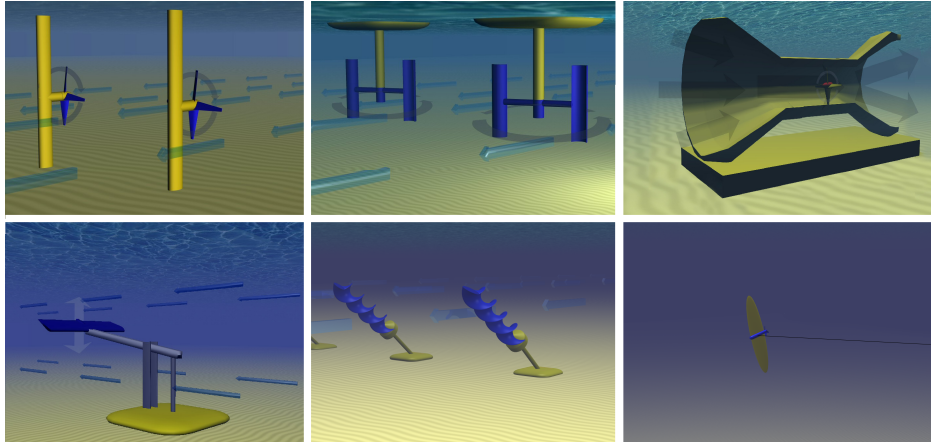


FIGURE 10 – Les différents systèmes d’hydrolienne [ADEME, 2013].

La plupart des projets hydroliens prévoient d’utiliser des turbines à axe horizontal. Ce type d’hydroliennes peut être caractérisé à l’aide de grandeurs sans dimension, ce qui permet de les comparer entre elles.

Le coefficient de puissance ( $C_p$ ) est le rapport de l’énergie mécanique récupérée par l’hydrolienne sur l’énergie hydrocinétique incidente. Il est calculé par l’équation 2, dans laquelle  $U_\infty$  désigne la vitesse du courant amont,  $R$  le rayon de la turbine,  $\Omega$  sa vitesse de rotation et  $M_{\vec{x}}$  le couple transmis par son axe de rotation. Ce coefficient est borné par la limite de Betz qui indique que la puissance théorique maximale d’un capteur éolien ou hydrolien est égale à  $16/27^{eme}$  de la puissance incidente [Betz, 1926].

$$C_p = \frac{\Omega M_{\vec{x}}}{0.5\rho\pi R^2 U_\infty^3} \quad (2)$$

Le Tip-Speed-Ratio ( $TSR$ ) est le rapport entre la vitesse en bout de pale et la vitesse du courant (équation 3). Il caractérise la vitesse de rotation de l’hydrolienne et influe fortement sur le coefficient de puissance de l’hydrolienne. Le point de fonctionnement nominal d’une hydrolienne à axe horizontale est en général compris entre  $TSR = 3$  et  $TSR = 5$ .

$$TSR = \frac{\Omega R}{U_\infty} \quad (3)$$

Enfin, le coefficient de blocage  $B$  indique la portion du canal de surface  $S_{canal}$  qui est obstruée par la présence de l'hydrolienne (équation 4) [Whelan et al., 2009]. Il est particulièrement utilisé pour les hydroliennes carénées et pour les études considérant de grandes fermes d'hydroliennes dans des petits canaux. Le coefficient de blocage renseigne sur l'importance des effets de bords. Un fort coefficient de blocage peut permettre de dépasser la limite de Betz lorsque l'écoulement présente un saut de pression de part et d'autre de l'hydrolienne.

$$B = \frac{\pi R^2}{S_{canal}} \quad (4)$$

En pratique, l'implantation d'hydroliennes à axe horizontal nécessite des lieux adaptés présentant des courants d'une vitesse supérieure à  $U_\infty = 2 - 2.5$  m/s. Dans ces conditions, la densité d'énergie est suffisante pour envisager un projet économiquement viable [Aqua-RET, 2012]. De plus, les hydroliennes tournantes de grand diamètre sont soumises à une variation de courant sur la colonne d'eau, ce qui peut entraîner des conditions de fonctionnement moins favorables pour des machines fixées sur le fond ou près de la surface et une détérioration des pales plus importante due à une fatigue prématurée [Osalusi et al., 2009].

Dans ce contexte, l'énergie hydrolienne est en bonne position pour être une des ressources émergentes de la transition énergétique. Parmi les avantages qui lui sont liés, on peut citer : une énergie prévisible, disponible en grande quantité, localisée dans un espace peu occupé. Mais, dans le même temps, les technologies existantes pour l'exploiter posent de nombreux défis dûs aux difficultés du milieu : coût de fabrication et d'installation, difficulté de maintenance, érosion, bio-salissures, faible gamme de courants exploitables, etc. Il est donc pertinent d'étudier de nouvelles solutions pour tenter de résoudre certaines de ces problématiques.

## Structures flexibles et écoulements

L'idée de développer une hydrolienne ondulante s'inspire du flottement des drapeaux dans le vent ou du mouvement de nage des poissons et mammifères marins. Elle se base sur l'interaction entre un fluide en mouvement et une structure élancée. Sous certaines conditions, cette interaction génère une onde qui met la structure en mouvement. Le premier à avoir décrit ce phénomène est Lord Rayleigh [Rayleigh, 1878]. Il assimilait le flottement des drapeaux aux instabilités de Kelvin-Helmholtz [von Helmholtz, 1868] [Kelvin, 1871]. Ce mouvement ondulatoire se produit lorsque deux fluides en contact se déplacent à des vitesses différentes. Cela génère des turbulences à la surface de contact qui, à partir d'une différence "critique" de vitesse, créent des ondes à l'interface entre les deux fluides. Une autre explication associe l'instabilité de flottement à des vibrations causées par détachement tourbillonnaire. En effet, lorsqu'un obstacle est placé dans un écoulement turbulent, il laisse une série de tourbillons dans son sillage, appelée allée tourbillonnaire de von Kármán [von Kármán, 1935]. Or, la fréquence de détachement des tourbillons d'un drapeau est bien plus élevée que sa fréquence de flottement. Par ailleurs, il n'existe pas, a priori, de différence de vitesse de part et d'autre du drapeau, ce qui distingue le flottement des drapeaux du problème de Kelvin-Helmholtz [Argentina & Mahadevan, 2005].

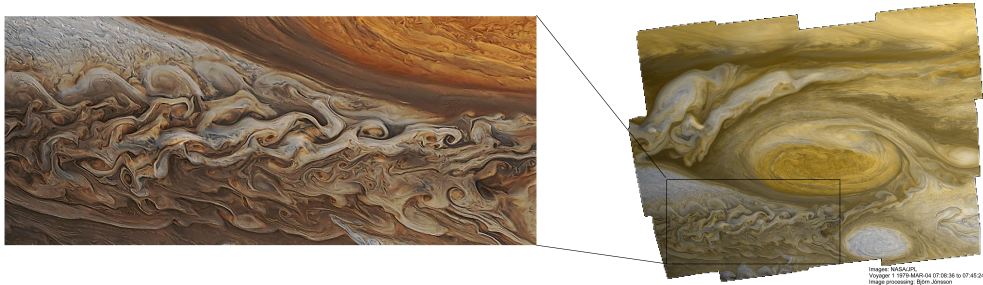


FIGURE 11 – Instabilités de Kelvin-Helmholtz sur Jupiter (NASA)

Le mécanisme d'instabilité aérodynamique sur une aile d'avion, décrit par Theodorsen en 1935, a permis de prédire la vitesse critique d'oscillation d'une aile rigide sans recourir à ces explications, à partir de l'équation d'un écoulement potentiel et de la condition de Kutta<sup>3</sup>.

---

3. Un corps avec un bord de fuite acéré qui se déplace dans un fluide va créer autour de lui une circulation suffisante à maintenir un point de stagnation au niveau du bord de fuite [Kuethe & Schetzler, 1959].

Les travaux postérieurs ont permis de modéliser l'élasticité du drapeau et de considérer plusieurs modes d'ondulations. En 1975, Dowell écrit que le mouvement du solide crée des fluctuations significatives dans l'écoulement qui, en retour, modifie le mouvement du solide. On parle aujourd'hui d'interactions fluide-structure (IFS).

Dans le cas d'un drapeau placé dans un écoulement, il y a trois types de forces à considérer : les forces de pression, d'inertie et d'élasticité. Le flottement résulte d'un équilibre instable entre ces forces.

Lorsque la vitesse de l'écoulement est faible, ces forces s'équilibrent en forçant le drapeau à rester (ou à revenir) à sa position d'équilibre, c'est-à-dire à plat, parallèle à l'écoulement et statique. Une couche limite se forme cependant à l'interface entre le fluide et le solide. Il y a alors de petites turbulences dans l'écoulement à proximité du solide, qui sont susceptibles de le déplacer légèrement. Des détachements tourbillonnaires peuvent aussi avoir lieu.

À partir de la vitesse critique, ces légers déplacements s'intensifient : un petit déplacement dû à une force de pression instationnaire engendre une force de rappel élastique qui le ramène à sa position d'origine. Puis, les forces d'inertie amènent le drapeau à dépasser la position stable, ce qui génère de nouveau une force de pression et une force de rappel élastique et ainsi de suite. Dans le même temps, ces oscillations modifient l'écoulement et créent des fluctuations dans les forces de pression. Ces variations dans les deux milieux s'entretiennent l'une l'autre et convergent vers un comportement périodique stable.

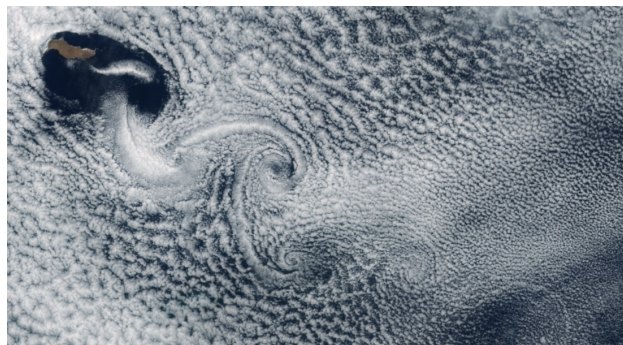


FIGURE 12 – Allée de tourbillons de von Kármán causée par le vent s'écoulant autour de l'île de Guadeloupe.

Les travaux sur ce sujet englobent de nombreux champs d'application :

- Le flottement des drapeaux au vent : [Rayleigh, 1878] [Fairthorne, 1930] [Argentina & Mahadevan, 2005] [Alben & Shelley, 2008] [Virost, 2015].
- Les mouvements de nage des poissons et l'efficacité de leur propulsion : [Lighthill, 1969], [Müller, 2003], [Eloy, 2013].
- L'étude du ronflement, causé par la vibration des tissus de la gorge sous l'effet de la respiration [Huang, 1995], [Balint & Lucey, 2005].
- L'instabilité du tuyau d'arrosage et des tuyaux d'acheminement de fluide et général : [Païdoussis, 1998].
- Le flottement du papier dans les manufactures d'imprimerie : [Watanabe et al., 2002a], [Watanabe et al., 2002b], [Wu & Kaneko, 2005].
- Le vol des insectes : [Combes & Daniel, 2003]
- Le mouvement des plantes : [de Langre, 2008] [Koehl et al., 2008].
- Les pompes cardiaques : [CorWave, 2017].
- Les dispositifs de récupération d'énergie éolienne : [Allen & Smits, 2001], [Singh et al., 2012a], [Priya et al., 2005], [Doare & Michelin, 2011]
- Les dispositifs de récupération d'énergie hydrolienne : [Taylor et al., 2001], [Giacomello & Porfiri, 2011], [Déporte, 2016].

En décrivant des expériences et en développant des modèles analytiques ou numériques, ces recherches ont permis de mieux comprendre ce phénomène. Selon les applications, elles visent à l'atténuer ou à l'exploiter. Elles ont permis de statuer que le flottement des drapeaux intervient à partir d'une certaine vitesse critique du fluide par rapport au solide. Cette vitesse critique dépend à la fois de la masse du drapeau, de sa raideur et de sa taille [Argentina & Mahadevan, 2005]. Au delà de cette vitesse, le drapeau ondule avec une certaine longueur d'onde  $\lambda$  associée à une fréquence  $f$ . Une quantité de fluide accompagne alors le mouvement du drapeau et modifie sa dynamique, on parle de couplage. Cette masse virtuelle est appelée masse ajoutée et dépend notamment de la géométrie du drapeau [Yadykin et al., 2003] [Eloy et al., 2007]. Dans certains cas, le mouvement est constitué d'une combinaison de plusieurs modes, ayant chacun une longueur d'onde et une fréquence propre [Huang, 1995]. À vitesse élevée, le mouvement peut devenir chaotique [Alben & Shelley, 2008].

Le cas particulier de l'hydrolienne à membrane ondulante fait intervenir d'autres dispositifs et paramètres qui sont présentés dans la suite.

## L'hydrolienne à membrane ondulante

L'hydrolienne à membrane ondulante étudiée ici utilise les instabilités de flottement provenant de l'interaction entre une structure élancée et un fluide en mouvement. D'autres innovations sont mises en place pour contrôler ses ondulations et convertir l'énergie. Le concept de cette hydrolienne, développée par l'entreprise Eel Energy, est expliqué en détail dans cette section.

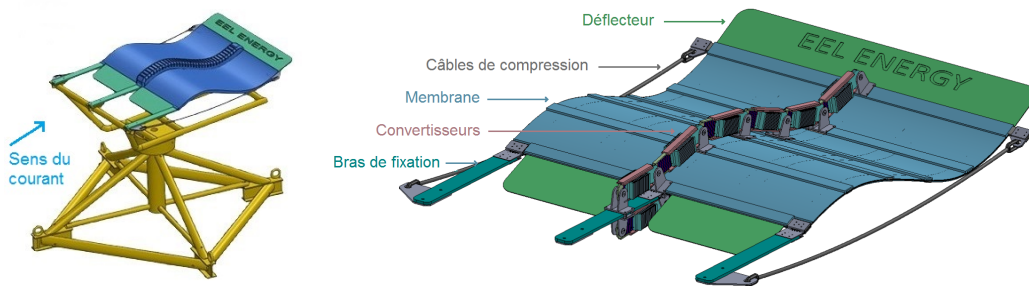


FIGURE 13 – Schéma du prototype 1/6<sup>ème</sup> utilisé pour les essais en mer.

En premier lieu, il convient de préciser que la partie flexible de l'hydrolienne, désignée dans la suite par le terme de « membrane », n'est pas isotrope. En effet, elle est composée d'un assemblage de plusieurs matériaux. Ainsi, cette structure est équipée de profilés transverses qui rigidifient fortement la membrane dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Cela permet de garantir un mouvement en deux dimensions, l'onde de déformation se propageant de manière uniforme dans le sens de l'écoulement. De plus, ces profilés permettent d'assurer la transmission des efforts de toute la largeur de la membrane vers la ligne centrale, où sont situés les dispositifs de conversion d'énergie. Dans la direction axiale, la membrane doit être suffisamment souple pour se déformer sous l'effet du courant et suffisamment rigide pour transmettre les efforts aux convertisseurs (voir section 1.4.2).

L'énergie de déformation de la membrane est convertie à l'aide de générateurs linéaires situés sur sa ligne centrale. Ces convertisseurs sont composés d'un stator et d'un translator, qui sont reliés à des pieds de fixation par une liaison pivot (figure 14). Ces pieds sont fixés par encastrement sur la membrane. Ils permettent d'éloigner les convertisseurs de la ligne neutre, soit le milieu de l'épaisseur de la membrane. Ainsi, la courbure de la membrane engendre un mouvement de translation au niveau du convertisseur, dont la course dépend de la hauteur des pieds de fixation.

La mise en mouvement relatif du translator et du stator, respectivement composés d'aimants et de bobines, génère un potentiel électrique. Les convertisseurs vont ainsi freiner le mouvement d'ondulation de la membrane. Le réglage des convertisseurs, appelé Power Take-Off (PTO) permet d'optimiser le fonctionnement et la récupération d'énergie (section 1.4.1).

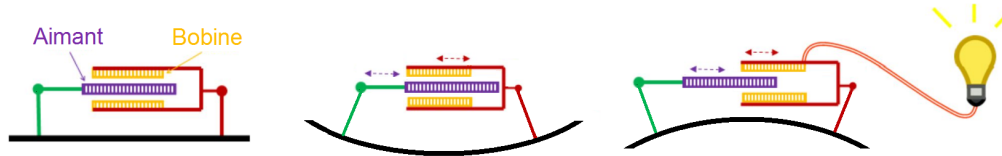


FIGURE 14 – Schéma de fonctionnement des convertisseurs d'énergie.

De plus, la membrane est pré-contrainte par des câbles reliant son bord de fuite à la structure qui la maintient dans la colonne d'eau. Ces câbles de compression sont présents de chaque côté de la membrane et sont plus courts que la distance au repos entre leurs deux points de fixation. Il faut donc une certaine force pour pouvoir les fixer, appelée charge critique de flambement. Ces câbles maintiennent la membrane en flexion, ce qui lui permet de présenter une surface frontale au courant et l'empêche de rester à plat. Cette forme fléchie engendre une contrainte en flexion dans le matériau de la membrane. Lorsque cette dernière est située dans un écoulement, la forme fléchie génère des différences de pression de part et d'autre de la membrane, facilitant sa mise en mouvement. La contrainte imposée par les câbles permet d'abaisser la vitesse critique de démarrage de la membrane, et donc de générer de l'électricité pour de faibles vitesses de courant. Enfin, la longueur des câbles de pré-contrainte constitue un paramètre de contrôle du mouvement ondulant de l'hydrolienne (section 1.4.3).

La membrane est maintenue dans l'écoulement par trois bras rigides fixés à une structure gravitaire ou flottante. La condition d'accroche de ces bras (encastré, pivot avec ou sans butées, avec ou sans rappel élastique) peut modifier fortement le mode d'ondulation de la membrane. Ces conditions d'accroche sont parfois appelées conditions limites.

Enfin, la membrane est équipée de déflecteurs rigides à l'amont et à l'aval. Ces déflecteurs, de même largeur que la membrane, la prolongent. Ils facilitent le démarrage des ondulations et les phases d'inversion de courbure [Déporte, 2016].

Ce dispositif diffère principalement des autres systèmes ondulants de récupération d'énergie par sa taille et par son système de convertisseurs. En effet, la plupart des autres systèmes en développement sont basés sur l'utilisation de matériaux piézoélectriques. Ces matériaux génèrent un potentiel électrique en fonction de leur déformation et vice-versa. Ces systèmes sont adaptés à la production d'énergie à petite échelle [Jbaily and Yeung, 2014].

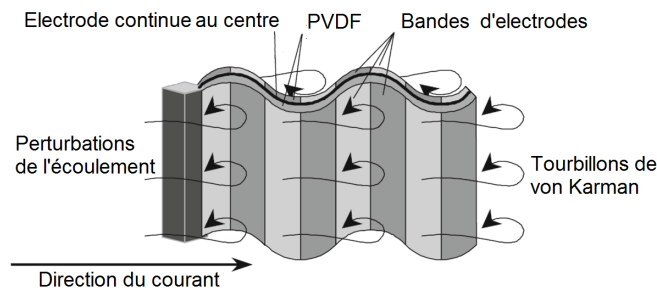


FIGURE 15 – Drapeau piézoélectrique de récupération d'énergie fluviale [Pobering & Schwesinger, 2004].

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans la continuité de la thèse d'Astrid Déporte intitulée « Caractérisation du fonctionnement d'une hydrolienne à membrane ondulante pour la récupération de l'énergie des courants marins » [Déporte, 2016]. Trois approches ont été développées au cours de cette thèse afin de caractériser le comportement du système. La suite de cette section est un résumé succinct de ces travaux antérieurs.

La membrane a été modélisée de façon analytique par une poutre et l'écoulement par la théorie des corps élancés. Les différents éléments du système (bras, câble, déflecteurs) ont été pris en compte de manière simplifiée. Ce modèle est présenté section 2.1.

La seconde approche développée par Astrid Déporte est un modèle réduit expérimental testé au bassin d'essai de l'Ifremer à Boulogne sur Mer. Réalisé à partir d'un bloc de polyacétal, il est composé d'un seul matériau qui a été caractérisé à partir d'essais de flexion. L'utilisation de ce prototype a permis d'acquérir une base de données pour valider les modèles analytique et numérique développés en parallèle. Il a aussi permis d'étudier l'influence de certains paramètres de réglage sur le comportement du système.



Ce prototype a par la suite été amélioré, en augmentant sa raideur transverse et en ajustant sa raideur longitudinale (voir sections 1.1.3 et 1.4.2). De plus, un important travail a été réalisé sur l'estimation des performances (section 1.3.3) et sur l'influence des principaux paramètres influençant le comportement de l'hydrolienne.

La troisième approche utilisait un modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis. Il s'agit d'un modèle 2D reprenant les différents éléments de la membrane (figure 16). Le fluide est modélisé comme étant incompressible, sans prise en compte de modèle de turbulence. La résolution des équations est réalisée par un couplage fluide/structure fort. Le modèle fait l'hypothèse des grands déplacements et des petites déformations et utilise un schéma temporel implicite de type composite. Les grands déplacements induisent une forte déformation du maillage qui est répartie dans le domaine fluide par la méthode Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE). Ce modèle simplifié 2D est très couteux en temps de calculs.

Les résultats issus de ces trois modèles ont été comparés en termes d'amplitudes du mouvement, d'efforts sur la structure et de fréquences d'oscillation. Le modèle analytique donne les bons ordres de grandeur et les bonnes tendances de la fréquence mais sous-estime l'amplitude du mouvement et les efforts sur la structure. Le modèle numérique ne représente pas correctement les harmoniques de la fréquence principale du mouvement, ce qui conduit à des efforts plus importants que ceux observés en essais. L'amortissement est représenté différemment dans les trois modèles, ce qui conduit à des écarts de résultats de puissance convertie. En particulier, le modèle analytique ne donne ni la bonne répartition ni le bon ordre de grandeur de puissance convertie.

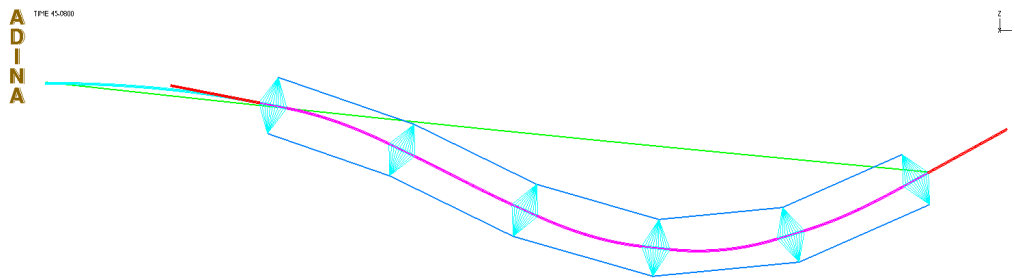


FIGURE 16 – Représentation des éléments solides utilisés dans le modèle ADINA [Déporte, 2016].

Le prototype à l'échelle  $1/20^{eme}$  a permis de valider expérimentalement pour la première fois le concept d'hydrolienne à membrane ondulante et le procédé de conversion d'énergie réparti sur la longueur de la membrane. Une étude paramétrique a mis en évidence trois principaux types de paramètres qui influent sur le comportement : les conditions aux limites, les paramètres matériaux et l'amortissement (i.e. la conversion d'énergie). La complémentarité des trois modèles est soulignée.

Une comparaison des résultats obtenus avec deux prototypes  $1/20^{eme}$  et  $1/6^{eme}$  a montré qu'il existe un fort décalage entre les vitesses critiques, les amplitudes de mouvement, les efforts et les fréquences d'oscillation pour les deux prototypes. Ces décalages proviennent de différences dans les conditions d'accroches, auxquelles s'ajoutent de forts effets de confinement et d'échelle.

Enfin, une partie de la thèse de A. Déporte est consacrée à l'étude des matériaux, avec notamment des essais de traction, de flexion et de vieillissement en eau de mer. Cette thèse étant la première dédiée à l'étude du comportement d'une membrane ondulante pour récupérer l'énergie des courants marins, elle a couvert un grand nombre de domaines.

L'objectif des travaux menés à la suite de A. Déporte et synthétisés dans ce manuscrit est de :

- Poursuivre et compléter les précédents travaux, en étudiant notamment la phase de démarrage de l'hydrolienne, en améliorant le modèle expérimental, en réalisant une étude paramétrique complète ainsi qu'en effectuant une caractérisation du sillage de l'hydrolienne (chapitre 1),
- Développer un modèle numérique dédié afin d'améliorer la compréhension du système et de permettre l'optimisation de son fonctionnement (chapitre 2).
- Considérer des conditions d'essais plus réalistes, avec l'étude de l'influence de la direction du courant et de l'impact de la houle sur le comportement dynamique du système (chapitre 3).

Une synthèse des résultats obtenus permettra en fin de manuscrit de statuer sur la complémentarité des différentes méthodes.

# Chapitre 1

## Caractérisation expérimentale du comportement d'une hydrolienne à membrane ondulante

*« Moi, c'est bien simple, tout ce que je défends, c'est la nature... Appelez cela comme vous voulez. Liberté, dignité, humanité, écologie... Cela revient au même. »*

- Les racines du ciel, Romain Gary.

Le développement du modèle expérimental poursuit trois objectifs. En premier lieu, il s'agit de reproduire le mécanisme de l'hydrolienne à membrane ondulante pour prouver la validité de son concept. Il s'agit donc de démontrer qu'il est possible de récupérer l'énergie des courants marins par l'intermédiaire d'une structure flexible qui ondule sous l'effet de son interaction avec le fluide en mouvement.

En étudiant le système en environnement contrôlé, l'effet des différents paramètres régissant son fonctionnement peut être mis en exergue. En effet, le protocole expérimental permet de réaliser plusieurs expériences en ne faisant varier qu'un seul paramètre, ce qui permet d'étudier son influence sur le comportement du système. Ces informations sont essentielles pour dimensionner correctement les futures hydroliennes à membrane ondulante à taille réelle et pour valider les modèles numériques développés en parallèle.

Enfin, le modèle expérimental à taille réduite permet de tester rapidement et à moindre frais des améliorations techniques envisagées, comme le choix d'un assemblage ou d'un matériau.

C'est pourquoi, après une première partie consacrée au contexte de l'émergence de cette technologie, ce chapitre est dédié au dimensionnement du prototype utilisé, à la description de la méthode expérimentale et aux résultats qu'elle permet d'obtenir : la caractérisation statique et dynamique de l'hydrolienne, l'influence des principaux paramètres du système et la caractérisation de son sillage.



FIGURE 1.1 – Représentation de Ibn al-Haytham, un des premiers promoteurs de la méthode expérimentale (Selenographia, Johannes Hevelius, 1647)

# 1.1 Conception d'un prototype à échelle réduite

## 1.1.1 Le bassin d'essai et son instrumentation

Les essais ont été réalisés dans le bassin à houle et à courant de l'Ifremer à Boulogne-sur-Mer (Figure 1.2) [Gaurier et al., 2018]. Sa section utile mesure 18 m de long, 4 m de large et 2 m de profondeur. L'eau est mise en mouvement par deux pompes de 1 m de diamètre et de puissance  $2 \times 250$  kW. Elles permettent d'ajuster la vitesse du courant de 0 à 2,2 m/s.

L'eau passe sous la section utile du bassin, remonte et traverse les nids d'abeille qui redressent le courant. Ils permettent de limiter l'intensité turbulente à  $I_\infty = 1,5\%$  (équation 1.17). Il est possible d'enlever ce dispositif pour faire des essais avec une intensité turbulente égale à 15% [Mycek et al., 2014]. Il est aussi possible de générer différents niveaux de turbulence et de longueurs caractéristiques en utilisant des grilles disposées en amont de la section d'essai [Blackmore et al., 2015]. De la houle peut être générée à l'aide d'un batteur situé en amont [Gaurier et al., 2013]. Le bassin est équipé d'une fenêtre d'observation sur le côté permettant d'observer et de filmer les essais. De plus, il est muni de passerelles amovibles et de ponts roulants qui facilitent la manutention des prototypes d'essai.

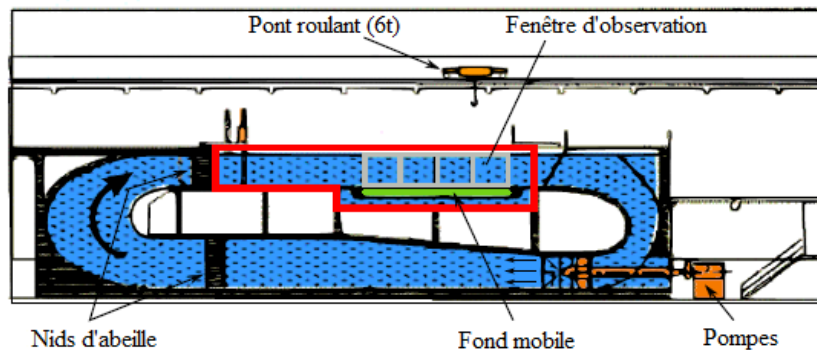


FIGURE 1.2 – Schéma du bassin d'essai à houle et à courant de l'Ifremer à Boulogne-sur-Mer

Le bassin d'essai de Boulogne-sur-Mer est doté d'un ensemble de moyens de mesure spécifique à l'hydrodynamique. Il dispose notamment d'équipements permettant la mesure des efforts s'exerçant sur les dispositifs à tester, ainsi que du suivi et de la visualisation de l'écoulement et du comportement dynamique des maquettes :

- Système de trajectométrie aérienne et sous-marine,
- Balances de mesures d'efforts 6 composantes,
- Vélocimétrie Laser Doppler 2D (LDV),
- Système de Vélocimétrie par Image de Particule 2D (PIV),
- Hexapode : Système mécanique de déplacement et d'orientation des maquettes suivant 6 degrés de liberté (3 rotations et 3 translations).

### 1.1.2 Les lois de similitudes

La conception du prototype à échelle réduite a été réalisée spécifiquement pour mesurer son sillage dans le bassin d'essai. Il a donc fallu déterminer le facteur d'échelle optimal à partir des lois de similitudes s'appliquant au système et sélectionner les matériaux respectant la similitude tout en trouvant un moyen de simuler la conversion d'énergie.

En premier lieu, il convient de sélectionner les lois de similitudes les plus adaptées pour développer la maquette réduite en respectant les différents rapports d'échelle en hydrodynamique et en mécanique du solide. En ingénierie, des modèles réduits présentant la même forme que le modèle en grandeur réelle (similitude géométrique) sont souvent utilisés. Les matériaux et les phénomènes que l'on souhaite étudier sont alors mis à l'échelle afin de reproduire le comportement du système grandeur nature (similitude dynamique). La mise à l'échelle du phénomène à étudier est assurée quand tous les paramètres de similitude sont identiques aux deux échelles. Ces nombres sans dimension sont obtenus lors de l'analyse dimensionnelle, par exemple en utilisant le théorème de Vaschy-Buckingham ou théorème II [Buckingham, 1914].

Cependant, il est souvent impossible de respecter strictement tous les critères de similitude. En effet, un phénomène négligeable à échelle réelle peut devenir prépondérant à échelle réduite, ou inversement. C'est ce qu'on appelle les « effets d'échelle ». Un moyen de les diminuer est d'augmenter le plus possible la taille du modèle réduit. On parle de similitude incomplète quand seuls quelques-uns des critères sont satisfaits. C'est généralement le cas dans les essais impliquant plusieurs milieux qui ne respectent pas les mêmes similitudes comme, par exemple, pour les éoliennes flottantes [Müller et al., 2014].

Dans certains cas, il est possible de contourner la difficulté en modifiant le rapport de similitude géométrique. Il est question de distorsion géométrique quand, par exemple, pour modéliser une rivière, on emploie une échelle de largeur différente de l'échelle de longueur [Peakall et al., 1996].

Il existe de nombreux nombres adimensionnels caractérisant la similitude en dynamique des fluides. Quatre d'entre eux peuvent s'appliquer suivant les phénomènes considérés.

**Le nombre de Reynolds.** Il caractérise la nature du régime de l'écoulement (laminaire, transitoire, turbulent). Le nombre de Reynolds représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il est calculé à l'aide de l'équation 1.1, avec  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement en m/s,  $L$  la longueur caractéristique de la maquette en mètres, et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide en  $\text{m}^2/\text{s}$ .

Il est impossible de respecter cette similitude dans le cas présent, mais il est important de conserver le même régime d'écoulement entre les différentes échelles. Or, c'est bien le cas ici, car un écoulement est considéré turbulent pour  $Re \geq 2.10^3$  (voir table 1.2).

$$Re = \frac{U_\infty L}{\nu} \quad (1.1)$$

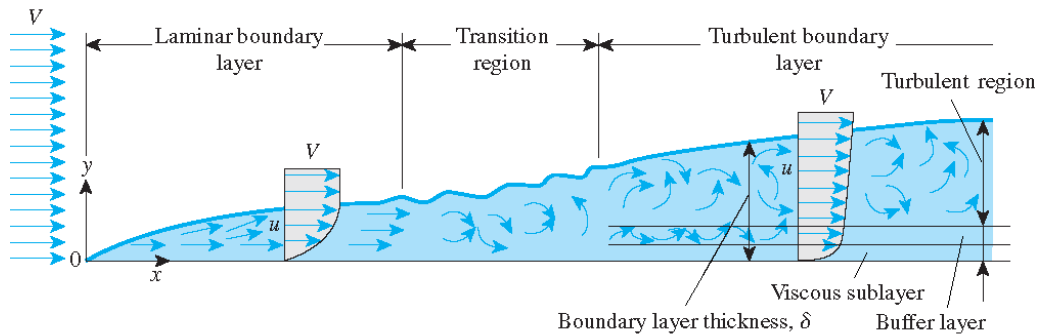


FIGURE 1.3 – Développement d'une couche limite sur une plaque plane pour différents régimes d'écoulements (Université du Delaware).

**Le nombre de Froude.** Dans un fluide, il caractérise l'importance relative de l'énergie cinétique par rapport à l'énergie potentielle gravitationnelle. Il s'exprime donc par un rapport entre la vitesse et la force de pesanteur (équation 1.2, avec  $g$  l'accélération de la pesanteur en  $\text{m/s}^2$ ). Ce nombre apparaît essentiellement dans les phénomènes d'ondes de gravité à la surface libre.

$$Fr = \frac{U_\infty}{\sqrt{gL}} \quad (1.2)$$

**Le nombre de Strouhal.** Il décrit les mécanismes d'oscillation au sein d'un écoulement. Il représente le rapport du temps d'advection et du temps caractéristique de l'instationnarité. Comme le montre l'équation 1.3, il est calculé à partir de la fréquence  $f$ . Or, la fréquence d'ondulation de l'hydrolienne dépend de nombreux autres paramètres du système (raideur, amortissement, masse ...). Ce nombre peut donc être employé dans l'analyse des résultats, mais pas dans le dimensionnement du prototype. Il sera appelé fréquence adimensionnelle par la suite, pour ne pas créer de confusion avec les phénomènes de détachement tourbillonnaire, pour lesquels le nombre de Strouhal est surtout utilisé.

$$St = \frac{fL}{U_\infty} \quad (1.3)$$

**La vitesse réduite.** Elle est utilisée dans les systèmes d'interaction fluide-structure, notamment pour l'étude des vibrations induites par détachements tourbillonnaires [Molin, 2002]. La vitesse réduite représente le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse d'une onde élastique dans le solide. Elle s'exprime à l'aide de l'équation 1.4, où  $\rho_s$  est la masse volumique du solide,  $E$  son module d'Young et  $I_{\bar{z}}$  son moment quadratique par rapport à l'axe  $\bar{z}$ . Appliqué à l'hydrolienne à membrane ondulante, ce nombre sans dimension a pour avantage de considérer les propriétés du matériau. Il sera montré dans la section 1.4.2 que la vitesse réduite est adaptée à l'étude de notre système.

$$Ur = U_\infty L^2 \sqrt{\frac{\rho_s}{EI_{\bar{z}}}} \quad (1.4)$$



### 1.1.3 Choix du facteur d'échelle

Le projet industriel était initialement basé sur le développement de machines équipées d'une membrane ondulante de  $16\text{ m} \times 16\text{ m}$ , ces dimensions ayant vocation à évoluer pour être adaptées aux besoins et aux spécificités d'un lieu d'implantation. Néanmoins, au cours de cette thèse, elles servent de référence pour désigner les facteurs d'échelles des différents prototypes.

Une solution pour définir la taille du prototype expérimental consiste à utiliser le rapport d'échelle entre la profondeur des sites d'installation d'hydroliennes en mer et la hauteur du bassin d'essai. Parmi les zones envisagées pour l'implantation d'hydroliennes en France, on peut citer le passage du Fromveur (50 m), le Raz Blanchard (40 m), le Raz de Sein (20 à 30 m) ou encore le passage entre l'île de Bréhat et la pointe de l'Arcouest (35 m) [SHOM, 2015]. Au niveau européen, il existe des projets entre la pointe nord-est de l'Écosse et la petite île de Stroma (40 m), ainsi qu'au niveau du détroit des Orcades, aussi appelé Pentland Firth (60 à 90 m). Enfin, le Centre Européen des Énergies Marines (EMEC), situé dans les îles Orcades, propose une zone de tests d'hydroliennes grandeur nature dans un site nommé Fall of Warness, au sud-ouest de l'île d'Eday (12 à 50 m) [EMEC, 2018].

En considérant une hauteur d'eau de 40 m pour une installation de l'hydrolienne à membrane ondulante échelle 1, on obtient un rapport de 1 sur 20 avec le bassin d'essai. Le facteur d'échelle de  $1/20^{eme}$ , appliqué à la taille de la membrane, donne un prototype échelle réduite de 0,8 m de long. Cette dimension concorde avec la taille d'autres technologies d'hydrolienne testées dans le bassin, notamment pour la caractérisation de sillage [Mycek et al., 2014].

Les similitudes géométriques et dynamiques sont ensuite utilisées pour déterminer le facteur d'échelle de chaque grandeur du problème étudié (table 1.1). Le rapport de toutes les dimensions géométriques du prototype et du modèle est alors constant, ainsi que le rapport des accélérations.

Grandeur	Symbole	Dimension	Facteur d'échelle
Longueur	$L$	[L]	$\iota$
Surface	$S$	[L] <sup>2</sup>	$\iota^2$
Temps	$t$	[T]	$\iota^{1/2}$
Vitesse	$U_\infty$	[L][T] <sup>-1</sup>	$\iota^{1/2}$
Accélération	$a$	[L][T] <sup>-2</sup>	1
Masse	$m$	[M]	$\iota^3$
Densité	$\rho$	[M][L] <sup>-3</sup>	1
Raideur	$k$	[M][T] <sup>-2</sup>	$\iota^2$
Force	$F$	[M][L][T] <sup>-2</sup>	$\iota^3$
Contrainte	$\zeta$	[M][L] <sup>-1</sup> [T] <sup>-2</sup>	$\iota$
Module de Young	$E$	[M][L] <sup>-1</sup> [T] <sup>-2</sup>	$\iota$

TABLE 1.1 – Récapitulatif des facteurs d'échelle pour les différentes grandeurs physiques considérées.

Le choix des matériaux de la membrane 1/20<sup>eme</sup> est déterminé à partir des données du prototype 1/6<sup>eme</sup> déjà présent au début de la thèse ( $\rho_{1/6} = 1172 \text{ kg/m}^3$ ,  $E_{1/6} = 12.14 \text{ GPa}$ ,  $k_{1/6} = 772.4 \text{ N/m}$ , [Déporte, 2016]) et du rapport d'échelle  $\iota = 6/20$ . D'après le diagramme d'Ashby (figure 1.4), les matériaux se rapprochant le plus d'une masse volumique de  $\rho_{1/20} = 1172 \text{ kg/m}^3$  et d'un module de Young de  $E_{1/20} = \iota.E_{1/6} = 3.64 \text{ GPa}$  sont les matières plastiques. Le plus approprié serait un thermoplastique polyacetal (POM-C) avec les caractéristiques suivantes :

- Masse volumique :  $\rho_s = 1410 \text{ kg/m}^3$
- Module de Young :  $E = 2.9 \text{ GPa}$
- Limite rupture :  $\zeta_{rupture} = 68 \text{ MPa}$

L'épaisseur de la membrane est ajustée afin de retrouver une raideur équivalente à  $k_{1/20} = \iota^2.k_{1/6} = 69.5 \text{ N/m}$  et donc de respecter la similitude de comportement en flexion. La membrane devrait donc avoir une épaisseur de  $h = 4.2 \text{ mm}$ . De plus, des barres transversales rigides en carbone/epoxy sont fixées sur la membrane afin d'éviter la flexion selon l'axe  $\vec{x}$  et ainsi garder un mouvement en deux dimensions. L'épaisseur de ces barres transversales est de 3.2 mm pour respecter la similitude de dimension avec les barres transversales du prototype 1/6<sup>eme</sup> qui mesurent 10 mm d'épaisseur. Cependant, avec ces dimensions et ce matériau, la masse de la membrane est de 4.94 kg au lieu de 3.79 kg en respectant la similitude en termes de masse. Pour résumer, la similitude est respectée en termes de dimension (à part l'épaisseur), en termes de raideur mais légèrement différente en termes de masse.

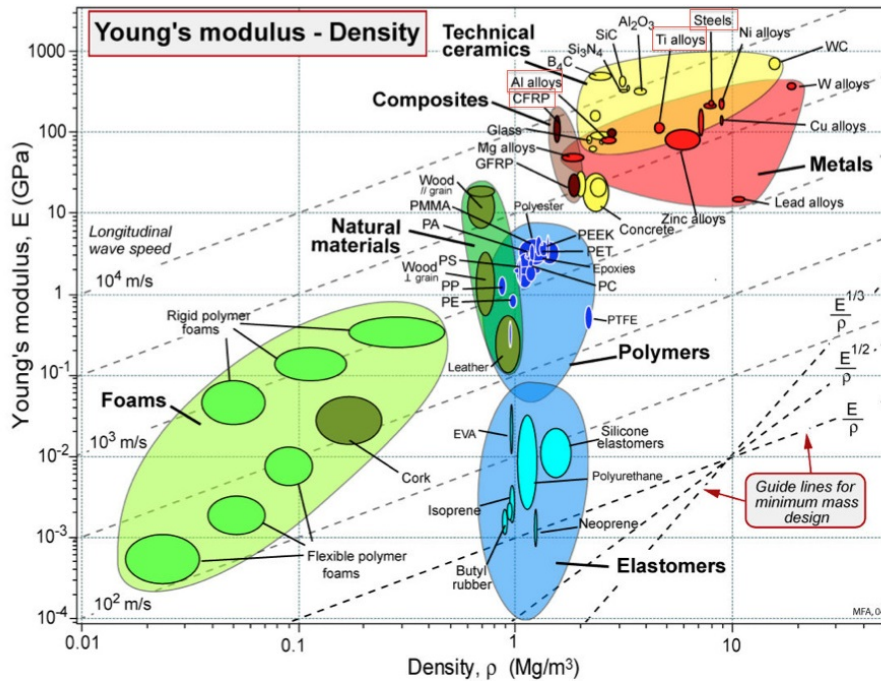


FIGURE 1.4 – Diagramme d’Ashby.

Comme le montre la table 1.2, en respectant les similitudes géométriques et dynamiques (conservation des longueurs et accélérations), il est possible à la fois de respecter la similitude de Froude et de conserver la même vitesse réduite, tout en restant dans le même régime d’écoulement. Le dimensionnement du modèle réduit permet donc d’effectuer des expériences représentatives du fonctionnement de la future hydrolienne taille réelle.

Cependant, ces dimensions ont évolué au cours des essais réalisés, ainsi suite aux résultats des essais de raideur (section 1.4.2), la membrane utilisée mesure 3 mm d’épaisseur. Cela ne change ni le nombre de Froude, ni le nombre de Reynolds, mais modifie le calcul de la vitesse réduite.

Grandeur	$L$	$h$	$\rho_s$	$E$	$I_y$	$U_\infty$	$Ur$	$Re$	$Fr$
Unité	m	mm	kg/m <sup>3</sup>	GPa	m <sup>4</sup>	m/s	.	.	.
échelle 1/6	2.5	13	1172	12	$4.7 \cdot 10^{-7}$	1.5	4.27	$3.8 \cdot 10^6$	0.30
échelle 1/20	0.8	4.2	1410	4	$5.0 \cdot 10^{-9}$	0.8	4.33	$6.4 \cdot 10^5$	0.29

TABLE 1.2 – Récapitulatif des valeurs sélectionnées pour les différentes grandeurs physiques considérées.

## 1.2 Méthode et instrumentation

### 1.2.1 Dynamique du mouvement : forces et trajectoire

Les principaux paramètres à mesurer pour étudier le fonctionnement de l'hydrolienne à membrane ondulante sont : son déplacement, les efforts qu'elle subit et son sillage.

La fenêtre d'observation située sur le côté du bassin permet d'observer les mouvements de l'hydrolienne et de la filmer afin d'enregistrer son déplacement. Six diodes électroluminescentes (LED) ont été fixées sur les attaches des amortisseurs et sont utilisées comme cibles pour la trajectométrie (figure 1.5). Une caméra Qualysis Oqus 310 (1024 px  $\times$  1296 px) est placée à 1.5 m de la fenêtre d'observation afin de filmer les essais à une fréquence de  $f_e = 40$  Hz, avec une précision de  $\approx 1$  px/mm. L'instrumentation comprend aussi une balance six composantes ( $F_z^{max} = 18$  kN,  $F_{x,y}^{max} = 9$  kN) placée en haut du support (figure 1.5) afin de mesurer les forces et moments agissants sur le prototype. Deux capteurs en traction-compression (Lefe, 2 kN) sont également utilisés pour mesurer la tension dans les câbles. La fréquence d'échantillonnage de ces capteurs est de 100 Hz. Chaque essai dure 80 s, ce qui signifie que la taille d'échantillon est de  $N = 8000$ .

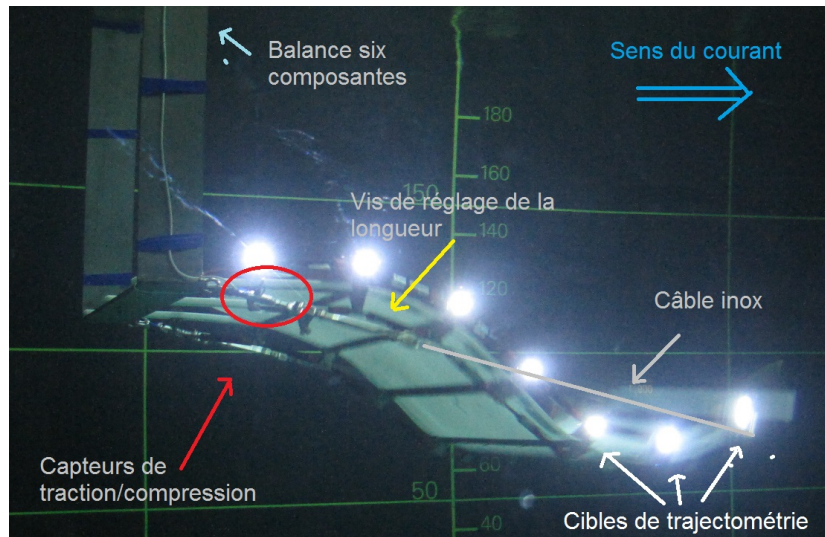


FIGURE 1.5 – Photographie du prototype

Les trajectoires sont obtenues via le modèle d'identification automatique des marqueurs (AIM) du logiciel Qualisys Track Manager. Il identifie les trajectoires par apprentissage automatique à partir des angles et distances entre marqueurs. Une interpolation polynomiale est appliquée sur les données manquantes dont l'intervalle est inférieur à 1.0 s.

Les cibles sont placées aux extrémités des amortisseurs ( $x_t, y_t$ ) afin d'obtenir une plus grande précision de l'estimation de puissance. La position de la membrane ( $x, y$ ) est ensuite extrapolée avec les équations 1.5 à 1.7,  $i$  désignant la cible et  $t$  le temps.

$$x(i, t) = x_t(i, t) + h_{fix} \sin(\alpha_t(i, t)) \quad (1.5)$$

$$y(i, t) = y_t(i, t) - h_{fix} \cos(\alpha_t(i, t)) \quad (1.6)$$

$$\alpha_t(i, t) = \tan^{-1} \left( \frac{y_t(i+1, t) - y_t(i-1, t)}{x_t(i+1, t) - x_t(i-1, t)} \right) \quad (1.7)$$

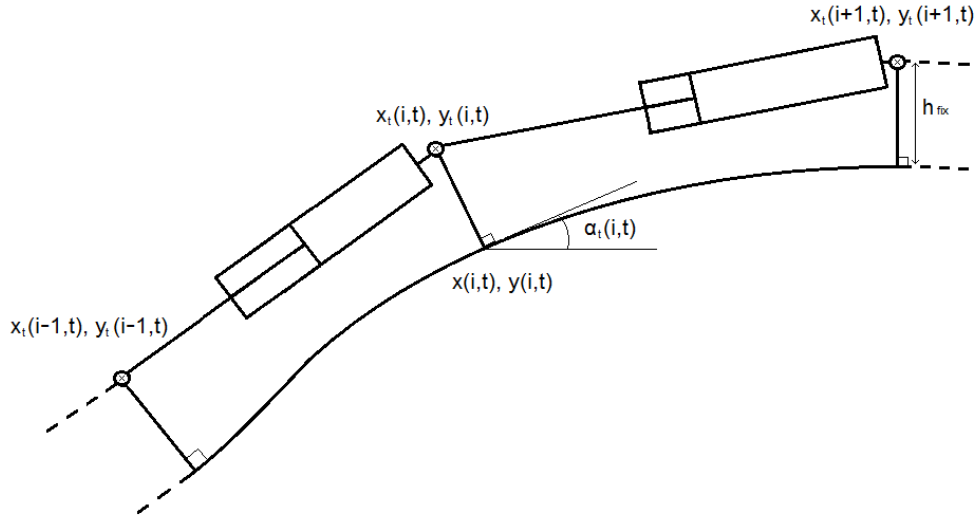


FIGURE 1.6 – Schéma de l'interpolation de la position de l'hydrolienne à partir des cibles de trajectométrie.

La fréquence du mouvement est obtenue à partir d'une transformée rapide de Fourier (Fast Fourier Transform, *fft*). C'est un algorithme qui échantillonne un signal sur un intervalle de temps pour déterminer ses composantes de fréquence. Ces composantes sont des sinusoides ayant chacune une fréquence distincte, une amplitude et une phase (figure 1.7). La somme de toutes les composantes permet de retrouver le signal de départ. L'algorithme est utilisé pour convertir un signal du domaine temporel vers sa représentation dans le domaine fréquentiel.

La transformée de Fourier peut s'exprimer sous sa forme continue par l'équation 1.8, où  $\mathbf{i}$  est le nombre imaginaire,  $x(t)$  le signal à traiter,  $t_f$  est la durée du signal traité et  $\text{fft}(f)$  sa transformée de Fourier.

$$\text{fft}(f) = \int_{t=0}^{t_f} x(t)e^{-2\pi\mathbf{i}ft} dt \quad (1.8)$$

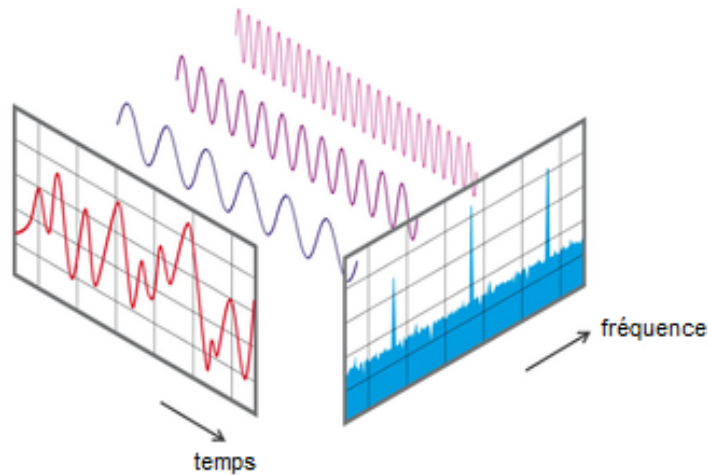


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de la transformée de Fourier.

La fréquence possédant la plus grande amplitude est appelée fréquence principale. Les multiples entiers de cette fréquence sont ses harmoniques. L'incertitude sur la fréquence calculée ainsi vaut :  $\Delta f = 2\frac{f_c}{N} = 0.01$  Hz. Un exemple de *fft* appliquée à l'analyse de l'hydrolienne à membrane ondulante est disponible figure 1.21. C'est aussi un outil particulièrement utile pour analyser l'effet de la houle (section 3.1.3).

## 1.2.2 Évaluation des performances

À l'échelle  $1/20^{eme}$ , il est plus facile de dissiper l'énergie captée par la membrane que de la convertir en électricité. Ainsi, les contraintes physiques et mécaniques ont amené à modéliser les convertisseurs électromécaniques par des amortisseurs hydrauliques. Ce procédé a été utilisé, entre autres, pour des systèmes houlomoteurs oscillants [Day et al., 2015], [Neuveglise, 2018]. Les amortisseurs employés dans cette étude sont les modèles HB15/75/S/S/B de Slamproof Ltd. Ils ont été sélectionnés pour leurs dimensions adaptées et parce qu'ils fournissent une force d'amortissement réglable en fonction de leur vitesse d'actionnement.

Le réglage de la force d'amortissement est réalisé en tirant la tige du piston jusqu'à sa butée et en la faisant tourner. Cela permet de visser/dévisser le piston autour de la tige, le faisant se déplacer en avant/arrière le long de la tige ce qui favorise/limite le passage du fluide et augmente/diminue les pertes de charges. Les amortisseurs ont été calibrés sur un banc de test développé spécifiquement (figure 1.8). Le banc permet d'imposer un déplacement dont la vitesse est connue et de mesurer la force résultante exercée sur le vérin. Des mouvements sinusoïdaux sont imposés à amplitude et fréquence fixes ( $A \pm 30$  mm,  $f = 0.2$  Hz), proches des caractéristiques des mouvements observés en essai. La réponse de chaque amortisseur en fonction de son réglage est enregistrée et servira de référence pour l'évaluation des performances du système. Il est aussi possible, après les essais en bassin, de reproduire les mouvements perçus par les vérins pour obtenir une estimation de puissance plus fiable. Cependant, ce procédé est long et complexe. Il n'a donc été réalisé que pour certaines configurations.

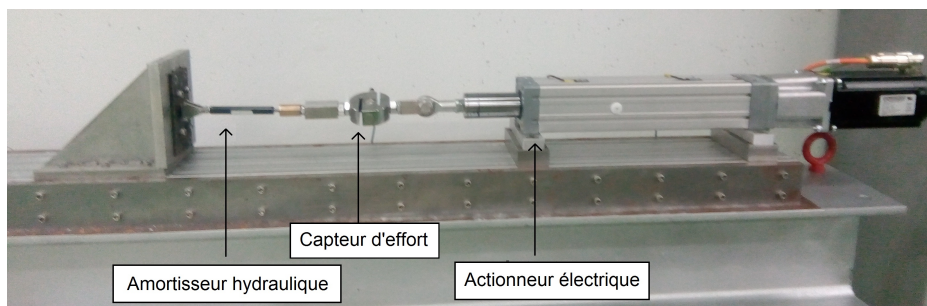


FIGURE 1.8 – Photographie du banc de déplacement muni d'un capteur d'effort permettant de caractériser la réponse des amortisseurs

La figure 1.9.a donne un exemple d'amortissement moyenné sur une période. Un modèle parfait de convertisseur présenterait une force proportionnelle à la vitesse d'actionnement, or ici les non-linéarités suivantes sont rencontrées :

1. Un phénomène d'hysteresis dû aux bulles de vapeur qui apparaissent lorsque la tige sort du corps au-delà d'une certaine vitesse. Le volume interne du vérin augmente alors et la pression interne peut passer en-dessous de la pression de vapeur saturante ( $p_{int} \leq p_{vap}$ ).
2. Un comportement quadratique généré par les pertes de charge singulières aux endroits où la section de passage du fluide varie brutalement ( $\Delta p \propto V_i^2$ ).
3. Un fonctionnement asymétrique causé par des différences de pertes de charges et de surface utile du piston entre la compression et la traction.

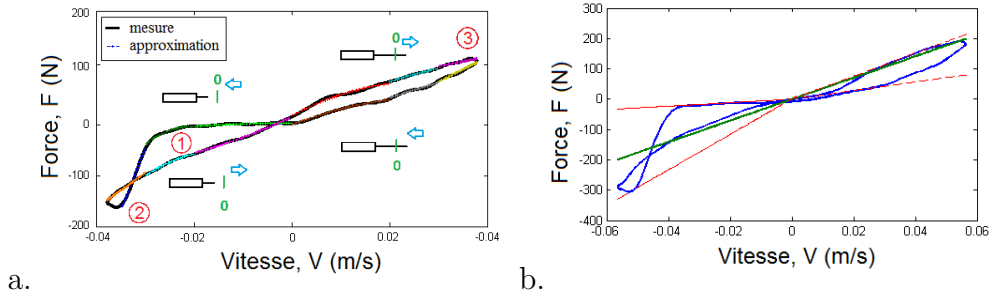


FIGURE 1.9 – (a) Exemple de force d'amortissement qui s'oppose à un mouvement périodique :  $V_i(t) = 0.038 \sin(0.4\pi t)$ . (b) Exemple d'approximation linéaire (vert) de la force d'amortissement (bleu) et de son incertitude (rouge).

Le comportement asymétrique est en partie compensé par le fait que les amortisseurs hydrauliques soient toujours installés par paire. L'un est au-dessus et l'autre en-dessous de la membrane, ce qui fait que lorsqu'un vérin est en phase de compression, l'autre est en phase de traction.

$$c_i(kg/s) = \frac{\int_{t=t_0}^{t_0+1/f} F_i(t) \cdot V_i(t) dt}{\int_{t=t_0}^{t_0+1/f} V_i(t)^2 dt} \quad (1.9)$$



En gardant à l'esprit ces non-linéarités, et afin de donner un ordre de grandeur de l'amortissement de chaque vérin, un coefficient représentatif de l'amortissement est introduit par l'équation 1.9. Ce paramètre est analogue à un coefficient d'amortissement mais dépend fortement du signal de déplacement utilisé pour la caractérisation des amortisseurs. Or, dans le cas de l'amortisseur hydraulique HB15/75, et avec un déplacement sinusoïdal, il varie relativement peu. En effet, en faisant varier la fréquence  $f$  de 0.1 à 0.3 Hz, l'écart-type moyen du coefficient vaut 11.5%.

Cependant, le procédé de réglage implique des grandes variations d'amortissement pour une petite variation d'angle de la tige lorsque le passage du fluide est presque totalement couvert par le piston. Autrement dit, plus l'amortissement est grand, plus un réglage précis de celui-ci est difficile à obtenir.

$$C = \sum_{i=1}^{N_{dampers}} c_i \quad (1.10)$$

$$\bar{c} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{dampers}} c_i}{N_{dampers}} \quad (1.11)$$

$$\sigma(c) = \sqrt{\frac{1}{N_{dampers}} \frac{\sum_{i=1}^{N_{dampers}} (c_i - \bar{c})^2}{\bar{c}^2}} \quad (1.12)$$

Pour les amortissements élevés, les réglages sont compliqués et imprécis. Aussi, au lieu de les modifier entre les essais, le choix a été fait d'augmenter le nombre d'amortisseurs pour augmenter l'amortissement. Ainsi, les résultats présentés ci-après correspondent à des essais réalisés avec zéro, une, deux ou trois lignes de vérins. Ils sont respectivement désignés  $C_0$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_3$ , comme présenté figure 1.10. Les taux d'amortissement sont définis comme la somme des coefficients d'amortissement calculés par l'équation 1.9 pour chaque amortisseur. Suivant les essais effectués au cours de cette thèse, le coefficient moyen vaut de  $\bar{c} = 2800$  kg/s à  $\bar{c} = 5600$  kg/s et son écart-type vaut de  $\sigma(c) = 11\%$  à  $\sigma(c) = 37\%$ . Les valeurs sont rappelées à chaque début de section.

Pour la section 1.3, cette estimation est donnée avec sa valeur moyenne et son écart-type dans la table 1.3. Chaque ligne est constituée de 12 amortisseurs et ajoute  $\approx 36700$  kg/s d'amortissement. Une ligne représente aussi 0.744 kg de masse, soit 9% de la masse totale de l'hydrolienne.

Configuration	$N_{verins}$	Amortissement	Valeur moyenne	Ecart-type
1 ligne	12	$C_1 = 33500$ kg/s	$\bar{c}_1 = 2800$ kg/s	$\sigma_1 = 11$ %
2 lignes	24	$C_2 = 76700$ kg/s	$\bar{c}_2 = 3200$ kg/s	$\sigma_2 = 31$ %
3 lignes	36	$C_3 = 110100$ kg/s	$\bar{c}_3 = 3100$ kg/s	$\sigma_3 = 27$ %

TABLE 1.3 – Caractéristiques d’amortissement des configurations d’essai dont les résultats sont présentés section 1.3.

La configuration sans amortisseur hydraulique est appelée  $C_0$ . L’amortissement interne du POM-C de l’hydrolienne est estimé à  $C_0 = 1100$  kg/s en mesurant la fréquence de ses oscillations après un déplacement imposé, et d’après le modèle visco-élastique de Kelvin-Voigt. Bien que  $C_0$  et  $C_{1,2,3}$  aient la même unité, ils ne représentent pas les mêmes phénomènes et ne s’appliquent pas de la même manière sur l’hydrolienne.

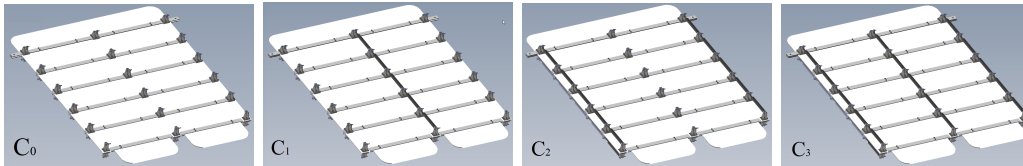


FIGURE 1.10 – Répartition des lignes d’amortisseurs dans les configurations d’essai

Deux méthodes ont été utilisées pour calculer la force d’amortissement et estimer la prise de puissance (Power Take-Off, PTO) [Déporte, 2016]. La méthode linéaire utilise les coefficients  $c_i$  (kg/s) défini par l’équation 1.9. Les données de trajectométrie sont utilisées pour estimer la vitesse d’actionnement de chaque vérin. La puissance instantanée est alors calculée selon l’équation 1.13.

$$P(t) = \sum_{i=1}^{N_{dampers}} c_i V_i^2 \quad (1.13)$$

L’incertitude sur le coefficient  $c_i$  est définie par ses valeurs maximum et minimum estimées par  $\Delta C^+ = \max\left(\frac{F_{(V>0.02m/s)}}{V_{(V>0.02m/s)}}\right)$  et  $\Delta C^- = \min\left(\frac{F_{(V>0.02m/s)}}{V_{(V>0.02m/s)}}\right)$  (voir figure 1.9.b). Un seuil de 0,02 m/s est défini pour négliger les données à forts coefficients d’amortissement ( $C \propto F/V$ ) mais qui correspondent à des faibles valeurs de puissance dissipée ( $P \propto F.V$ ).

L'autre méthode utilise une interpolation spline cubique par segment. Le signal de force est moyenné entre chaque période, puis filtré au-delà de 5 Hz. Après quoi, le signal est divisé en 12 segments selon la vitesse d'actionnement  $V$  et le signe de l'accélération  $\frac{\dot{V}}{|V|}$ . Sur chaque segment, une interpolation spline-cubique a été réalisée (figure 1.9.a). Les coefficients polynomiaux  $k_{ij}$  sont enregistrés pour être utilisés avec les données de trajectométrie lors de l'estimation de puissance dissipée (équation 1.14).

$$P(t) = \sum_{i=1}^{N_{dampers}} ([S][K][V]).V_i \quad (1.14)$$

Dans cette équation,  $[S]$  est un vecteur ligne qui contient seulement des 0 et un unique 1. Il sert de matrice de sélection qui indique quel coefficient doit être utilisé en fonction de la vitesse d'actionnement  $V_i$  et du signe de l'accélération  $\frac{\dot{V}_i}{|V_i|}$ .  $[K]$  est la matrice  $12 \times 4$  de coefficients polynomiaux et  $[V]$  est un vecteur colonne égal à  $[1; V_i; V_i^2; V_i^3]$ . Ces deux méthodes seront comparées dans la partie 1.4.1.

### 1.2.3 Mesures non intrusives de l'écoulement

Des mesures ont été effectuées à l'aide d'un système de Particule Image Velocimetry (PIV) en deux dimensions afin de caractériser le sillage de l'hydrolienne à membrane ondulante. Le plan de mesure est vertical et situé à  $z = 0$  mm, au milieu de la membrane, le long des axes  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ . Le bassin estensemencé au préalable par des billes de verre enrobées d'argent de diamètre  $10 \mu\text{m}$  et de même densité que l'eau. Ces billes sont illuminées par un laser Nd : YAG Gemini double cavités, doublé en fréquence, d'une longueur d'onde de 532 nm et dont les pulsations peuvent contenir une énergie de 200 mJ. Le laser est généré en dehors du bassin, puis émis dans l'eau grâce à un système optique monté sur un bras immergeable. Enfin, la nappe laser est créée via une lentille cylindrique divergente. Les paires d'images PIV sont enregistrées à 15 Hz avec un intervalle de  $\Delta t = 1500 \mu\text{s}$  entre deux images [Mallat et al., 2018]. La caméra (Hi-sense CCD FlowSens EO-2M,  $1400 \text{ px} \times 900 \text{ px}$ ) est localisée perpendiculairement à la nappe laser. La distance entre la caméra et la nappe laser est de 2.2 m, ce qui fait que les dimensions du plan sont de  $970 \text{ mm} \times 616 \text{ mm}$ , soit  $690 \mu\text{m}$  par pixel. La densité des particules est de  $10^{-3} \text{ px}^{-1}$  et la taille moyenne des particules vaut environ 1.15 px.

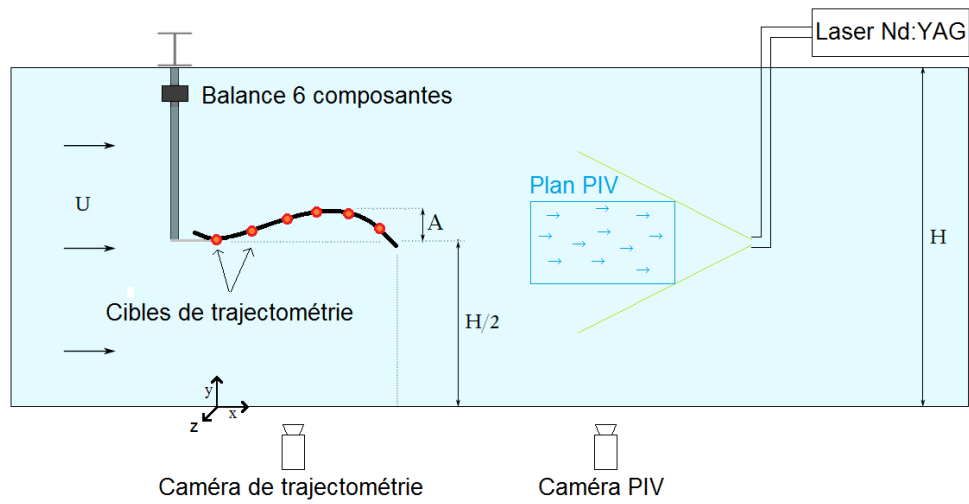


FIGURE 1.11 – Schéma du montage expérimental et de son instrumentation.

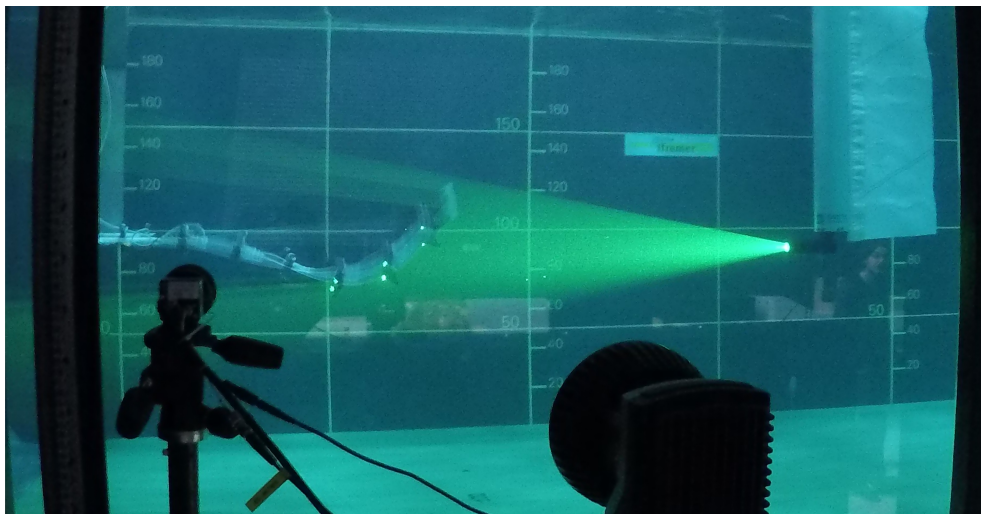


FIGURE 1.12 – Photographie du montage expérimental.

La figure 1.13 montre l'agencement des plans PIV avec la trajectoire de l'hydrolienne ondulante en surimpression. Les plans sont enregistrés l'un après l'autre et il faut les replacer ensemble dans l'espace et dans le temps pour recréer des cartes de sillage. Vingt-trois plans ont été enregistrés pendant 300 s pour chaque configuration, ce qui permet d'assembler les plans sur une surface de  $2.25 \times 10 L^2$ .

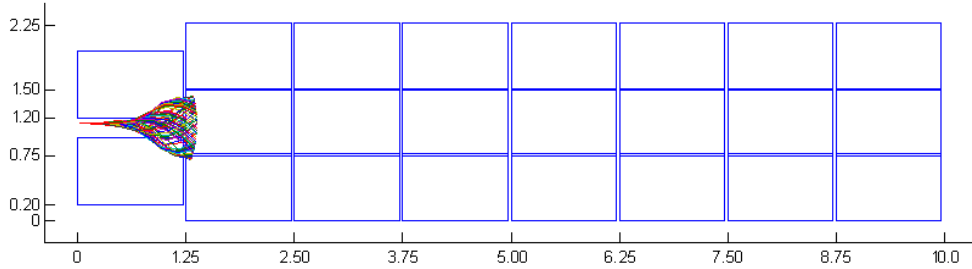


FIGURE 1.13 – Position des plans PIV, en longueur de membrane  $L$ .

Le logiciel DynamicStudio de Dantec Dynamics a été utilisé pour traiter les images PIV. Les champs de vitesse sont obtenus par un algorithme d'intercorrélation d'image avec une fenêtre d'interrogation de  $32 \text{ px} \times 32 \text{ px}$ , et 50% de recouvrement. Les composantes de vitesse axiale  $u$  et verticale  $v$  sont alors disponibles tous les 16 pixels, ce qui donne un maillage régulier de  $86 \times 55$  vecteurs sur chaque image. Les vecteurs sont éloignés de 11.4 mm dans chaque direction.

L'intercorrélation est une mesure de similarité entre deux séries en fonction de leur déplacement relatif. L'algorithme d'intercorrélation d'image permet d'estimer la vitesse locale de l'écoulement. Il utilise l'équation 1.15, où  $g_1$  et  $g_2$  représentent respectivement des fenêtres de  $32 \text{ px} \times 32 \text{ px}$  sur des paires d'images séparées par  $\Delta t = 1500 \mu\text{s}$ . L'algorithme cherche alors la valeur de déplacement  $(m, n)$  qui maximise la corrélation. Le vecteur de vitesse vaut donc  $(u, v) = (m, n)/\Delta t$  [Boutier et al., 2012].

$$R(m, n) = \sum_{i=-M}^M \sum_{j=-N}^N [g_1(i, j)] \cdot [g_2(i + m, j + n)] \quad (1.15)$$

Un algorithme de détection des vecteurs aberrants (Universal Outlier Detection (UOD)) est utilisé pour localiser et remplacer les vecteurs incohérents [Westerweel & Scarano, 2005]. Il détecte ceux qui diffèrent d'un facteur 2 par rapport à la valeur médiane des  $5 \times 5$  vecteurs voisins. Les vecteurs anormaux sont ensuite remplacés par la médiane de leurs voisins. La figure 1.14 permet de visualiser le procédé de traitement des données par intercorrrelation et UOD.

Les dimensions physiques d'un plan PIV sont de  $970 \times 616 \text{ mm}^2$ . Cependant, les particules ne sont pas bien éclairées par le laser sur les côtés des plans où on trouve de nombreux vecteurs aberrants. Les algorithmes de traitement d'image ne suffisent pas à avoir une bonne estimation de la vitesse locale dans ces zones. Des bandes de trois pixels de large ont donc été enlevées de l'analyse sur chaque plan.

Le système de trajectométrie est employé pour synchroniser tous les plans PIV. L'instant où la cible en aval passe au-dessus de  $y = 0 \text{ mm}$  est défini comme origine,  $t = 0$ . Comme il arrive que la fréquence d'ondulation varie (voir section 1.5.1), elle est calculée pour chaque plan puis utilisée pour synchroniser chaque période et calculer les moyennes de phase.

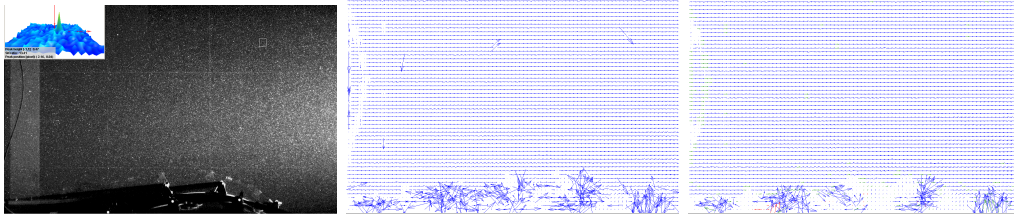


FIGURE 1.14 – Étapes de post-process sur Dynamic Studio. Gauche : image brute. Milieu : après l'algorithme d'intercorrelation. Droite : Après l'algorithme UOD.

L'incertitude sur le début d'une période est de l'ordre de la fréquence d'acquisition, soit  $1/f_e = 0.067 \text{ s}$ . Les moyennes de phase sont alors calculées sur des plans pris avec une incertitude de l'ordre du centième de la période d'ondulation.

Plusieurs paramètres sont utilisés pour caractériser le sillage de la membrane. Ainsi, la vitesse fluctuante  $u'(t)$  est d'ordinaire définie comme la différence entre la vitesse instantannée  $u(t)$  et la vitesse moyenne  $\bar{u}$ ,  $u(t)$  étant la composante horizontale de la vitesse,  $v(t)$  sa composante verticale et  $t$  le temps.

$$(u'(t), v'(t)) = (u(t) - \bar{u}, v(t) - \bar{v}) \quad (1.16)$$

L'intensité turbulente caractérise le niveau de fluctuations dans l'écoulement par un pourcentage. Elle est calculée ici sur deux composantes (équation 1.17), ce qui génère des résultats différents des calculs effectués sur trois composantes [Soria et al., 2016].  $\sigma$  désigne l'écart-type, calculé suivant l'équation 1.18.

$$I(\%) = 100 \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\sigma(u)^2 + \sigma(v)^2}{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}} \quad (1.17)$$

$$\sigma(u) = \sqrt{\frac{1}{N} \frac{\sum_{i=1}^N (u'(t_i))^2}{\bar{u}^2}} \quad (1.18)$$

La vorticité est définie comme la circulation du champ de vitesse fluide. Elle décrit le mouvement rotatif local du courant. Elle est calcul e par l'équation 1.19, et, dans sa version discrète, par l'équation 1.20 [Luff et al., 1999]. Pour plus de lisibilité, une moyenne glissante est appliqu e sur les cartes de vorticité, avec une fenêtre de 5 pixels.

$$\omega = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} \omega_{ij} = & \left[ \frac{\Delta x}{2} (u_{i-1,j-1} + 2u_{i,j-1} + u_{i+1,j-1}) \right. \\ & + \frac{\Delta y}{2} (v_{i+1,j-1} + 2v_{i+1,j} + v_{i+1,j+1}) \\ & - \frac{\Delta x}{2} (u_{i-1,j+1} + 2u_{i,j+1} + u_{i+1,j+1}) \\ & \left. - \frac{\Delta y}{2} (v_{i-1,j+1} + 2v_{i-1,j} + v_{i-1,j-1}) \right] / (4\Delta x \Delta y) \end{aligned} \quad (1.20)$$

La vitesse de l'écoulement peut aussi être mesurée à l'aide d'un vélocimètre laser doppler (LDV) 2D, le bassin étant ensemençé avec des billes de verres enrobées d'argent de  $10 \mu\text{m}$  de diamètre. L'intersection des rayons laser crée alors un volume de mesure de  $0,015 \text{ mm}^3$  dans lequel les interférences génèrent un réseau de frange. La vitesse est estimée à partir du temps de passage des particules dans ce volume [Boutier et al., 2012]. Ainsi, ce système acquiert des valeurs de vitesses ponctuelles  $(u, v)$  avec une fréquence d'échantillonnage irrégulière, dont la moyenne au cours d'une mesure est comprise entre 250 Hz et 500 Hz.

Lors des essais présentés section 3.1.3, les vitesses axiales et transverses de l'écoulement sont mesurées, mais pas la vitesse verticale. Cette disposition du système LDV a été choisie afin de limiter les perturbations de l'écoulement en amont. Cependant, l'ordre de grandeur de la vitesse verticale est connu car des mesures antérieures sont disponibles pour des conditions d'essai similaires ( $v = 0 \pm 0.05 \text{ m/s}$ ) [Gaurier et al., 2013].

Lors des essais avec houle et courant, l'élévation de la surface libre est mesurée à l'aide de trois sondes à houles situées à  $z = 1,25L$  sur le côté et respectivement à  $x = 0$ ,  $x = -1L$  et  $x = -1,5L$  en amont de l'hydrolienne à membrane ondulante, comme indiqué sur la figure 1.15. La fréquence d'échantillonnage de ces capteurs est de 100 Hz. Chaque essai dure  $\Delta t = 300 \text{ s}$ , ce qui signifie que la taille des échantillons est de  $N = 30000$ . L'incertitude sur la fréquence de houle vaut alors  $\Delta f_{\text{houle}} = \frac{f_e}{N} = 0.0033 \text{ Hz}$ .

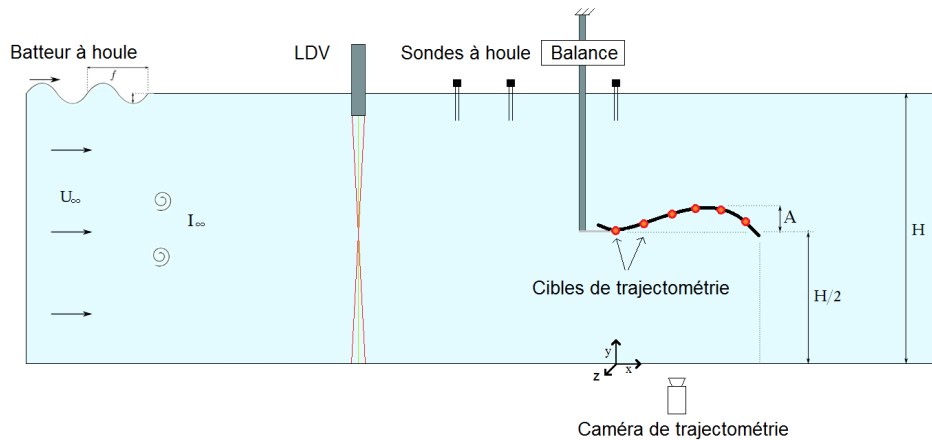


FIGURE 1.15 – Schéma de l'instrumentation utilisée pour les essais combinés houle/courant.



### 1.3 Analyse du comportement dynamique

Le comportement dynamique d'une hydrolienne à membrane ondulante sera abordé dans cette partie. Après une introduction sur l'analyse de la phase de démarrage, l'étude de la trajectoire et des efforts sur la structure en fonctionnement est présentée. Les résultats d'estimation de puissance sont ensuite comparés et évalués pour l'amortissement  $C_2$  (figure 1.16).

La membrane considérée dans cette section possède une épaisseur  $h = 3$  mm, elle est donc plus souple que son équivalent à l'échelle réelle, calculé au chapitre 1. Comme on le verra par la suite (section 1.4.2), cela permet un meilleur comportement à basse vitesse (équation 1.4).

Les résultats sont présentés dans leur forme adimensionnelle.

- Vitesse réduite,  $U_r = U_\infty L^2 \sqrt{\rho_s / (E \cdot b \cdot h^3 / 12)}$
- Position horizontale,  $x^* = x / L$
- Position verticale,  $y^* = y / L$
- Temps adimensionnel,  $t^* = t \cdot f = t / T$
- Amplitude,  $A^* = A / L$
- Fréquence,  $f^* = f \cdot L / U_\infty$
- Vitesse d'onde,  $v_p^* = v_p / U_\infty$
- Coefficient de traînée,  $C_d = F_x / (0.5 \cdot \rho_f \cdot L \cdot b \cdot U_\infty^2)$
- Coefficient de portance,  $C_l = F_y / (0.5 \cdot \rho_f \cdot L \cdot b \cdot U_\infty^2)$
- Coefficient de tension dans les câbles,  $C_t = F_c / (0.5 \cdot \rho_f \cdot L \cdot b \cdot U_\infty^2)$
- Coefficient de puissance,  $C_p = P / (0.5 \cdot \rho_f \cdot L \cdot b \cdot U_\infty^3)$

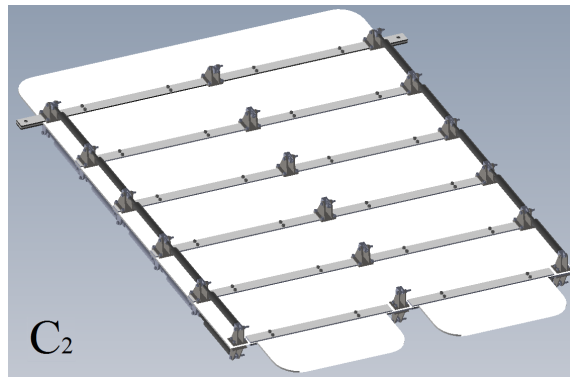


FIGURE 1.16 – Emplacements des amortisseurs sur la membrane.

### 1.3.1 Mise en flambement

Les câbles de pré-contrainte relient l'extrémité avale de la membrane à son support. Ils sont plus courts que la distance au repos entre ses points d'attache et sont caractérisés par la longueur de retrait  $d$  (équation 1.21). Les câbles permettent d'imposer une forme fléchie à la membrane avant qu'elle ne soit soumise à un écoulement. La structure est donc pré-contrainte par des câbles de compression qui la mettent en flambement dans la direction axiale. Cette innovation permet un meilleur contrôle du mode d'ondulation [Déporte, 2016] et réduit la vitesse critique de démarrage  $U_c$ .

$$d = \frac{L + L_{bras} - L_{cable}}{L} \quad (1.21)$$

Une première expérience a été mise en place afin de vérifier que le comportement du système étudié est cohérent avec les résultats de la littérature. En effet, le flambement des solides est un phénomène largement documenté. Des mesures ont donc été réalisées sur la membrane fixée verticalement en-dehors de l'eau, comme illustré sur la figure 1.17. Les capteurs de mesure d'effort montrent une tension constante dans les câbles de  $F_c = 62$  N, ce qui est en accord avec la charge critique de flambement introduite par Leonhard Euler pour une poutre encastrée-rotulée (équation 1.22) [Timoshenko & Gere, 1963].

$$F_{flambement} = \frac{\pi^2 E b h^3}{12(0.7L)^2} = 59N \quad (1.22)$$

La figure 1.18 décrit l'évolution du déplacement à l'extrémité de la membrane en fonction de la longueur de retrait des câbles  $d$ . L'incertitude de mesure vaut  $\Delta y = 10$  mm, soit la moitié de graduation utilisée pour la calibration (figure 1.17). Les résultats ont été approchés par :  $\max(y)/L = 1.28\sqrt{d}$ , avec un écart-type de 0.42 %. Il en ressort que l'incertitude est bien estimée car l'approximation quadratique passe par tous les intervalles d'incertitude. Au vu du faible écart-type, cette approximation représente bien le comportement en flexion de la membrane dû aux câbles pour un retrait  $d \leq 10\%$ .

Ces deux résultats servent à établir les hypothèses qui permettent le développement du modèle analytique (section 2.1). Ils sont aussi utiles à sa validation pour une configuration statique.

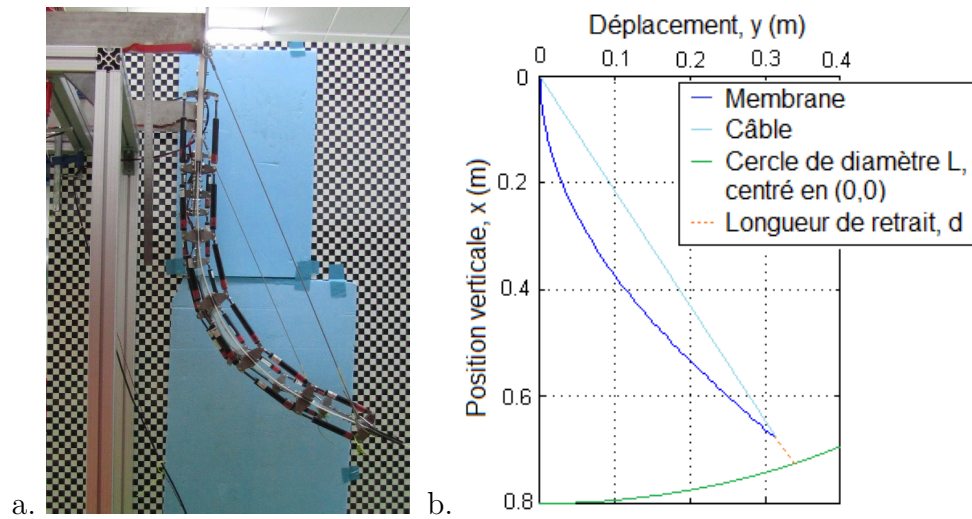


FIGURE 1.17 – Comportement en flexion de la membrane sur son mode 1 pour une longueur de retrait  $d = 8.8\%$ , dans l'air : a. Photographie du montage expérimental, b. Schéma explicatif.

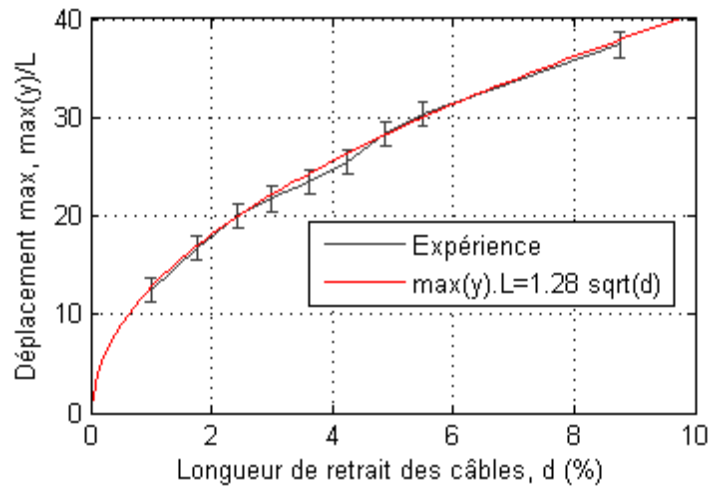


FIGURE 1.18 – Déplacement vertical de l'extrémité de la membrane en fonction de la longueur de retrait des câbles dans l'air.

Après cette expérience à l'air libre, la membrane est encastrée horizontalement dans le bassin et étudiée pour une vitesse de courant croissante de 0 à 0.8 m/s. La figure 1.19 présente le déplacement vertical de l'extrémité (haut, gauche), les forces dans les câbles et sur la structure (bas, gauche) et la déformée de la membrane à certains moments-clés (droite) pendant ce test. Ici, la longueur de retrait des câbles est  $d = 7.7\%$ , avec une membrane équipée de deux rangées de vérins ( $C_2 = 76\,660$  kg/s).

En premier lieu, le comportement « pré-critique » est analysé, c'est-à-dire quand la vitesse du courant  $U_\infty$  est inférieure à la vitesse critique de démarrage  $U_c$ . Pour  $U_\infty = 0$ , la membrane est soumise uniquement à la gravité donc sa déformée est similaire à celle présentée figure 1.19 à droite, en (1a) ou (2a), selon la direction de sa courbure avant les essais. Si la position de repos est proche de (2a), alors le comportement du prototype pour une vitesse de courant croissante commence à l'étape 2.

La figure 1.19 présente à gauche les forces dans les câbles et sur la structure pour une vitesse de courant de 0 à 0.8 m/s. Trois étapes sont distinguables.

- L'étape 1 correspond au moment où les zones de sur-pression et de sous-pression se créent autour de la membrane. La membrane se déforme de plus en plus, jusqu'à une certaine vitesse où elle se retourne. Cette transition s'accompagne d'une augmentation de la trainée et d'une chute de tension dans les câbles.
- L'étape 2 correspond au moment où la membrane se place en position « aile d'avion », idéale pour minimiser la trainée. Celle-ci est stable durant cette période, elle ne varie pas en fonction de la vitesse du courant [Barois & de Langre, 2013]. Au contraire, la portance diminue et change de signe, tandis que la tension dans les câbles augmente.
- L'étape 3, au-delà de la vitesse critique, correspond à l'étape d'ondulation de la membrane.

Les déformées de la membrane au début et à la fin des étapes 1 et 2 sont affichées à droite de la figure 1.19. Le point le plus à gauche correspond à l'encastrement entre les bras et le support, le premier segment représente donc les bras, et les autres segments représentent la membrane. Sur la figure du haut (1a), la déformée de la membrane au repos apparaît telle qu'elle est lorsque  $U_\infty = 0$  m/s. Une part importante du poids apparent du prototype est compensée par la tension dans les câbles. En-dessous (1b), la déformée correspond au moment juste avant le retournement, à la fin de l'étape 1. La troisième déformée (2a) se situe une seconde après, à  $t = 54$  s, au début

de l'étape 2. La déformée est proche du premier mode de déformation d'une poutre encastree-libre horizontale soumise à un chargement vertical uniforme, avec peu d'effet des câbles. Au cours de l'étape 2, la membrane va peu à peu se mettre en position d'équilibre au-dessus de la ligne médiane, comme sur la déformée du bas (2b).

Entre les étapes 2 et 3, la membrane commence à onduler à une certaine vitesse du courant, que l'on appelle vitesse critique et qui est notée  $U_c$ .

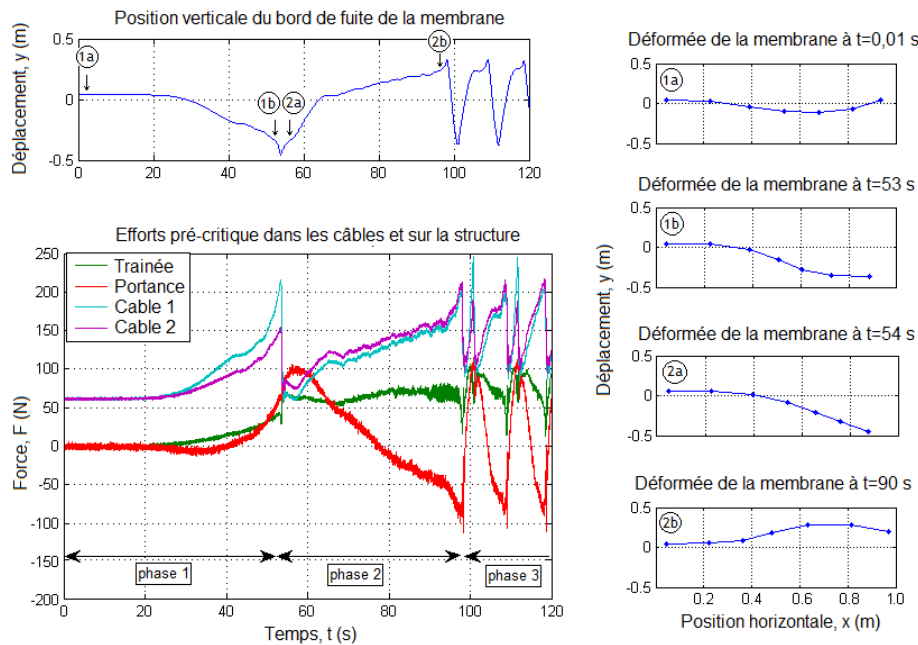


FIGURE 1.19 – Évolution des efforts dans les câbles et sur la structure et position de la membrane à différents instants lors de la phase de démarrage

Les résultats obtenus lors de ce test ont permis de comprendre la dynamique de l'hydrolienne à membrane ondulante lorsqu'elle n'est pas en fonctionnement. Les câbles de pré-contrainte y ont un impact significatif en ce sens qu'ils empêchent la membrane de se positionner à l'horizontale. En effet, pour  $U_\infty < U_c$ , la membrane est en état d'équilibre et se positionne en une déformée qui minimise la trainée en fonction de la vitesse du courant [Gosselin et al., 2010]. Le comportement pré-critique étant ainsi caractérisé, la dynamique de la membrane lors de l'ondulation sera étudiée dans la section suivante.

### 1.3.2 Étude du comportement ondulante

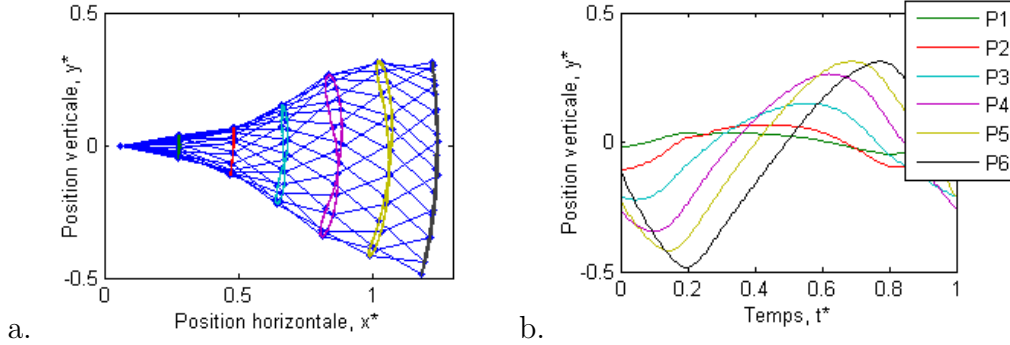


FIGURE 1.20 – (a) Superposition de la position de la membrane tous les  $1/20^{eme}$  de période. (b) Position verticale des points de suivi de comportement de la membrane positionnés chaque  $0.2L$  au cours d'une période.

La figure 1.20.a présente les trajectoires des six points de contrôle répartis le long de la membrane pour un écoulement à  $U_\infty = 1$  m/s et un retrait  $d = 4,67\%$ . Les cibles étant fixées sur les fixations des amortisseurs  $(x_t, y_t)$ , les résultats sur la figure 1.20 sont extrapolés par les équations 1.5 à 1.7 afin de reproduire l'évolution du mouvement de la membrane sur la ligne neutre.

La trajectoire du  $6^{eme}$  point est un arc de cercle car sa distance à l'origine est limitée par les câbles de compression. Les câbles influencent aussi les autres trajectoires, qui sont des combinaisons de mouvements en forme de huit et d'arc de cercle. La position moyenne de chaque point est située légèrement en-dessous de  $y^* = 0$  à cause de l'influence de la gravité :  $\rho_s > \rho_f$ , car le poids de la membrane n'est pas compensé par la poussée d'Archimède.

La figure 1.20.b montre le déplacement vertical des cibles le long de la membrane au cours d'un cycle. On observe une onde se propageant dans la direction du courant avec une amplitude croissante. Les signaux de position verticale sont proches de sinusoides. On peut aussi y voir que la membrane monte plus lentement qu'elle ne descend, ce qui est aussi dû à l'effet de la gravité. Les données de trajectoire permettent d'estimer la vitesse de phase. Ce calcul donne  $v_p^* = 0.44^{\pm 0.12}$ . La longueur d'onde  $\lambda$  et le nombre d'onde  $\kappa$  peuvent aussi être estimés. Pour cette configuration, on obtient  $\lambda = v_p/f = 1.9^{\pm 0.5}$  m et  $\kappa L = 2\pi L/\lambda = 2.7^{\pm 1.0}$ , ce qui indique une ondulation entre le mode 1 ( $\kappa L = 1.876$ ) et le mode 2 ( $\kappa L = 4.695$ ) d'une plaque en porte-à-faux [Païdoussis, 1998].

La figure 1.21.a présente le résultat d'une transformée de Fourier discrète effectuée sur le signal de la position verticale de chaque cible. Les résultats de la transformée sont normalisés par la fréquence principale (ici,  $f^* = 0.184$ ) et par son amplitude, ce qui permet de comparer l'importance relative des harmoniques. La fréquence principale est la même pour toutes les cibles. On remarque que les harmoniques paires sont plus importantes que les harmoniques impaires. De plus, les harmoniques -sauf la première- sont relativement plus présentes sur les cibles amonts. Ceci pourrait être expliqué par un défaut d'encastrement au niveau de l'accroche qui génère des perturbations du mouvement ou bien par les chocs des attaches des câbles de compression.

Les efforts appliqués sur la membrane et dans les câbles sont présentés sur la figure 1.21.b. Les efforts s'exerçant sur le support ont été soustraits aux résultats issus de la balance. Le signal de la force de portance est quasiment sinusoïdal excepté une perturbation périodique à  $t^* \approx 0.17$ . Il n'est pas centré en zéro car la structure n'est pas symétrique. La force de trainée a une fréquence double et ressemble à une fonction du type :  $F_x = |\sin(2\pi t^*)| + K$ . Le signal de la force dans les câbles est lui aussi proche d'un sinus, mais avec une fréquence double. La force minimum dans les câbles est proche de la valeur critique de flambement pour une poutre encadrée-pivot (équation 1.22). La tension dans les câbles serait alors la somme de la force de flambement et d'une composante des efforts hydrodynamiques s'exerçant dans la direction des câbles.

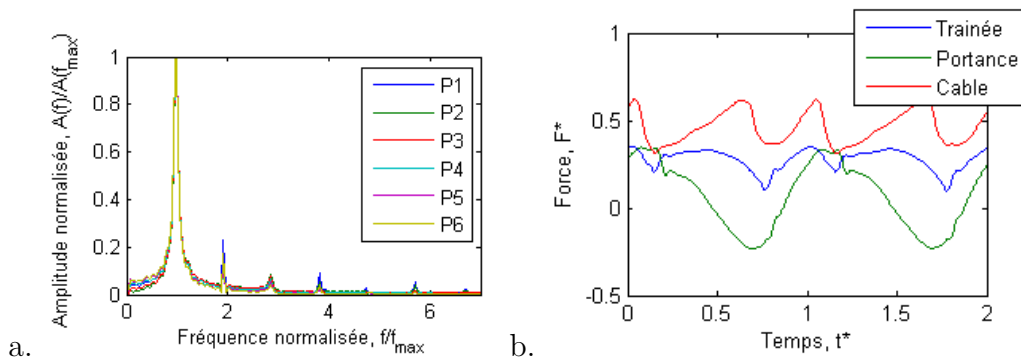


FIGURE 1.21 – (a) Transformée de Fourier des positions verticales des cibles à  $U^* = 8.5$ . Un zoom est présenté en annexe. (b) Coefficients de force au cours de deux périodes.

### 1.3.3 Évaluation des performances

Le déplacement relatif des pistons par rapport aux cylindres des amortisseurs est mesuré directement, les cibles du système de trajectométrie étant fixées aux extrémités de chaque amortisseur. La vitesse relative des pistons est calculée à partir du déplacement par un schéma centré de différences finies. Les signaux de déplacement et de vitesse, respectivement représenté à gauche et au centre de la figure 1.22, sont tous les deux filtrés par une moyenne glissante sur une fenêtre de 0.25 s pour une meilleure lisibilité et pour éviter la propagation des erreurs dues au bruit.

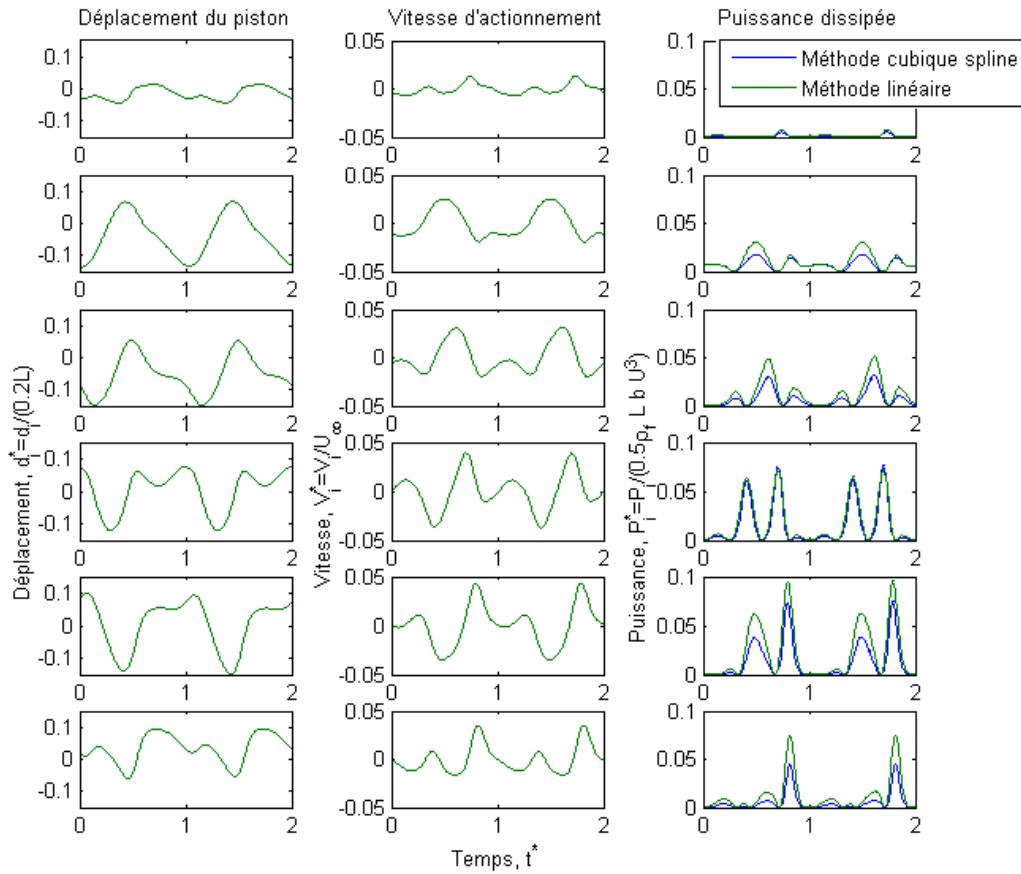


FIGURE 1.22 – Déplacement (gauche), vitesse d’actionnement (centre) et puissance dissipée (droite) des amortisseurs au cours de deux périodes. La position correspond à l’emplacement des amortisseurs, de l’amont (haut) vers l’aval (bas).



La gamme de vitesses mesurées durant les essais ( $\pm 0.05$  m/s) correspond à la gamme de vitesses utilisées pour la calibration des amortisseurs. On voit sur la figure 1.22 que l'amplitude du déplacement des vérins est très différente suivant sa position sur la membrane. De même pour leur trajectoire, qui peut être plus ou moins sinusoïdale et plus ou moins asymétrique. Cela donne des courbes de vitesses d'actionnement qui diffèrent aussi, avec un déphasage progressif de l'amont vers l'aval.

La colonne de droite sur la figure 1.22 représente l'évolution de la puissance dissipée sur chaque segment au cours de deux périodes, selon chacune des deux méthodes présentées section 1.2. C'est donc la somme des puissances dissipées par les quatre amortisseurs placés à la même position le long de la membrane (un de chaque côté de la membrane fois deux lignes). Ces résultats montrent que l'interpolation spline cubique tend à sous-estimer la production de puissance générale en comparaison de la méthode linéaire.

Le coefficient de puissance global est moyenné sur dix périodes. Il est estimé à  $C_p^{spline} = 0.06$  par la méthode spline cubique (équation 1.14) et à  $C_p^{linear} = 0.082 \pm 0.007$  par la méthode linéaire (équation 1.13). La production de puissance est concentrée sur  $2/3$  du cycle (figure 1.23.a) et la majorité de la puissance est convertie sur les segments n°4 et n°5, comme confirmé par la figure 1.23.b. L'optimisation opérationnelle devrait permettre de mieux répartir la production le long de la membrane et sur la totalité du cycle, notamment en réduisant le temps que les vérins passent en fin de course.

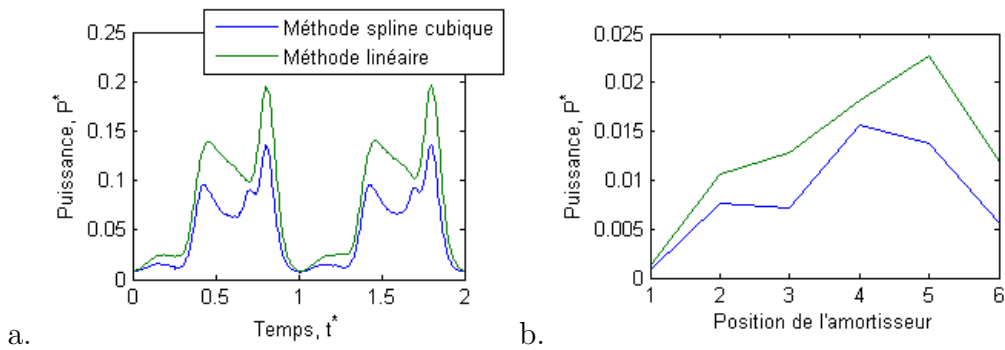


FIGURE 1.23 – (a) Dissipation de puissance sur deux périodes. (b) Contribution des amortisseurs calculées sur dix périodes par les deux méthodes d'estimation.

Afin d'évaluer les méthodes d'estimation de puissance, un amortisseur a été choisi et testé sur banc de déplacement avec les six trajectoires mesurées pour les vérins du dessus de la membrane. L'amortisseur en question a été réglé à  $c_i = 2900$  kg/s. Les forces d'amortissement enregistrées ainsi que les estimations linéaire et spline cubique sont présentées figure 1.24. Les deux estimations approximent assez bien la force d'amortissement réelle. Cependant, elles tendent à surestimer les efforts d'amortissement sur les vitesses négatives et sont moins précises autour des pics d'efforts et de  $F_i = 0$ . La méthode spline présente aussi des décalages pour les faibles efforts, ce qui résulte de transitions soudaines des coefficients (équation 1.14).

Les résultats de puissance sont obtenus en calculant la valeur moyenne du produit de l'estimation d'effort (ou de sa mesure) et le signal de vitesse sur dix périodes. Les erreurs relatives moyennes sur l'estimation de puissance sont alors :  $\xi_{lin} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N=6} \left( \frac{P_{lin} - P_{reel}}{P_{reel}} \right) = 17\%$  et  $\xi_{spline} = -24\%$ .

Le comportement de l'amortisseur sélectionné est représentatif de tous les autres et les erreurs calculées ici correspondent à un point de fonctionnement moyen. On peut donc considérer les erreurs calculées ici comme un aperçu de la précision des calculs.

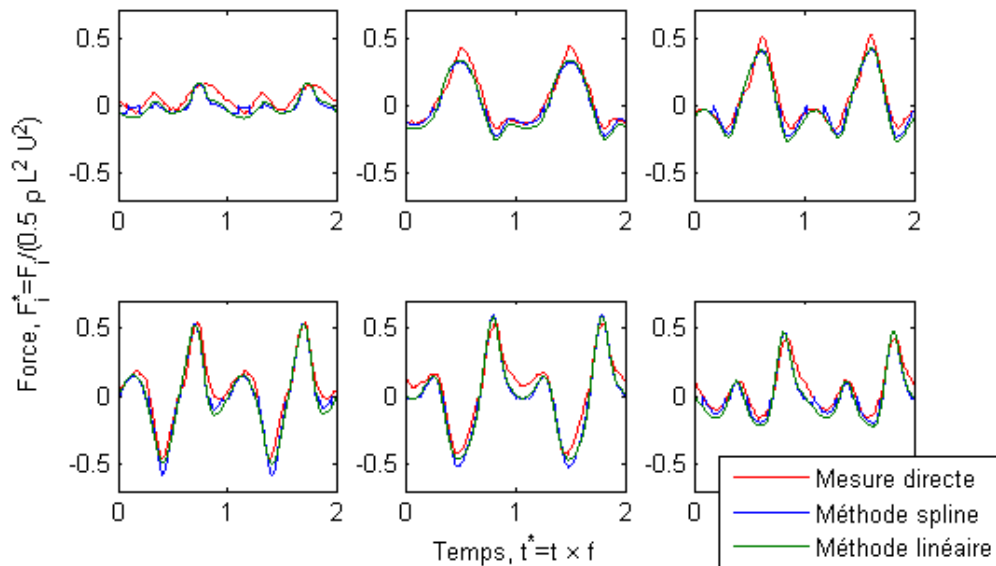


FIGURE 1.24 – Vérification de l'estimation de force sur les six trajectoires d'amortisseurs mesurées pour un vérin choisi au hasard.

La méthode linéaire semble plus précise que la méthode spline cubique et sera majoritairement utilisée dans ce chapitre. Les deux seront cependant utilisées dans la section 1.4.1. En effet, la méthode spline prend en compte des phénomènes comme l'hysteresis, le comportement quadratique et l'asymétrie. Elle est aussi plus conservative sur certains pics d'efforts. Le fait d'utiliser les deux méthodes permet de comparer les tendances des résultats et de donner un meilleur aperçu des incertitudes élevées.

Un moyen de diminuer ces incertitudes serait d'utiliser des amortisseurs avec un comportement plus linéaire ou de tous les tester sur la table de déplacement avec toutes les trajectoires mesurées pendant les essais en bassin. Cette dernière solution étant trop chronophage, on considérera donc l'ordre de grandeur des erreurs comme acceptable dans cette section.

## 1.4 Étude paramétrique

Le comportement de l'hydrolienne à membrane ondulante a été caractérisé précédemment pour une configuration "classique" (amortissement et retrait moyen). Dans cette partie, les résultats de trajectoire, d'efforts et d'estimation de puissance convertie sont présentés pour différents taux d'amortissement et différentes vitesses réduites du fluide. Un seul rapport d'aspect a été étudié,  $b/L = 1$ . Les paramètres d'amortissement  $C$  sont donnés dans la table 1.3 et la vitesse réduite est calculée par l'équation 1.4. Ce paramètre adimensionnel est fréquemment utilisé dans la littérature pour les problèmes d'interactions fluide-structure et est proportionnel au ratio entre la vitesse du courant et la célérité d'une onde élastique dans la structure.

La vitesse du courant varie entre la vitesse critique  $Ur_c$  à laquelle la membrane commence à onduler et  $Ur \approx 7$ . Les résultats sont moyennés sur autant de périodes qu'il y en a dans l'échantillon, suivant l'équation 1.23. Le nombre minimum de période est  $N_p = 7$ . Les écart-types sont indiqués par les barres d'erreur (équation 1.24, avec  $X_i$  la valeur de  $X$  calculée pendant la  $i$ -ème période et  $\bar{X}$  la moyenne sur  $N_{period}$  périodes).

$$N_p = \lfloor f \cdot t_f \rfloor \quad (1.23)$$

$$\sigma(X) = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum_{i=1}^{N_p} (X_i - \bar{X})^2} \quad (1.24)$$

### 1.4.1 Power take-off : réglage de l'amortissement

La figure 1.25 présente les résultats d'amplitude maximum tête-à-creux des ondulations et la figure 1.26, l'évolution de la fréquence principale. Premièrement, cette figure montre que la vitesse critique augmente avec le taux d'amortissement [Träsch et al., 2016b]. Deuxièmement, l'amplitude tend à diminuer lorsque la vitesse du courant accélère et à augmenter lorsque les amortisseurs sont plus nombreux, ce qui est le contraire de la fréquence. Ce comportement opposé suggère qu'il y aurait un équilibre optimal à trouver entre la fréquence et l'amplitude, en ajustant l'amortissement en fonction de la vitesse du courant. À noter que pour toutes les configurations testées, la cible avec la plus grande amplitude est celle située le plus en aval.

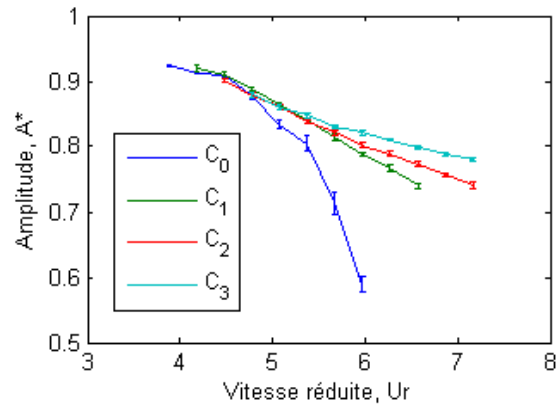


FIGURE 1.25 – Évolution de l'amplitude maximale pour différents coefficients d'amortissement et vitesses de courant.

Le comportement dynamique de la membrane est similaire à ce qui a été présenté figure 1.20 dans toutes les configurations testées à l'exception du cas  $C_0$  à  $Ur > 5.5$ . En effet, la membrane non amortie ( $C_0$ , ligne bleue) a un comportement différent des configurations avec amortisseurs. Elle présente les mêmes tendances en termes d'amplitude et de fréquence, mais avec des variations plus importantes au-delà de  $Ur = 5.5$ . C'est un signe de changement de mode. En effet, l'analyse de la trajectoire y révèle un nœud autour de la cible n°3 (figure 1.27).

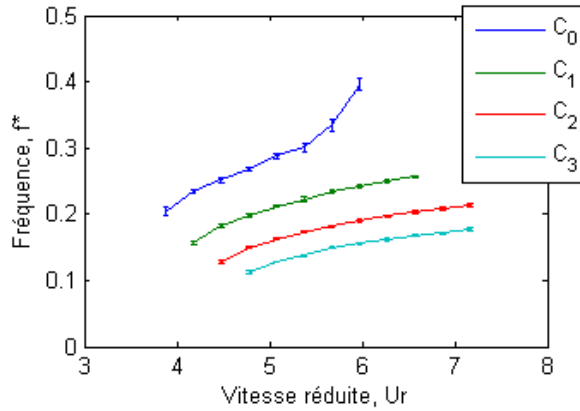


FIGURE 1.26 – Évolution de la fréquence principale pour différents coefficients d’amortissement et vitesses de courant.

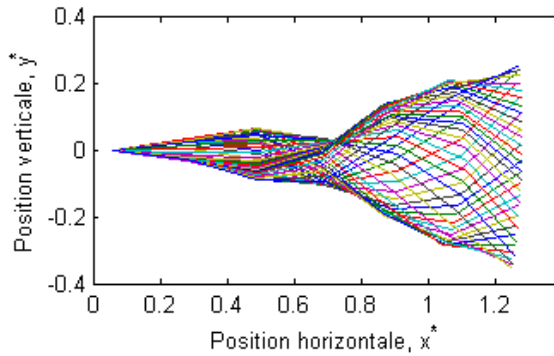


FIGURE 1.27 – Superposition de la déformée de la membrane tous les 40<sup>ème</sup> de période ( $C = 0$  kg/s,  $U_r=6$ ).

Les coefficients hydrodynamiques (portance, trainée) et de puissance sont calculés avec pour surface de référence, la surface de la membrane  $L \times b$  (équation 1.25 - 1.27). Leur signification diffère de ce qui est communément utilisé dans le domaine des énergies marines renouvelables, où le coefficient de puissance est le ratio entre la puissance mécanique et la puissance hydrocinétique incidente intégrée sur la surface frontale. Cependant, ce critère permet d'utiliser une surface constante pour le calcul des coefficients, au contraire de l'aire balayée,  $b \times A$ , qui dépend d'autres paramètres comme la vitesse du courant.

$$C_d = \frac{F_x}{0.5 \cdot \rho_f \cdot L \cdot b \cdot U_\infty^2} \quad (1.25)$$

$$C_l = \frac{F_y}{0.5 \cdot \rho_f \cdot L \cdot b \cdot U_\infty^2} \quad (1.26)$$

$$C_p = \frac{P}{0.5 \cdot \rho_f \cdot L \cdot b \cdot U_\infty^3} \quad (1.27)$$

L'évolution des coefficients de trainée et de portance en fonction de  $Ur$  sont présentés figures 1.28 et 1.29. Les signaux étant périodiques, seulement les valeurs moyennes et extrêmes sont représentées. On peut noter que sur les deux graphiques, l'amplitude des efforts est plus importante que la moyenne. Le coefficient de trainée moyen est sensiblement plus important à la vitesse critique et pour les amortissements élevés ( $C_d \approx 0.25$ ), tandis qu'il décroît pour les courants plus rapide jusqu'à  $C_d \approx 0.2$  à  $Ur = 7$ . L'amplitude du coefficient de trainée est aussi significativement plus faible pour les grandes vitesses. Elle évolue de 0.5 à la vitesse critique jusqu'à environ 0.2 à  $Ur = 7$ . On remarque que  $\max(F_x)$  évolue proportionnellement à  $U_\infty$ , alors que  $\overline{F_x}$  est proportionnel à  $U_\infty^2$ .

La portance est la composante dominante du système, comme illustré par la figure 1.29. L'amplitude du coefficient de portance est supérieure à 1 pour les petites vitesses de fluide, puis diminue fortement, en effet  $\max(F_L)$  est proportionnel à  $U_\infty$ . Ici aussi, la valeur moyenne du coefficient de portance est positive, avec  $C_l \approx 0.15$ . Comme expliqué pour la figure 1.21, cela pourrait être causé par une influence indésirable du sillage du support sur la membrane ou par l'influence de la surface libre et/ou du fond du bassin. La connaissance de ces coefficients hydrodynamiques est utile pour dimensionner le support de la future hydrolienne échelle 1.

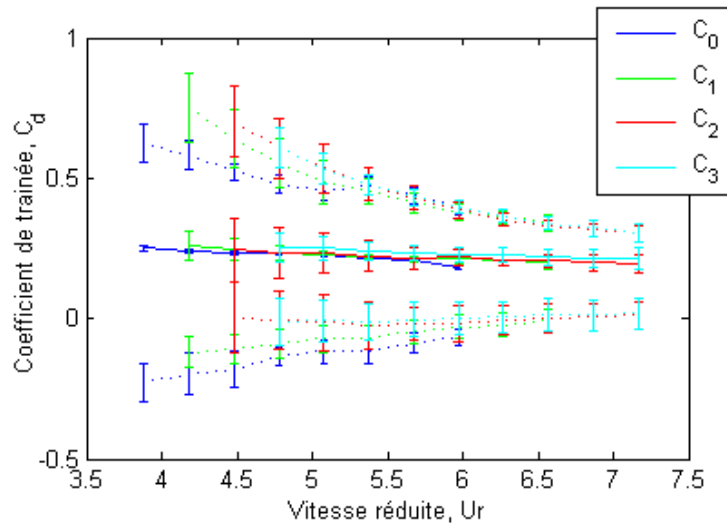


FIGURE 1.28 – Coefficients de traînée sur la membrane. Moyennes : lignes pleines. Valeurs maximales et minimales : lignes pointillées.

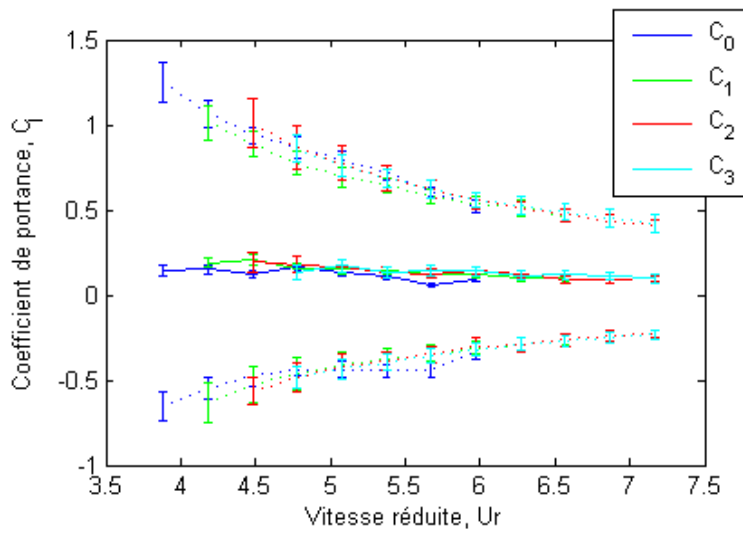


FIGURE 1.29 – Coefficients de portance sur la membrane. Moyennes : lignes pleines. Valeurs maximales et minimales : lignes pointillées.

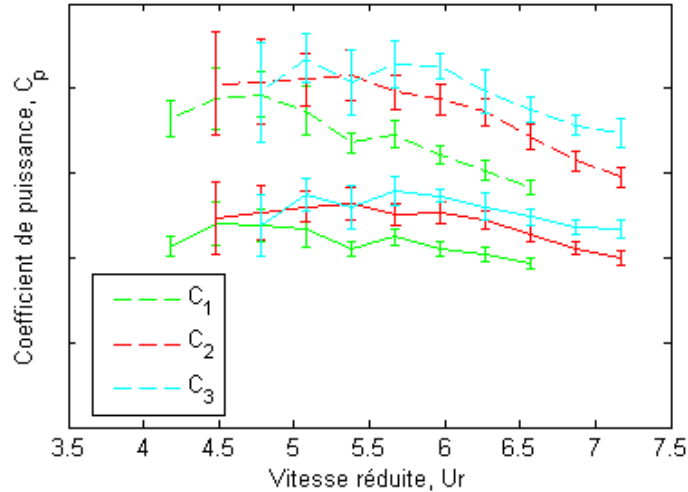


FIGURE 1.30 – Coefficient de puissance en fonction de l’amortissement et de la vitesse du courant. Lignes pointillées :  $C_p^{linear}$ , ligne pleine :  $C_p^{spline}$ .

Les résultats en termes de coefficient de puissance sont tracés sur la figure 1.30. Les résultats obtenus avec la méthode linéaire sont représentés par une ligne pointillée tandis que les résultats obtenus avec la méthode spline sont présentés en ligne pleine. Le coefficient de puissance obtenu par la méthode linéaire est supérieur d’environ 30%, mais les deux méthodes donnent la même tendance. Il y a une légère augmentation de puissance en fonction de l’amortissement et pas de variation significative en fonction de la vitesse du courant pour  $Ur_c < Ur < 6$ . Au-delà de cette valeur, le coefficient de puissance commence à décroître.

La figure 1.31 montre la contribution de chaque segment à la puissance dissipée totale. La majorité de la puissance est toujours extraite par les amortisseurs n°4 et n°5 alors que le premier vérin ne produit que très peu. Cela peut être expliqué par les conditions aux limites de la membrane : l’encastrement amont limite l’amplitude au début des ondulations et le degré de liberté en aval restreint la déformation de la membrane sur cette partie. La figure 1.31 montre aussi qu’un amortissement plus important entraîne une meilleure répartition de la puissance produite le long de la membrane avec une plus grande contribution des segments n°2 et n°3 et une plus faible du n°5.



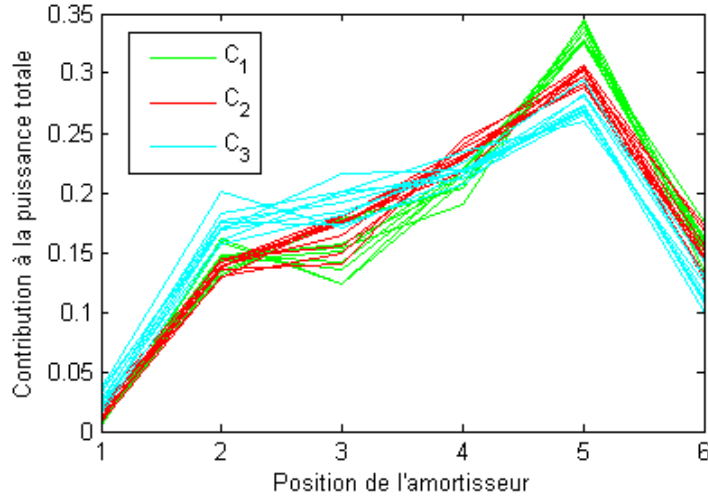


FIGURE 1.31 – Contribution des amortisseurs à la puissance totale pour chaque configuration testée.

Il est aussi possible d'augmenter la captation d'énergie en jouant sur d'autres paramètres comme le module d'Young de la membrane ( $E$ ), la longueur des câbles ( $d$ ), les conditions d'accroche ou la répartition de l'amortissement. Ce sujet sera abordé dans la suite de ce manuscrit en utilisant la méthode linéaire pour l'estimation du  $C_p$ . En effet, elle limite notamment le risque de surestimer les coefficients de puissance lorsque le système fonctionne au-delà de la zone de caractérisation des vérins.

### 1.4.2 Effets d'un changement de raideur

Trois plaques de polyacétal d'épaisseurs  $h_1 = 3$  mm,  $h_2 = 3.5$  mm et  $h_3 = 4$  mm, et donc de raideurs différentes, sont utilisées dans cette étude. Les valeurs de raideur sont ici adimensionnalisées par la raideur la plus élevée ( $k_3 = 33$  N/m pour  $E = 4$  GPa). Nous avons donc  $k_1^* = 0.42$ ,  $k_2^* = 0.67$ ,  $k_3^* = 1$ , comme calculé par l'équation 1.29, où  $k^*$  est la raideur adimensionnalisée,  $E$  est le module d'élasticité,  $I_z$  le moment quadratique et  $L$  la longueur de la membrane. On ne prend pas en compte la raideur ajoutée par les amortisseurs ou les profilés transversaux.

$$k = \frac{EI_z}{L^3}; \quad (1.28)$$

$$k_i^* = \frac{k_i}{k_3} = \frac{(h_i)^3}{(h_3)^3} \quad (1.29)$$

Le traitement des signaux de trajectométrie a ici été réalisé avec le logiciel open source Blender qui permet de suivre les cibles pour extraire leurs coordonnées  $(x_t, y_t)$  à chaque pas de temps. La fréquence d'acquisition est de 40 Hz. En absence d'indications contraires, les résultats présentés correspondent à une membrane équipée de trois lignes d'attaches et une ligne d'amortisseurs, avec un retrait de 4.67%.

La figure 1.32 présente la trajectoire des points de suivi du comportement de la membrane positionnés tous les  $0.2L$  à  $U_\infty = 1.0$  m/s pour les trois raideurs testées. Les trajectoires sont similaires pour les différentes raideurs, indiquant des ondulations sur un même mode, avec cependant une amplitude plus importante pour la membrane la plus raide à vitesse équivalente.

La figure 1.33 représente l'amplitude maximum des ondulations, correspondant au déplacement de la cible en aval, en fonction de la vitesse réduite du courant. Chacune des courbes présentées commence à la vitesse critique de démarrage des ondulations. Ainsi, plus la membrane est raide, plus elle démarre à une vitesse critique élevée. Cela rejoint les conclusions de [Weaver, 1970] pour une plaque non contrainte, qui observe que le carré de la vitesse critique est proportionnel à la raideur. Cependant, on peut voir sur la figure 1.33 que ce n'est pas le cas lorsqu'on considère la vitesse réduite. En effet, les résultats d'amplitude et de vitesse critique pour différentes raideurs sont très proches dès lors que la vitesse du courant est adimensionnalisée en prenant en compte la raideur de la membrane.

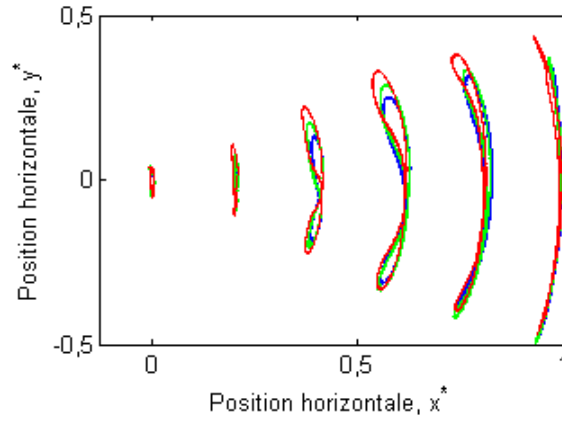


FIGURE 1.32 – Trajectoire des points de suivi de comportement de la membrane positionnés tous les  $0.2L$  à  $U_\infty = 1.0$  m/s pour trois raideurs (bleu :  $k_1$ , vert :  $k_2$ , rouge :  $k_3$ ).

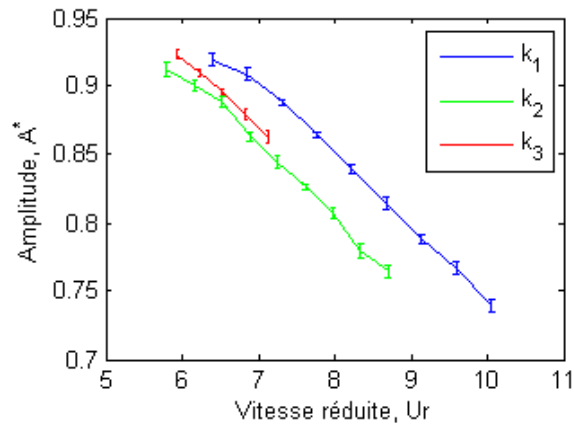


FIGURE 1.33 – Amplitude d’ondulation de la cible avale en fonction de la vitesse réduite  $Ur$  pour les trois raideurs étudiées

La figure 1.34 présente l'évolution des fréquences principales d'ondulation adimensionnalisées ( $f^* = fL/U_\infty$ ) en fonction de la vitesse réduite du courant pour les différentes raideurs. On remarque que les courbes de fréquence se rapprochent au point qu'à partir d'une certaine vitesse, elles sont comprises dans l'intervalle d'incertitude l'une de l'autre. Elles ne sont donc pas significativement différentes, ce qui laisse supposer qu'à vitesse réduite et mode d'ondulation constant correspond une unique fréquence principale d'ondulation, quelque soit la raideur de la membrane. Cela confirmerait la pertinence du choix de la vitesse réduite comme paramètre d'étude.

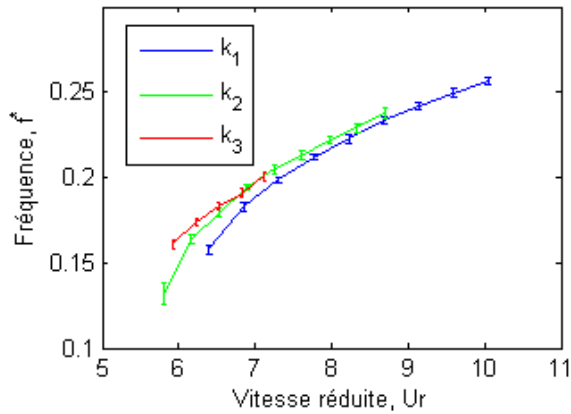


FIGURE 1.34 – Fréquences principale d'ondulation pour trois raideurs en fonction de la vitesse réduite.

La figure 1.35 présente les mêmes résultats, mais tels qu'ils sont mesurés, sans adimensionnalisation. À vitesse dimensionnelle égale, la fréquence d'ondulation augmente quand la membrane est plus souple. Or, c'est le contraire pour sa fréquence propre à vide, comme on peut le voir sur l'équation 1.30 qui exprime les fréquences propres de vibration d'une poutre dans le vide, avec  $\kappa_i$  les nombres d'onde des modes propres qui dépendent uniquement des conditions limites. Cela montre la forte influence de la masse ajoutée du fluide dans la réponse du système. Cette masse ajoutée dépend de nombreux facteurs et n'a pas été étudiée en détail dans ce chapitre. Une manière de formuler son influence sur la fréquence propre est présentée équation 1.31, où  $\kappa$  est le nombre d'onde et  $m_s$  et  $m_a$  sont respectivement la masse linéique de la poutre et la masse ajoutée linéique du système [Virot, 2015].

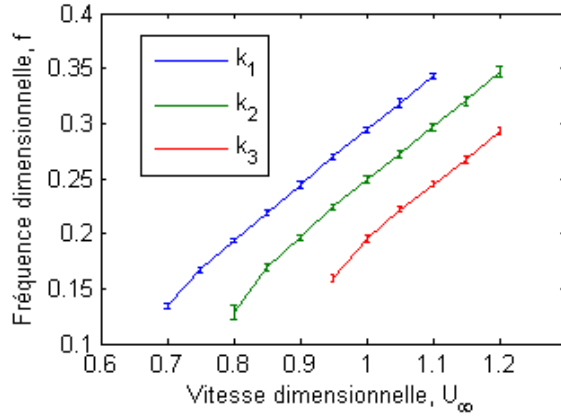


FIGURE 1.35 – Fréquence principale d’ondulation pour trois raideurs en fonction de la vitesse dimensionnelle du courant.

$$f_i^{vide} = \frac{\kappa_i}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{EI_z}{m_s}} \quad (1.30)$$

$$f_i^{couple} = \frac{\kappa_i}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{EI_z}{m_s + m_a}} \quad (1.31)$$

De plus, comme cela a déjà été remarqué pour des membranes non contraintes [Watanabe et al., 2002b] [Shelley & Zhang, 2011] et pré-contraintes [Déporte, 2016], la fréquence principale augmente de manière quasi-linéaire avec la vitesse du courant. La figure 1.36 présente le résultat de la transformée de Fourier de la position du bord de fuite à  $U_\infty = 0.95$  m/s pour les trois raideurs. Les résultats sont normalisés par l’amplitude et la fréquence de la composante principale. Cela permet d’évaluer l’importance des harmoniques par rapport à celle-ci. On observe alors que plus la membrane est raide, plus les harmoniques sont importantes.

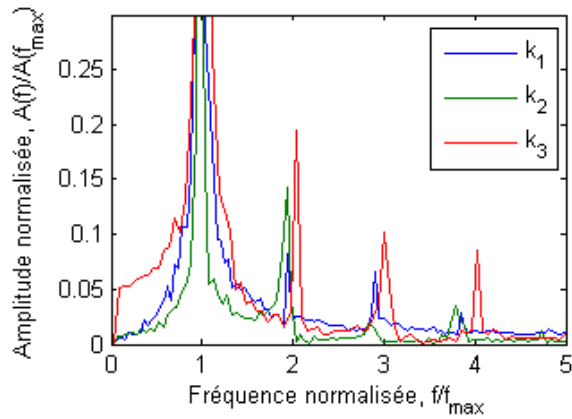


FIGURE 1.36 – Composition fréquentielle du déplacement en bord de fuite pour trois raideurs

La figure 1.37 présente les coefficients de portance et la figure 1.38 les coefficients de trainée en fonction de la vitesse réduite. Ces figures montrent que la membrane la plus souple génère des efforts plus importants à vitesse réduite égale, notamment en ce qui concerne leur amplitude, et donc l'effort maximum. Cependant, à vitesse dimensionnelle constante, c'est la membrane la plus raide qui subit le plus d'efforts hydrodynamiques.

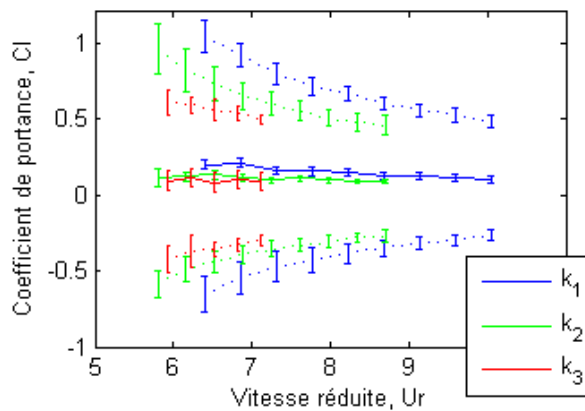


FIGURE 1.37 – Évolution des coefficients de portance en fonction de  $Ur$  pour les trois raideurs étudiées. Moyennes : ligne pleine, valeurs maximales et minimales : ligne pointillée.

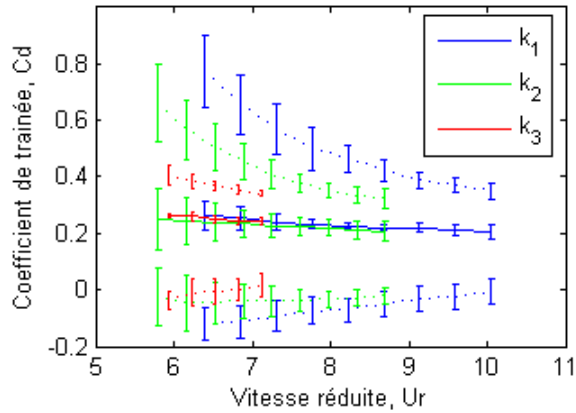


FIGURE 1.38 – Évolution des coefficients de trainée en fonction de  $Ur$  pour les trois raideurs étudiées. Moyennes : ligne pleine, valeurs maximales et minimales : ligne pointillée.

Comme illustré sur la figure 1.39, la raideur donnant les meilleurs résultats en termes de puissance est  $k_1$ , correspondant à la membrane la plus souple. Bien que cette souplesse améliore le couplage fluide/structure/convertisseurs, il existe une limitation de la transmission de l'énergie liée à des déformations structurelles locales et/ou internes.

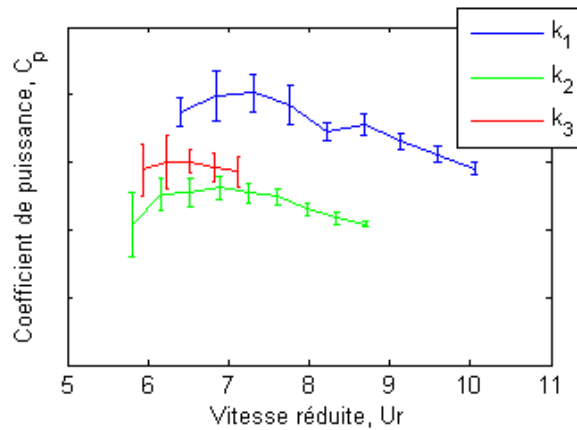


FIGURE 1.39 – Évolution des estimations de puissance par la méthode linéaire en fonction de  $Ur$  pour les trois raideurs étudiées.

Cette étude permet de montrer qu'il y a de nombreux avantages à déterminer avec attention la raideur d'une hydrolienne à membrane ondulante, et donc à sélectionner avec soin les matériaux qui la composent ainsi que ses dimensions. En effet la raideur est au centre de l'interaction entre le fluide et la structure et agit par conséquent sur la dynamique de la membrane et de l'écoulement autour de celle-ci. La raideur a une influence sur la stabilité de la membrane au sein d'un écoulement et donc sur la vitesse critique de démarrage, sur la fréquence et l'amplitude des ondulations, sur les efforts qu'elle subit et in fine sur son rendement.

Le fait d'avoir testé différentes raideurs a aussi permis de mettre en valeur l'intérêt d'utiliser la vitesse réduite pour présenter les résultats. La validité de ce paramètre sera confirmé dans la section 4.1.1 lors de l'étude comparative sur les effets d'échelle. On peut cependant d'ors et déjà affirmer que la raideur est un paramètre très important du dimensionnement, à adapter en fonction du milieu, c'est à dire de la gamme de vitesse pour laquelle l'hydrolienne doit fonctionner.

Cette étude est cependant limitée car elle ne se concentre que sur une petite gamme de raideur, avec uniquement trois valeurs testées. Il conviendrait de poursuivre cette étude en testant plus de configurations pour déterminer l'optimum de raideur. En effet on aurait tendance à penser qu'une membrane trop souple ne transmettrait pas suffisamment les efforts aux convertisseurs. À grande vitesse, des déformations locales de la membrane ont été observées aux pieds des convertisseurs, ce qui tendrait à confirmer qu'elle se trouverait déjà à une raideur inférieure à l'optimum. Il convient aussi de se demander si l'épaisseur joue aussi un rôle sur d'autres paramètres, en considérant que le matériau n'est pas élastique pur. Une différence d'épaisseur change les niveaux de contraintes au sein du matériau, et peut influencer sur la fatigue et la durée de vie de la membrane. Elle peut aussi induire une différence dans l'amortissement interne, par exemple.

Cependant, il est contraignant de tester expérimentalement de nombreuses valeurs de raideur, car il faut pour cela changer le matériau ou la géométrie la membrane, ce qui induit une modification importante et de nombreuses manipulations. Il semble donc plus approprié de poursuivre cette étude avec un modèle numérique adéquat. Il permettrait de réaliser une optimisation plus fine de ce paramètre et pourrait donner accès à d'autres informations, comme le niveau de contrainte ou de déformation locale. Les développements d'un tel modèle seront présentés dans le chapitre 2.



### 1.4.3 Variation de la longueur des câbles de pré-contrainte

Une des particularités du système étudié vient du fait que la structure est pré-contrainte par des câbles de compression qui la mettent en flambement dans la direction axiale (figures 1.5 et 1.17). Les câbles de compression relient l'extrémité avale de la membrane à son support. Ils sont plus courts que la distance au repos entre ses points d'attache et sont caractérisés par leur longueur de retrait (équation 1.21). Pour rappel, une absence de pré-contrainte correspond à une longueur de retrait  $d = 0 \%$ , tandis que  $d = 12.5 \%$  semble être une valeur limite pour éviter la détérioration de la membrane  $1/20^{eme}$  (voir figure 1.49).

L'influence de la longueur de retrait  $d$  sur le fonctionnement de l'hydrolienne à membrane ondulante est étudiée dans cette section. La configuration considérée utilise le même prototype que précédemment mais avec un réglage différent. Ainsi, la membrane mesure  $L \times b \times h = 0.8 \times 0.8 \times 0.003 \text{ m}^3$ . Le taux d'amortissement moyen d'un vérin pour ces essais vaut :  $\bar{c} = 5580 \text{ kg.s}^{-1}$  et 24 amortisseurs hydrauliques sont installés. L'amortissement total est donc supérieur à ce qui a été testé jusqu'ici (table 1.3), avec un écart-type de 19.3 %.

L'évolution de la vitesse critique en fonction de la longueur de retrait des câbles est présentée figure 1.40. Ces résultats ont été obtenus en augmentant graduellement la vitesse du courant par pas de 0.05 m/s. Cette valeur correspond à l'incertitude associée au protocole d'essai et est indiqué par les barres d'erreurs. La figure 1.40 montre que dans cette configuration il y a une longueur optimale des câbles qui permet de minimiser la vitesse critique. Cette longueur de retrait optimale a été observée dans d'autres configurations. Sa valeur dépend de l'amortissement, de la raideur et des conditions d'accroche du système. Par exemple, elle est autour de 3-5 % pour la même membrane fixée par des pivots munis de butée à  $\pm 15^\circ$  [Träsch et al., 2016a]. La longueur de retrait optimale minimisant la vitesse critique devrait être étudiée de manière plus approfondie. Elle dépend de phénomènes non-linéaires et n'est pour l'instant pas prédictible de manière précise à cause du faible nombre de paliers de vitesse utilisés lors des essais. Cependant, nous pouvons supposer qu'en deçà de la longueur optimale, la déformation initiale de la membrane est insuffisante pour générer assez de pression à  $U_\infty < U_c$ . Au-delà, plus la membrane est contrainte, plus elle est fléchie et plus elle nécessite des forces de pression importantes pour contrebalancer cette contrainte initiale. Ainsi, elle requiert une vitesse de courant plus élevée pour commencer à onduler.

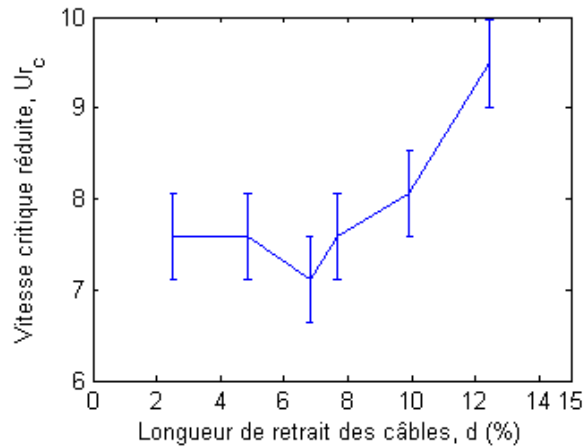


FIGURE 1.40 – Vitesse critique en fonction de la longueur de retrait des câbles

Un phénomène d’hystérésis a été noté par [Eloy et al., 2011] pour une plaque plus légère et flexible dans un courant d’air, sans dispositif de mise en flambement. Dans les expériences présentées ici, aucun phénomène d’hystérésis significatif n’a été remarqué. Un écart de vitesse critique inférieur ou égal à  $\pm 0.05$  m/s a été noté dans certains cas, mais il est considéré comme non significatif car équivalent au pas entre deux vitesses de courant testées. Au niveau du comportement post-critique, les autres paramètres sont égaux lorsqu’ils sont mesurés pendant une rampe d’accélération ou de décélération.

La fréquence principale d’ondulation augmente lorsque le courant s’accélère. Il apparaît que tant qu’elle reste sur le premier mode post-critique, la fréquence évolue de manière linéaire au-delà d’une certaine vitesse. La longueur des câbles a une faible influence sur la fréquence d’ondulation. Cette influence n’est pas considérée comme significative car les différences en fonction de la longueur sont du même ordre de grandeur que l’incertitude de calcul :  $2\Delta f = \frac{2f_e}{N} = 0.025$  Hz, avec  $f_e$  la fréquence d’échantillonnage et  $N$  la taille de l’échantillon.

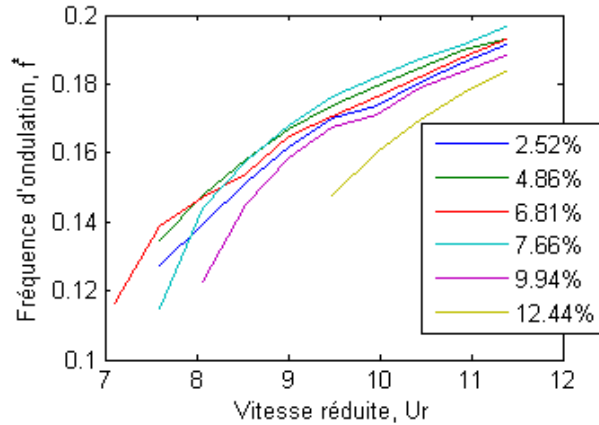


FIGURE 1.41 – Évolution de la fréquence d’ondulation en fonction de la vitesse réduite du courant pour plusieurs longueurs de retrait des câbles

D’un autre côté, la longueur des câbles a une forte influence sur l’amplitude des ondulations. La figure 1.42 présente l’amplitude du bord de fuite en fonction de la vitesse réduite du courant pour différentes longueurs de câbles. Il y a une petite mais significative influence de la vitesse du courant sur l’amplitude, avec ce qu’il semble être une décroissance linéaire.

Cette relation linéaire ne fonctionne pas bien pour des câbles courts, proche de la vitesse critique, car ces configurations ne sont pas stables. Elles ont un mouvement assymétrique : plus lent à monter et plus rapide en descente. Ainsi, la membrane ne monte pas aussi haut que lorsque le courant est plus rapide. Une interprétation serait qu’en haut du cycle, les forces de pression ne suffisent pas à contrebalancer la combinaison du poids apparent et de la contrainte des câbles. Il est possible que cela soit aussi lié à la position d’accroche des câbles, qui est décalée de 12mm vers le bas par rapport à la ligne médiane des bras de fixation de la membrane.

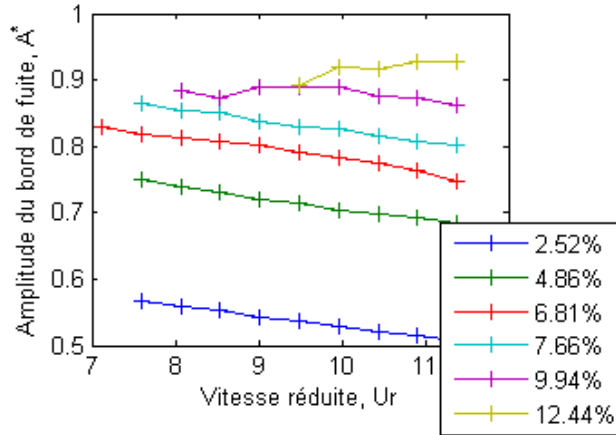


FIGURE 1.42 – Évolution de l’amplitude au bord de fuite en fonction de la vitesse réduite du courant pour différentes longueurs de câbles.

Afin de s’affranchir de ce phénomène d’assymétrie, la figure 1.43 a été tracée pour une vitesse réduite de courant  $U_r = 10.4$ . Elle montre les résultats d’amplitude tête-à-creux maximale  $A^*$  en fonction de la longueur de retrait des câbles  $d$ . Au contraire de la déviation pré-critique (figure 1.18), une relation quadratique ne suffit pas à représenter le lien entre ces deux paramètres, à cause de non-linéarités qui se produisent lors des grands déplacements [Païdoussis, 2001]. En effet, Ces non-linéarités ne sont pas (uniquement) dues à la pré-contrainte, car on les retrouve pour des plaques en porte-à-faux [Eloy et al., 2008]. Cependant, elles augmentent lorsque la membrane est plus fortement pré-contrainte. Un ajustement empirique a été réalisé pour les estimer jusqu’au second ordre (équation 1.32).

$$A^*(d, U_r = 10.4) \approx 3.85\sqrt{d} - 3.3d - 1.2d^2 \quad (1.32)$$

La figure 1.43 est particulièrement utile pour paramétrer les modèles numériques. Ainsi, le modèle analytique linéaire utilise une relation quadratique entre l’amplitude et la longueur de retrait (figure 2.12), ce qui résulte bien en une erreur de plus en plus importante selon la vitesse du courant (figure 2.10). Le modèle corotationnel présenté section 2.3, au contraire, prend en compte ces non-linéarités.

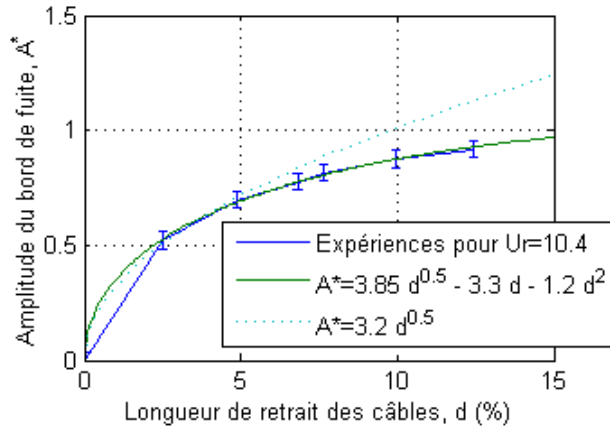


FIGURE 1.43 – Évolution de l’amplitude du mouvement au bord de fuite en fonction de la longueur de retrait des câbles. Bleue (ligne pleine, avec barre d’erreur) : expériences pour  $Ur=10.4$ . Cyan (ligne pointillée), approximation quadratique par l’équation :  $A^* = 3.2\sqrt{d}$ . Vert (ligne pleine), approximation quadratique agrémentée d’une approximation des non-linéarités à l’ordre 2 :  $A^* = 3.85\sqrt{d} - 3.3d - 1.2d^2$ .

Contrôler la longueur des câbles est ainsi un bon moyen d’ajuster l’amplitude de mouvement et la vitesse critique de démarrage. Cependant, il est important de vérifier l’impact que cela a sur les efforts dans la structure et dans les câbles. La tension dans les câbles a été mesurée par deux capteurs en traction/compression LEFE 100 daN. Le coefficient de tension dans les câbles est adimensionnalisé de la même manière que les coefficients de trainée et de portance afin de pouvoir les comparer facilement. Il existe une différence d’intensité des efforts mesurés entre les deux câbles de pré-contrainte. Elle provient certainement d’une légère différence de longueur ( $< 3.10^{-3}L$ ) entre les deux câbles. Le coefficient de tension exprimé correspond à la moyenne de la valeur mesurée dans les deux câbles. Les efforts étant périodiques, leurs moyennes et amplitudes seront présentés afin de décrire leurs variations. La figure 1.44 montre le coefficient de tension moyenne dans les câbles et son amplitude pour trois longueurs de retrait :  $d = 2.52\%$ ,  $d = 4.86\%$  et  $d = 7.66\%$ . Les mesures pour des câbles plus courts n’ont pas été réalisées afin de protéger les capteurs. En effet, les grands débattements des câbles et la présence d’à-coups dans certaines configurations nous ont poussé à établir un facteur de sécurité important ( $\times 4$ ) entre les efforts mesurés et la gamme de mesure.

À la fois la moyenne et l'amplitude des coefficients décroissent avec la vitesse du courant, avec  $\overline{F_c} \propto U_\infty^{0.5}$  et  $\text{amplitude}(F_c) \propto U_\infty^{-0.5}$ . Le coefficient moyen dans les câbles est aussi légèrement plus fort pour des câbles plus courts car l'amplitude du mouvement est plus importante. En effet, une amplitude plus grande cause des efforts hydrodynamiques plus importants sur la membrane qui sont ensuite transmis dans les câbles. L'amplitude du coefficient de tension dans les câbles est quasiment constante au cours de chaque mesure.

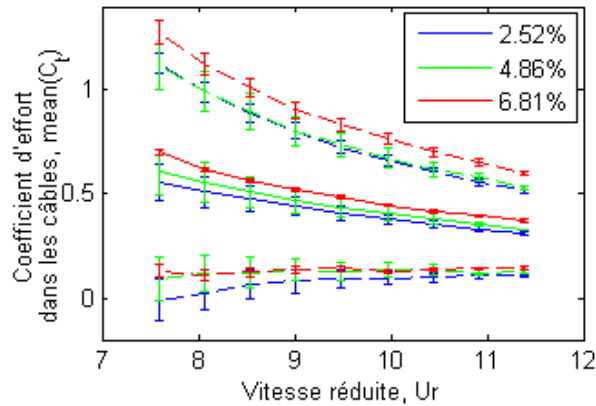


FIGURE 1.44 – Moyenne (lignes pleines), max and min (lignes pointillées) des coefficients de tension dans les câbles selon la vitesse du courant pour différentes longueurs de retrait.

Les moyennes et amplitudes des coefficients hydrodynamiques sont présentés sur les figures 1.45 à 1.48. L'évolution de la portance moyenne en fonction de  $Ur$  est présentée sur la figure 1.45. Le poids apparent du prototype a été soustrait. On retrouve le décalage positif décrit précédemment, ce qui signifie que la structure n'a pas une dynamique verticalement symétrique.

De plus, l'erreur expérimentale est du même ordre de grandeur que l'incertitude sur les résultats de mesure d'effort, estimée à partir de l'amplitude du bruit sur le signal de mesure ( $\Delta F = 20$  N). D'autres curiosités sur la figure 1.45 proviennent d'à-coups d'intensités variables d'une période à l'autre, provenant au moins en partie de chocs sur les points d'accroche des câbles de pré-contrainte.

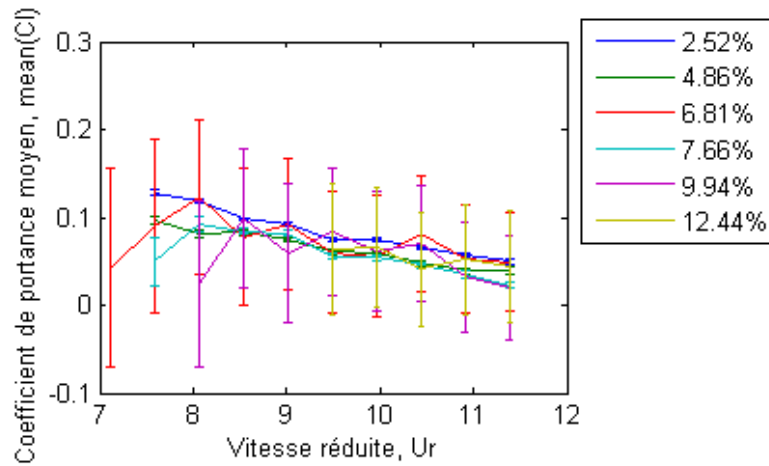


FIGURE 1.45 – Évolution de la moyenne du coefficient de portance sur la structure en fonction de la vitesse du fluide pour différentes longueurs de câbles.

L'amplitude du coefficient de portance est présentée sur la figure 1.46. Elle diminue aussi lorsque la vitesse réduite augmente, puisque l'amplitude de  $F_y$  apparaît proportionnelle à  $U_\infty$  et augmente avec la longueur de retrait. La convergence des résultats pour  $U_r > 11$  et  $d > 6$  n'est pas expliquée, la faible différence entre l'amplitude de portance pour  $d = 6.81\%$  et pour  $d = 7.66\%$  non plus.

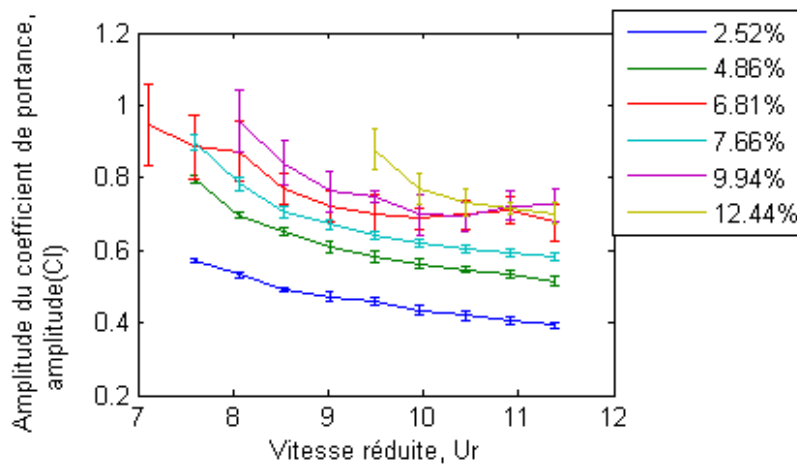


FIGURE 1.46 – Évolution de l'amplitude du coefficients de portance sur la structure en fonction de la vitesse du fluide pour différentes longueurs de câbles.

Les figures 1.47 et 1.48 présentent les valeurs moyennes et l'amplitude du coefficient de trainée en fonction de la vitesse du courant pour différentes longueurs de câbles. On peut remarquer une légère diminution de la moyenne et de l'amplitude avec la vitesse du courant. Ici aussi, il n'y a pas d'explication pour les petites différences entre les résultats pour  $d = 6.81\%$  et  $d = 7.66\%$ . De plus, pour les configurations testées, l'amplitude et la moyenne augmentent avec la longueur de retrait.

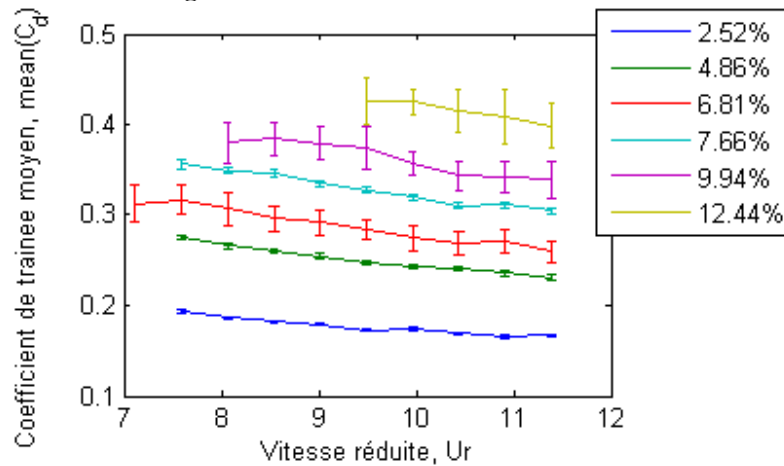


FIGURE 1.47 – Évolution de la moyenne du coefficient de trainée sur la structure en fonction de la vitesse du fluide pour différentes longueurs de câbles.

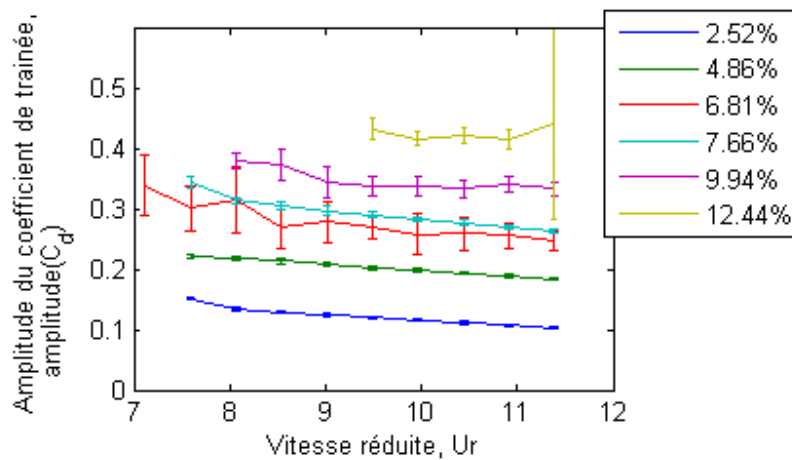


FIGURE 1.48 – Évolution de l'amplitude du coefficient de trainée sur la structure en fonction de la vitesse du fluide pour différentes longueurs de câbles.



La pré-contrainte imposée à la membrane résulte donc dans une augmentation des efforts hydrodynamiques sur la structure, et ce dans les deux directions : horizontale et verticale. Cela est lié à l'augmentation de l'amplitude du mouvement de la membrane, mais aussi au fait que la pente et la courbure de sa déformée soient plus importantes.

Les efforts dans la structure et dans les câbles sont étudiées afin de dimensionner les fixations de la future hydrolienne échelle 1. D'autre part, il est intéressant d'estimer la contrainte de flexion de la membrane pour prévenir les dégâts que la partie flexible de l'hydrolienne pourrait subir. En faisant l'hypothèse d'une flexion pure 2D sans concentration de contraintes, la contrainte de flexion est calculée par l'équation 1.33 après une interpolation spline sur les résultats de trajectométrie ;  $\frac{h}{2}$  étant la distance à la fibre neutre [Gere, 2004] et  $\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$  une approximation de la courbure. Un schéma de différences finies du second ordre est utilisé avec une discrétisation de  $\partial x = L/100$ . Les résultats sont adimensionnalisés par le module d'Young  $E$  du matériau. Le prototype échelle 1 :20<sup>eme</sup> est fait en polyacetal, dont la contrainte de rupture vaut  $\zeta_{rupture}^* = 0.030$  et la limite élastique  $\zeta_{elastique}^* = 0.016$ .

$$\zeta = -\frac{h}{2} E \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad (1.33)$$

$$\zeta^* = \frac{\zeta}{EI_z} \quad (1.34)$$

Les résultats d'estimation de contrainte maximum selon la vitesse du courant et la longueur de retrait des câbles sont présentés figure 1.49. Le calcul de contraintes est basé sur des hypothèses qui rendent le résultat valide en tant qu'ordre de grandeur et non en tant qu'estimation précise. L'estimation des incertitudes n'a donc pas été réalisée. Ces résultats montrent qu'il n'y a pas de variation significative en fonction de la vitesse du courant. En revanche la longueur des câbles a une forte influence sur la contrainte en flexion dans la membrane. L'estimation de la contrainte dépasse la limite élastique pour  $d > 10\%$ , ce qui implique des pertes d'énergies par déformation plastique.

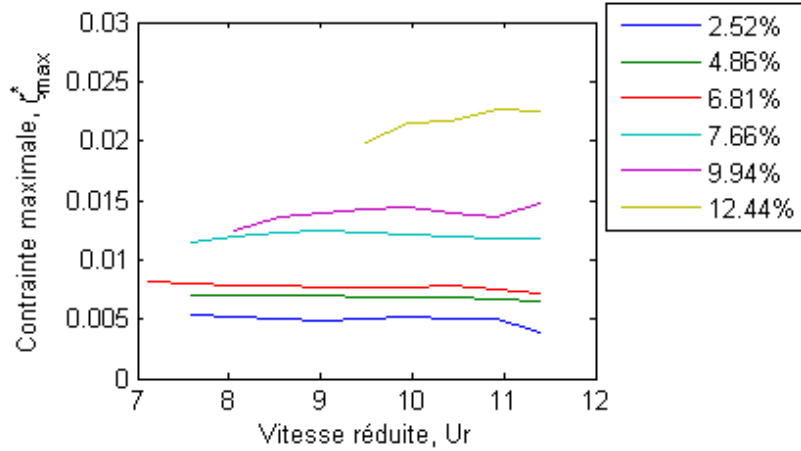


FIGURE 1.49 – Contrainte de flexion maximale dans la membrane telles que calculée par l'équation 1.33 en fonction de la vitesse réduite pour différentes longueurs de câbles.

Le point d'application de la contrainte maximale le long de la membrane dépend du mode de flexion, et donc des conditions d'accroche et de la longueur des câbles. Lors des essais présentés ici, elle est généralement située le long de la seconde partie de la membrane ( $0.6L < x(\zeta_{max}) < 0.9L$ ), qui sera donc à surveiller lors de tests en environnement réel. Il est en effet crucial d'étudier les forces dans le système car cela permet de dimensionner et de surveiller le prototype taille réel et son support. Les résultats présentés ici suggèrent qu'une longueur de retrait maximum doit être définie afin de prévenir les dommages sur la structure.

La longueur de retrait des câbles est aussi un bon paramètre de contrôle pour optimiser la conversion d'énergie. La figure 1.50 présente le coefficient de puissance en fonction de la vitesse du courant pour différentes longueurs de retrait. Le coefficient est globalement stable en fonction de la vitesse du fluide. Des variations jusqu'à 0.02 peuvent venir de la difficulté d'estimer la force d'amortissement des vérins. La figure 1.50 montre aussi un résultat important : la longueur optimale des câbles dépend de la vitesse du courant. En effet, pour la configuration testée, la longueur optimale est environ  $d = 7\%$  à  $Ur < 8$ ;  $d = 9\%$  pour  $8 < Ur < 10$  et  $12\%$  pour  $Ur > 10$ .

Il y a une augmentation de la puissance convertie selon le retrait. En extrapolant à partir des figure 1.40 et 1.50, la membrane ne devrait plus onduler au-delà de  $d_{crit} = 12\%$  à  $Ur = 9.5$ . Ce qui en fait à la fois la longueur critique au-delà de laquelle il n’y a plus d’ondulation et la longueur de retrait optimale qui maximise la conversion de puissance dans cette configuration. Les valeurs de coefficient de puissance présentés ici doivent cependant être considérés avec prudence car il y a une forte incertitude dans leur estimation.

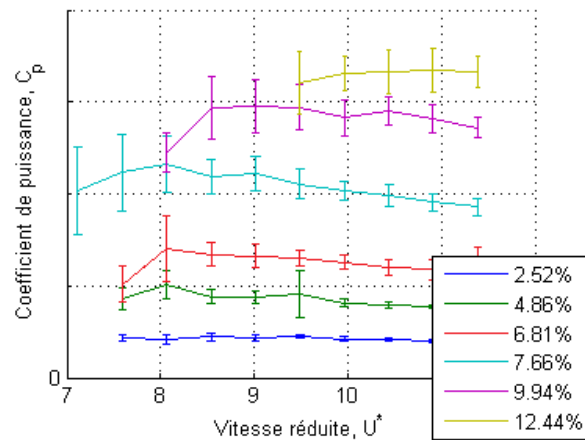


FIGURE 1.50 – Estimation du coefficient de puissance en fonction de la vitesse du courant et pour différentes longueur de câbles.

Les résultats d’expériences présentées ici permettent d’étudier l’influence de la longueur des câbles de compression sur le comportement d’une hydrolienne à membrane ondulante. Dans la configuration testée, la longueur des câbles doit être à 6-7% de retrait lorsque la membrane est au repos afin de minimiser la vitesse critique du courant. Cette valeur donne à la membrane suffisamment d’amplitude verticale sans la soumettre à des valeurs trop élevées de contrainte en flexion. De plus, l’étude a permis de souligner le lien entre la longueur de retrait et l’amplitude des ondulations ( $A^2 \sim d + \text{non-linéarités}$ ), tandis que leur fréquence n’en est pas significativement impactée.

Au-delà de la vitesse critique, la longueur des câbles doit être ajustée à la vitesse du courant afin d’optimiser le fonctionnement. La longueur de retrait doit ainsi être augmentée lorsque le fluide accélère afin de rester juste au-dessus de la vitesse critique. Ce point de fonctionnement semble optimiser la conversion d’énergie en augmentant la courbure de la membrane.

Cela vaut jusqu'à une seconde vitesse critique, à partir de laquelle il sera recommandé d'allonger les câbles pour limiter les efforts dans les câbles et dans la structure. Enfin, il est important que les câbles soient exactement de la même longueur pour limiter les à-coups et les pics d'efforts provenant d'un mouvement asymétrique.

Il serait donc intéressant de développer un système de contrôle de la longueur des câbles pour optimiser ce paramètre. Mais avant cela, la longueur optimale doit être définie plus précisément en fonction de la raideur de la membrane et de son PTO, ce pour quoi l'utilisation d'un modèle numérique semble adaptée. Cela s'inscrirait également dans une optimisation globale du système.

Les résultats présentés jusqu'ici ont permis de caractériser expérimentalement le fonctionnement d'une hydrolienne à membrane ondulante, aussi bien dans sa phase de démarrage que dans son comportement ondulatoire. L'étude paramétrique a souligné l'effet des paramètres caractéristiques du système : la vitesse du courant, l'amortissement (ou PTO), la raideur de la membrane et la longueur des câbles de pré-contrainte. Ils ouvrent donc la voie à une optimisation du système et de la conversion de puissance et serviront de base de données élargie pour le développement de modèle(s) numérique(s). En revanche, les hydroliennes sont prévues pour pouvoir fonctionner seule, mais aussi en fermes d'hydroliennes, configuration où les effets d'interaction entre membranes peuvent être non négligeables. Afin de préparer l'étude de plusieurs hydroliennes fonctionnant en mer, la section suivante présente la caractérisation du sillage de notre prototype en bassin d'essai.

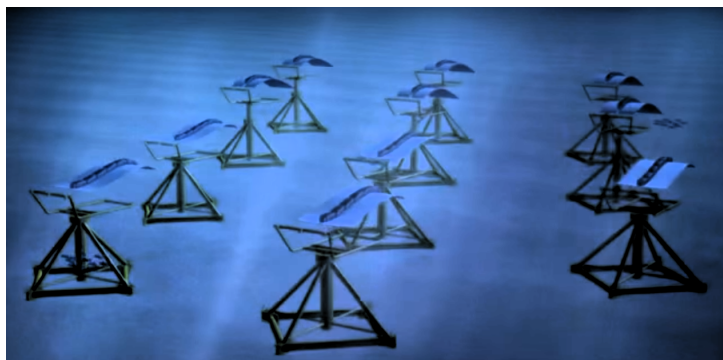


FIGURE 1.51 – Ferme d'hydroliennes ondulantes, vue d'artiste. Source : <http://www.eel-energy.fr/fr/video/>.

## 1.5 Caractérisation du sillage

### 1.5.1 Dispositif expérimental et stabilité

La caractérisation du sillage est une phase importante du développement d'une hydrolienne. Elle est nécessaire pour déterminer la répartition des machines au sein d'une ferme d'hydroliennes [Carlier et al., 2015], ainsi que pour étudier leurs impacts environnementaux comme la modification des courants et du transport sédimentaire [Neill et al., 2012]. Tandis que les sillages des turbines à axe horizontal et vertical sont étudiés et connus [Mycek et al., 2014] [Rolland et al., 2015], aucune mesure n'a encore été réalisée sur une hydrolienne à membrane ondulante.

En revanche, la configuration de l'écoulement derrière d'autres corps ondulants a été étudiée et mesurée [Müller, 2003]. Leur mouvement a beau être similaire, le sillage qu'ils génèrent diffère de manière significative selon qu'il provient d'un drapeau passif ou de la nage active d'un poisson. Leur motif peut ainsi être formé de rubans de tourbillons, d'allées de tourbillons, de jets ou de leurs combinaisons (figure 1.52).

Des simulations numériques ont aussi été effectuées pour étudier le sillage de plaques flexibles dans un écoulement afin de développer des convertisseurs éoliens [Tang & Paidoussis, 2009]. L'étude présentée ici en diffère à la fois par son approche : expérimentale, en bassin d'essai à recirculation ; et par son sujet : la plaque flexible étudiée est mise en flambement par des câbles latéraux et amortie par des vérins hydrauliques [Träsch et al., 2018]. Les résultats moyens et instantanés de vitesses, d'intensité turbulente et de vorticité dans le sillage sont présentés.



FIGURE 1.52 – Tourbillons (cercles) et jets d'écoulement (flèches) derrière (a) un drapeau passif et (b) un poisson nageant dans un écoulement d'eau [Müller, 2003].

Le prototype utilisé pour les mesures PIV du sillage mesure  $L \times b \times h = 0.8 \text{ m} \times 0.8 \text{ m} \times 0.003 \text{ m}$ . Il possède 4 lignes de 6 amortisseurs situés au-dessus et en-dessous de la membrane, sur ses côtés. Les amortisseurs sont ici positionnés de manière à ce que l'amortissement soit décroissant dans le sens de l'écoulement, de  $c_1 = 5900 \text{ kg/s}$  à  $c_6 = 2050 \text{ kg/s}$ . Un résumé des configurations testées est présenté par la table 1.4. La configuration non amortie est plus légère que les autres car la masse des amortisseurs a été retirée du système.

Configuration	Masse	Amortissement	Longueur de retrait
1	8.60 kg	aucun	7 %
2	10.1 kg	24 x 3500 kg/s	7 %
3	10.1 kg	24 x 3500 kg/s	12.5 %

TABLE 1.4 – Résumé des configurations testées.

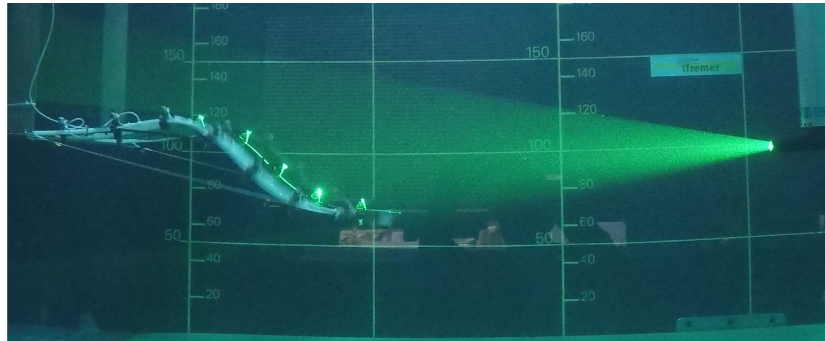


FIGURE 1.53 – Photographie du prototype pendant les mesures PIV.

Les essais ont eu lieu avec une vitesse incidente de  $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ . La figure 1.54 présente le résultat des mesures de trajectométrie. On peut y observer la forte influence de la longueur de retrait et de l'amortissement sur l'amplitude des ondulations. De plus, elle montre que la position moyenne est impactée par les effets de la gravité. Les résultats de fréquence adimensionnelle sont respectivement de  $f^* = f.L/U_\infty = 0.55$  et  $0.27$  pour les configurations sans et avec amortissement (Table 1.4).

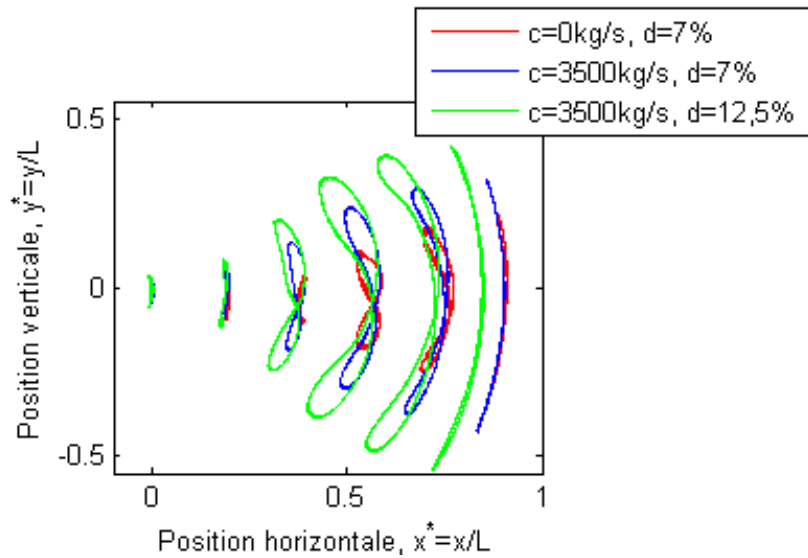


FIGURE 1.54 – Trajectoire de points sur la membrane séparés par  $0.2L$  pour les trois configurations testées.

Le réglage des amortisseurs hydrauliques peut changer un petit peu à chaque fois qu'ils arrivent en bout de course, ce qui arrive régulièrement lors des essais avec un fort retrait des câbles de pré-contrainte. Ce n'était pas un problème pour les essais de l'étude paramétrique car ils ne duraient que quelques minutes. Cependant, les essais avec mesures PIV durent plusieurs heures. L'impact de ce phénomène sur la fréquence principale d'ondulation lors des essais de sillage est présenté sur la figure 1.55 pour chaque plan PIV. Cela peut être interprété comme une faible différence ( $\leq 3.6\%$ ) pour les trois plans en bas en aval de la seconde configuration, et comme une différence plus grande ( $\leq 13.8\%$ ) pour tous les plans du bas sur la troisième configuration (voir figure 1.56). L'écart de trajectoire est inférieur à 10 mm. L'impact sur le sillage n'est pas quantifiable directement. C'est pourquoi les moyennes de phases seront calculées à chaque période à partir de données synchronisées de trajectométrie. Il convient de garder à l'esprit le degré de confiance que l'on peut accorder aux différents plans selon la figure 1.56.

En termes d'estimation de puissance, cela correspond respectivement à des différences de 4.6% et de 23.8%. L'estimation de puissance est réalisée en suivant la méthode linéaire présentée section 1.2.2. Les résultats sont :  $Cp_1 = 0.0$  ;  $Cp_2 \approx 0.07$  ;  $Cp_3 \approx 0.12$ .

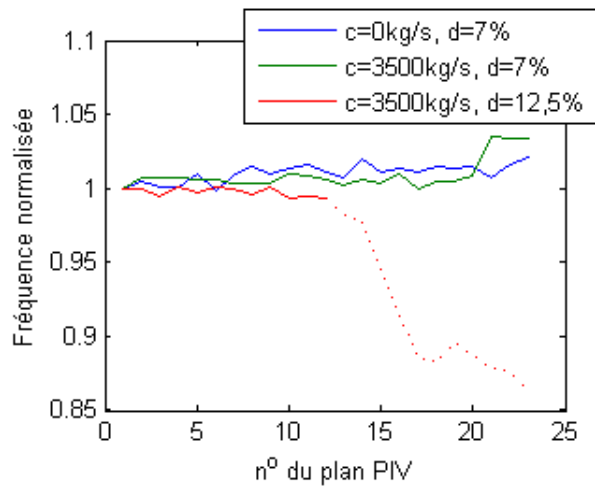


FIGURE 1.55 – Impact d’un changement de taux d’amortissement sur la fréquence principale des ondulations lors des essais de sillage.

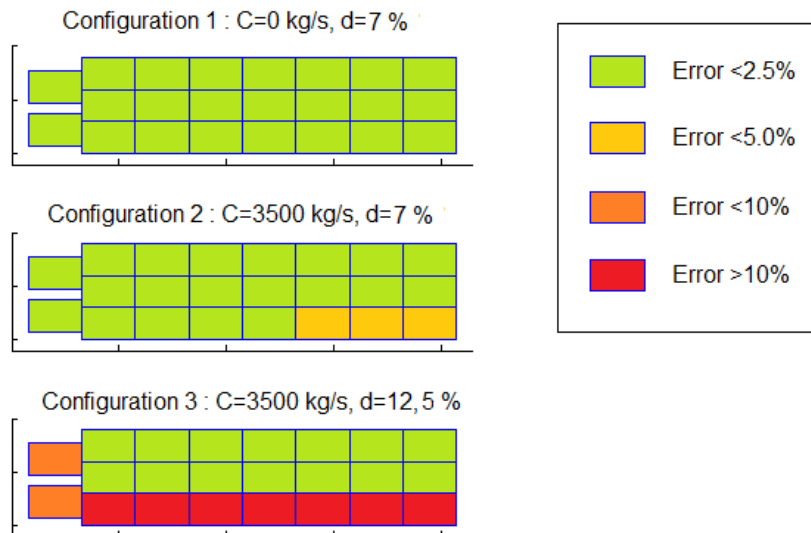


FIGURE 1.56 – Représentation des erreurs sur les plans PIV pour la configuration 1 à 3.



## 1.5.2 Structure du sillage

Les résultats de la caractérisation de sillage sont présentés dans cette section. En premier lieu, les cartographies de sillage moyens seront étudiées, puis les variations de vitesses. La structure du sillage sera abordée à travers les calculs d'intensité turbulente et de vorticité. La section suivante présentera une comparaison avec une turbine axiale ainsi que l'impact du sillage sur la puissance disponible en aval.

Les cartes de vitesse verticale moyenne sont présentées sur la figure 1.57. Deux zones où la vitesse verticale est impactée y sont identifiables. La vitesse verticale moyenne est positive dans la partie supérieure et négative dans la partie inférieure. La zone du fond (vitesse verticale négative) est plus large et plus rapide que sa contrepartie du haut. Ceci est explicable par l'effet de la gravité qui rend la membrane plus rapide lorsqu'elle descend et plus lente quand elle remonte (figure 1.61). De plus, l'interaction avec le fond du bassin et avec la surface libre peut accentuer cette différence. La surface libre dissipe les gradients de pression au contraire de la paroi du fond qui tend à les conserver et à les réfléchir.

Les cartes de vitesse axiale moyenne sont représentées sur la figure 1.58. Le déficit de vitesse axiale est faible :  $\max(\bar{u} - U_\infty) \approx 0.1$  m/s. Il est aussi limité en longueur : il n'est plus significatif après  $x = 5L$  en aval de l'hydrolienne. Le sillage de la troisième configuration ( $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s) est plus marqué que celui de la deuxième configuration ( $d = 7\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s), ce qui est intuitif puisque cette dernière extrait moins d'énergie de l'écoulement. Cependant, la première configuration ( $d = 7\%$ ,  $C = 0$  kg/s) possède un sillage plus marqué et qui persiste plus loin, bien que dans ce cas il n'y ait pas d'extraction d'énergie du milieu. Cela est dû à son mouvement plus rapide (figure 1.61), provenant de l'absence d'amortissement externe<sup>1</sup>. En effet, sa fréquence vaut le double de celle des cas amortis. De plus, les déformations de la membrane non amortie sont plus importantes car elles ne sont pas limitées par la course des vérins. Enfin, l'amplitude des ondulations est plus petite, ce qui conduit le sillage à être plus fin, à moins interagir avec les bords du bassin et donc à être plus persistant.

---

1. Il existe toutefois un amortissement interne, propre au matériau de la membrane, qui dissipe une quantité non négligeable d'énergie, proportionnelle à la vitesse de déformation, et donc à la fréquence et à l'amplitude des ondulations.

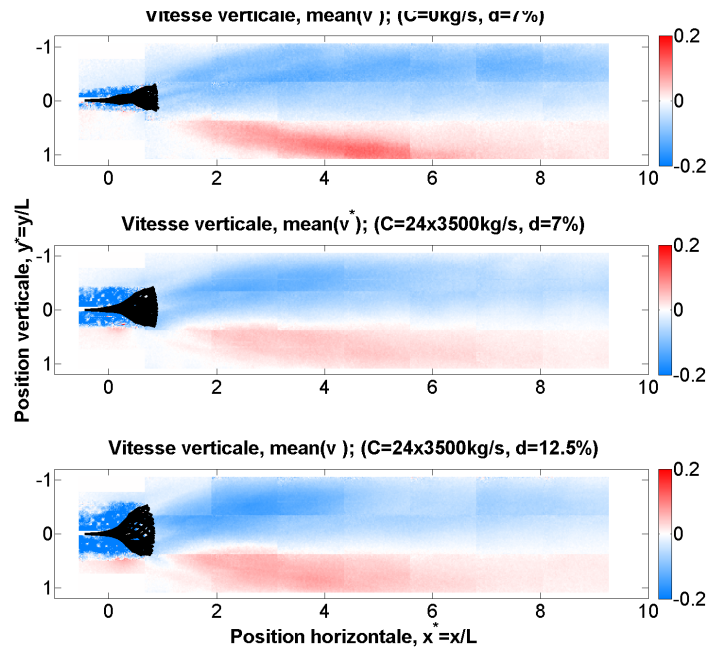


FIGURE 1.57 – Cartes des vitesses verticales moyennes dans le sillage pour les trois configurations testées.

Les cartes de vitesses moyennes donnent des informations essentielles sur le sillage mais, par définition, elles ne permettent pas de rendre compte des fluctuations de vitesses au sein de celui-ci. C'est pourquoi la figure 1.59 est présentée ici. Elle présente les profils de courants moyens, maximaux et minimaux de vitesse axiale et verticale dans le sillage de la troisième configuration d'hydrolienne testée (la plus efficace, avec  $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$  et un  $C_p \approx 0.12$ ). Les valeurs des minima et maxima présentées ici sont calculées comme étant respectivement le premier et le dernier percentile du signal de vitesse. En effet, cela permet de négliger les points les plus aberrants qui seraient passés au travers de la méthode UOD (cf. section 1.2.3).

La figure 1.59 montre d'importantes variations de vitesses dans le sens du courant, de l'ordre de  $\pm 0.3 \text{ m/s}$  dans le sillage proche. Ces variations s'estompent lorsqu'elles s'éloignent de l'hydrolienne à membrane ondulante, jusqu'à se maintenir autour de  $\pm 0.1 \text{ m/s}$  à partir de  $x = 5L$ . Les fluctuations de vitesse verticale sont encore plus importantes, de l'ordre de  $\pm 0.5 \text{ m/s}$  dans le sillage proche. Elles persistent loin dans l'écoulement, étant toujours de l'ordre de  $\pm 0.2 \text{ m/s}$  à  $x = 8L$ .

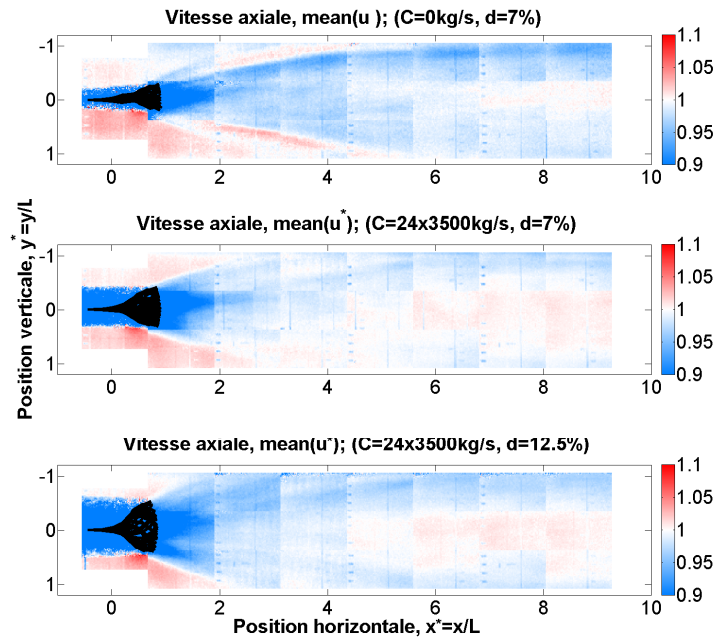


FIGURE 1.58 – Cartes des vitesses axiales moyennes dans le sillage pour les trois configurations testées.

Un autre moyen de quantifier les fluctuations de vitesses dans l'écoulement est de calculer l'intensité turbulente (équation 1.17). La figure 1.60 montre donc l'évolution de l'intensité turbulente moyenne dans le sillage de la membrane. L'impact de la gravité est clairement visible pour chaque configuration. En effet, la gravité amène à un mouvement plus rapide de la membrane vers le bas, ce qui implique un « sillage inférieur » plus étendu. Le sillage s'estompe après  $x = 5L$ . L'espace au milieu de la colonne d'eau est moins impacté par le sillage, on y retrouve des bas niveaux de turbulence ( $I_{2D} \leq 10\%$ ) dès  $x = 3L$ . L'aire de la zone de forte turbulence semble avoir une forme parabolique. Cette forme pourrait être fortement impactée par l'effet du confinement, ce qui pose question sur l'étendue que le sillage aurait dans un environnement non confiné.

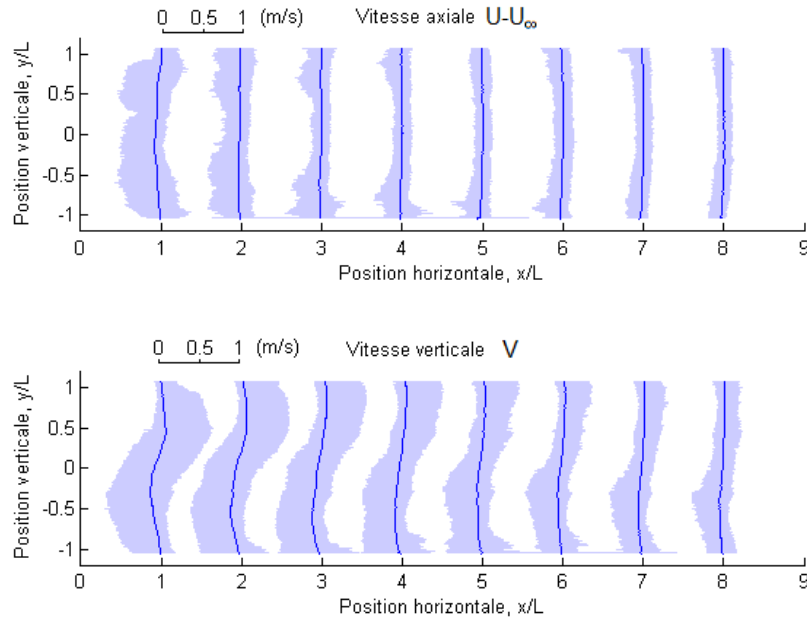


FIGURE 1.59 – Profils de vitesses axiales (haut) et verticales (bas) moyennes (lignes bleues) et leurs fluctuations autour de la moyenne (coloration grise) dans le sillage d’une hydrolienne configurée tel que  $d=12.5\%$  et  $C=24 \times 3500$  kg/s.

Dans l’objectif d’observer et de comprendre plus précisément la structure de l’écoulement en différents points, il a été choisi de montrer les signaux de vitesses en trois points : **A** ( $2L$ ,  $0$ ); **B** ( $4L$ ,  $0$ ) et **C** ( $4L$ ,  $0.75L$ ). Ces points ont été sélectionnés de manière à être respectivement dans le sillage proche de l’hydrolienne, à un emplacement probable d’installation d’une seconde hydrolienne en aval, et dans le passage d’une perturbation émise par la membrane (figure 1.62). Une estimation approximative de la trajectoire des perturbations est donnée par l’équation parabolique  $y^* = \pm 0.2\sqrt{x^* - 1}$ . Les signaux de vitesse en question sont présentés sur la figure 1.63. Les figures 1.62 et 1.63 sont tracées pour la troisième configuration ( $d = 10\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s) car étant celle qui capte le plus d’énergie, elle correspond au point de fonctionnement privilégié de l’hydrolienne à membrane ondulante.

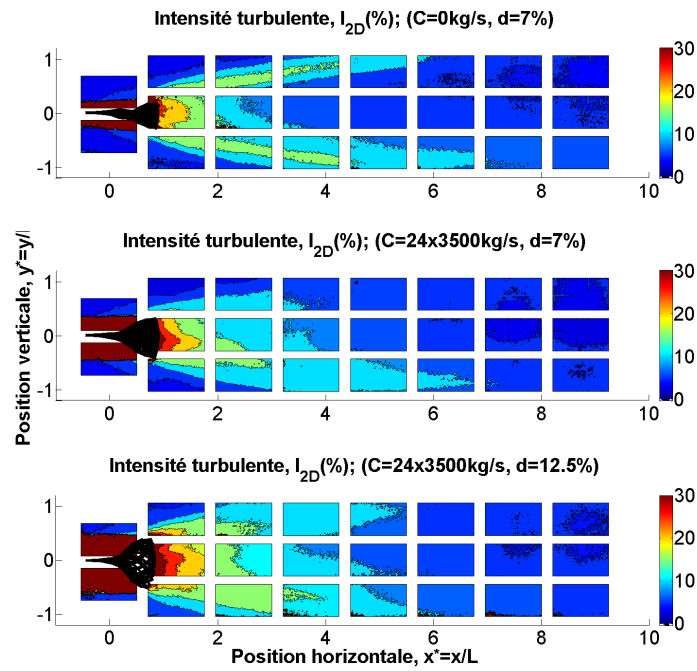


FIGURE 1.60 – Intensité turbulente moyenne dans le sillage des trois configurations étudiées.

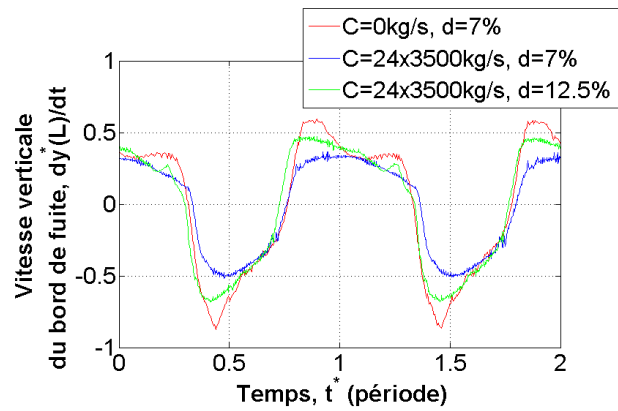


FIGURE 1.61 – Évolution de la vitesse verticale du bord de fuite pour les trois configurations testées pendant deux périodes.

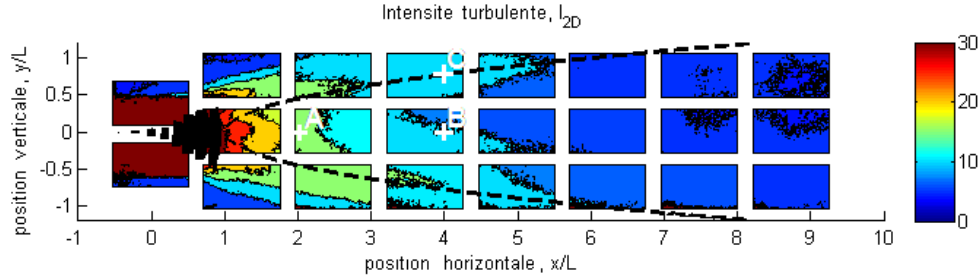


FIGURE 1.62 – Positions des points d’études du sillage (**A**, **B** et **C**, au niveau des croix blanches) sur la carte d’intensité turbulente de la config. 3 ( $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ ). La parabole en pointillée est une estimation de la trajectoire des perturbations dans le sillage selon l’équation  $y^* = \pm 0.2\sqrt{x^* - 1}$ .

La figure 1.63 montre plusieurs phénomènes intéressants. Dans le sillage proche de la membrane, en **A** ( $2L, 0$ ), la vitesse verticale oscille autour de  $v = 0 \text{ m/s}$  à la fréquence d’ondulation de la membrane, entre  $\pm 0.4 \text{ m/s}$ . Elle suit de manière approximative la vitesse verticale du bord de fuite de la membrane (figure 1.61). La vitesse axiale, elle, présente des pics de déficit d’environ 40% deux fois par cycle (où  $u \approx 0.6 \text{ m/s}$ ), au moment où la vitesse verticale passe par  $v = 0 \text{ m/s}$ . La vitesse axiale est relativement peu perturbée le reste du temps ( $u \approx 1 \text{ m/s}$ ).

Plus loin dans le sillage, en **B** ( $4L, 0$ ), la vitesse axiale n’est presque plus impactée. La vitesse verticale évolue de la même manière qu’en **A**, mais son amplitude est réduite ( $-0.2 \text{ m/s} \geq v \geq 0.2 \text{ m/s}$ ). En effet, le centre des perturbations émises par l’hydrolienne passent au-dessus et en-dessous de ce point. C’est donc le passage de la périphérie de ces perturbations qui est visible sur le signal.

Le troisième graphe montre les signaux en **C** ( $4L, 0.75L$ ), c’est-à-dire à la même distance en aval, mais au niveau du passage des perturbations. Il est intéressant de noter que la vitesse verticale en ce point est égale à  $v = 0 \text{ m/s}$  la majeure partie de chaque cycle, sauf au passage des perturbations, où elle augmente temporairement jusqu’à  $v = 0.4 \text{ m/s}$ . En revanche, elle ne devient jamais négative. Le temps de passage d’une perturbation est égal à environ  $1/3$  de cycle, soit  $\approx 1 \text{ s}$ . Si on multiplie ce temps de passage par  $U_\infty$ , on peut estimer la taille des perturbations en ce point comme étant de l’ordre de grandeur de la membrane. La vitesse axiale, quant à elle, est bien plus impactée en **C** ( $4L, 0.75L$ ) qu’en **B** ( $4L, 0$ ) : elle présente des pics de déficit d’environ 25% aux instants de passage des perturbations.

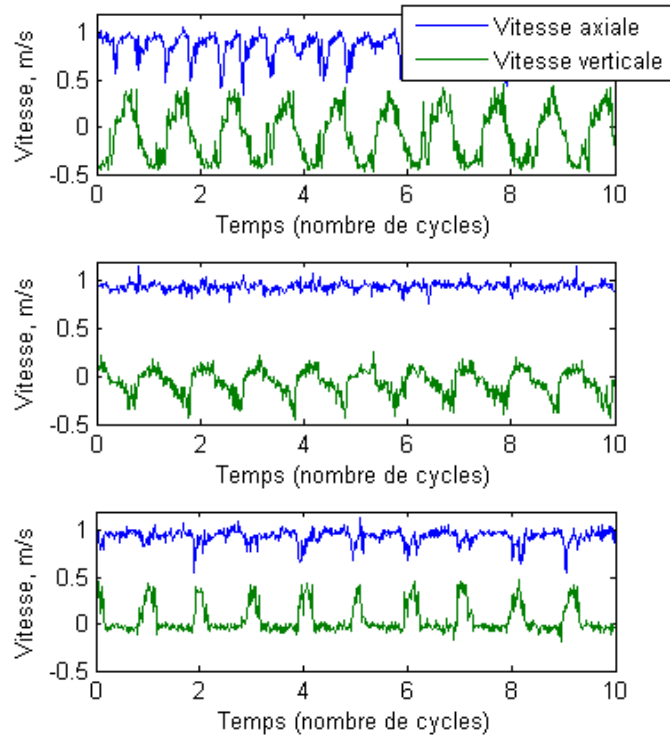


FIGURE 1.63 – Signaux de vitesse axiale et verticale aux points A, B et C (de haut en bas) dans le sillage d’une hydrolienne configurée tel que  $d = 7\%$  et  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ .

Des cartes des moyennes de phase de vitesse axiale et verticale et de vorticité sont présentées respectivement sur les figures 1.64, 1.65 et 1.66, pour la troisième configuration ( $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ ). Dix plans (un par période sur dix périodes) sont utilis es pour calculer les moyennes de phase, ce qui permet de limiter la taille des calculs en maintenant une bonne précision. L’écart-type moyen de la vitesse locale sur 10 périodes est  $< 1\%$ .

La figure 1.64 représente les moyennes de phases de la vitesse axiale. On observe un déficit de vitesse de forme sinusoïdale dans le sillage, avec des ralentissements plus importants dans le haut et dans le bas du bassin. Une zone de fort déficit est présente dans le sillage proche, qui se dissipe au fur et à mesure qu’elle s’éloigne de la membrane. Cette figure permet de mieux visualiser d’où proviennent les fluctuations de vitesse observées sur les profils figure 1.58 et comment elles se propagent.

Sur la figure 1.65 on peut remarquer des zones présentant des vitesses verticales positives (resp. négatives) émises une fois par cycle chacune dans la partie supérieure (inférieure) du bassin d'essai. Ces zones ont une dimension de l'ordre de la taille de la membrane et se déplacent dans le sens du courant à la vitesse axiale moyenne en amont  $U_\infty$ . L'analyse de la figure 1.63 est donc confirmée. Les perturbations sont soumises au confinement et interagissent avec la surface libre et le fond du bassin. Les perturbations inférieures sont plus persistantes, tandis que celle du haut percent la surface, où elles génèrent des déformations et se dissipent plus rapidement (voir figure 1.68).

Les cartes de vorticité pr  sent  es sur la figure 1.66 montrent un ruban de tourbillons qui se détache du bord de fuite de la membrane et qui a une forme sinusoïdale. Ce ruban a des similarités remarquables avec celui émis par un drapeau passif non amorti et non contraint qui flotte dans un flux axial [Zhang et al., 2000]. La principale différence entre l'étude de Zhang et la nôtre vient des câbles qui mettent la structure en flambement. Les contraintes qu'ils créent dans la membrane font que l'inversion de sa courbure requiert des efforts plus importants. Ainsi, la membrane ralentit lorsqu'elle arrive à la position correspondant à l'instant ( $t = 0$ ), et ce jusqu'à ce qu'une différence de pression suffisante soit g  n  r  e. La membrane inverse alors sa courbure et change de direction ( $t = T/6$ ), émettant une perturbation dans le sillage. Ces perturbations se manifestent certainement par des tourbillons en trois dimensions dont une composante seulement est visible sur la figure 1.66.

Les cartes de sillage des autres configurations sont pr  sent  es en annexe A. Le sillage est similaire dans les trois cas, mais il existe quelques différences. Ainsi le sillage de la membrane non amortie est compos  e de perturbations plus petites, avec une vorticité plus importante, qui persistent plus longtemps dans l'écoulement. Les perturbations y sont émises à une fréquence plus importante car la fréquence des ondulations de la membrane est plus grande. Le sillage de la configuration intermédiaire, où la membrane est amortie et dot  e d'une faible pré-contrainte, diffère peu de celui présenté figures 1.64, 1.65 et 1.66.

Les rubans de tourbillons correspondent aux zones de déficit de vitesse axiale et passent entre les zones de vitesses verticales positives/négatives. Les tourbillons les plus intenses se situent aux endroits où le déficit de vitesse axiale est plus important, et où les zones de vitesse verticale interagissent avec les bords (fond du bassin, surface libre). Si l'on se rapporte à la figure 1.52, le sillage de l'hydrolienne à membrane ondulante est donc une combinaison entre un sillage de drapeau et un sillage de propulsion [Müller, 2003].



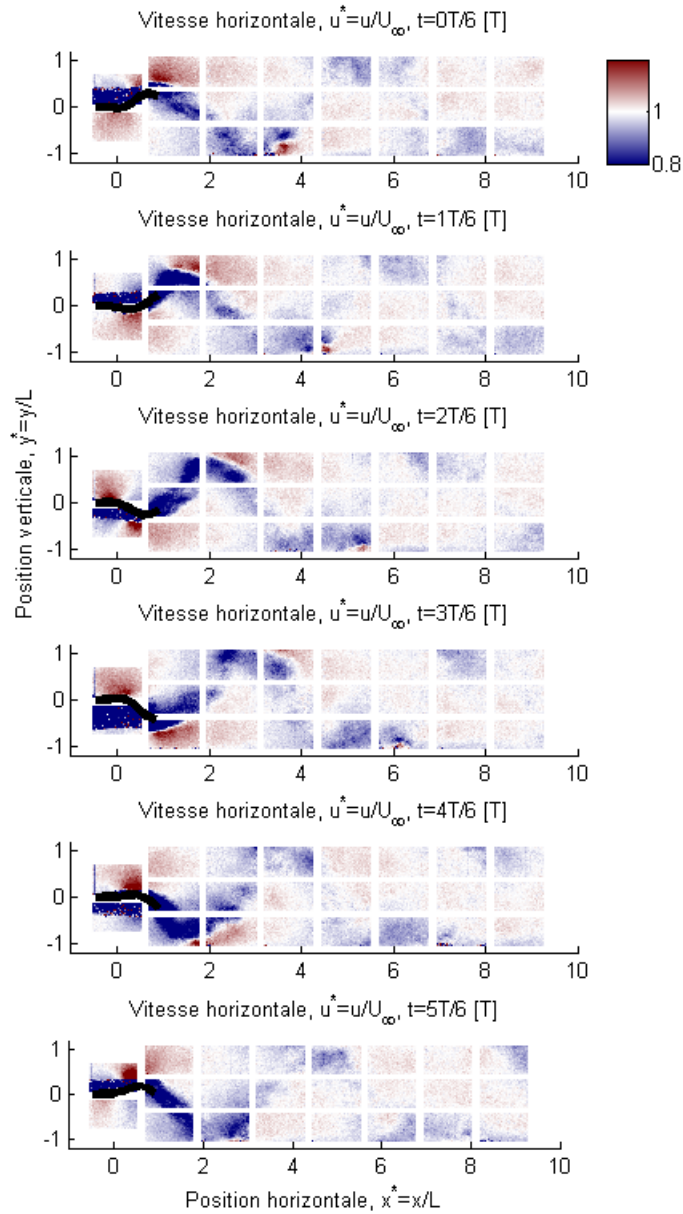


FIGURE 1.64 – Cartes de vitesse horizontale en moyenne de phase dans le sillage d’une hydrolienne à membrane ondulante configurée tel que  $d = 7\%$  et  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

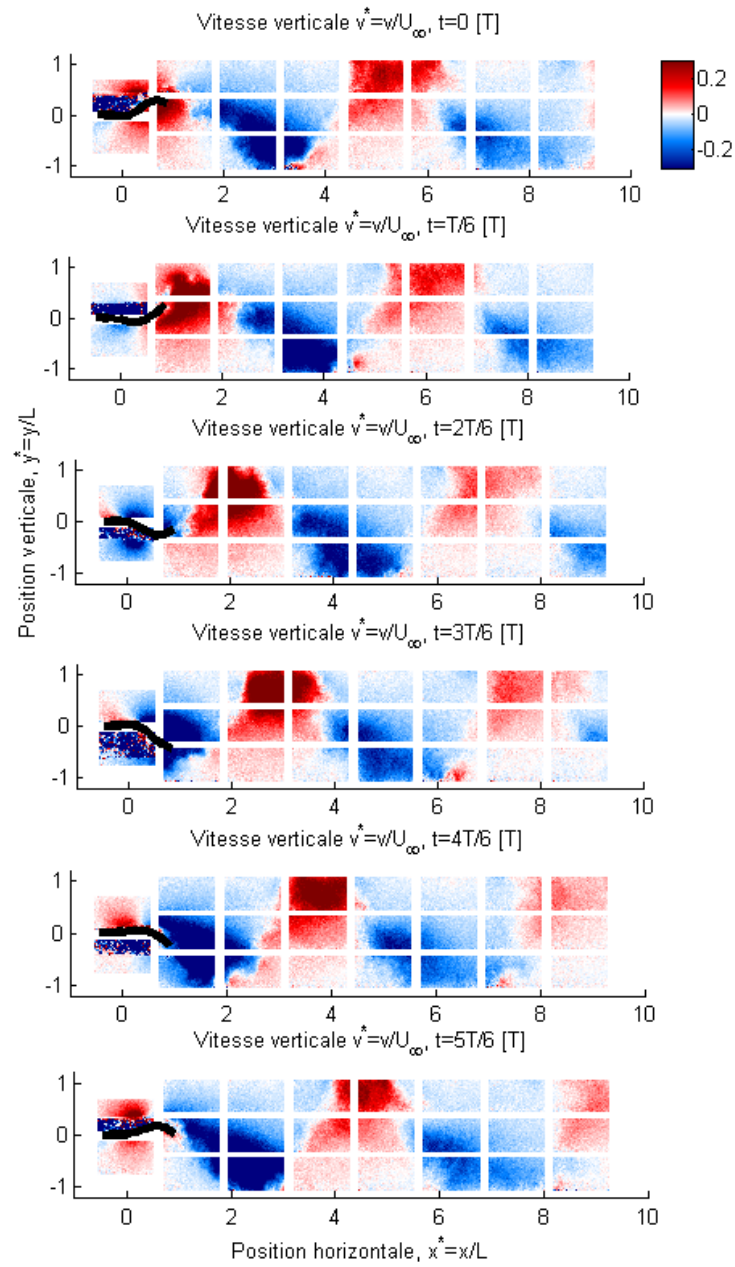


FIGURE 1.65 – Cartes de vitesse verticale en moyenne de phase dans le sillage d'une hydrolienne à membrane ondulante configurée tel que  $d = 7\%$  et  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

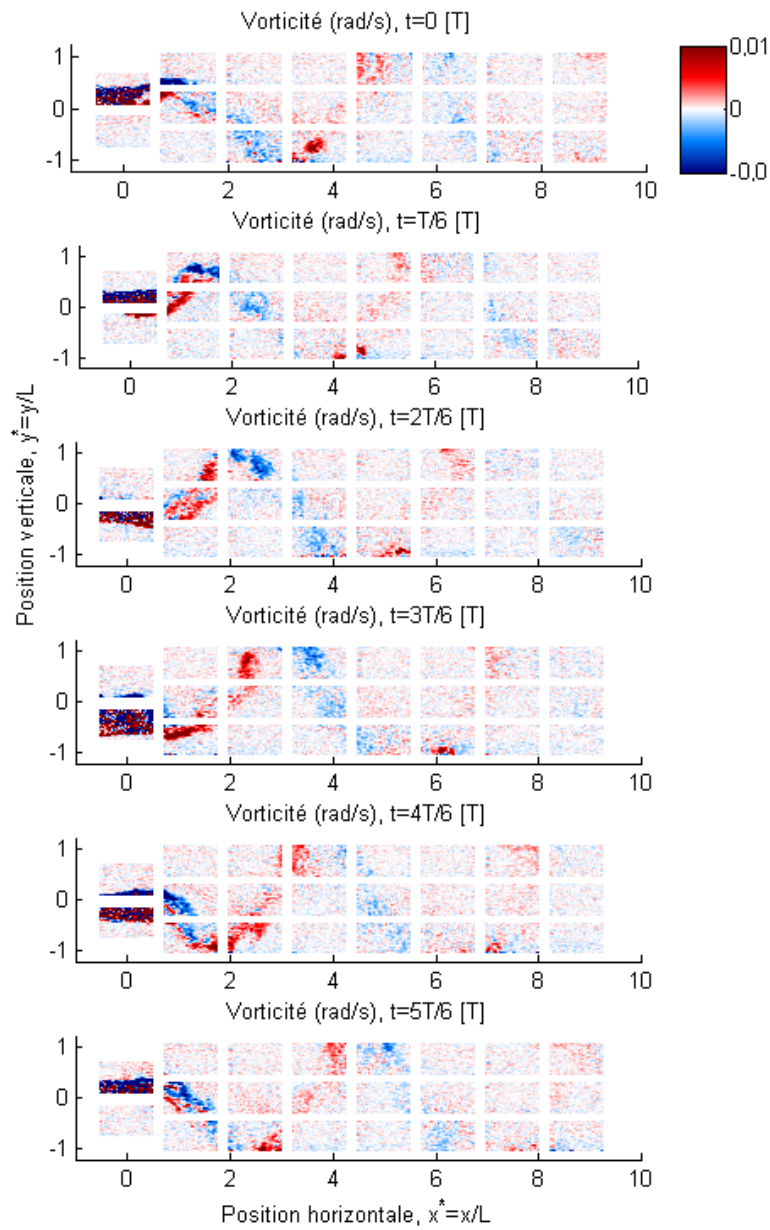


FIGURE 1.66 – Cartes de vorticité en moyenne de phase dans le sillage d’une hydrolienne à membrane ondulante configurée tel que  $d = 7\%$  et  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

Parmi ce qui est observable en deux dimensions, on peut remarquer des paires de tourbillons, qui peuvent interagir et se pousser l'un l'autre vers le haut ou vers le bas (figure 1.67) [Leweke, 2016]. Suivant le lieu d'implantation de l'hydrolienne, et si la paire de tourbillons se maintient suffisamment longtemps, ces perturbations peuvent descendre jusqu'au fond, où il est possible qu'elles créent un affouillement en soulevant les sédiments qui s'y trouvent. Ces sédiments seraient alors remis dans l'écoulement et peuvent se déplacer sur une certaine distance. Cela doit être pris en compte lors d'une étude d'impact environnemental préliminaire à l'implantation d'hydrolienne.

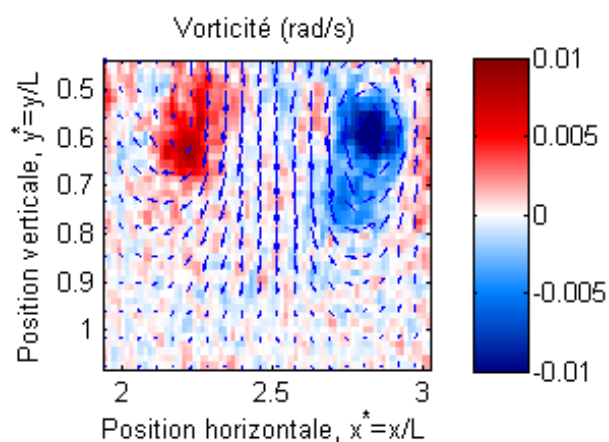


FIGURE 1.67 – Image d'une paire de tourbillons.

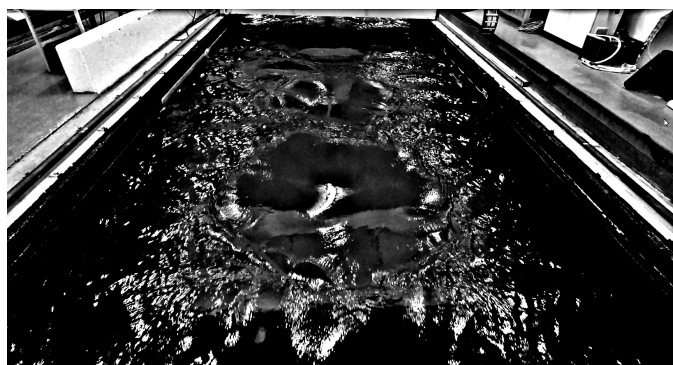


FIGURE 1.68 – Photographie de tourbillons perçants la surface libre.

La figure 1.69 présente une carte de vorticité en moyenne de phase prise au même moment du cycle pour les trois configurations. Le ruban de tourbillon dans le sillage rappelle aussi le modèle vortex de [Katz & Plotkin, 2001], qui permet d'exprimer l'écoulement comme la somme d'une vitesse constante et de perturbations engendrées par des tourbillons ponctuels qui peuvent être émis dans le sillage. Un exemple d'utilisation de ce modèle pour un drapeau passif est présenté dans [Tang & Païdoussis, 2009]. À la différence qu'ici, les câbles de pré-contrainte permettent un contrôle sur l'amplitude du mouvement, tandis que l'amortissement permet de modifier sa fréquence. Comme on peut le voir sur les différentes cartes de sillage moyen et instantané, ces deux paramètres impactent le développement du sillage.

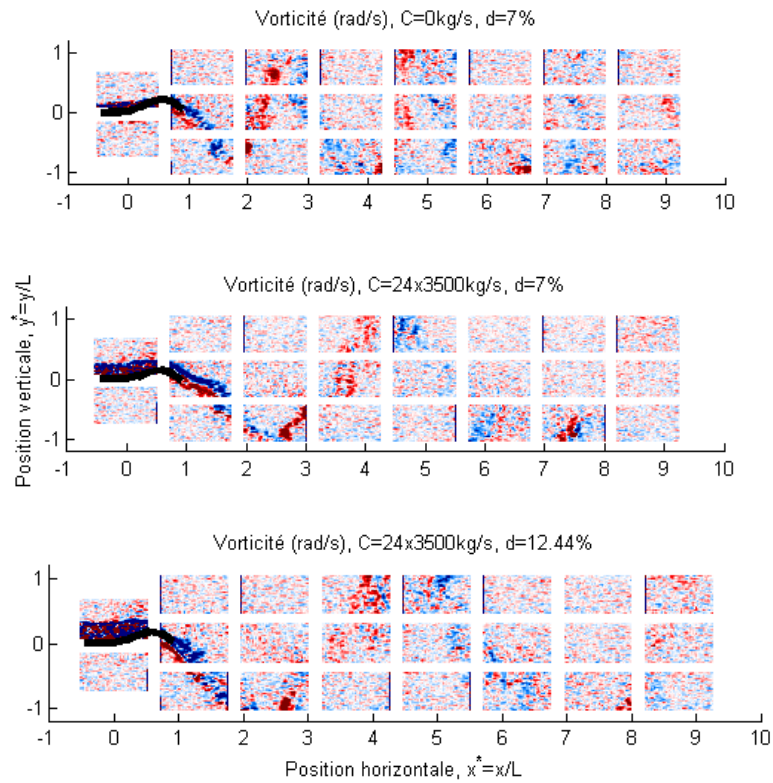


FIGURE 1.69 – Comparaison des cartes de vorticité (rad/s) en moyenne de phase entre les trois configurations.

La figure 1.71 représente un tourbillon émis par la membrane pour chaque configuration testée. Les tourbillons sont sélectionnés comme étant centrés en  $x = 2.5L$  et émis vers le bas de la membrane. Les champs de vecteurs de vitesse perturbée ainsi que la vitesse tangente en fonction de la distance au centre sont présentés pour chaque tourbillon. Une distance au centre négative indique que le point se situe en amont du centre, tandis qu'une distance positive indique qu'il se trouve en aval du centre. On observe que les tourbillons sélectionnés sont tous asymétriques et sont donc certainement générés par l'interaction entre une zone de vitesse descendante et une zone dont la vitesse verticale est quasiment nulle. Ils sont aussi plus ou moins marqués, le vortex de la configuration 1 étant plus proche d'un profil de Lamb-Oseen que les deux autres (équation 1.35). Pour donner un exemple, une approximation avec la méthode des moindres carrés a été effectuée sur un tourbillon dans le sillage de la configuration 1 (figure 1.70). Cela permet d'estimer sa circulation (ici,  $\Gamma = 0.27 \text{ m}^2/\text{s}$ ) et son rayon caractéristique ( $r_c = 0.0420 \text{ m}$ ) [Leweke, 2016].

$$U_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_c^2}\right)\right) \quad (1.35)$$

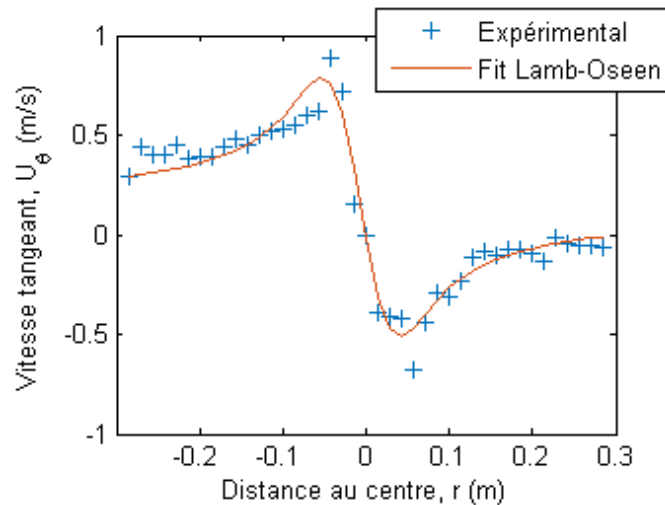


FIGURE 1.70 – Approximation de la vitesse tangente par la formulation d'un tourbillon de Lamb-Oseen avec la méthode des moindres carrés.

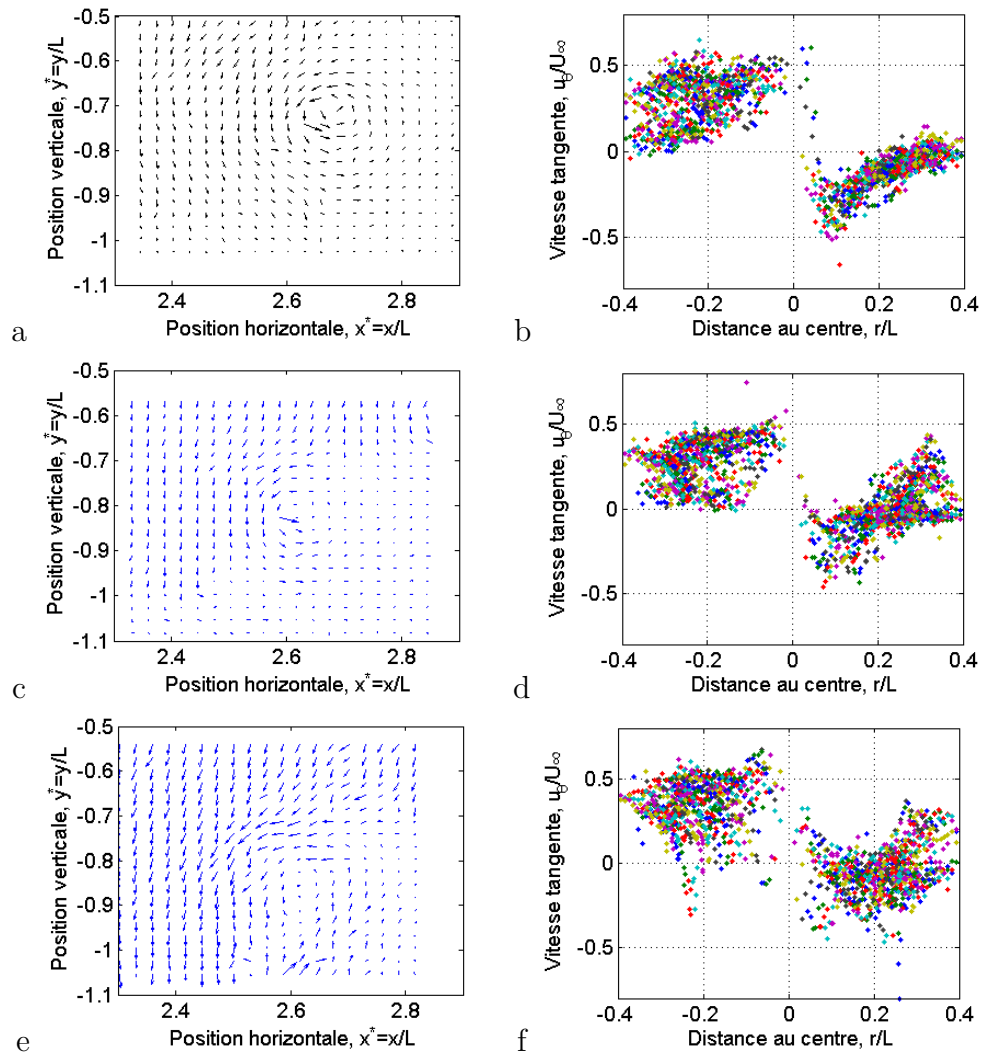


FIGURE 1.71 – Exemples de tourbillons émis dans le sillage à  $x = 2.5L$  : à gauche, champs de vecteur des perturbations de vitesse  $(u - U_\infty, v)$  et à droite, vitesse tangente en fonction de la distance au centre du tourbillon. De haut en bas : configuration 1 ( $d = 7\%$ ,  $C = 0\text{kg/s}$ ), configuration 2 ( $d = 7\%$ ,  $C = 24 \times 3500\text{kg/s}$ ), configuration 3 ( $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500\text{kg/s}$ ).

Il est particulièrement difficile de suivre la position des tourbillons sur plusieurs plans PIV non synchronisés. Un tourbillon qui sort d'un plan par la droite n'est pas le même que celui qui entre sur le plan adjacent par la gauche. Il n'a donc pas exactement les mêmes caractéristiques géométriques ni la même circulation. D'autant plus que dans notre cas la taille des perturbations est du même ordre de grandeur que la taille des plans PIV. Ils sont donc rarement contenus en entier dans un plan PIV et il est alors très difficile d'avoir accès à des informations comme la taille des tourbillons, leur circulation et leur évolution dans le temps [Graftieaux et al., 2001], [Ikhennicheu, 2019].

Il est toutefois possible de représenter leur trajectoire en les suivant manuellement plan par plan et en déterminant la trajectoire de leur centre. Cette procédure est longue et fastidieuse mais donne une idée du type de résultat que l'on est en attente d'obtenir. Un exemple de trajectoire est présenté figure 1.72 sur un cycle pour chaque configuration testée. Il existe une grande variabilité dans les trajectoires notées ici, qui illustre bien la difficulté de suivre les tourbillons d'un plan sur l'autre.

Un autre moyen d'observer la trajectoire moyenne des tourbillons est de regarder les cartes de vorticité moyenne dans le sillage (figure 1.73). Mais l'évolution des tourbillons étant irrégulière, la moyenne estompe les résultats. Il est cependant possible d'y noter que des tourbillons sont aussi émis en  $y \approx 0$ , dans l'axe du courant, bien qu'ils soient rapidement dissipés.

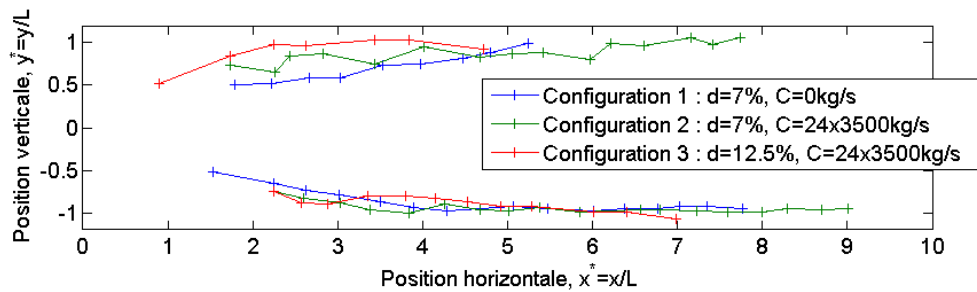


FIGURE 1.72 – Exemple de trajectoires des tourbillons émis dans le sillage pour chaque configuration.



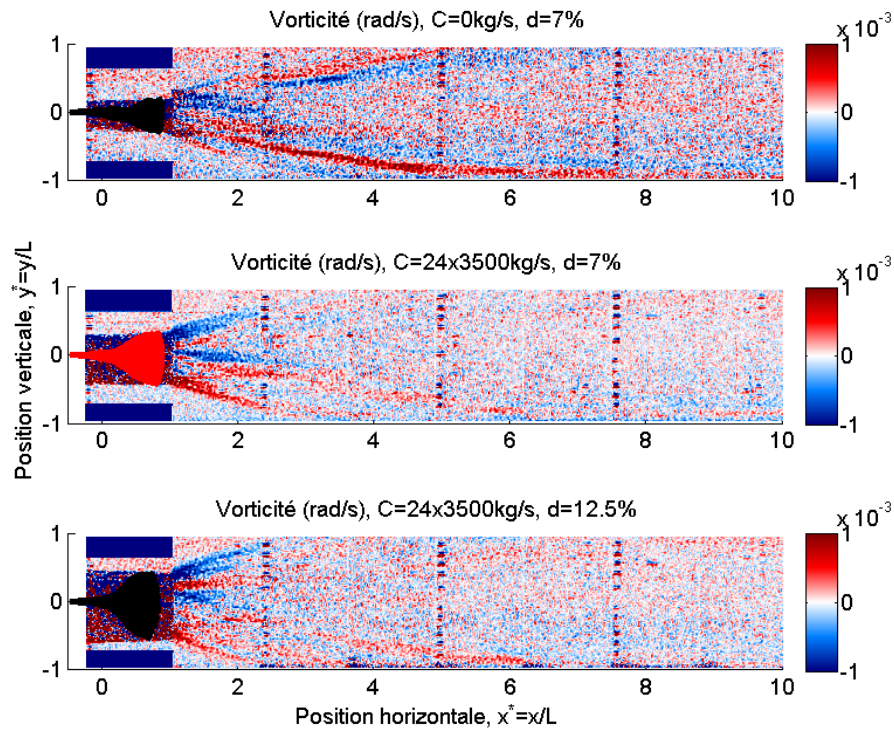


FIGURE 1.73 – Cartes de vorticité moyenne dans le sillage des trois configurations testées.

Afin d’estimer la dissipation des perturbations dans le sillage, nous avons choisi de tracer les maximums de vorticité et d’intensité turbulente en fonction de la position horizontale. On ne considère ainsi que les structures les plus énergétiques. Un exemple de résultat est présenté figures 1.74.

On observe une décroissance exponentielle dans les deux cas. Cette décroissance est plus prononcée pour la vorticité que pour l’intensité turbulente. Les points aberrants que l’on observe à l’intersection entre plusieurs plans proviennent d’erreurs de calculs dues à des particules mal éclairées par le laser PIV. Il a été choisi de les laisser afin de ne pas entraîner de pertes d’information (et parce qu’ils ne gênent pas la compréhension des résultats). Ces courbes seront utiles à la fois pour calibrer les modèles numériques et pour le dimensionnement d’une ferme d’hydroliennes.

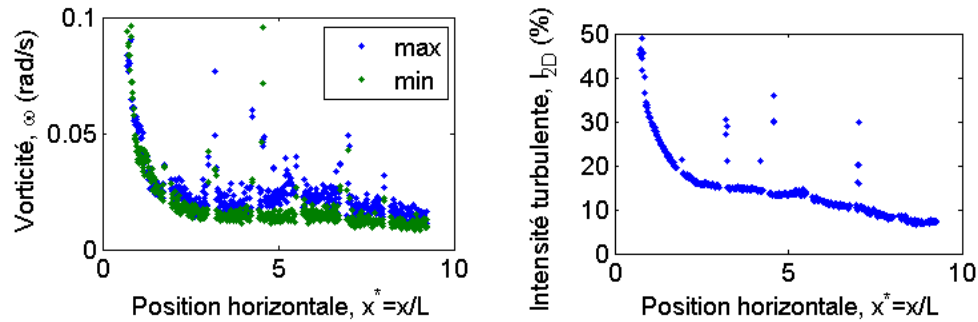


FIGURE 1.74 – Évolution de la vorticité maximum et minimum (à gauche) et de l’intensité turbulente maximum (à droite) dans le sillage de la configuration 2.

Les essais de caractérisation de sillage ont permis de montrer qu’il y avait des détachements tourbillonnaires au bord de fuite de l’hydrolienne à membrane ondulante. Cependant, ils n’ont pas permis de montrer avec certitude la présence ou l’absence de détachement le long de la membrane. C’est pourquoi un dispositif expérimental pour vérifier la présence de décollement en amont du bord de fuite est proposé. Il faudrait réaliser des mesures PIV sur la membrane sans accastillage ni amortisseurs, en utilisant une peinture qui absorbe la longueur d’onde du laser et en l’éclairant par au-dessus (respectivement en-dessous). Le laser doit cependant être placé dans l’eau pour éviter les réflexions sur la surface libre. Cela signifie donc qu’il se situera entre 0.5 et 1.5 m de la zone d’intérêt, suivant le moment du cycle que l’on filmiera. La zone de mesure sera donc petite. L’utilisation d’un modèle numérique pourra apporter des éléments de réponse complémentaires.

### 1.5.3 Considérations pratiques

L'objectif principal de la caractérisation du sillage est de préparer l'étude pour le développement d'une ferme d'hydrolienne. Pour cela, on va chercher à savoir combien d'énergie a été extraite du milieu et quel est le déficit de vitesse dans le sillage. La section précédente a montré que le sillage se développait sur toute la colonne d'eau du bassin d'essai. De plus, celui-ci n'est pas uniforme dans son développement vertical. La figure 1.76 permet de comparer le déficit de vitesse intégrée sur différentes hauteurs dans le sillage de la troisième configuration ( $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s). La vitesse axiale moyenne en  $y = 0$  est comparée aux vitesses axiales moyennées sur  $[-L, L]$  et sur l'amplitude de la membrane, ici approximée par  $[-0.4L, 0.4L]$ . Il existe très peu de différence entre ces deux derniers calculs. La vitesse moyennée sur l'amplitude de la membrane sera privilégiée pour le dimensionnement d'une ferme d'hydrolienne car elle correspond à la la vitesse axiale moyenne perçue par la membrane en aval.

Comme le montrent les figures précédentes ainsi que la figure 1.76, le courant non perturbé est restauré plus rapidement dans l'axe de l'hydrolienne qu'au-dessus et en-dessous. Dans une configuration avec deux hydroliennes à membrane ondulante, celle qui est située en aval devrait être placée à la même profondeur que la première pour recevoir un écoulement le plus uniforme possible. Pour rappel, la puissance hydrocinétique évolue avec le cube de la vitesse du courant (équation 1). Un déficit de vitesse de 10% correspond donc à une diminution de la puissance disponible de 27% et un déficit de vitesse de 5% à une diminution de puissance de 14%. Il faut aussi garder à l'esprit que ces mesures n'ont été effectuées que dans le plan ( $z = 0$ ), et ne sont pas valable sur les côtés de la membrane. Le déficit de puissance hydrocinétique calculé à partir de ces mesures n'est donc pas valable en trois dimensions.

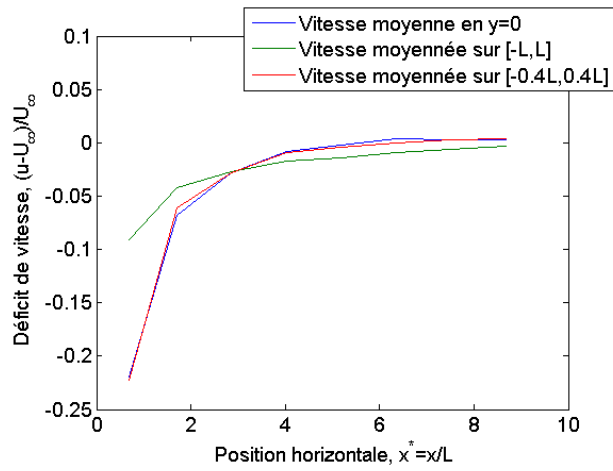


FIGURE 1.75 – Déficit de vitesse dans le sillage moyenné sur  $[-L, L]$ ,  $[-A, A]$  et à  $y=0$  ( $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ ).

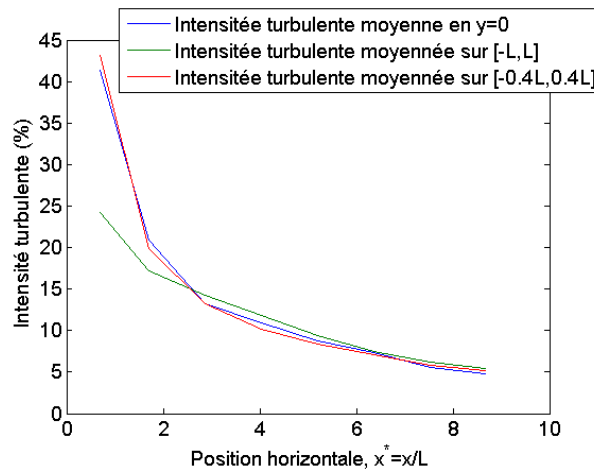


FIGURE 1.76 – Intensité turbulente dans le sillage moyenné sur  $[-L, L]$ ,  $[-A, A]$  et à  $y=0$  ( $d = 12.5\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ ).

En comparaison des résultats de P. Mycek pour une turbine à axe horizontal à un Tip-Speed Ratio (TSR) de 3.67, dont le coefficient de puissance vaut  $C_p \approx 0.4$ , le sillage est plus marqué ( $I_{2D} \geq 20\%$ ) et plus large, mais se propage moins loin. Cependant, une comparaison quantitative serait trompeuse puisque le mouvement de l'hydrolienne ondulante est plus lent. En effet, le rapport de la vitesse du bord de fuite sur celle du courant, analogue au TSR d'une turbine classique, est de l'ordre de 0.5 (équation 3 & figure 1.61). De plus, le coefficient de puissance de l'hydrolienne ondulante est faible à l'échelle  $1/20^{eme}$ , à cause de la difficulté de modéliser la conversion d'énergie ( $C_p \approx 0.12$ ).

D'un point de vue qualitatif, le sillage d'une turbine est plus fin (1-2 diamètres de large); tandis que dans le cas d'une hydrolienne ondulante, le sillage s'élargit plus rapidement. Les perturbations de l'écoulement sont propulsées verticalement par le mouvement de la partie aval de la membrane. Le sillage interagit ensuite avec la surface libre et le fond du bassin, ce qui participe à son développement et à sa dissipation.

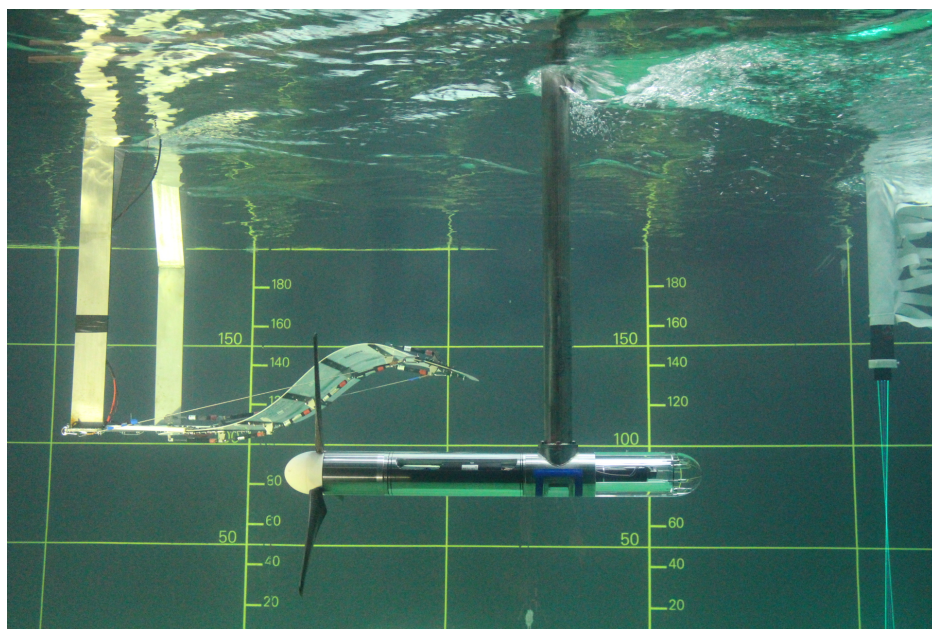


FIGURE 1.77 – Photographie d'une hydrolienne à hélice et d'une hydrolienne à membrane ondulante dans le bassin d'essai. Le laser LDV est visible à droite.

La caractérisation présentée dans cette section a été effectuée à partir de mesures PIV réalisées dans le sillage d'une hydrolienne à membrane ondulante au bassin d'essai de l'Ifremer à Boulogne-sur-Mer. Trois configurations ont été testées : un cas non amorti (sans conversion de puissance), un cas stable de référence et un avec câbles de compression plus courts et de meilleures performances. 22 plans de  $\approx 616 \text{ mm} \times 979 \text{ mm}$  ont été enregistrés pendant 150s pour chaque configuration. Les mesures PIV étaient synchronisées avec un système de trajectométrie, ce qui permet de phaser les différents plans d'un même sillage.

Cette caractérisation donne des informations sur la taille du sillage, le déficit de vitesse, la turbulence et la vorticité derrière l'hydrolienne à membrane ondulante. L'amplitude des ondulations et les interactions avec les limites du bassin impactent le développement vertical du sillage. Les essais ont permis d'identifier que la position où l'écoulement est le moins perturbé en aval de la membrane est situé à la même hauteur d'eau. Il est donc possible d'émettre l'hypothèse que ce serait le meilleur emplacement pour en placer une seconde. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux obtenus pour une turbine à axe horizontale classique [Mycek et al., 2014], même si aucune comparaison quantitative n'est possible pour le moment. La différence de sillage concerne principalement l'expansion verticale. De plus, les résultats seront utilisés pour valider des modèles numériques comme le modèle par éléments finis avec ADINA présenté dans [Déporte, 2016] et le modèle vortex. Ce dernier devrait aider à comprendre les effets de la gravité, de la surface libre et du confinement.

## Chapitre 2

# Modélisation d'une hydrolienne à membrane ondulante

*« So, I learn from my mistakes. It's a very painful way to learn, but without pain, the old saying is, there's no gain. I found that to be true in my life. »*

- Johnny Cash.

La modélisation mathématique d'un phénomène consiste à mettre en œuvre une théorie qui représente le phénomène considéré. Cette représentation mathématique est appelée modèle. Un modèle poursuit plusieurs objectifs. Il vise à reproduire le phénomène et doit donc être vérifiable par l'expérience. Il sert à comprendre le fonctionnement du phénomène et à identifier les principaux facteurs qui l'impactent, on parle alors de modèle descriptif. Un modèle peut aussi être prédictif, et servir à faire des prédictions en simulant un phénomène à partir de certaines conditions de départ.

La modélisation se base sur des hypothèses qui visent à écarter les paramètres négligeables et à simplifier le problème. Elle suit ensuite un certain raisonnement en utilisant divers outils et techniques mathématiques pour arriver à la formulation du système considéré. Il convient alors de résoudre ce problème pour avoir accès aux résultats souhaités.

Afin de représenter l'interaction entre une membrane ondulante et un courant d'eau, il est nécessaire de modéliser à la fois le milieu solide et le milieu fluide. Deux stratégies sont alors possibles. On peut représenter ces deux milieux au sein d'une même formulation, ce qui est défini comme une approche monolithique. On peut aussi développer deux modèles qui interagissent entre eux, ce qui constitue une approche partitionnée.

Plusieurs modèles sont décrits dans ce chapitre pour représenter le fonctionnement de l'hydrolienne à membrane ondulante. En premier lieu, un modèle analytique linéaire est présenté. Ce modèle se veut le plus simple possible et utilise donc de fortes hypothèses. La dynamique du fluide et du solide sont modélisées au sein d'une série d'équations différentielles qui sont résolues dans le domaine fréquentiel. Il s'agit donc d'une approche monolithique.

Le second modèle se base sur l'interaction entre un modèle fluide utilisant la méthode des panneaux et un modèle structure qui utilise des éléments finis corotationnel. Ce deuxième modèle est basé sur une approche partitionnée. Il est dit lagrangien, car il est discrétisé et résolu sur des points qui se déplacent à la manière des particules du milieu qu'il représente. La description lagrangienne est différente de la description eulérienne qui résout un système donné en des points fixes.



## 2.1 Un modèle analytique linéaire d'interaction fluide-structure

Le modèle analytique présenté dans ce manuscrit est développé pour modéliser le comportement d'une hydrolienne à membrane ondulante (figure 2.1). Ce système correspond à une membrane pré-contrainte qui ondule sous l'effet d'un écoulement axial. La membrane est fixée par trois bras semi-rigides qui permettent un degré de liberté à son extrémité amont. La pré-contrainte est appliquée à la membrane par des câbles qui relient ses deux extrémités. Ils sont plus courts que la membrane et la mettent en flambement. Cela lui donne une forme fléchie qui présente une plus grande surface frontale à l'écoulement et permet au système de fonctionner pour des courants à basse vitesse. En fonctionnement, la membrane ondule, ce qui actionne les convertisseurs électromécaniques répartis le long de la ligne centrale de la structure. On peut alors observer une onde qui se propage dans la direction du courant avec une célérité inférieure à la vitesse du fluide.

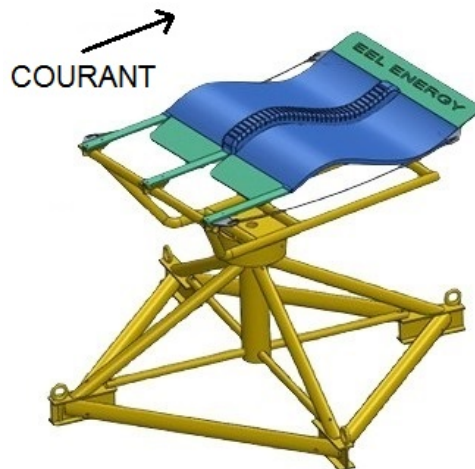


FIGURE 2.1 – Représentation d'une hydrolienne à membrane ondulante.

De nombreuses publications proposent des modèles analytiques pour simuler le comportement d'une plaque élastique immergée dans un écoulement uniforme. On peut classer ces modèles analytiques selon la manière dont les efforts hydrodynamiques sont formulés. [Huang, 1995] [Kornecki et al., 1976] et [Watanabe et al., 2002a] utilisent la formulation de [Theodorsen, 1935] pour prendre en compte la circulation autour de la plaque. La structure peut être discrétisée par l'utilisation de la méthode des panneaux pour estimer plus précisément les forces de pression [Tang, 2007]. Une autre approche consiste à imposer la continuité de la pression en tout point sauf à travers la plaque et à résoudre la distribution de pression dans l'espace de Fourier [Eloy et al., 2007], [Guo, 2000]. Lorsque la théorie des corps élan-cés est utilisée, comme par [Lighthill, 1969], [Coene, 1992], [Païdoussis, 1998] et [Yadakin et al., 2001], l'écoulement potentiel est vu comme la somme du fluide autour de la structure au repos et de l'écoulement perturbé par la struc-ture. Le mouvement du solide est le plus souvent décrit par la théorie des poutres d'Euler-Bernouilli. Ces modèles ont été validés par des expériences sur des plaques flexibles ou des filaments dans un écoulement avec diverses longueurs caractéristiques et gammes de vitesse de courant, pour des maté-riaux différents en termes de masse et de rigidité [Watanabe et al., 2002a], [Lemaitre et al., 2005]. La plupart des modèles cités sont limités à deux di-mensions, mais certains ont permis d'étudier l'influence du rapport d'aspect comme [Eloy et al., 2007] et [Doare et al., 2011]. Ces modèles ont aussi per-mis de souligner l'influence du rapport de masse, de la raideur, de la vitesse de l'écoulement et de la tension dans la poutre.

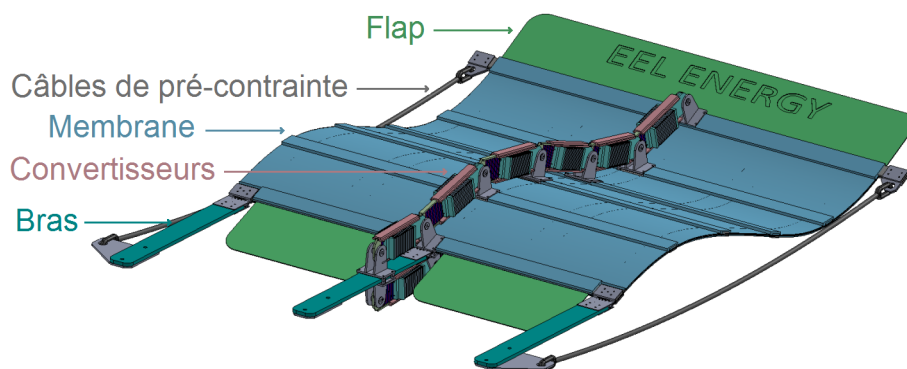


FIGURE 2.2 – Image CAO d'une hydrolienne à membrane ondulante.

Cependant, la gamme de paramètres utilisés dans les travaux décrits précédemment est différente des caractéristiques de notre prototype, notamment car ils concernent des applications différentes (flottement du papier, nage des poissons, tuyaux d'acheminement de fluide). L'impact du Power-Take-Off (PTO) sur une plaque flexible dans un écoulement a été étudié par [Tang, 2007], [Doare & Michelin, 2011], [Singh et al., 2012b] et [Pineirua et al., 2015] pour une conversion par matériaux piezo-électriques. Ils ont notamment examiné l'intensité et l'emplacement des cellules piezo-électrique, mais pour des applications à plus petite échelle que notre système.

Une des originalités de l'hydrolienne à membrane ondulante étudiée ici est la contrainte initiale imposée par les câbles de compression. De nombreux auteurs prennent en compte une tension induite par la flexion [Moretti, 2003], [Shelley et al., 2005], [Argentina & Mahadevan, 2005] et [Eloy et al., 2011]. Une tension initiale a été introduite par [Coene, 1992] et [Morris-Thomas, 2009] mais dans la direction opposée à la notre, pour tendre le drapeau. Le modèle le plus proche du notre est celui de [Dowell, 1982], il représente une plaque en flambement soumise à un écoulement. La tension est exprimée comme la somme de la tension forçant le flambement et de celle due à la flexion.

Dans la partie suivante, nous présentons un modèle analytique linéaire développé pour étudier le comportement d'une hydrolienne à membrane ondulante en flambement. Le modèle cherche à décrire le mouvement de la membrane avec une formulation simplifiée. La théorie des poutres de Euler et la théorie des corps élancés de Lighthill sont utilisées pour la formulation du problème d'interaction fluide-structure. L'effet des convertisseurs électromécaniques est simulé en ajoutant un terme équivalent à un amortissement visqueux interne. Cela permet de donner une expression de la puissance convertie et de mieux comprendre l'influence des principaux paramètres sur le comportement du système.

Les hypothèses qui mènent à la formulation de la modélisation physique sont d'abord présentées. Le système est résolu comme un problème aux valeurs propres pour trouver sa fréquence et sa vitesse critique. Une équation approchée est utilisée pour déterminer l'amplitude des ondulations. Le modèle est ensuite comparé avec les données expérimentales sans conversion de puissance, puis l'influence des câbles de compression sur le système est étudiée. Dans la dernière section, l'effet du coefficient d'amortissement en tant que simulation du Power Take-Off est extrapolé.

### 2.1.1 Description du modèle analytique

Pour modéliser l'hydrolienne à membrane ondulante, on considère une membrane inextensible (équation 2.1) soumise à des charges latérales uniquement. L'hypothèse des petits déplacements permet d'utiliser l'équation de dynamique des poutres de Euler-Bernouilli (équation 2.2) pour décrire le système, où  $s$  est la coordonnée curviligne le long de la membrane,  $t$  le temps,  $m_s$  la masse linéique de la poutre,  $EI_z$  la rigidité en flexion et  $Q(s, t)$  les charges extérieures. La gravité et la poussée d'Archimède sont négligées du fait de la faible différence entre la densité de la membrane et celle de l'eau. La raideur de la membrane dans la direction transverse à l'écoulement est plus grande que sa raideur longitudinale ce qui fait que les mouvements transverses sont très petits et que l'on peut négliger les effets 3D pour simplifier le problème. Ces hypothèses sont souvent utilisées dans la littérature pour décrire des poutres ou des plaques en porte-à-faux (voir par exemple : [Alben & Shelley, 2008], [Eloy et al., 2007], [Howell et al., 2008], [Morris-Thomas, 2009] et [Shelley & Zhang, 2011]).

$$\left(\frac{\partial x}{\partial s}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial s}\right)^2 = 1 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial s^2}(EI_{vecz} \frac{\partial^2 y}{\partial s^2}) = -m_s \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + Q(s, t) \quad (2.2)$$

L'écoulement est considéré comme incompressible, potentiel et non visqueux. En faisant l'hypothèse que la longueur de la poutre est bien plus grande que son épaisseur, il est possible d'utiliser la théorie des corps élancés [Lighthill, 1969]. Un résultat classique de cette théorie est l'expression de la différence de pression de part et d'autre de la membrane  $\Delta p$  selon l'équation 2.3 où  $m_a = \rho_f \frac{\lambda}{\pi}$  est l'approximation de la masse ajoutée pour des drapeaux larges [Moretti, 2004] et  $w(s, t)$  est la composante de la vitesse du fluide orthogonale au corps solide.

$$\Delta p(s, t) = m_a \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_\infty \frac{\partial}{\partial s} \right) w(s, t) \quad (2.3)$$

Cela amène à l'expression de la différence de pression de part et d'autre de la membrane à l'aide de l'équation 2.4.

$$\Delta p = m_a \left( \frac{\partial}{\partial t} + U_\infty \frac{\partial}{\partial s} \right)^2 y \quad (2.4)$$

En combinant les équations 2.2 et 2.3, on arrive à l'équation 2.5 qui décrit la dynamique d'une poutre flexible en interaction avec un écoulement axial.

$$EI_z \frac{\partial^4 y}{\partial s^4} + m_s \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = - \left[ m_a U_\infty^2 \frac{\partial^2 y}{\partial s^2} + 2m_a U_\infty \frac{\partial^2 y}{\partial s \partial t} + m_a \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \right] \quad (2.5)$$

Nous étudierons par la suite les limites de cette formulation pour reproduire le mouvement d'une hydrolienne à membrane ondulante, dont le rapport d'aspect est proche de 1 [Eloy et al., 2007]. L'hypothèse des petits déplacements est exagérée au-delà de la vitesse critique, lorsque l'amplitude de la membrane est de l'ordre de  $L/2$ , mais la prise en compte des grands déplacements nécessite le développement d'équations non linéaires qui complexifient grandement le modèle [Alben & Shelley, 2008]. Ces deux limites font l'objet de développements présentés section 2.3.

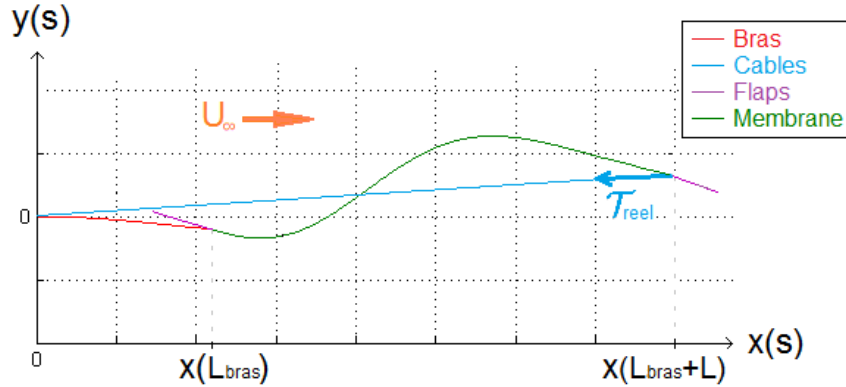


FIGURE 2.3 – Schéma d'une membrane ondulante en deux dimensions

Une des principales spécificités de notre système à modéliser vient du fait que la membrane est mise en flambement et comprimée par les câbles latéraux (figures 2.1 et 2.3). Les bras qui maintiennent la membrane et les déflecteurs (flaps) aux deux extrémités de la membrane doivent également être considérés.

Pour prendre en compte le flambement, on utilise la même formulation que [Morris-Thomas, 2009] avec un signe opposé à la tension [Dowell, 1982]. La force de compression est décomposée en deux composantes : une responsable du flambement et l'autre issue de la résultante de trainée de la pression hydrodynamique. La composante de flambement est supposée égale à la charge critique d'Euler pour une poutre encastrée/libre. Elle possède donc avec un facteur de longueur effective de 2. Le coefficient de trainée  $C_d$  est ajusté pour correspondre aux résultats expérimentaux. Cette formulation est équivalente à une force tangente au bord de fuite de la membrane :  $\mathcal{T}_{hyp}$  sur la figure 2.4, qui est proche de  $\mathcal{T}_{reel}$  dans l'hypothèse des petits déplacements. De plus, on suppose que cette force est constante alors qu'en réalité elle oscille autour d'une valeur moyenne dépendant de la forme et de la position de la membrane (figure 1.21).

$$\mathcal{T}_{Total} = \mathcal{T}_{flambement} + \mathcal{T}_{trainee} = \frac{\pi^2 \times EI_z}{(2L)^2} + \frac{1}{2} C_d \rho_f U_\infty^2 \quad (2.6)$$

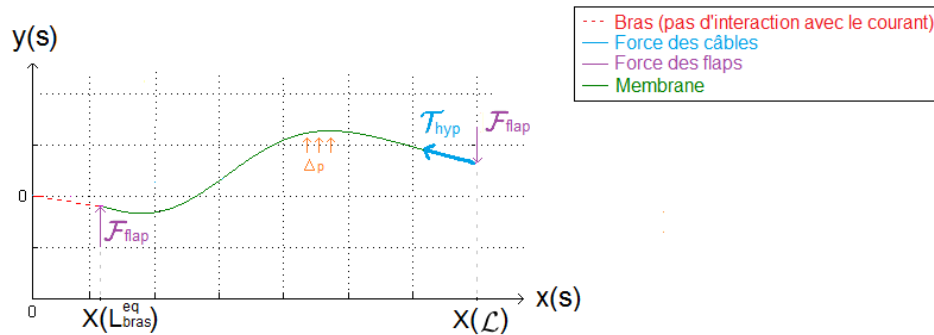


FIGURE 2.4 – Schéma des efforts imposés à la membrane pris en compte dans le modèle linéaire.

Les bras sont des parties semi-rigides qui relient la membrane à son support. Ils sont modélisés par une longueur additionnelle de membrane qui possède les mêmes propriétés. La longueur de membrane qui aurait une raideur équivalente aux bras est alors calculée et ajoutée en amont de celle-ci (équation 2.7). Ici,  $E_{bras}I_{bras} = 11EI_z$ . La longueur équivalente correspondant aux bras n'interagit pas avec le fluide. Cette hypothèse donne une bonne représentation du déplacement à l'extrémité amont de la membrane mais accentue artificiellement la pente au niveau de la liaison bras/membrane.

$$\mathcal{L} = L + L_{bras}^{eq} = L + L_{bras} \sqrt[3]{\frac{EI_z}{E_{bras}I_{bras}}} \quad (2.7)$$

Les déflecteurs sont des extensions rigides dans la continuité des extrémités de la membrane. Ils augmentent la portance aux extrémités et accroissent l'amplitude du mouvement. Leurs effets sont supposés équivalents à une force verticale générée par une plaque inclinée d'un angle  $\theta_{s_{flap}}$  de surface  $L_{flap} \times b$  au sein d'un écoulement uniforme. Ici,  $s_{flap}$  est la position des déflecteurs sur la membrane. Dans notre cas,  $s = L_{bras}^{eq}$  pour le déflecteur amont et  $s = \mathcal{L}$  pour le déflecteur aval. La charge locale due aux flaps  $\mathcal{F}_{flap}$  est alors proportionnelle à la pente locale, comme décrit dans l'équation 2.8, où  $\delta_i^j$  est le delta de Kronecker.

$$\mathcal{F}_{flap} = F_{flaps} \theta(s, t) \delta_s^{s_{flap}} = \pi \rho_f L_{flap} U_\infty^2 \frac{\partial y}{\partial s} \delta_s^{s_{flap}} \quad (2.8)$$

L'amortissement interne du matériau est pris en compte à travers la formulation d'un matériau visco-élastique de Kelvin-Voigt où  $D$  est la viscosité apparente. Le système de conversion d'énergie (PTO) est aussi représenté par un terme visqueux additionnel (équation 2.9), comme cela a déjà été modélisé par [Singh et al., 2012b] pour estimer l'effet de films piezoélectriques. Ici,  $D'$  est le coefficient d'amortissement simulant la conversion de puissance. Il entre en jeu dans l'évaluation de la puissance convertie.

$$F_{viscoelastic} = (D + D') \frac{\partial^5 y}{\partial t \partial s^4} \quad (2.9)$$

Les précédentes hypothèses permettent de représenter le comportement de l'hydrolienne à membrane ondulante par la formulation variationnelle suivante :

$$EI_z \frac{\partial^4 y}{\partial s^4} + (m_a U_\infty^2 + T) \frac{\partial^2 y}{\partial s^2} + F_{flap} \frac{\partial y}{\partial s} \delta_s^{s_{flap}} + (D + D') \frac{\partial^5 y}{\partial s^4 \partial t} + 2m_a U_\infty \frac{\partial^2 y}{\partial s \partial t} + (m_s + m_a) \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad (2.10)$$

## 2.1.2 Résolution du système

Par la suite, la formulation variationnelle du système est écrite dans sa forme adimensionnée. Elle est ensuite résolue par une décomposition de Galerkin, en supposant un mouvement périodique sur un mode naturel de déformation d'une poutre en porte-à-faux. La résolution du système de valeurs propres mène aux résultats de fréquence et de stabilité tandis qu'une équation différentielle utilisant la longueur des câbles de compression est développée pour déterminer l'amplitude du mouvement. Les forces sont exprimées par l'intégration de la charge de pression sur la structure. Ces paramètres sont ensuite comparés avec les données expérimentales obtenues pour le prototype  $1/20^{eme}$  décrit dans la section 1.1.

Les paramètres adimensionnés utilisés ici sont les suivants :

$$\begin{aligned}
 \beta &= \frac{m_a}{m_a+m_s} && \text{Rapport de masse} \\
 \mathcal{U} &= U_\infty \mathcal{L} \sqrt{\frac{m_a}{EI_z}} && \text{Vitesse adimensionnée} \\
 \mu &= \frac{D+D'}{\mathcal{L}^2 \sqrt{EI_z(m_a+m_s)}} && \text{Amortissement adimensionné} \\
 \Theta &= \frac{\mathcal{L}^2 \mathcal{T}}{EI_z} && \text{Force de compression des câbles adimensionnée} \\
 f_{flap} &= \frac{F_{flap} \mathcal{L}^3}{EI_z} && \text{Coefficient de force des déflecteurs adimensionné} \\
 \eta &= \frac{y}{\mathcal{L}} && \text{Déplacement de la poutre adimensionné} \\
 \chi &= \frac{s}{\mathcal{L}} && \text{Coordonnée curviligne adimensionnée} \\
 \tau &= \frac{t}{\mathcal{L}^2} \sqrt{\frac{EI_z}{m_a+m_s}} && \text{Temps adimensionné}
 \end{aligned}$$

Il est alors possible d'écrire la formulation variationnelle sous la forme suivante, où les notations  $()' = \frac{\partial}{\partial \chi}$  et  $() = \frac{\partial}{\partial \tau}$  sont utilisées.

$$\eta'''' + (\mathcal{U}^2 + \Theta)\eta'' + f_{flap}\eta' \delta_\chi^{X_{flap}} + \mu\eta'''' + 2\beta^{1/2}\mathcal{U}\dot{\eta}' + \ddot{\eta} = 0 \quad (2.11)$$

Le système est résolu par une solution particulière, en considérant une somme de mouvements périodiques (équations 2.12 - 2.14) et une longueur d'onde constante [Païdoussis, 1998]. La méthode de Galerkin de séparation des variables est appliquée, où  $q_j(\tau)$  et  $\phi_j(\chi)$  sont respectivement les fonctions de temps et de forme du mode propre  $j$ .

$$\eta(\chi, \tau) = \Re[\sum_{j=1}^N \phi_j(\chi)q_j(\tau)] \quad (2.12)$$



$$q_j(\tau) = \tilde{a}_j e^{i\omega_j \tau} \quad (2.13)$$

$$\phi_j(\chi) = a_1 \cosh(\kappa_j \chi) + a_2 \sinh(\kappa_j \chi) + a_3 \cos(\kappa_j \chi) + a_4 \sin(\kappa_j \chi) \quad (2.14)$$

Les coefficients  $a_1$  à  $a_4$  sont déterminés grâce aux conditions limites de la poutre. On considère ici une poutre en porte-à-faux (encastree-libre), tel que :

$$\forall \tau, \begin{cases} \phi_j(\chi = 0) = 0 \\ \phi_j'(\chi = 0) = 0 \\ \phi_j''(\chi = 1) = 0 \\ \phi_j'''(\chi = 1) = 0 \end{cases}$$

Cela nous amène aux fonctions de forme suivantes, visibles sur la figure 2.5 pour les quatre premiers modes de déformation naturels d'une poutre encastree-libre dans le vide :

$$\phi_j(\chi) = \mathcal{A}[\cosh(\kappa_j \chi) - \cos(\kappa_j \chi) - \sigma_j(\sinh(\kappa_j \chi) - \sin(\kappa_j \chi))]; \quad (2.15)$$

Où  $\mathcal{A}$  est une constante et  $\sigma_j$  un coefficient dépendant du mode :

$$\sigma_j = \frac{\sinh(\kappa_j) - \sin(\kappa_j)}{\cosh(\kappa_j) + \cos(\kappa_j)} \quad (2.16)$$

$\kappa_j$  fait partie des nombre d'onde naturels de la poutre encastree-libre :

$$\kappa_j \in [1.876, 4.695, 7.855, 10.996, 11.138, 17.279, \dots] \quad (2.17)$$

Pour obtenir une équation différentielle ordinaire d'ordre 2, l'équation 2.11 est combinée avec les équations 2.12, 2.13 et 2.15, puis multipliée par  $\phi_i$  et intégrée sur l'intervalle  $[0, 1]$ , comme dans [Païdoussis, 1998]. Le système à résoudre devient alors l'équation 2.18 pour  $j \in [1, \dots, N_{modes}]$ . Ici,  $N_{modes} = 6$ .

$$[M]\ddot{q}_j + [C]\dot{q}_j + [K]q_j = 0 \quad (2.18)$$

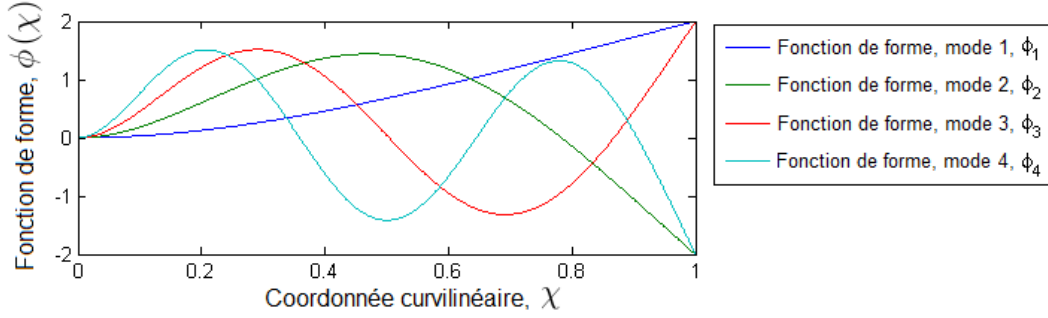


FIGURE 2.5 – Forme des quatre premiers modes propres de déformation d'une poutre en porte-à-faux.

La matrice de masse  $[M]$ , la matrice d'amortissement  $[C]$  et la matrice de raideur  $[K]$  sont définies par :

- $M_{ij} = d_{ij}$
- $C_{ij} = \mu\kappa_j^4\delta_{ij} + 2\beta^{1/2}\mathcal{U}c_{ij}$
- $K_{ij} = \kappa_j^4\delta_{ij} + (\mathcal{U}^2 + \Theta)b_{ij} + f_{flap}\phi_j'(\chi_{bras}^{eq})\phi_i(\chi_{bras}^{eq}) + f_{flap}\phi_j'(1)\phi_i(1)$  ;

avec les coefficients :

- $b_{ij} = \int_{\chi_{bras}^{eq}}^1 \phi_j''\phi_i d\chi$
- $c_{ij} = \int_{\chi_{bras}^{eq}}^1 \phi_j'\phi_i d\chi$
- $d_{ij} = \int_{\chi_{bras}^{eq}}^1 \phi_j\phi_i d\chi$

Ces coefficients sont intégrés de  $\chi_{bras}^{eq}$  à 1 : on considère ici que les bras n'ont pas de masse et aucune interaction avec l'écoulement. La seule interaction avec le système est modélisée à travers le terme de raideur, intégré de 0 à 1.

Une solution particulière de ce système (équation 2.18) est de la forme de l'équation 2.13 :  $q(\tau) = \tilde{a}e^{\gamma_j\tau} = \tilde{a}e^{i\omega_j\tau}$ , ce qui est équivalent au problème aux valeurs propres suivant :

$$(\gamma[\mathcal{I}] - [R])[\tilde{A}] = 0 \quad (2.19)$$

Ici,  $[\mathcal{I}]$  est la matrice identité et  $[\tilde{A}]$  est le vecteur propre, défini à un facteur multiplicatif près et composé des amplitudes relatives de chaque mode  $\tilde{a}_j$ . La matrice  $[R]$  est définie par :

$$[R] = \begin{bmatrix} -M^{-1}C & -M^{-1}K \\ \mathcal{I} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Les fréquences propres  $\omega_j$  sont les valeurs propres  $\gamma_j$  de la matrice  $[R]$  divisées par le nombre imaginaire  $\mathbf{i}$ . Le mode d'ondulation est ensuite sélectionné, sachant que les modes instables ont la partie imaginaire de leur fréquence propres qui est négative (ce qui revient à dire que la partie réelle de leur valeur propre est positive).

La figure 2.6 montre le diagramme d'Agrand des premiers modes de la membrane pour différentes vitesses de fluide. La partie imaginaire représente la fréquence du système et la partie réelle représente l'amortissement négatif (l'excitation, l'amplification). La vitesse critique  $\mathcal{U}_c$  correspond au point où la partie réelle de la valeur propre devient positive, indiquant que le système devient instable. Dans ce cas, cela survient pour le deuxième mode à  $\mathcal{U}_c = 6,52$ . La fréquence réelle en Hertz est alors obtenue en prenant la partie réelle de  $\omega$  multipliée par  $t/2\pi\tau$ .

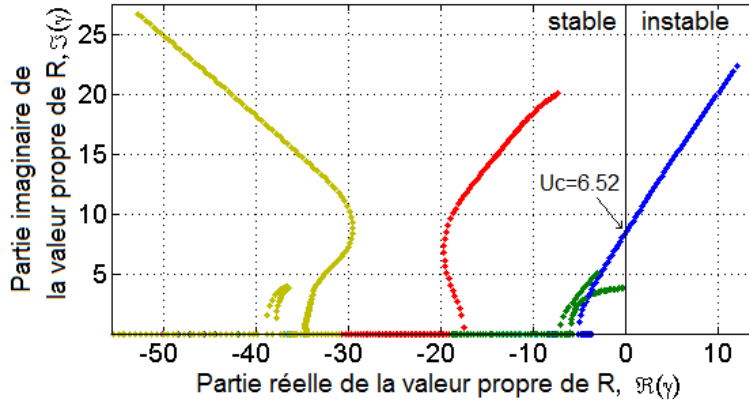


FIGURE 2.6 – Valeurs propres de la matrice  $[R]$  pour  $\beta = 0.991$ ,  $\mu = 0.0292$ ,  $2.47 < \Theta < 42.6$ ,  $0.10 < \mathcal{U} < 11.56$ . Le premier mode est représenté en vert, le deuxième en bleu, le troisième en rouge, le quatrième en jaune. Les cinquième et sixième modes sont en-dehors du graphe ( $\Re(\gamma_j) < -60$ ).

Les modes propres sont définis à un facteur multiplicateur près. En considérant une seule fréquence excitée, il est possible de réduire les deux facteurs devant  $q(t)$  (équation 2.13) et  $\phi(\chi)$  (équation 2.15) à un paramètre proportionnel à l'amplitude du mouvement,  $\mathcal{A}$ . La démarche menant à la formulation de ce paramètre est détaillée ici.

La longueur des câbles de pré-contrainte est supposée constante. Elle limite la position du bord de fuite de la membrane à une certaine distance  $d$  de sa fixation. Le point de fixation est défini comme étant à l'origine du repère  $(x(0), y(0)) = (0, 0)$  (figure 2.4), ce qui permet d'écrire l'équation 2.21.

$$x(\mathcal{L})^2 + y(\mathcal{L})^2 = (\mathcal{L} - d)^2 \quad (2.21)$$

L'équation d'inextensibilité (équation 2.1) amène alors à l'équation 2.22.

$$x(s) = \int_0^s \sqrt{1 - \left(\frac{\partial y}{\partial s}\right)^2} ds \quad (2.22)$$

Les équations 2.21 et 2.22 sont ensuite combinées, et une expansion de Taylor du premier degré est réalisée sur la racine carrée. En négligeant le terme du quatrième ordre, et en divisant par  $\mathcal{L}^2$ , on obtient l'équation 2.23, où  $\psi = (\mathcal{L} - d)/L$  est la longueur de retrait des câbles adimensionnée.

$$1 - \int_0^1 \eta'^2 ds + \eta_{\mathcal{L}}^2 = \psi^2 \quad (2.23)$$

À partir de l'équation 2.12 et en considérant seulement une fréquence instable  $\omega$ , le déplacement vertical  $\eta$  est exprimé comme la somme des conjugués complexes :

$$\eta(x, \tau) = \frac{\mathcal{A}}{2} (\Phi \exp(i\omega\tau) + \bar{\Phi} \exp(-i\omega\tau)) \quad (2.24)$$

où  $\Phi = \sum_{j=1}^N \tilde{a}_j \phi_j$ , avec  $\tilde{a}_j$  le  $(N+j)^{eme}$  élément du vecteur propre associé au mode instable (équation 2.19). Ensuite, en substituant  $\eta$  et en séparant les termes qui sont constants de ceux qui varient dans le temps, on obtient l'équation 2.25.

$$1 - \psi^2 = 2\left(\frac{\mathcal{A}}{2}\right)^2 \left[ \int_0^1 |\Phi'|^2 ds - |\Phi_{\mathcal{L}}|^2 \right] \quad (2.25)$$

La formulation adimensionnelle de l'amplitude est alors donnée par l'équation 2.26 et  $A = \max(\eta \times \mathcal{L}) = \max(\mathcal{A} \times \Re[\Phi(1)] \times \mathcal{L})$  est l'amplitude dimensionnelle au bord de fuite.

$$\mathcal{A} = 2 \sqrt{\frac{1 - \psi^2}{2\left(\int_0^1 |\Phi'|^2 ds - |\Phi_1|^2\right)}} \quad (2.26)$$

### 2.1.3 Validation expérimentale

Le dispositif expérimental utilisé pour la comparaison et la validation du modèle analytique est celui décrit dans [Träsch et al., 2018]. Les essais ont eu lieu au bassin à houle et courant de l’Ifremer à Boulogne sur mer avec un prototype échelle  $1/20^{eme}$  de dimensions  $1\text{ m} \times 0.8\text{ m} \times 0.004\text{ m}$ . Il est composé d’une membrane de polyactel POM-C de densité  $\rho_s = 1600\text{ kg/m}^3$  et de module d’Young  $E = 4,2\text{ GPa}$ .

Les déflecteurs rigides aux extrémités allongent la membrane de  $L_{flap} = 0,15L$  chacun. Six barres en carbone-epoxy de  $0,025L$  de large sont fixées dans le sens transverse sur la membrane. Ils augmentent la raideur transverse du prototype, ce qui assure un mouvement en deux dimensions. Chaque barre est séparée de  $0,2L$  sur la membrane et reliée aux amortisseurs par une pièce rigide munie d’une liaison pivot.

La membrane est fixée à un cadre vertical par trois bras de raideur  $k_{bras} = 6250\text{ N/m}$ , ce qui lui permet d’être maintenue au milieu de la colonne d’eau. La structure est aussi pré-contrainte par des câbles reliant ses deux extrémités qui maintiennent la membrane en flambement (figure 2.7). Les câbles sont  $d = 0,046L$  plus court que la longueur au repos de la membrane et des bras.

L’image à gauche de la figure 2.7 présente le montage expérimental tandis que celle de droite montre une photo des six cibles lumineuses utilisées pour la trajectométrie. Le système de trajectométrie permet de caractériser le mouvement en terme de mode d’ondulation, d’amplitude et de fréquence.

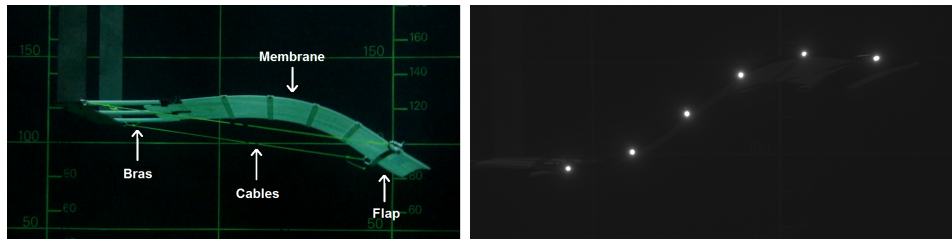


FIGURE 2.7 – Photographies du modèle expérimental utilisé pour valider le modèle analytique.

Les déformées instantanées issues du modèle analytique et des expériences sont tracées sur la figure 2.9, ce qui permet une comparaison visuelle indiquant que les ondulations ont lieu sur le même mode pour les deux types de résultats. Une période est ici divisée en huit instants, comme montré sur la figure 2.8. Le moment où le bord de fuite passe au-dessus de l'axe  $y = 0$  est défini comme étant le début du cycle.

Il y a un bon accord entre les résultats des déformées du modèle et expérimentaux. On peut noter que le modèle sous-estime la courbure de la membrane près du bord de fuite. En effet, le câble n'est pas pris en compte en tant que condition limite gouvernant la forme de la membrane et la direction des efforts qu'il génère est considérée comme constante par rapport au bord de fuite. Le mouvement de la membrane pendant les expériences n'était pas parfaitement symétrique, avec une inversion de courbure plus lente lors de la montée que pendant la descente. Cette différence vient des effets de la gravité, non pris en compte dans le modèle, et explique cette petite différence de phase que l'on peut observer.

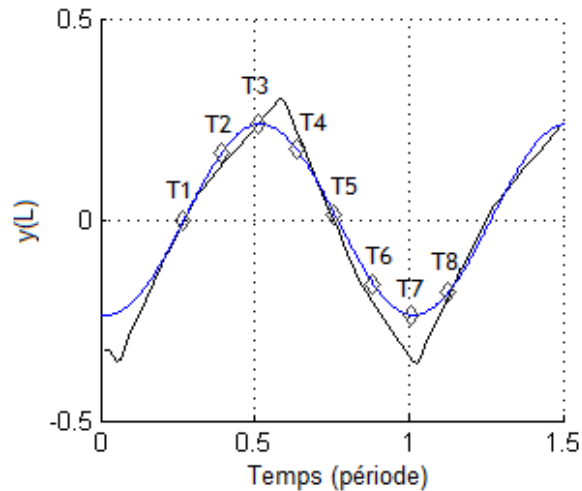


FIGURE 2.8 – Évolution de la position verticale du bord de fuite dans le temps. Les résultats du modèle analytique sont présentés en bleu et les résultats expérimentaux en noir. Les instants représentés sur la figure 2.9 sont indiqués par des losanges.

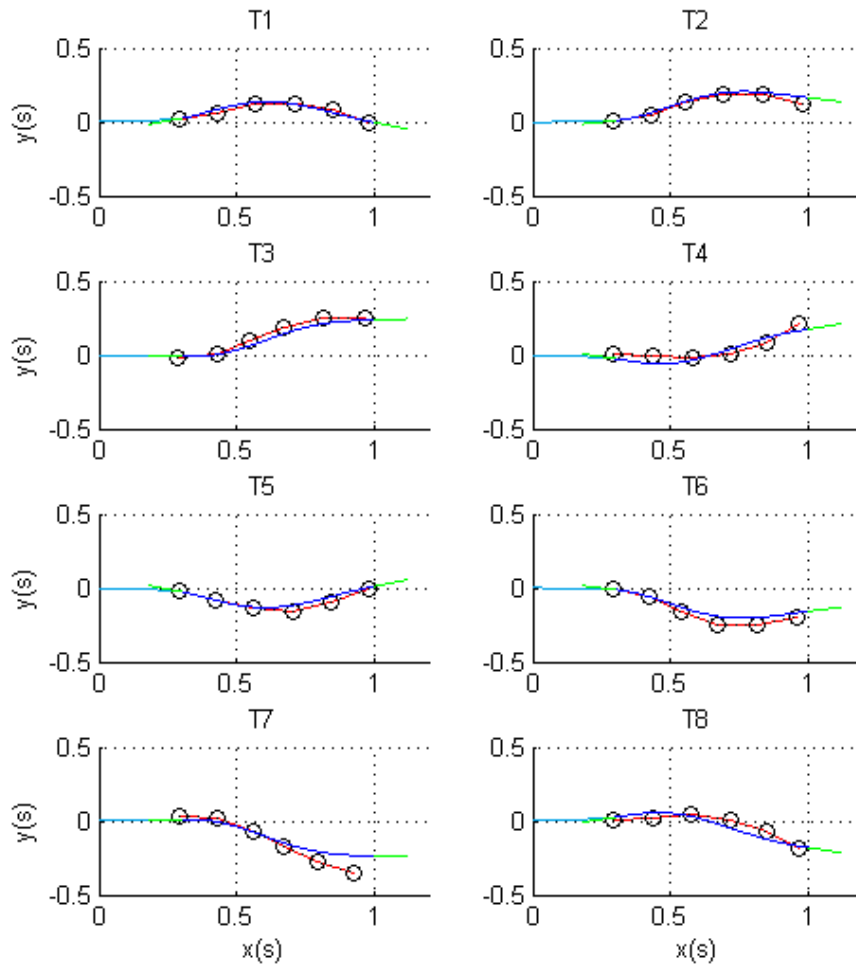


FIGURE 2.9 – Instantanés des déformées de la membrane obtenues par le modèle analytique et par les expériences pour comparaison du mode d’ondulation à  $\mathcal{U}=9.98$  pendant une période. Le temps correspondant à chaque image est représenté sur la figure 2.8. La membrane est tracée en bleu foncé, les bras en bleu clair et les flaps en vert. Les déformées mesurées pendant les expériences pour une configuration et des instants équivalents sont représentées en rouge. Les cercles noirs indiquent la position des cibles de trajectométrie.

La comparaison de la fréquence d’ondulation entre les résultats expérimentaux et le modèle analytique est présentée figure 2.10 en fonction de la vitesse du courant. Le modèle donne de bons résultats, avec un bon ordre de grandeur et la bonne tendance. Il y a une relation presque linéaire entre la fréquence et la vitesse du courant, comme remarqué section 1.4 et par [Shelley et al., 2005] pour une plaque en porte-à-faux. Le modèle reproduit cette relation, mais avec une pente légèrement différente. La vitesse critique est aussi légèrement sous-estimée. Les résultats d’amplitude maximum pour différentes vitesses de courants sont présentés à droite de la figure 2.10. Cela montre que le modèle donne un résultat approximatif de l’amplitude, mais avec la bonne tendance. En effet, elle tend à décroître lorsque la vitesse du fluide augmente. C’est un effet des câbles de pré-contrainte, car cette tendance est opposée à celle qu’on trouve dans la littérature pour une plaque réellement encastree-libre [Eloy et al., 2011] et [Tang, 2007]. Les valeurs et la pente de l’amplitude sont cependant significativement différentes, avec une erreur qui augmente pour les vitesses de courant plus élevées. Cela peut venir des non-linéarités dynamiques du fluide et du solide qui ne sont pas pris en compte dans le modèle lorsqu’il s’éloigne de la vitesse critique.

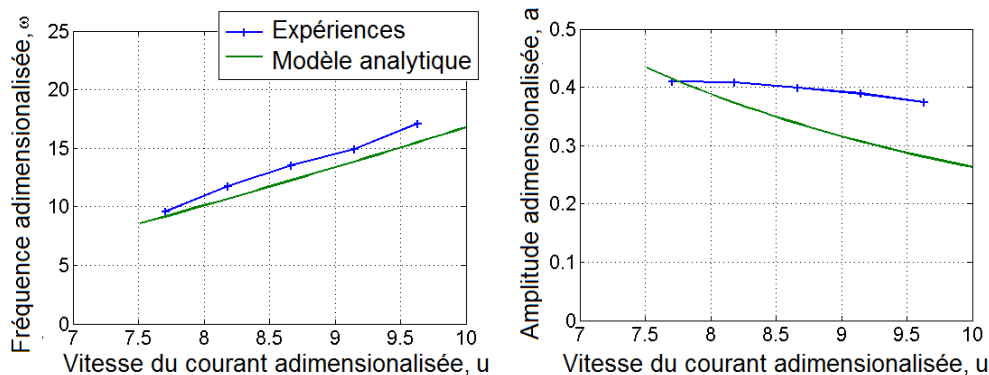


FIGURE 2.10 – Comparaison des résultats de fréquence d’ondulation (gauche) et d’amplitude du mouvement (droite) entre les modèles analytique et expérimental.  $L_{bras}^{eq} = 0.140L$ ;  $L_{flap} = 0.146L$ ;  $\beta = 0.991$ ;  $C_d = 0.6$ ;  $\mu = 0.0292$ .

Les résultats de trajectoires sont considérés comme suffisamment proches pour valider le modèle. Dans la prochaine section l’effet des câbles de compression sera étudié, puis un focus sera fait sur l’effet du PTO sur le comportement du système.



### 2.1.4 L'effet des câbles de pré-contrainte

L'étude paramétrique présentée dans ce chapitre se concentre sur un des aspects innovants de ce modèle : les câbles de pré-contrainte. Les paramètres  $\Theta$  et  $\psi$  représentent respectivement l'effet des câbles sur la fréquence/stabilité et sur l'amplitude de mouvement de la membrane.

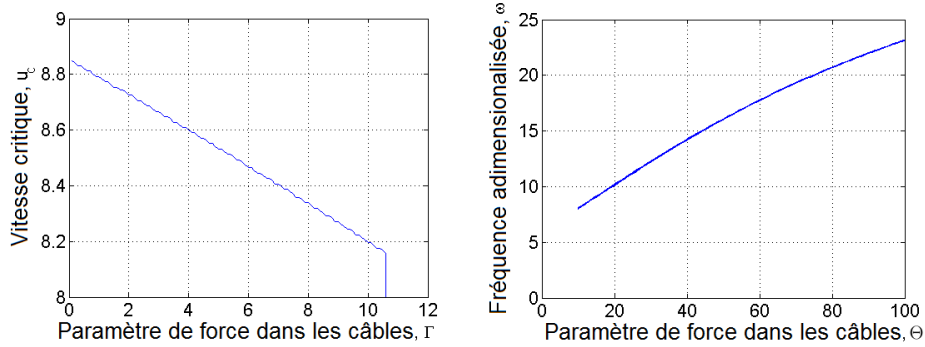


FIGURE 2.11 – Gauche : influence du paramètre de compression  $\Theta$  sur la vitesse critique. Droite : influence de la longueur de retrait des câbles sur l'amplitude du mouvement.  $L_{bras}^{eq} = 0.140L$ ;  $L_{flap} = 0.146L$ ;  $\beta = 0.991$ ;  $C_d = 0.6$ ;  $\mu = 0.0292$ .

La figure 2.11 montre à gauche la vitesse critique du courant en fonction du paramètre de compression  $\Theta$ . Il est important de souligner que lors des expériences, lorsque l'on réduit la longueur des câbles, la vitesse critique tend à augmenter. Cependant, ce n'est pas en contradiction avec les résultats de ce modèle car  $\Theta$  ne change pas en fonction de la longueur de retrait. En effet, lorsqu'un déplacement latéral est imposé en flambement, la force de compression augmente très peu [Arnoult, 2010].

En revanche, la réduction de la longueur des câbles de pré-contrainte augmente le nombre d'onde des modes propres et tend à stabiliser la structure. Il faut aussi noter qu'il y a une valeur critique  $\Theta_c$  au-delà de laquelle le système devient instable, même pour  $U_\infty = 0$ . Ce phénomène a été décrit et est appelé l'instabilité du tuyau d'arrosage [Doare and De Langre, 2002]. Ici,  $\Theta_c = 10,4$ .

L'influence du coefficient de compression dans les câbles  $\Theta$  sur la fréquence d'ondulation est représentée sur la droite de la figure 2.11. Elle montre que la fréquence est fortement liée à ce paramètre. Une augmentation de la force de compression implique une augmentation de la fréquence. Bien que contre-intuitive, cette tendance est en accord avec les résultats de [Dowell, 1982]. En effet, le bord de fuite de la membrane est dirigé la plupart du temps dans la même direction que son mouvement (figure 2.9). L'effort  $\Theta$  accélère donc le déplacement vertical de la partie avale de la membrane. Cependant, lorsque  $y(L)$  arrive à un extremum, la force de compression en bord de fuite est dans la direction opposée et favorise l'inversion du mouvement, c'est pourquoi elle augmente la fréquence des ondulations.

Ainsi, la figure 2.11 met en valeur les avantages d'une membrane en flambement dans le cas où l'instabilité est l'objectif : la force de compression réduit la vitesse critique et augmente la fréquence d'ondulation.

Les résultats d'amplitude du mouvement en fonction de la longueur de retrait des câbles obtenus par l'équation 2.26 représentent bien la tendance observée pendant les essais, comme indiqué par le graphique à gauche de la figure 2.12. Lorsque l'on néglige les non-linéarités, il existe une relation quadratique entre  $A^*$  et  $(1 - \psi)$ . Cela rejoint l'interprétation de la figure 1.43 pour une membrane en flambement au sein d'un écoulement. La figure 1.18, qui décrit le déplacement du bord de fuite pour une membrane statique en flambement, montre aussi une relation quadratique entre les deux paramètres.

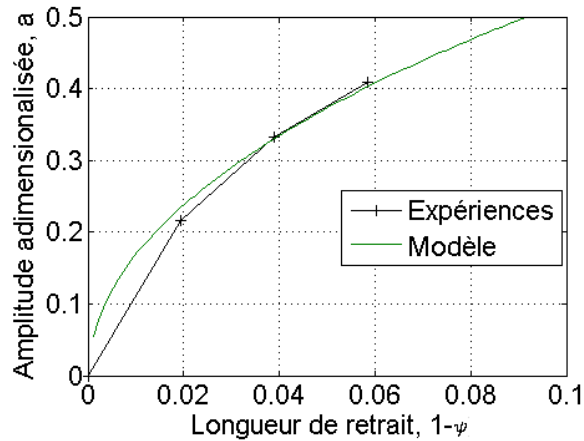


FIGURE 2.12 – Influence de  $\psi$  sur l'amplitude du mouvement.  $L_{bras}^{eq} = 0.140L$  ;  $L_{flap} = 0.146L$  ;  $\beta = 0.991$  ;  $\mathcal{U} = 8.19$  ;  $C_d = 0.6$  et  $\mu = 0.0292$ .

### 2.1.5 Extraction de puissance simulée par un amortissement interne

Dans cette section, le comportement de la membrane avec extraction de puissance (Power Take-Off, PTO) est étudié. C'est une recherche théorique qui prédit les effets du PTO, ici considéré équivalent à un amortissement visqueux interne à la structure.

Il existe plusieurs moyens d'extraire l'énergie d'un système ondulant. Celui choisit ici peut représenter une conversion par matériaux piezo-électriques [Singh et al., 2012b]. L'estimation de puissance est calculée par l'équation 2.27, en fonction de  $D'$  (voir équation 2.9). Les résultats de fréquence, d'amplitude et de vitesse critique sont présentés et interprétés en fonction de l'amortissement interne homogène.

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{s_{arms}^{eq}}^1 D' \times (\dot{y}'')^2 ds dt \quad (2.27)$$

L'effet d'un amortissement plus important simulant le PTO est présenté sur les figures 2.13 et 2.14. On peut y voir une baisse importante de la fréquence et une augmentation de l'amplitude causée par l'amortissement. Cependant, plus celui-ci est important, moins ses variations auront d'effets sur le système. La fréquence devrait converger vers 0 et l'amplitude est limitée par la longueur de la membrane. L'amortissement a un effet qui semble opposé à celui de la compression  $\Theta$ , bien que ce dernier paramètre ne soit pas ajustable car il est défini par les propriétés de la membrane.

Un autre effet de l'amortissement est qu'il déstabilise les premiers modes propres, comme cela peut être remarqué sur les figures 2.14 et 2.15. Ainsi, l'amortissement abaisse la vitesse critique, ce qui n'est pas intuitif mais a déjà été noté par d'autres auteurs pour des systèmes similaires [Païdoussis, 1998] et [Singh et al., 2012a]. Selon [Semler, 1991], l'amortissement cause un déphasage entre la pression exercée par le fluide et l'accélération du solide, augmentant le travail de l'un sur l'autre et donc intensifiant leur couplage, ce qui réduit la stabilité du système. Cette tendance dépend fortement d'autres paramètres comme le rapport de masse,  $\beta$ .

Pour rappel, ce type d'amortissement visqueux interne au matériau est différent de celui qui a été étudié section 1.4.1, à savoir ajouter des amortisseurs pour simuler le PTO.

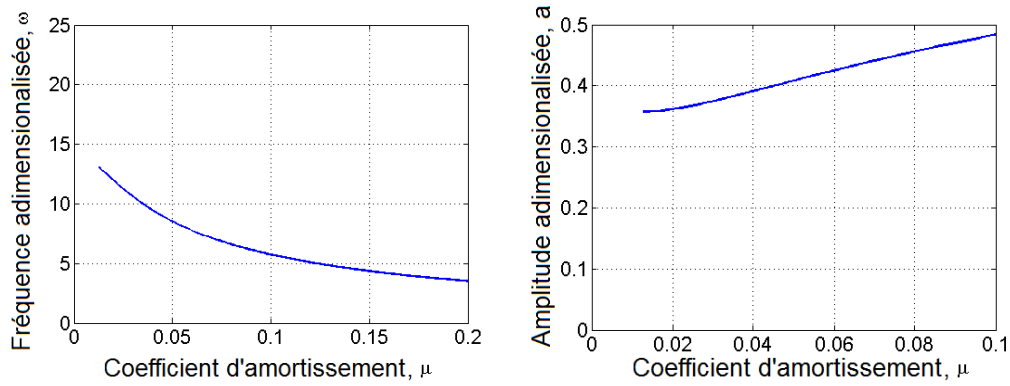


FIGURE 2.13 – Effet de l’amortissement sur la fréquence des ondulations (gauche) et leur amplitude (droite).  $L_{bras}^{eq} = 0.140L$ ;  $L_{flap} = 0.146L$ ;  $\Theta = 22.6$ ;  $\beta = 0.991$ ;  $\mathcal{U} = 8.19$ ;  $C_d = 0.6$ .

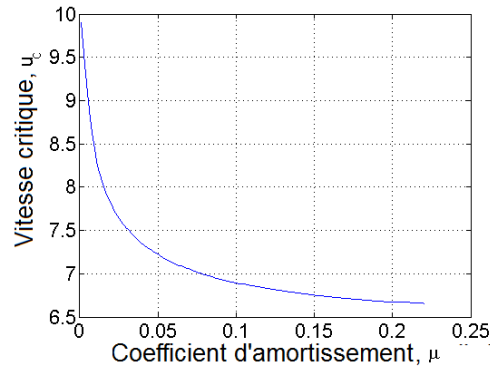


FIGURE 2.14 – Effet de l’amortissement sur la vitesse critique.  $L_{bras}^{eq} = 0.140L$ ;  $L_{flap} = 0.146L$ ;  $\Theta = 22.6$ ;  $\beta = 0.991$ ;  $C_d = 0.6$ .

La figure 2.15 représente la partie imaginaire des fréquences propres pour différentes valeurs de coefficient d’amortissement. On peut remarquer que dans cette configuration, cela stabilise les modes les plus élevés et déstabilise les plus petits. En effet les modes deviennent instables lorsque  $\Im(\omega_j) < 0$ . Cela peut être favorable car cela diminue la vitesse critique et évite les modes parasites.

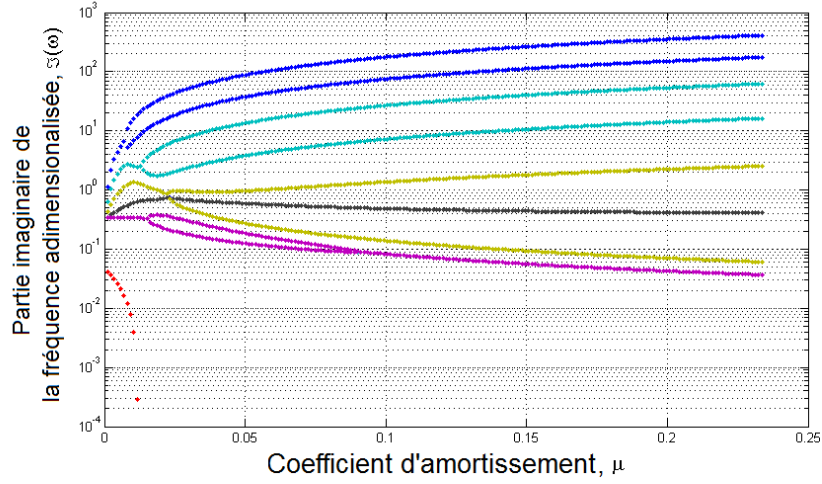


FIGURE 2.15 – Effet de l’amortissement sur la stabilité des différents modes propres. noir : 1<sup>er</sup> mode, rouge : 2<sup>eme</sup> mode, violet : 3<sup>eme</sup> mode, jaune : 4<sup>eme</sup> mode, cyan : 5<sup>eme</sup> mode, bleu : 6<sup>eme</sup> mode.  $L_{bras}^{eq} = 0.140L$ ;  $L_{flap} = 0.146L$ ;  $\Theta = 22.6$ ;  $\beta = 0.991$ ;  $\mathcal{U} = 8.19$ ;  $C_d = 0.6$ .

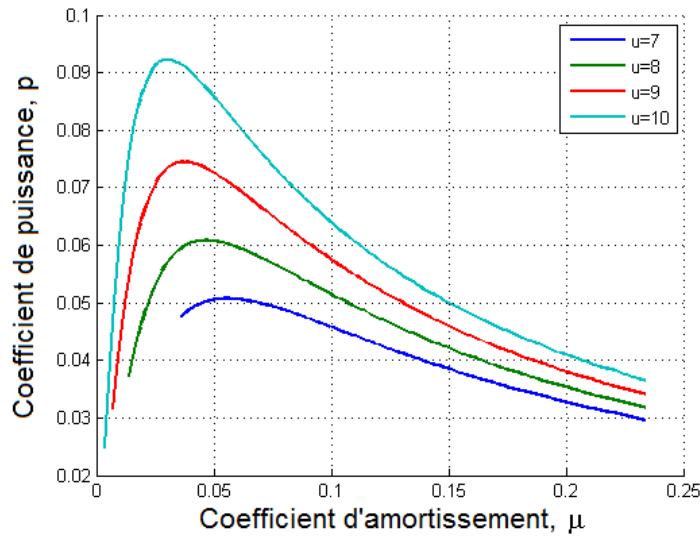


FIGURE 2.16 – Effet de l’amortissement sur la puissance convertie.  $L_{bras}^{eq} = 0.140L$ ;  $L_{flap} = 0.146L$ ;  $\Theta = 22.6$ ;  $\beta = 0.991$ ;  $\mathcal{U} = 8.19$ ;  $C_d = 0.6$ .

Après avoir validé le modèle et étudié les effets des câbles de pré-contrainte et du PTO, il est désormais possible d'utiliser ce modèle analytique pour esquisser des stratégies d'extraction de puissance.

La figure 2.16 présente la puissance adimensionnée  $C_p = \frac{P}{0,5\rho_f bLU_\infty^3}$  en fonction du coefficient d'amortissement pour différentes vitesses de courant. On peut remarquer l'existence d'un coefficient d'amortissement optimal pour lequel la puissance convertie est maximisée. Ce coefficient optimal est fonction de la vitesse du courant, ce qui signifie que la capacité de réguler le PTO de manière dynamique selon la vitesse de courant incidente pourrait être un atout. Pour les cas étudiés, le coefficient d'amortissement optimal est plus petit lorsque la vitesse du courant est plus élevée. Ce n'est pas intuitif mais cela peut être expliqué par le fait que la puissance est proportionnelle au coefficient d'amortissement, mais aussi avec le carré de la vitesse de déformation locale (équation 2.27). Ainsi, il est intéressant de diminuer le coefficient d'amortissement afin d'avoir un mouvement plus rapide. Cependant, il convient d'être très prudent car l'erreur croissante sur l'estimation de l'amplitude (figure 2.10) due aux effets non-linéaires pourrait fortement impacter ce résultat.

Dans cette section, un modèle analytique linéaire d'hydrolienne à membrane ondulante a été présenté. La théorie des corps élancés [Lighthill, 1969] avec une approximation de la masse ajoutée pour corps larges [Moretti, 2004] est utilisée. La membrane est modélisée par le théorie des poutres de Euler-Bernoulli avec un amortissement de type Kelvin-Voigt. Les autres éléments (flaps, câbles, bras) sont représentés par des formulations basiques comme la charge critique de flambement pour la tension des câbles. La série d'équations différentielles ordinaires est résolue par une méthode inspirée de [Païdoussis, 1998]. Les résultats de mode et de fréquence d'ondulation, d'amplitude du mouvement et de vitesse critique du courant sont suffisamment proches des résultats expérimentaux pour valider le modèle sur des applications à basse vitesse. Le rôle significatif des câbles de pré-contrainte a été mis en évidence grâce à son fort impact sur l'amplitude de mouvement et à sa formulation simplifiée en tant que force de compression. Le système de PTO a été représenté par un amortissement visqueux interne à la structure. Il a été confirmé que pour une configuration donnée, il existe un coefficient d'amortissement optimal qui maximise la conversion de puissance. Cet amortissement optimal varie avec la vitesse du courant.

Ce modèle est basé sur des hypothèses concernant les conditions limites et la force de pré-contrainte des câbles (sur leur direction et leur variation dans le temps). La dynamique du fluide a été simplifiée : la turbulence et la couche limite, les détachements tourbillonnaires et les effets de sillage ont été négligés. C'est pourquoi il devrait être utilisé pour des vitesses de fluide relativement basses et de petits déplacements de la membrane. L'hypothèse 2D ne permet pas de prendre en compte les effets de bord. Le modèle est limité à un seul mode de déformation et ne prend pas en compte les fréquences les plus élevées lorsqu'il devrait y avoir un couplage entre plusieurs modes de déformation. La membrane devrait donc être suffisamment rigide et assez amortie pour stabiliser ces modes. La théorie des corps élancés est utilisée et la gravité est négligée, donc la membrane devrait être de faible épaisseur et d'une densité proche de celle du fluide. Le modèle peut toujours être utilisé pour des études paramétriques.

Le modèle analytique linéaire est un premier pas vers la modélisation d'une hydrolienne à membrane ondulante. Il permet notamment d'estimer rapidement la vitesse critique et l'influence de certains paramètres dont les conditions limites. Cependant, les prochaines versions du modèle devront différer en ce qui concerne la modélisation du PTO, car la conversion de puissance sur la membrane est basée sur un système de convertisseurs linéaires [Déporte, 2016]. Des améliorations peuvent rendre le modèle plus précis en considérant les phénomènes non-linéaires dans le déplacement de la membrane [Yadykin et al., 2003] et dans la force de compression des câbles. Cela devrait minimiser les erreurs et devrait aider à s'affranchir des hypothèses les plus impactantes. Un autre modèle fluide, par exemple basé sur la méthode des panneaux, pourrait aussi grandement améliorer la description de la dynamique du système [Tang & Païdoussis, 2009]. Ce modèle pourrait aussi être étendu en trois dimensions afin d'évaluer l'importance des effets de bord et du rapport d'aspect. En revanche, ce qui serait gagné en précision serait perdu en temps de calcul. Un bon compromis doit être trouvé en considérant que ce modèle a été développé afin d'être utilisé dans le cadre d'une optimisation multi-paramètres.

La suite de ce chapitre est tout d'abord consacrée à la présentation de la méthode vortex permettant une meilleure modélisation du fluide. La méthode corotationnelle, utilisée pour modéliser la membrane, sera ensuite abordée avant de présenter le couplage permettant d'étudier le problème d'interaction fluide/structure.

## 2.2 Modélisation fluide par la méthode vortex

### 2.2.1 Hypothèses de modélisation

La méthode utilisée pour représenter l'écoulement dans notre problème est appelée la méthode particulaire tourbillonnaire, ou méthode vortex. Elle est basée sur une écriture rotationnelle de l'équation de Navier-Stokes qui est discrétisée puis résolue par une description lagrangienne. Le domaine de calcul se réduit alors uniquement aux zones où le champ de rotationnel de vitesse est non nul, et celui-ci s'adapte naturellement au cours de la simulation grâce à la résolution des équations de transport, qui prennent alors la forme d'équations différentielles ordinaires (EDO) [Katz & Plotkin, 2001].

La méthode vortex est une application particulière des méthodes particulaires, qui ont été introduites pour la première fois en mécanique des fluides par [Rosenhead, 1931]. Elles ont ensuite été développées à partir des années 1960-70, notamment avec le travail de [Chorin, 1973]. Une revue des différentes méthodes tourbillonnaires a été réalisé par [Leonard, 1980].

L'intérêt de la méthode vortex réside dans le fait qu'elle donne de bons résultats en termes d'efforts et permet de représenter correctement le sillage. De plus, cette méthode est réputée pour être stable, précise et avec un temps de calcul relativement court, notamment grâce à la description lagrangienne qui permet de ne pas avoir à mailler l'intégralité du domaine fluide. C'est pourquoi elle est utilisée dans de nombreux domaines de la mécanique des fluides comme pour la modélisation d'hydrolienne à hélice [Mycek et al., 2014] et d'éoliennes ondulante [Tang & Païdoussis, 2009].

L'objectif de ce modèle est de représenter fidèlement l'écoulement autour de la membrane et notamment les efforts hydrodynamiques sur celle-ci. Il doit aussi permettre de simuler l'écoulement dans le sillage et doit pouvoir être adapté en trois dimensions pour une étude future des effets de bord.

On considère des écoulements bidimensionnels et homogènes de fluides visqueux (newtoniens), isothermes, incompressibles et sans forces de gravité. Les équations adimensionnelles qui régissent ce type d'écoulement sont l'équation de continuité (équation 2.28) et les équations de Navier-Stokes (équation 2.29) :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{2.28}$$



$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2.29)$$

Où  $\mathbf{u} = u.\vec{e}_x + v.\vec{e}_y$  est le vecteur vitesse du fluide normalisé par  $U_\infty$ ,  $t$  le temps normalisé par  $\frac{U_\infty}{L}$ ,  $p$  le champ de pression normalisé par  $\rho_f U_\infty^2$ ,  $Re$  le nombre de Reynolds (Eq. 1.1) et  $\nabla$  l'opérateur gradient, qui s'exprime en coordonnées cartésiennes comme suit :  $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial}{\partial y} \vec{e}_y$ .

En introduisant la fonction de courant  $\Psi$  tel que  $u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$  et  $v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$  et en utilisant la définition de la vorticité  $\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \nabla \times \mathbf{u}$ , on obtient l'équation du Poisson suivante :

$$\nabla^2 \Psi = -\omega \quad (2.30)$$

En prenant le rotationnel de l'équation 2.29, et en utilisant l'équation 2.28, on obtient l'équation du transport de la vorticité (équation 2.31), où  $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega$  représente la convection et  $\frac{1}{Re} \nabla^2 \omega$  est le terme de diffusion.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega = \nu \nabla^2 \omega \quad (2.31)$$

La décomposition de Helmholtz du champ de vitesse (équation 2.32) est utilisée pour décomposer le vecteur vitesse en une somme d'écoulements rotationnel et irrotationnel.

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_\infty + \nabla \phi + \nabla \times \vec{\Psi} = \mathbf{u}_\infty + \mathbf{u}_\phi + \mathbf{u}_\omega \quad (2.32)$$

Ainsi, le champ de vitesse est décomposé en trois composantes :

- Une composante constante  $\mathbf{u}_\infty$  qui représente le courant en amont de l'hydrolienne, en considérant un écoulement non perturbé.
- Une composante potentielle  $\mathbf{u}_\phi$  qui représente l'influence de la structure sur l'écoulement. Cette composante est calculée par la méthode particulière tourbillonnaire pour résoudre  $\Delta \phi = 0$ .
- Une composante rotationnelle  $\mathbf{u}_\omega$  pour le sillage de l'hydrolienne.

Le champ de vorticité  $\omega$  est discrétisé au temps  $t$  en un ensemble d'éléments de vorticité singuliers, ce qui constitue le fondement de la méthode numérique. Le champ de vorticité théoriquement continu est donc représenté par un nombre d'éléments discrets  $N$  qui transportent chacun une quantité de circulation  $\Gamma_i$ .

$$\omega = \frac{d\Gamma}{dS} \approx \frac{d}{dS} \left( \sum_{i=1}^N \Gamma_i \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_v) \right) \quad (2.33)$$

où  $dS$  est un élément d'aire,  $\mathbf{x} = (x, y)$  est le vecteur position,  $\mathbf{x}_v = (x_v(i), y_v(i))$  est la position de l'élément de vorticité  $i$  et  $\delta$  est la fonction delta de Dirac.

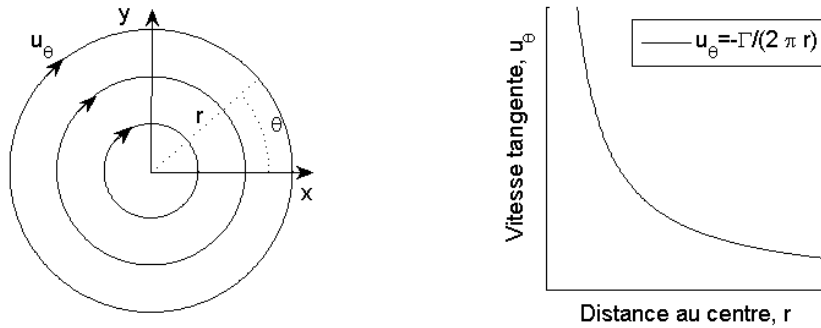


FIGURE 2.17 – Gauche : lignes de courants du champs de vitesse engendr e par un vortex de circulation  $\Gamma$ . Droite : vitesse tangente induite par un vortex en fonction de la distance au centre de celui-ci.

La vitesse en un point induite par un vortex situ e en  $(x_v(i), y_v(i))$  est déduite de la loi de Biot-Savart en deux dimensions (équation 2.34, figure 2.17).

$$(u_0, v_0) = \frac{\Gamma_0}{2\pi} \frac{(y - y_v, -x + x_v)}{(x - x_v)^2 + (y - y_v)^2} \quad (2.34)$$

Ainsi, les simulations présentées dans ce rapport utilisent une méthode lagrangienne instationnaire nommée la méthode vortex [Katz & Plotkin, 2001]. L'écoulement est repr esent e par la somme du courant stationnaire en amont et des perturbations générées le long de la membrane. Des particules transportant de la vorticité sont aussi émises au bord de fuite et transportées dans le sillage (figure 2.18). Elles sont générées de manière à respecter le théorème de Kelvin, qui énonce que la circulation du champ de vitesse le long d'un contour matériel ferm e est nulle pour un fluide barotrope [Kelvin, 1871].

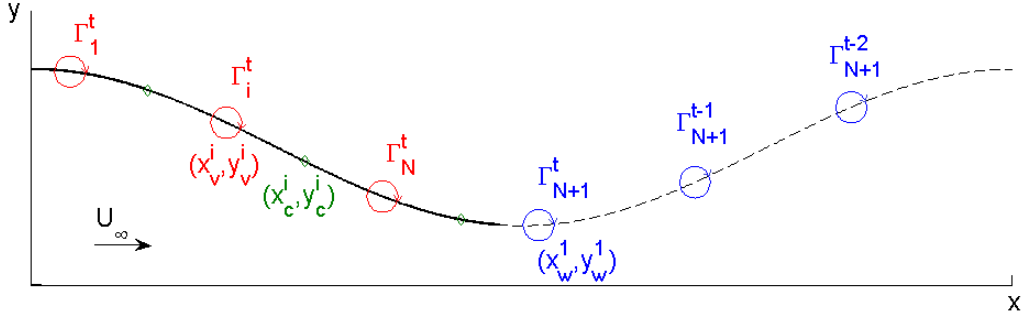


FIGURE 2.18 – Schéma de la modélisation numérique du système

La vitesse en un point est donc la somme de la vitesse incidente, de la vitesse induite par les vortex situés le long de la membrane et de celle induite par les vortex émis dans le sillage (équations 2.35 & 2.36), avec  $\Gamma_i^w$  la circulation du  $i$ -ème vortex dans le sillage et  $(x_w(i), y_w(i))$  sa position. Le déplacement d'un vortex dans le sillage est calculé à chaque pas de temps, en fonction de la vitesse du fluide en ce point à l'instant donnée.  $N_w$  est le nombre d'éléments modélisés dans le sillage.

$$u = u_\infty + \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma_i}{2\pi} \frac{y - y_v(i)}{(x - x_v(i))^2 + (y - y_v(i))^2} + \sum_{i=1}^{N_w} \frac{\Gamma_i^w}{2\pi} \frac{y - y_w(i)}{(x - x_w(i))^2 + (y - y_w(i))^2} \quad (2.35)$$

$$v = \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma_i}{2\pi} \frac{-x + x_v(i)}{(x - x_v(i))^2 + (y - y_v(i))^2} + \sum_{i=1}^{N_w} \frac{\Gamma_i^w}{2\pi} \frac{-x + x_w(i)}{(x - x_w(i))^2 + (y - y_w(i))^2} \quad (2.36)$$

Le système est résolu le long de la membrane, où la composante normale de la vitesse fluide doit être égale à celle de la vitesse du solide. Cela revient à exprimer l'équation 2.37, où  $(x_c, y_c)$  désigne une position le long de la membrane et  $\theta$  l'angle local de la membrane à l'horizontale.

$$u(x_c, y_c) \cdot \sin(\theta) - v(x_c, y_c) \cdot \cos(\theta) = \frac{\partial x_c}{\partial t} \cdot \sin(\theta) - \frac{\partial y_c}{\partial t} \cdot \cos(\theta) \quad (2.37)$$

Il est possible de ramener ce problème à l'équation matricielle linéaire 2.38.  $a_{ij}$  sont les éléments de la matrice de coefficients d'influence. Chaque élément représente l'influence du vortex  $j$  sur le point de contrôle  $i$  et est calculé par l'équation 2.39.  $RHS_i$  sont les éléments du vecteur colonne à droite

(Right-Hand Side). Ils établissent l'égalité des vitesses à l'interface et sont calculés par l'équation 2.40.  $(u_\omega, v_\omega)$  désigne la vitesse induite par les tourbillons dans le sillage. La méthode de Houbolt est utilisée pour l'intégration temporelle [Johnson, 1966].

$$\begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \cdots & a_{1,N+1} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \cdots & a_{2,N+1} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{N,1} & a_{N,2} & \cdots & a_{N,N+1} \\ 1 & 1 & \cdots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \vdots \\ \Gamma_N \\ \Gamma_{N+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} RHS_1 \\ RHS_2 \\ \vdots \\ RHS_N \\ \sum_{i=1}^N \Gamma_i^{t-1} \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

$$a_{ij} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(\theta(i))(y_v(j) - y_c(i)) + \cos(\theta(i))(x_v(j) - x_c(i))}{(x_v(j) - x_c(i))^2 + (y_v(j) - y_c(i))^2} \quad (2.39)$$

$$RHS_i = \left( u_\infty - \frac{\partial x_c(i)}{\partial t} + u_\omega(i) \right) \cdot \sin(\theta(i)) + \left( \frac{\partial y_c(i)}{\partial t} - v_\omega(i) \right) \cdot \cos(\theta(i)) \quad (2.40)$$

Sur chaque panneau, l'emplacement du vortex  $(x_v, y_v)$ , où la circulation est calculée, est situé à un quart de la longueur de l'élément. Le point de contrôle  $(x_c, y_c)$ , où le système est résolu, est placé à trois quart de la longueur de l'élément. Ce choix permet de satisfaire la condition de Kutta de manière implicite.

Les tourbillons émis dans le sillage sont d'abord placés à  $(x_L + 0.25u_\infty dt, y_L)$ . La méthode vortex permet de choisir entre deux modèles de sillage. La différence entre les deux vient de la manière de calculer le déplacement des particules tourbillonnaires émises dans le sillage. La solution la plus simple déplace chaque particule à la vitesse moyenne en amont  $U_\infty$ . Elle est calculée par les équations 2.41 et 2.42. Le modèle de sillage réaliste calcule la vitesse de l'écoulement à la position de chaque particule. Il utilise ensuite cette vitesse locale pour calculer le déplacement des particules à chaque pas de temps. Il donne de meilleurs résultats mais nécessite des temps de calculs plus longs. Le modèle de sillage réaliste sera donc uniquement utilisé lors des comparaisons de sillage (figures 2.22 et 2.23).

Sillage simple :

$$x_w(t + 1) = x_w(t) + u_\infty dt \quad (2.41)$$

$$y_w(t + 1) = y_w(t) \quad (2.42)$$

Sillage réaliste :

$$\begin{aligned}
x_w^{t+1}(j) &= x_w^t(j) + u_\infty \cdot dt \\
&+ \frac{dt}{2\pi} \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma^t(i) \cdot (y_w^t(j) - y_v^t(i))}{(y_w^t(j) - y_v^t(i))^2 + (x_w^t(j) - x_v^t(i))^2} \\
&+ \frac{dt}{2\pi} \sum_{i=1}^{N_\omega} \frac{\Gamma_\omega^t(i) \cdot (y_w^t(j) - y_w^t(i))}{(y_w^t(j) - y_w^t(i))^2 + (x_w^t(j) - x_w^t(i))^2}
\end{aligned} \tag{2.43}$$

$$\begin{aligned}
y_w^{t+1}(j) &= y_w^t(j) + \frac{dt}{2\pi} \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma^t(i) \cdot (x_w^t(j) - x_v^t(i))}{(x_w^t(j) - x_v^t(i))^2 + (y_w^t(j) - y_v^t(i))^2} \\
&+ \frac{dt}{2\pi} \sum_{i=1}^{N_\omega} \frac{\Gamma_\omega^t(i) \cdot (x_w^t(j) - x_w^t(i))}{(x_w^t(j) - x_w^t(i))^2 + (y_w^t(j) - y_w^t(i))^2}
\end{aligned} \tag{2.44}$$

La différence de pression de part et d'autre de la structure est calculée par l'équation 2.45, tandis que les efforts hydrodynamiques sont calculés selon les équations 2.46 et 2.47.

$$\Delta p_i = \rho_f \left[ \left( u_\infty - \frac{dx(i)}{dt} + u_\omega(i) \right) \cdot \cos(\theta(i)) + \left( -\frac{dy(i)}{dt} + v_\omega(i) \right) \cdot \sin(\theta(i)) \right] \frac{\Gamma(i)}{ds} + \rho_f \sum_{j=1}^i \frac{d\Gamma(j)}{dt} \tag{2.45}$$

$$F_y(i) = \Delta p(i) \cdot \cos(\theta(i)) \cdot ds \tag{2.46}$$

$$F_x(i) = -\Delta p(i) \cdot \sin(\theta(i)) \cdot ds \tag{2.47}$$

La puissance mécanique transmise à la membrane est le produit des forces hydrodynamiques par la vitesse de la structure. Elle est calculée par l'équation 2.48.

$$P(i) = F_y(i) \frac{dy_c(i)}{dt} + F_x(i) \frac{dx_c(i)}{dt} \tag{2.48}$$

Ce modèle a été validé sur le cas d'une plaque statique présentant un certain angle d'attaque face à un courant uniforme, ainsi que sur le cas d'une plaque en mouvement autour d'un point pivot [Ramesh et al., 2013]. Ces résultats sont présentés en annexe B.

### 2.2.2 Application de la méthode vortex à l'hydrolienne à membrane ondulante

Dans cette section, les données de trajectoires mesurées lors des essais en bassin sont utilisées pour imposer la dynamique du mouvement de la structure lors des simulations numériques. La membrane agit comme un mur mobile sur l'écoulement. Il n'y a donc pas de couplage fluide-structure. Ces simulations permettent cependant de vérifier que le modèle vortex fonctionne correctement, c'est à dire qu'il donne les bons efforts et un sillage réaliste. Les autres résultats que l'on peut exploiter concernent la répartition de la pression le long de la membrane et la transmission de puissance de l'écoulement vers la membrane. Une étude prédictive faisant varier la fréquence d'ondulation est ensuite présentée.

Les paramètres numériques doivent amener à un résultat suffisamment précis sans requérir des temps de calculs trop longs. Une analyse de convergence a été réalisée sur le modèle fluide afin de sélectionner leurs valeurs. Le modèle est considéré comme convergé lorsqu'on observe une différence inférieure à 1% sur les efforts moyens en doublant la discrétisation. Ce critère est respecté pour  $\Delta t = 0.01$  et  $N = 100$ . Ces valeurs seront donc utilisées par la suite pour la validation expérimentale. La périodicité des efforts est atteinte après approximativement  $tU_\infty/L = 20$ . Cette étude a montré qu'une mauvaise précision numérique peut engendrer une erreur de phase des efforts hydrodynamiques dès le début de la simulation.

Les trajectoires obtenues lors des essais des trois configurations décrites dans la table 1.4 sont ici utilisées pour valider le modèle. Ces trajectoires sont tracées sur la figure 2.19. Elles diffèrent les unes des autres par leur mode d'ondulation et leur amplitude, mais aussi par leur fréquence qui vaut respectivement  $f^* = f.L/U_\infty = 0.55$  et  $0.27$  pour les configurations non-amortie et amorties. La validation expérimentale est basée sur des comparaisons d'efforts et de sillage.

La figure 2.20 présente la comparaison des efforts hydrodynamiques numériques et expérimentaux pour les trois configurations testées. Il existe un très bon accord entre les signaux expérimentaux et numériques pour la première configuration, celle qui n'est pas amortie. Les deux autres configurations simulées donnent des signaux d'efforts similaires, avec un bon ordre de grandeur de l'amplitude pour la trainée. Le résultat de portance semble cependant trop élevé. Les signaux présentent aussi un déphasage significatif qui n'est pas dans le même sens pour la trainée et pour la portance. Cette erreur de

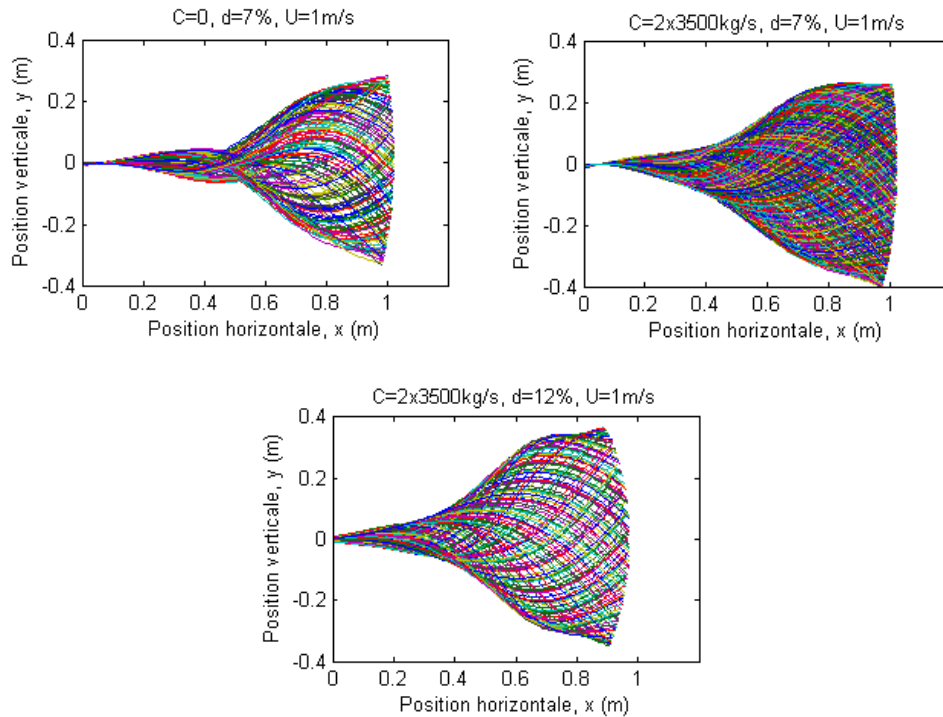


FIGURE 2.19 – Déformées de la membrane interpolée sur  $N = 100$  points et superposées chaque  $1/40^{eme}$  de période, pour les trois configurations simulées.

phase peut être induite par l'absence de couplage. Elle peut aussi provenir d'une discrétisation insuffisante comme observé lors de l'étude de convergence ou bien d'un décollement de l'écoulement en amont du bord de fuite de la membrane. Un tel décollement a été recherché lors des mesures PIV, mais aucune preuve de sa présence ou de son absence n'a été apportée.

Les différences principales sont relevées sur les signaux de portance : les résultats numériques sont centrés sur zéro, alors que les mesures expérimentales présentent un décalage sur la portance moyenne (voir figures 1.21 & 1.29). Celui-ci peut s'expliquer par l'influence de la gravité sur le mouvement, par l'interaction avec le fond du bassin et la surface libre, ou bien par un effet dû au sillage de la structure qui maintient l'hydrolienne dans le courant [Träsch et al., 2018].

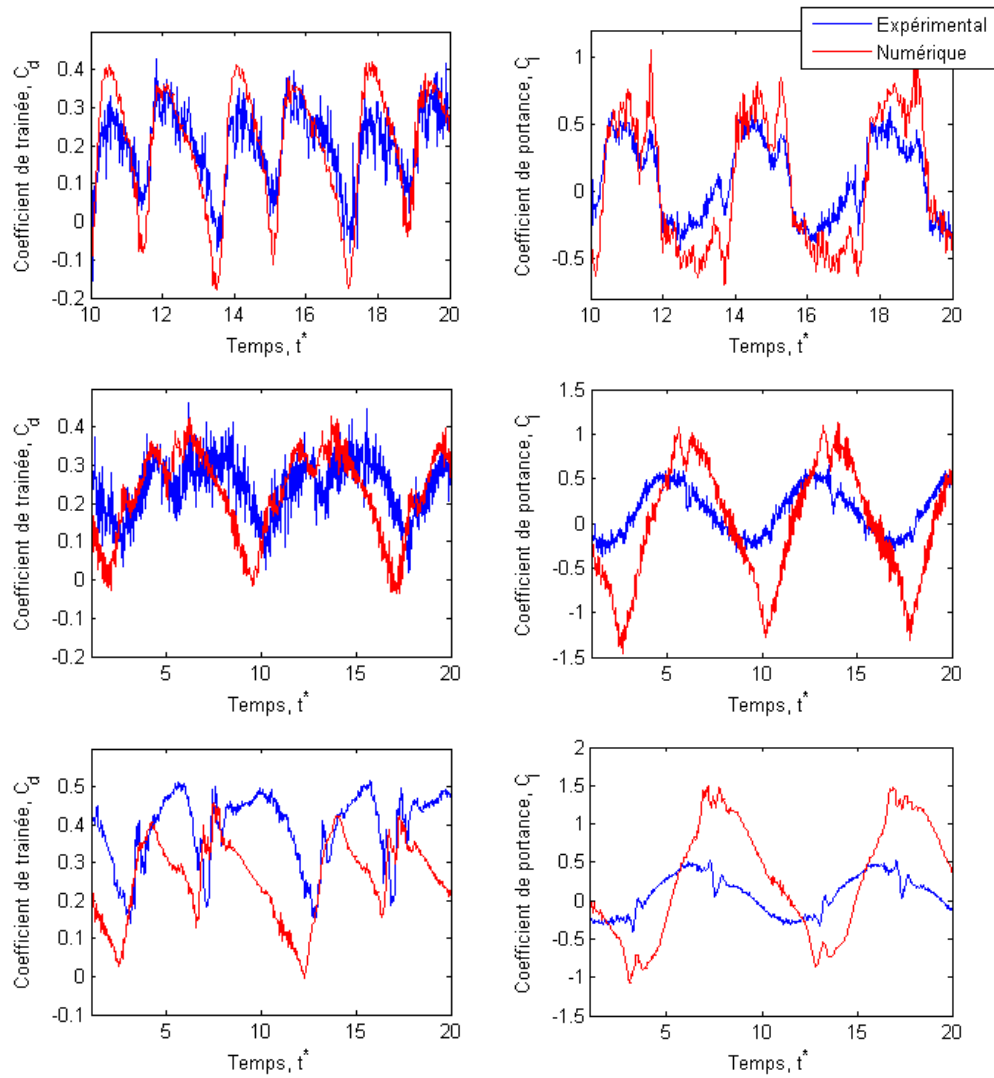


FIGURE 2.20 – Comparaison des coefficients de trainée (gauche) et de portance (droite) obtenus numériquement et expérimentalement pour les trois configurations testées. Haut :  $C=0$  kg/s,  $d=7$  %. Milieu :  $C=24 \times 3500$  kg/s,  $d=7$  %. Bas :  $C=24 \times 3500$  kg/s,  $d=12.5$  %.

Les résultats de position des points-vortex émis dans le sillage obtenus avec les deux modèles de sillage (simple et réaliste) sont présentés figure 2.21. On peut observer un phénomène d'enroulement en regardant la position des particules émises dans le modèle réaliste. Il en résulte une meilleure précision dans l'intensité et la position des zones de perturbations.



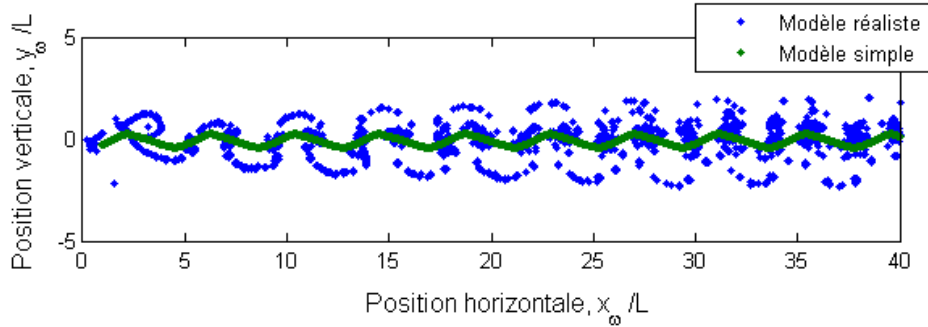


FIGURE 2.21 – Position des points-vortex émis dans le sillage.

Les résultats obtenus avec le modèle de sillage réaliste sont comparés aux résultats de mesures PIV figures 2.22 & 2.23. La figure 2.22 présente l'intensité turbulente moyenne dans le sillage de la deuxième configuration : membrane amortie avec 7 % de retrait des câbles de pré-contrainte. Le modèle réaliste résulte en un sillage avec une intensité turbulente du bon ordre de grandeur dans le sillage proche et une expansion verticale correctement représentée.

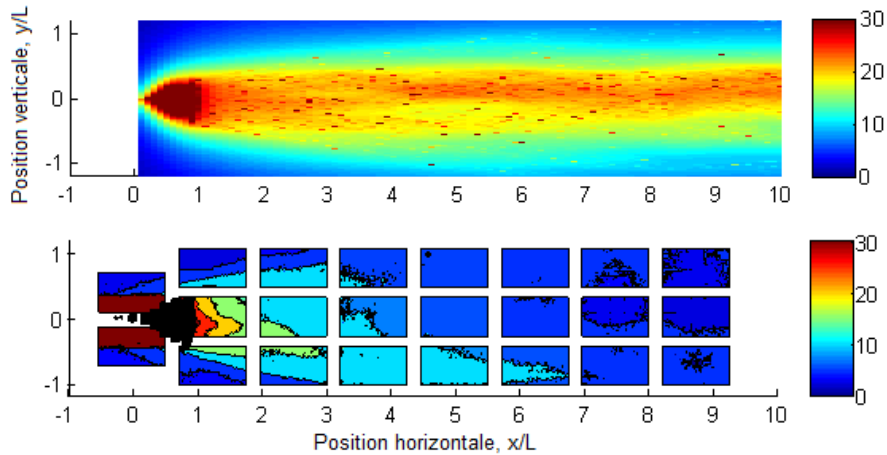


FIGURE 2.22 – Intensité turbulente dans le sillage d'une hydrolienne à membrane ondulante ( $\bar{C} = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ ,  $d = 7\%$ ). Haut : Modèle de sillage réaliste. Bas : Mesures PIV.

La figure 2.23 montre un instantané de la norme de la différence entre la vitesse locale et la vitesse en amont dans le sillage. Les particules émises sont marquées par des points blancs. Les modèles de sillage reproduisent correctement l'émission de zones de perturbations deux fois par cycle. L'intensité des perturbations est correctement représentée dans le modèle de sillage réaliste, mais elles sont plus petites que celles observées par PIV. Ces cartes montrent aussi que l'expansion verticale et la dissipation du sillage sont sous-estimées : les zones de perturbations restent proches de l'axe  $y = 0$  et conservent leur intensités le long de l'axe  $\vec{x}$ . Au contraire, les mesures PIV montrent une dissipation du sillage. Celle-ci est due à la dissipation visqueuse et turbulente, mais aussi aux interactions avec la surface libre et le fond du bassin. Un modèle de dissipation sera donc nécessaire pour donner des résultats de sillage se rapprochant des expériences.

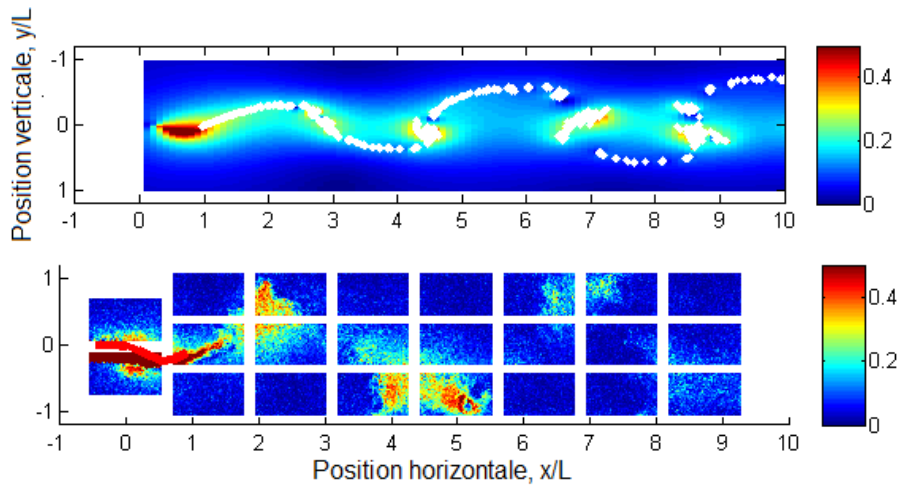


FIGURE 2.23 – Perturbations de vitesse  $\sqrt{(u - U_\infty)^2 + v^2}$  dans le sillage d'une hydrolienne à membrane ondulante ( $\overline{C} = 84000 \text{ kg/s}$ ,  $d = 7\%$ ). Haut : Modèle de sillage réaliste. Bas : Mesures PIV.

L'utilisation d'un modèle ou de l'autre n'entraîne aucune différence significative sur les résultats d'efforts hydrodynamiques. Seul le modèle réaliste permet d'estimer le champs de vitesse dans le sillage, mais il nécessite des temps de calculs plus importants et doit être étendu pour prendre en compte les effets de dissipation.

Une loi de décroissance exponentielle sur la circulation des particules émises dans le sillage a donc été implémentée. Il a en effet été remarqué expérimentalement que la vorticité diminue de manière exponentielle dans le sillage, et ce sur toute la colonne d'eau (figure 2.24). Ce type de modèle de dissipation a déjà été utilisé, notamment par [Pinon et al., 2017].

Le modèle de dissipation utilisé suit l'équation 2.49. Le taux de dissipation a été choisi par comparaison visuelle et est égal à 2.75. La figure 2.25 montre la circulation des tourbillons dans le sillage avec et sans le modèle de dissipation.

$$\Gamma_{\omega}(t) = \Gamma_{\omega}^0(1 - \exp^{-2.75/t}) \quad (2.49)$$

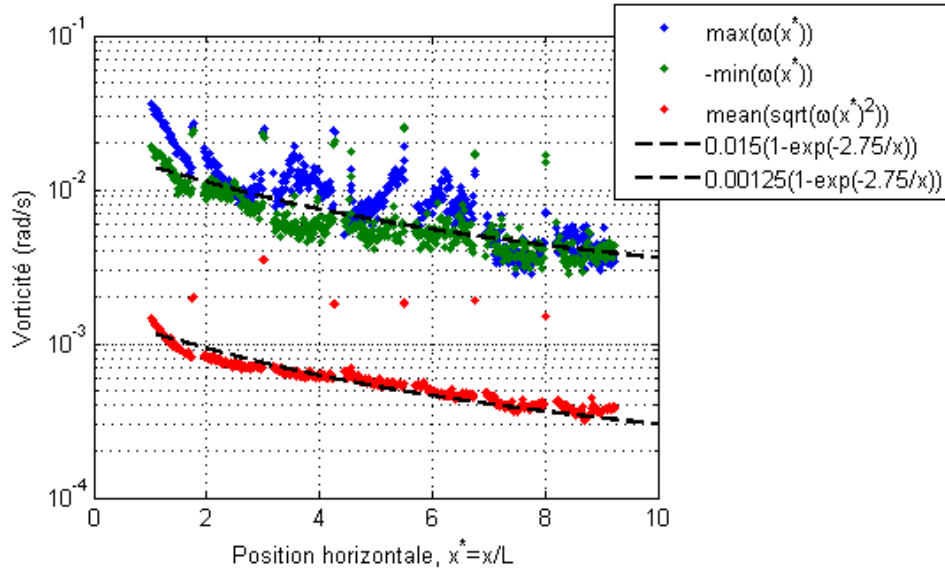


FIGURE 2.24 – Dissipation de la vorticité (maximum, minimum et moyenne quadratique) dans le sillage de la deuxième configuration ( $d=7\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ ).

Les résultats d'intensité turbulente, de vitesse axiale moyenne et de vitesse verticale moyenne ainsi obtenues sont présentées figure 2.26 pour le modèle avec dissipation et figure 2.27 pour les résultats expérimentaux. Les résultats des autres configurations sont présentés annexe D. La comparaison de ces figures montre que la dissipation améliore les résultats de sillage.

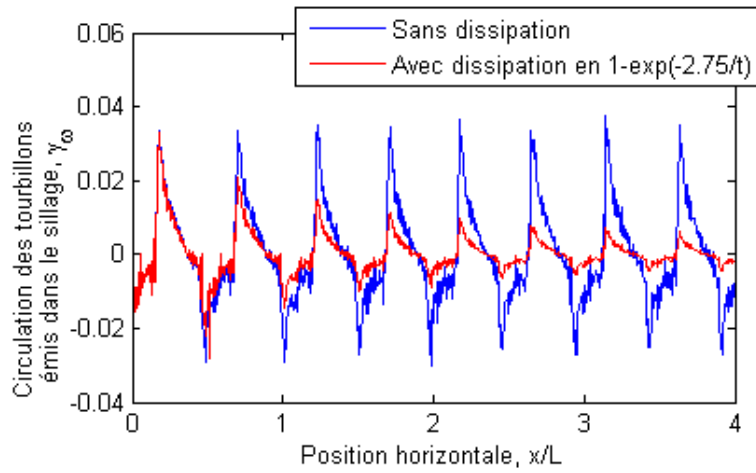


FIGURE 2.25 – Dissipation de la circulation des tourbillons dans le sillage.

Le coefficient de dissipation a été estimé à partir des essais PIV. Une manière plus précise de le déterminer est de calculer la circulation des tourbillons émis dans le sillage, et d’observer leur évolution dans le temps [Pinon et al., 2017]. Cependant, le dispositif expérimental de mesure PIV ne le permet pas car le sillage est reconstitué à partir de nombreux plans PIV qui ont été enregistrés successivement. Or, malgré la bonne périodicité du phénomène étudié, il est très difficile de suivre un tourbillon sur plusieurs plans dans ce contexte.

L’ajout d’un modèle de diffusion serait certainement plus réaliste, tout en étant conservatif en termes d’énergie [Chorin, 1973]. Cela n’a pas été étudié lors de la thèse mais fera parti des améliorations futures du modèle numérique.

Le modèle de sillage simple est adapté pour l’estimation des efforts sur la membrane et de la puissance convertie, ce qui nous intéresse dans un premier temps. Le modèle de sillage réaliste sera utilisé uniquement pour les études spécifiques sur le sillage et les interactions entre membranes.

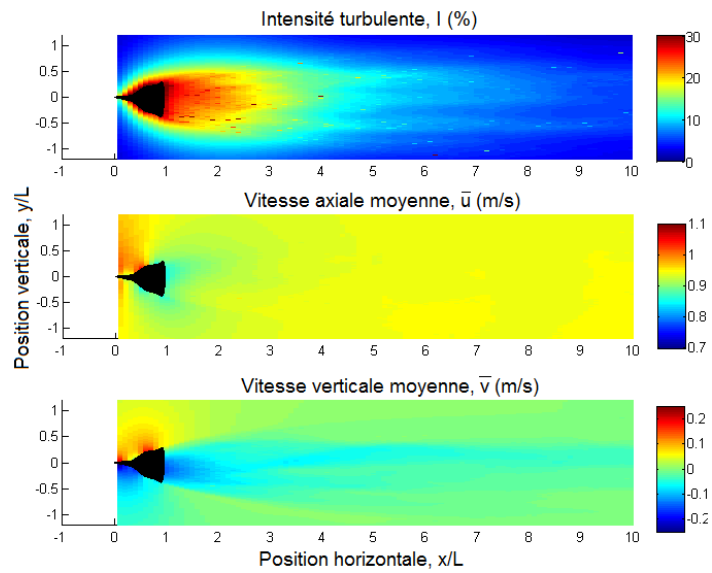


FIGURE 2.26 – Résultats de sillage numérique derrière la deuxième configuration d’hydrolienne testée ( $d = 7\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s). Haut : intensité turbulente. Milieu : vitesse axiale. Bas : vitesse verticale.

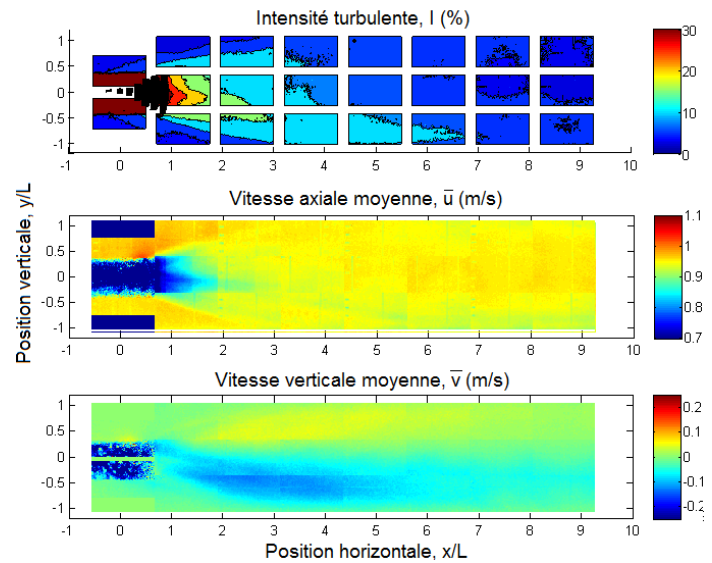


FIGURE 2.27 – Résultats de sillage expérimental derrière la deuxième configuration d’hydrolienne testée ( $d = 7\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s). Haut : intensité turbulente. Milieu : vitesse axiale. Bas : vitesse verticale.

### 2.2.3 Optimisation de la transmission de puissance

Le modèle fluide donnant des résultats proches des résultats expérimentaux en termes d'efforts sur la structure et de perturbations de l'écoulement dans le sillage, il est désormais possible de l'utiliser pour accéder à certaines informations difficilement accessibles par l'expérience. On s'intéresse particulièrement dans cette partie à la transmission de puissance de l'écoulement vers la structure. Expérimentalement, le coefficient de puissance est calculé comme étant le rapport entre la puissance mécanique développée par les amortisseurs et la puissance hydrocinétique impactant la membrane. Mais le modèle expérimental ne donne pas accès à la puissance mécanique de la membrane elle-même. La figure 2.28 présente la répartition de la puissance le long de la membrane pour les trois configurations étudiées numériquement. On peut noter que les deux configurations avec amortissement récupèrent l'énergie sur toute la longueur de la membrane avec approximativement la même répartition : très peu en amont et la plupart sur le segment  $0.7L \leq s \leq L$ . Cette répartition est à rapprocher de la contribution des amortisseurs présentée figure 1.23 pour le cas  $d = 7\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ . On peut y observer des similitudes notables, ce qui signifie que l'énergie est récupérée par les amortisseurs là où elle est disponible. La répartition de la membrane non amortie est différente : elle capte plus de puissance au milieu de la membrane mais en retransmet au fluide vers  $s \approx 0.7L$ , tandis qu'une dernière zone de captation d'énergie est située proche du bord de fuite.

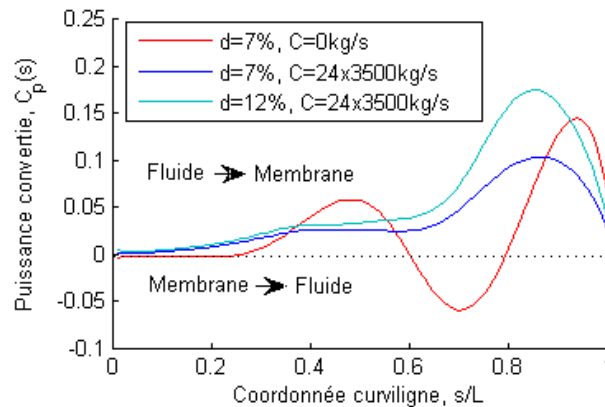


FIGURE 2.28 – Répartition de la transmission de puissance le long de la membrane, pour les trois configurations étudiées.

La figure 2.29 présente la variation de la puissance globale transmise au cours d'un cycle pour les trois configurations étudiées. La majorité de la puissance retransmise au fluide l'est lorsque la courbure s'inverse en bord de fuite de la membrane. On a alors un mouvement rapide du déflecteur aval qui propulse une certaine quantité d'eau. Le fait d'amortir la membrane via le PTO ralentit ce mouvement d'inversion et limite donc la retransmission de puissance vers le fluide, qui génère les structures tourbillonnaires émises dans le sillage.

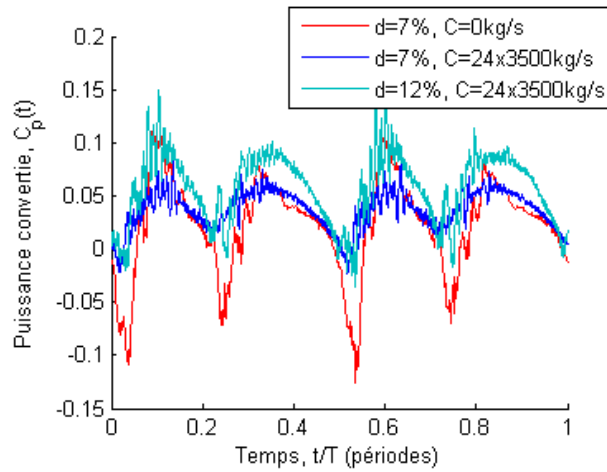


FIGURE 2.29 – Évolution de la puissance transmise du fluide à la membrane pendant deux ondulations, pour les trois configurations étudiées.

Les résultats du modèle pour la puissance transmise à la membrane moyennée sur un cycle donnent pour les trois configurations :  $Cp_1 = 0.04$  ;  $Cp_2 = 0.07$  et  $Cp_3 = 0.11$ . Ils sont donc très proches des résultats de puissance récupérée dans les vérins présentés section 1.5.1 :  $Cp_1 = 0.000$  ;  $Cp_2 = 0.07$  ;  $Cp_3 = 0.12$ . A l'exception du  $Cp_1$ , qui devrait être égal à zéro ; les deux autres ont moins de 5% de différence. Ces 5% sont bien inférieurs à l'incertitude sur la mesure de puissance, et donc ne correspondent pas à la précision du modèle. D'autant plus que les deux calculs de puissance comparés ne correspondent pas à la même grandeur physique : l'un est une estimation de la puissance transmise depuis l'écoulement vers la membrane et l'autre de la puissance dissipée dans les amortisseurs.

Enfin, il est aussi possible d'esquisser des stratégies de récupération de puissance. On a pu voir dans la section 1.4.1 qu'un changement de réglage des amortisseurs permettait de modifier significativement la fréquence des ondulations sans beaucoup impacter le mode des ondulations ou leur amplitude. Il est donc pertinent d'envisager le cas d'une membrane active, dont on contrôlerait la fréquence, et d'utiliser ce modèle pour définir quelle serait la fréquence optimale permettant de récupérer un maximum d'énergie.

La figure 2.30 montre les résultats de coefficient de puissance en fonction de la fréquence des ondulations. Les trajectoires implémentées dans le modèle sont ré-échantillonnées en temps par interpolation linéaire afin de modifier la fréquence d'ondulation. La principale conclusion de la figure 2.30 est qu'il existe une fréquence optimale associée à un mode d'ondulation et une vitesse de courant. Cette fréquence optimale vaut ici  $f_{opt} \approx 0.24$  Hz, elle permet de maximiser la conversion de puissance du fluide vers la membrane. Au-delà d'une fréquence critique, ici  $f_{crit} \approx 0.45$  Hz, la transmission de puissance se fait majoritairement de la membrane vers le fluide.

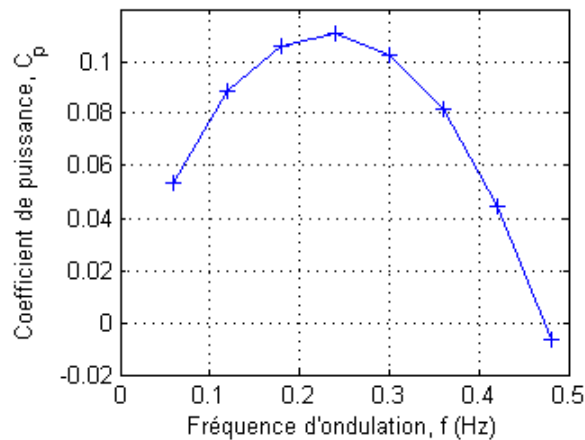


FIGURE 2.30 – Résultats de coefficient de puissance en fonction de la fréquence d'ondulation pour les trajectoires mesurées sur la configuration  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500\text{kg/s}$ ,  $U_\infty = 1\text{m/s}$ .



Un modèle fluide a été développé en utilisant la méthode vortex. Le forçage du modèle à l'aide des données de trajectoires issues de mesures en bassin d'essai permet de valider la pertinence de l'utilisation de ce code pour simuler l'écoulement autour d'une membrane ondulante en vérifiant la concordance des efforts hydrodynamiques avec les résultats d'expériences.

Plusieurs modèles de sillage ont été testés. Ils ne sont pas tous adaptés aux mêmes utilisations du modèle. Le modèle de sillage simple correspond bien aux simulations qui visent à connaître la conversion de puissance ou les efforts sur la structure, tandis que le modèle de sillage réaliste avec dissipation est approprié aux simulations pour lesquelles on s'intéresse en particulier au sillage et à l'écoulement autour de la membrane.

Le modèle vortex est capable de donner la différence de pression de part et d'autre de la membrane de manière précise. Il peut donc servir à l'estimation de la conversion de puissance de l'écoulement vers la structure. En ce sens, il est possible de l'utiliser pour l'optimisation du fonctionnement de l'hydrolienne, en considérant une membrane active dont on pourrait prescrire le mouvement. C'est ce qui a été réalisé en étudiant l'influence d'un changement de fréquence d'ondulation sur la puissance convertie et sur les efforts hydrodynamiques.

Le modèle vortex doit maintenant être couplé à un modèle solide. Ce qui rendra ses résultats plus réalistes et permettra de prédire l'influence d'un changement de paramètre structurel sur le fonctionnement de la membrane en prenant en compte les phénomènes d'interaction fluide-structure. Dans cet objectif, il est nécessaire de développer un modèle structure permettant de simuler le comportement dynamique de la structure pré-contrainte soumise à un écoulement. Dans la section suivante, le développement d'un modèle éléments finis utilisant la méthode corotationnelle est présenté.

## 2.3 Méthode corotationnelle pour la modélisation de la structure

### 2.3.1 Hypothèses

Le développement d'un modèle structure vise à étudier les déformations et le mouvement de la membrane soumise à des efforts externes. Ce mouvement de la structure se traduit par de grands déplacements et de petites déformations. De tels déplacements engendrent des non-linéarités qui n'étaient pas prises en compte dans le modèle linéaire présenté section 2.1, ce qui nous conduit à utiliser ici la formulation corotationnelle 2D. Avec cette formulation, les équations de la dynamique sont résolues par intégration temporelle et non plus par superposition modale.

La discrétisation spatiale s'effectue par le biais de la méthode des éléments finis. La méthode des éléments finis consiste à utiliser un algorithme discret pour trouver une solution approchée à un problème aux dérivées partielles. Elle est apparue vers 1850 pour résoudre des calculs de structures et de résistance des matériaux. Cette méthode est particulièrement efficace pour des calculs assistés par ordinateur et est désormais utilisée dans de nombreux domaines [Bathe, 2014].

La formulation corotationnelle permet de déformer l'objet en élasticité linéaire dans son propre repère et d'utiliser une modélisation rigide globale de l'objet pour les mouvements qui ne provoquent pas de déformation [Crisfield, 1998]. Ce modèle permet de décomposer le mouvement de l'élément en corps rigide et en parties déformables. Pendant le mouvement du corps rigide, un système de coordonnées local fixé à l'élément se déplace et tourne avec lui. La partie déformation est mesurée dans ce système local. L'idée principale de la méthode corotationnelle est de prendre en compte les non-linéarités en exprimant les grands déplacements dans une configuration de référence (globale) et les petites déformations dans le repère corotationnel (local).

L'épaisseur de la membrane étant petite devant sa longueur, l'hypothèse de poutre de Euler-Bernoulli peut s'appliquer [Timoshenko & Gere, 1963]. On considère donc une poutre fine et homogène assimilée à un profil mince n'ayant pas d'effets de torsion. La section reste perpendiculaire à la fibre moyenne de l'élément après déformation.

Soit une structure poutre divisée en  $N$  tronçons. L'élément de poutre considéré dans la configuration initiale dans le système global a pour coordonnées  $(x_1, y_1)$  pour le nœud 1 et  $(x_2, y_2)$  pour le nœud 2. Il y a 6 degrés de liberté par élément de poutre, soit deux translations  $u$  et  $v$  et une rotation  $\theta$  par nœud. Le vecteur des déplacements globaux  $\mathbf{X}$  d'un élément est alors défini par l'équation 2.50.

$$\mathbf{X} = [u_1 \quad v_1 \quad \theta_1 \quad u_2 \quad v_2 \quad \theta_2]^T \quad (2.50)$$

Après rotation, l'élément est défini dans un nouveau repère corotationnel local, où il y a 3 degrés de liberté et dont le vecteur des déplacements locaux s'exprime par :

$$\bar{\mathbf{X}} = [\bar{u} \quad \bar{\theta}_1 \quad \bar{\theta}_2]^T \quad (2.51)$$

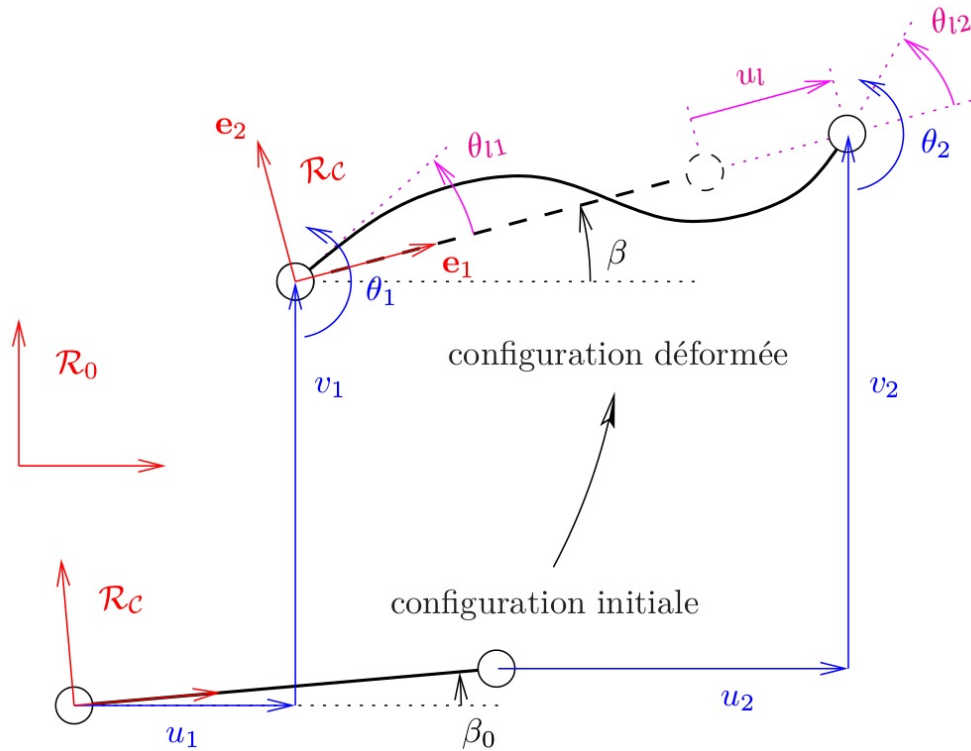


FIGURE 2.31 – Configuration initiale et courante d'un élément de poutre.

La figure 2.31 illustre les variables utilisées pour décrire les déplacements locaux et globaux de l'élément et permet de mettre en relation les variables locales et globales. Le vecteur  $\bar{p}$  est obtenu par le système d'équations 2.52.

$$\begin{cases} \bar{u} = l_n - l_0 \\ \bar{\theta}_1 = \theta_1 - \beta + \beta_0 \\ \bar{\theta}_2 = \theta_2 - \beta + \beta_0 \end{cases} \quad (2.52)$$

$l_0$  est la longueur initiale de l'élément tandis que la longueur courante dans le repère corotationnel est calculée par l'équation 2.53.

$$l_n = \sqrt{(x_2 + u_2 - x_1 - u_1)^2 + (y_2 + v_2 - y_1 - v_1)^2} \quad (2.53)$$

Soit  $\beta_0$  l'angle initial de l'élément de poutre et  $\beta$  l'angle entre la direction de l'élément et l'axe horizontal dans le repère corotationnel.  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont les rotations globales des nœuds,  $\bar{\theta}_1$  et  $\bar{\theta}_2$  sont les rotations dans le repère local.

$$\beta_0 = \arctan\left(\frac{y_2 - y_1}{x_2 - x_1}\right), \quad \beta = \arctan\left(\frac{y_2 + v_2 - (y_1 + v_1)}{x_2 + u_2 - (x_1 + u_1)}\right) \quad (2.54)$$

A l'aide des équations 2.52 et 2.54 on peut exprimer l'angle du système local tel que :

$$c = \cos(\beta) = \frac{(x_2 + u_2 - x_1 - u_1)}{l_n} \quad (2.55)$$

$$s = \sin(\beta) = \frac{(y_2 + v_2 - y_1 - v_1)}{l_n} \quad (2.56)$$

De plus,

$$\sin \bar{\theta}_i = \sin \beta_i \cos \beta - \sin \beta \cos \beta_i \quad (2.57)$$

$$\cos \bar{\theta}_i = \cos \beta \cos \beta_i + \sin \beta \sin \beta_i \quad (2.58)$$

Donc :

$$\bar{\theta}_i = \arctan\left(\frac{\sin \beta_i \cos \beta - \sin \beta \cos \beta_i}{\cos \beta \cos \beta_i + \sin \beta \sin \beta_i}\right) \quad (2.59)$$

L'effort normal local  $\bar{N}$  est calculé par l'équation 2.60 et les moments locaux pour chacun des nœuds s'expriment avec l'équation 2.61, avec  $A$  l'aire de la section de la poutre,  $E$  le module d'Young lié au type de matériau et  $I$  le moment quadratique en flexion.

$$\bar{N} = \frac{EA}{l_0} \bar{u} \quad (2.60)$$

$$\begin{bmatrix} \bar{M}_1 \\ \bar{M}_2 \end{bmatrix} = \frac{2EI}{l_0} \begin{bmatrix} 2 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\theta}_1 \\ \bar{\theta}_2 \end{bmatrix} \quad (2.61)$$

On considère ensuite un petit mouvement de l'élément depuis la configuration courante. Ce mouvement se traduit par de petites variations des déplacements sur chacun des nœuds de l'élément tel que :

$$\delta \bar{u} = \begin{Bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{Bmatrix}^T \begin{Bmatrix} \delta u_2 - \delta u_1 \\ \delta v_2 - \delta v_1 \end{Bmatrix} \quad (2.62)$$

On peut exprimer l'expression précédente comme suit :

$$\delta \bar{u} = \mathbf{r}^T \delta \mathbf{X} \quad (2.63)$$

Avec :

$$\mathbf{r}^T = [-c \quad -s \quad 0 \quad c \quad s \quad 0] \quad (2.64)$$

De plus, une petite rotation rigide de l'angle associé au repère corotationnel peut s'exprimer sous la forme :

$$\delta \beta = \frac{1}{l_n} \begin{Bmatrix} -s \\ c \end{Bmatrix}^T \begin{Bmatrix} \delta u_2 - \delta u_1 \\ \delta v_2 - \delta v_1 \end{Bmatrix} \quad (2.65)$$

Soit :

$$\delta \beta = \mathbf{z}^T \delta \mathbf{X} \quad (2.66)$$

Avec :

$$\mathbf{z}^T = [s \quad -c \quad 0 \quad -s \quad c \quad 0] \quad (2.67)$$

$$\delta\bar{\theta} = \begin{Bmatrix} \delta\theta_1 + \delta\beta_0 - \delta\beta \\ \delta\theta_2 + \delta\beta_0 - \delta\beta \end{Bmatrix}$$

Que l'on peut écrire :

$$\delta\bar{\theta} = \left[ \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} - \frac{1}{l_n} \begin{bmatrix} \mathbf{z}^T \\ \mathbf{z}^T \end{bmatrix} \right] \delta\mathbf{X} = \mathbf{A}^T \delta\mathbf{X} \quad (2.68)$$

A l'aide des équations 2.63 et 2.68 il nous est possible d'exprimer le vecteur des déformations locales  $\delta\bar{\mathbf{X}}$  tel que :

$$\delta\bar{\mathbf{X}} \begin{Bmatrix} \delta\bar{u} \\ \delta\bar{\theta}_1 \\ \delta\bar{\theta}_2 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{r}^T \\ \mathbf{A}^T \end{bmatrix} \delta\mathbf{X} = \mathbf{B}\delta\mathbf{X}, \quad \boxed{\delta\bar{\mathbf{X}} = \mathbf{B}\delta\mathbf{X}} \quad (2.69)$$

$\mathbf{B}$  étant la matrice de transformation qui nous permettra par la suite de relier les variables locales et globales.

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} -c & -s & 0 & c & s & 0 \\ -s/l_n & c/l_n & 1 & s/l_n & -c/l_n & 0 \\ -s/l_n & c/l_n & 0 & s/l_n & -c/l_n & 1 \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

La matrice de transformation  $\mathbf{B}$  permet de relier les efforts intérieurs locaux  $\bar{\mathbf{q}}_i$  associés aux déplacements  $\bar{\mathbf{X}}$  et les efforts intérieurs globaux  $\mathbf{q}_i$  associés aux déplacements  $\mathbf{X}$ . On définit un travail virtuel (indice  $v$ ) équivalent dans le système local comme dans le global tel que :

$$\delta\mathbf{X}_v^T \mathbf{q}_i = \bar{N}\delta\bar{u}_v + \bar{M}_1\delta\bar{\theta}_{1v} + \bar{M}_2\delta\bar{\theta}_{2v} = \delta\bar{\mathbf{X}}_v^T \bar{\mathbf{q}}_i \quad (2.71)$$

$\mathbf{q}_i$  étant le vecteur des forces internes globales pour l'élément de poutre  $i$  et  $\bar{\mathbf{q}}_i^T = [\bar{N} \quad \bar{M}_1 \quad \bar{M}_2]$  le vecteur de stockage des forces locales.

$$\delta\mathbf{X}_v^T \mathbf{q}_i = (\mathbf{B}\delta\mathbf{X}_v)^T \bar{\mathbf{q}}_i = \mathbf{B}^T \delta\mathbf{X}_v^T \bar{\mathbf{q}}_i \Leftrightarrow \boxed{\mathbf{q}_i = \mathbf{B}^T \bar{\mathbf{q}}_i} \quad (2.72)$$

En prenant la variation de l'équation 2.72, il nous vient l'équation 2.73 où  $\mathbf{B}_i$  représente la  $i$ -ème colonne de la matrice  $\mathbf{B}^T$ ,  $\mathbf{k}_{t1}$  est la raideur du matériau transformée au niveau global,  $\mathbf{k}_{t\sigma}$  est la raideur géométrique et  $r = \sqrt{I/A}$  le rayon de giration de la structure.

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_i = \mathbf{B}^T \bar{\mathbf{q}}_i \quad \Rightarrow \quad \delta \mathbf{q}_i &= \delta \mathbf{B}^T \bar{\mathbf{q}}_i + \mathbf{B}^T \delta \bar{\mathbf{q}}_i \\ &= \mathbf{B}^T \delta \bar{\mathbf{q}}_i + \bar{N} \delta \mathbf{B}_1 + \bar{M}_1 \delta \mathbf{B}_2 + \bar{M}_2 \delta \mathbf{B}_3 \\ &= \mathbf{k}_{t1} \delta \mathbf{X} + \mathbf{k}_{t\sigma} \delta \mathbf{X} \end{aligned} \quad (2.73)$$

En prenant la variation de 2.60 et 2.61 nous obtenons la matrice suivante :

$$\delta \bar{\mathbf{q}}_i = \begin{bmatrix} \delta \bar{N} \\ \delta \bar{M}_1 \\ \delta \bar{M}_2 \end{bmatrix} = \frac{EA}{l_0} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 4r^2 & 2r^2 \\ 0 & 2r^2 & 4r^2 \end{bmatrix} \delta \bar{\mathbf{X}} = \bar{\mathbf{C}} \delta \bar{\mathbf{X}} \quad (2.74)$$

En utilisant les équations 2.69, 2.72 et 2.73 nous pouvons exprimer la raideur tangente globale transformée sous forme d'une matrice. On remplace l'équation 2.69 dans l'équation 2.73 pour obtenir l'expression de  $\mathbf{k}_{t1}$ .

$$\mathbf{k}_{t1} = \mathbf{B}^T \bar{\mathbf{C}} \mathbf{B} \quad (2.75)$$

Et la rigidité géométrique  $\mathbf{k}_{t\sigma}$  est telle que,

$$\mathbf{k}_{t\sigma} = \frac{\bar{N}}{l_n} \mathbf{z}\mathbf{z}^T + \frac{\bar{M}_1 + \bar{M}_2}{l_n^2} (\mathbf{r}\mathbf{z}^T + \mathbf{z}\mathbf{r}^T) \quad (2.76)$$

Tous les paramètres permettant de calculer la raideur globale étant connus, on peut assembler la matrice de raideur  $\mathbf{K}$  comme étant la somme de la raideur géométrique et de la raideur tangente globale transformée.

$$[\mathbf{K}] = \mathbf{k}_{t1} + \mathbf{k}_{t\sigma} \quad (2.77)$$

### 2.3.2 Résolution du système

Lorsqu'on utilise le modèle pour un calcul dynamique, il faut prendre en compte la vitesse et l'accélération de la structure qui vont engendrer des efforts d'amortissement et d'inertie. L'équation du système devient alors :

$$\mathbf{F}_{ext} = \mathbf{F}_{int} + \mathbf{F}_{amort} + \mathbf{F}_{inertiel} \quad (2.78)$$

Et la forme générale de l'équation de la dynamique s'écrit telle que :

$$[\mathbf{M}]\ddot{\mathbf{X}} + [\mathbf{C}]\dot{\mathbf{X}} + [\mathbf{K}]\mathbf{X} = \mathbf{F}_{ext} \quad (2.79)$$

Avec  $[\mathbf{M}]$  la matrice de masse,  $[\mathbf{C}]$  la matrice d'amortissement,  $[\mathbf{K}]$  la matrice de raideur et  $\mathbf{F}_{ext}$  le vecteur de forces extérieur. Ces matrices sont issues de la discrétisation par éléments finis du problème de dynamique des structures. Le calcul de la matrice de raideur a été détaillé dans la section précédente.

La matrice de masse est obtenue en assemblant les matrices de masse élémentaires calculée par l'équation 2.80. Ce type de matrice est appelé matrice de masse condensée (lumped mass matrix). Il existe d'autres manière de calculer la matrice de masse, comme la matrice de Timoshenko ou encore par la méthode proposée par [Thahn Nam, 2012].

$$[\mathbf{M}_e] = \frac{\rho_s A}{2} \begin{bmatrix} l_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & l_0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_{\bar{z}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & l_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & l_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & I_{\bar{z}} \end{bmatrix} \quad (2.80)$$

La matrice d'amortissement est estimée comme étant proportionnelle à la matrice de raideur (équation 2.81). Ce type d'amortissement est équivalent à un modèle d'amortissement visqueux de Kelvin [Durand, 2012].

$$[\mathbf{C}] = \alpha_{amo}[\mathbf{K}] \quad (2.81)$$



L'équation à résoudre est alors une équation différentielle à l'ordre 2. La méthode d'intégration numérique sélectionnée pour la résoudre est le schéma de Newmark (équations 2.82 & 2.83). C'est un schéma temporel qui est très utilisé pour résoudre les problèmes de dynamique de structure, car il est implicite et inconditionnellement stable lorsque  $\gamma_{newmark} = \beta_{newmark} = 0.5$  [Newmark, 1959].

$$\dot{\mathbf{X}}_{t+\Delta t} = \dot{\mathbf{X}}_t + \Delta t \left[ (1 - \gamma_{newmark}) \ddot{\mathbf{X}}_t + \gamma_{newmark} \ddot{\mathbf{X}}_{t+\Delta t} \right] \quad (2.82)$$

$$\mathbf{X}_{t+\Delta t} = \mathbf{X}_t + \Delta t \dot{\mathbf{X}}_t + \frac{\Delta t^2}{2} \left[ (1 - 2\beta_{newmark}) \ddot{\mathbf{X}}_t + 2\beta_{newmark} \ddot{\mathbf{X}}_{t+\Delta t} \right] \quad (2.83)$$

On peut alors réécrire l'équation du système comme suit :

$$[\bar{\mathbf{K}}] \times d\ddot{\mathbf{X}} = [\mathbf{R}] \quad (2.84)$$

Avec  $[\bar{\mathbf{K}}] = [\mathbf{M}] + \frac{\gamma_{newmark}\beta_{newmark}\Delta t}{2}[\mathbf{C}] + \frac{\beta_{newmark}\Delta t^2}{2}[\mathbf{K}]$  la matrice d'état du système et  $[\mathbf{R}] = \mathbf{F}_{ext} - \mathbf{F}_{inertiel} - \mathbf{F}_{amort} - \mathbf{F}_{int}$  le résidu numérique. L'objectif de l'algorithme de résolution du système est de minimiser ce résidu de manière itérative afin de converger vers une solution approchée de l'équation 2.79 qui respecte l'équilibre des efforts.

Avant cela, la matrice d'état est modifiée afin de prendre en compte les conditions aux limites et les déplacements imposés. Ainsi, pour chaque degré de liberté annulé au niveau d'un nœud, la ligne et la colonne correspondantes dans la matrice d'état sont remplies de zéro, sauf à la diagonale où elle est définie égale à une constante. La ligne du vecteur résidu est aussi mise à zéro.

Par exemple dans le cas d'un drapeau encastré horizontalement au niveau de son bord d'attaque, cela revient à une absence de degrés de liberté sur  $u$ ,  $v$  et  $\theta$  pour le premier nœuds. Les matrices d'état et de résidu sont modifiées comme suit :

$$[\bar{\mathbf{K}}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & k_{44} & \dots & k_{4N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \dots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & k_{N4} & \dots & k_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dX_1 \\ dX_2 \\ dX_3 \\ dX_4 \\ \vdots \\ dX_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ R_4 \\ \vdots \\ R_N \end{bmatrix} \quad (2.85)$$

Le système peut être difficile à résoudre à cause des fortes non-linéarités du système d'équations 2.84. C'est pourquoi la solution est obtenue de manière itérative par l'algorithme de Newton-Raphson, en itérant sur  $\ddot{\mathbf{X}}(t + \Delta t)$  jusqu'à minimiser le résidu (figure ??). L'itération démarre à partir d'une estimation de la solution  $\ddot{\mathbf{X}}_g(t + \Delta t) = \ddot{\mathbf{X}}(t)$ .

Cette estimation  $\ddot{\mathbf{X}}_g(t + \Delta t)$  est utilisée pour calculer la matrice d'état  $[\bar{\mathbf{K}}]$ , les efforts  $\mathbf{F}$  et donc le résidu  $[\mathbf{R}]$ .

- Si la norme du résidu est inférieure au critère de convergence  $\epsilon$ , la convergence a été établie, la solution est donc trouvée :  $\ddot{\mathbf{X}}(t + \Delta t) \leftarrow \ddot{\mathbf{X}}_g(t + \Delta t)$
- Sinon, la solution est actualisée :  $\ddot{\mathbf{X}}_g(t + \Delta t) \leftarrow \ddot{\mathbf{X}}_g(t + \Delta t) + [\bar{\mathbf{K}}]^{-1}[\mathbf{R}]$ . Et une nouvelle itération est réalisée.

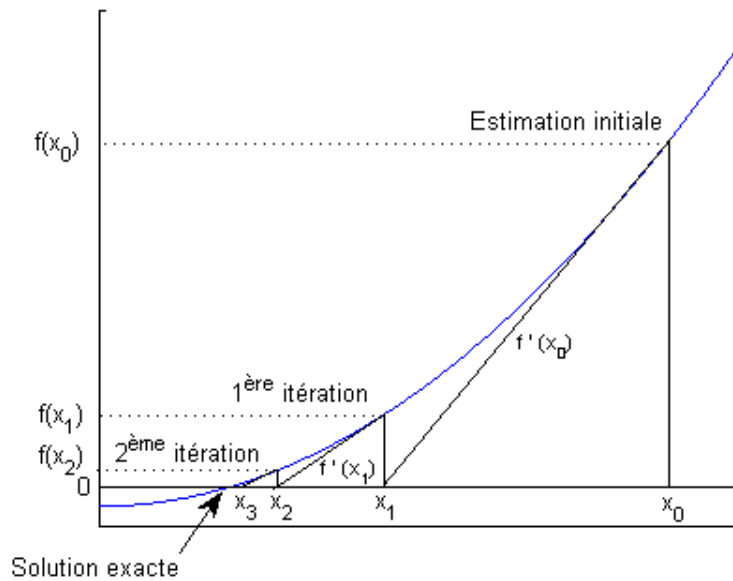


FIGURE 2.32 – Illustration de la méthode de Newton-Raphson

Un schéma de l'algorithme de résolution du modèle structure est présenté figure 2.3.2. Ce modèle a été validé avec des résultats provenant de la littérature scientifique par [Chambon, 2018]. Les résultats de cette validation sont disponibles en annexe C pour le cas d'une poutre console soumis à différents efforts statiques et dynamiques à son extrémité libre. L'application aux caractéristiques de la membrane est détaillée dans la section suivante.

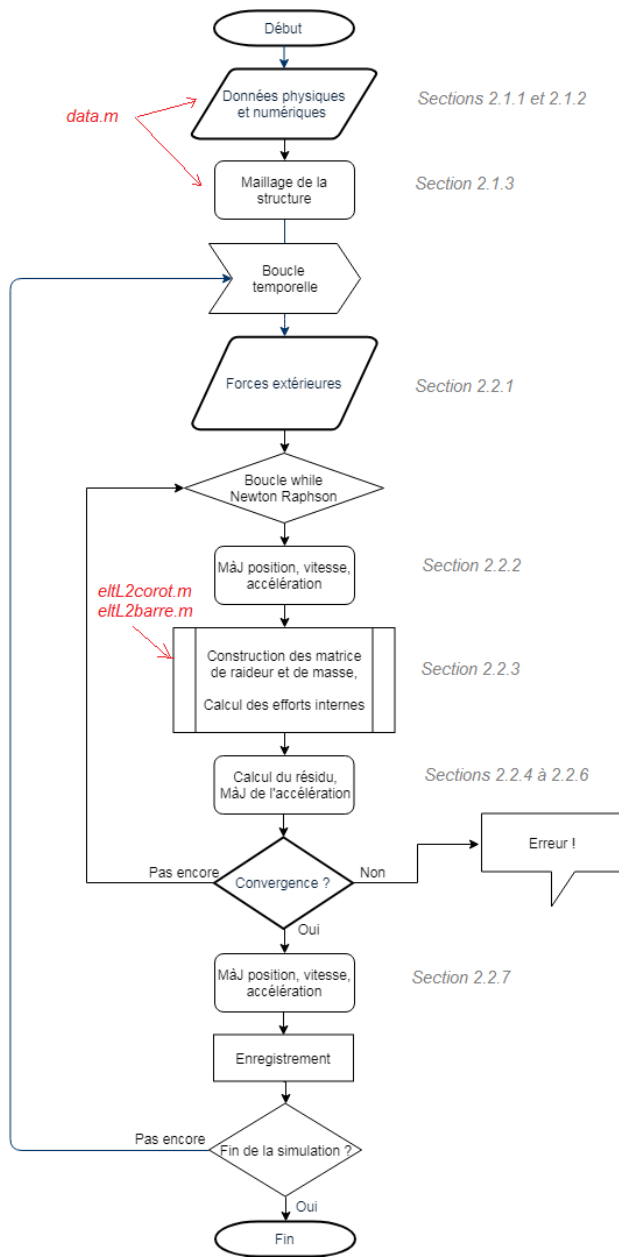


FIGURE 2.33 – Schéma de l’algorithme de résolution du modèle structure.

### 2.3.3 Application à l'étude du prototype 1 : 20<sup>eme</sup>

L'objectif de cette partie est de calibrer les paramètres du modèle avec les caractéristiques de la membrane, mais aussi d'obtenir des informations particulières sur son comportement à vide. Plusieurs simulations du modèle structure ont donc été réalisées, et leurs résultats sont comparés à des essais sur la membrane en-dehors du bassin. Deux cas sont étudiés ici :

- Le cas d'une poutre console en porte-à-faux avec une déformation initiale, que l'on laisse ensuite libre d'osciller. L'atténuation des oscillations dans le temps permet de calibrer le facteur d'amortissement de la membrane.
- Le cas d'une poutre verticale en flambement, soumise à des câbles de pré-contrainte de différentes longueurs. L'objectif de cette configuration est d'observer la déformation de la membrane et les contraintes initiales dans le matériau, avant immersion dans l'eau.

La caractérisation de l'amortissement interne au matériau de la membrane (ici du polyacetal POM-C) s'effectue en fixant la membrane verticalement, en lui imposant une déformation initiale puis en la laissant libre d'osciller. Un système de trajectométrie permet d'enregistrer la position du bord de fuite de la membrane dans le temps. La figure 2.34 présente le résultat de cette trajectométrie avec celui du modèle numérique calibré avec un amortissement de  $[C] = 0.0015[K]$ .

Les données d'entrée du modèle sont :

- Longueur de la membrane (sans flaps) :  $L = 0,745$  m
- Largeur de la membrane :  $b = 0,53$  m
- Épaisseur de la membrane :  $h = 0.004$  m
- Densité de la structure :  $\rho_s = 1660$  kg/m<sup>3</sup>
- Module d'Young :  $E = 5.10^9$  N/m<sup>2</sup>
- Accélération de la gravité :  $g = 9.81$  m<sup>2</sup>/s

Les paramètres numériques utilisés sont :

- Nombre d'éléments :  $N = 100$
- Pas de temps :  $\Delta t = 0.001$
- Critère de convergence :  $\epsilon = 10^{-4}$
- Paramètres de Newmark :  $\beta_{newmark} = 0.5$  et  $\gamma_{newmark} = 0.5$

L'amplitude des oscillations simulées est correctement amortie dans le temps. On observe cependant un décalage dans la fréquence d'ondulation de 1%. En effet, la fréquence d'oscillation donnée par le modèle vaut  $f_{num} = 1.89$  Hz, tandis que celle observée lors des expériences vaut  $f_{exp} = 1.90$  Hz.

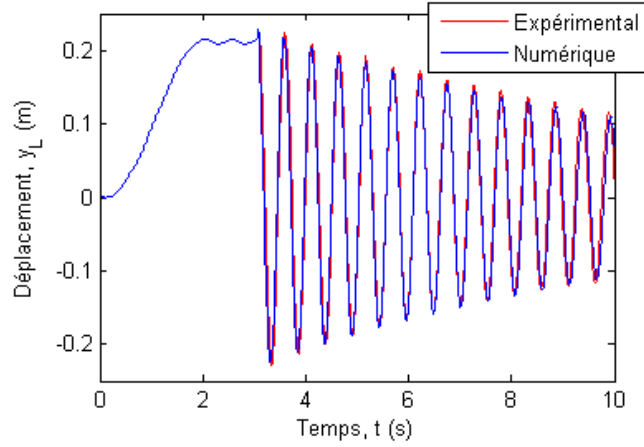


FIGURE 2.34 – Comparaison des résultats numériques et expérimentaux de déplacement de la membrane en oscillation libre.

Le câble de pré-contrainte est modélisé par un élément de type barre, dont la seule contrainte modélisée est l'effort de traction (les efforts de flexion, mais aussi de compression sont mis à zéro). Ses caractéristiques physiques dans le modèle sont typiques d'un câble en inox de cette dimension :  $E_{cable} = 200$  GPa,  $r_{cable} = 7$  mm et  $\rho_{cable} = 7800$  kg/m<sup>3</sup>. Le câble relie le premier élément de la poutre au dernier. Il est initialement égal à la longueur entre ces deux points lorsque la poutre est plane, puis est raccourci selon une rampe en sinus (équation 2.86). Un effort vertical est aussi appliqué en début de simulation pour forcer la membrane à se déformer légèrement et faciliter la mise en flambement (équation 2.87). Les équations 2.86 & 2.87 présentent les fonctions utilisées pour introduire ces contraintes en début de simulation. Il est important de préciser que  $f_{rampe}(t < t_1) = f_{rampe}(t_1)$  et  $f_{rampe}(t > t_2) = f_{rampe}(t_2)$ . Ici,  $t_1 = 0$  et  $t_2 = 2$ .

$$f_{rampe}(t \in [t_1, t_2]) = \frac{1}{2} \left( \sin\left(\pi \left(\frac{t - t_1}{t_2 - t_1}\right) - \pi/2\right) + 1 \right) \quad (2.86)$$

$$f_{rampe}(t \in [t_1, t_2]) = \frac{1}{2} \left( \sin\left(2\pi \left(\frac{t - t_1}{t_2 - t_1}\right) - \pi/2\right) + 1 \right) \quad (2.87)$$

Pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux et numériques, le moment quadratique des premiers éléments correspondants aux bras de fixation a été fixé à  $I_{bras} = 8.10^{-8} \text{ m}^4$ . La figure 2.35 présente le résultat de déformée de la membrane pré-contrainte par un câble avec un retrait  $d = 10 \%$ . La déformée simulée est bien similaire à celle observée lors des expériences (voir figure 1.17).

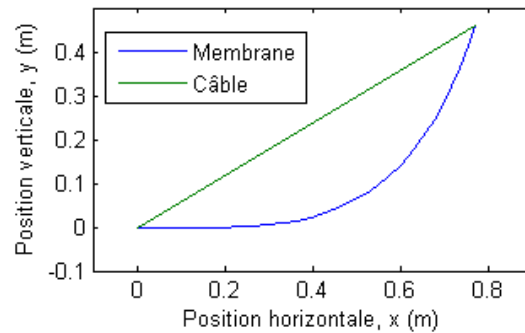


FIGURE 2.35 – Déformée de la membrane pré-contrainte par un câble avec un retrait de  $d = 10 \%$ .

La figure 2.36 permet de comparer les résultats de flèche maximale en fonction de la longueur de retrait des câbles de pré-contrainte. Les résultats sont supérieurs d'environ 20 % à ce qui a été obtenu expérimentalement (voir section 1.3.1). Cela peut être expliqué par la présence des profils transverses, des amortisseurs, de leur fixation et de la liaison bras/membrane qui ne sont pas pris en compte dans la simulation. De plus, on peut observer que l'approximation quadratique n'est plus valide à partir de  $d \approx 10 \%$ .

Le résultat d'efforts dans les câbles est de  $F_{cable} = 117.2 \pm 6.7 \text{ N}$ , ce qui est proche du résultat du calcul de flambement obtenu avec le modèle d'Euler présenté équation 1.22, qui donne  $F_{euler} = 129.6 \text{ N}$ .

Enfin, la figure 2.37 présente l'évolution de l'effort normal et du moment fléchissant en flexion en fonction de la longueur de retrait des câbles. L'effort normal semble constant en fonction de la longueur de retrait, et est du même ordre de grandeur que l'effort dans le câble de pré-contrainte. En revanche, le moment fléchissant augmente avec la longueur de retrait. Une approximation est donnée avec une précision de l'ordre 1 N.m par l'équation :  $\max(M) = 5.89\sqrt{d}$ .

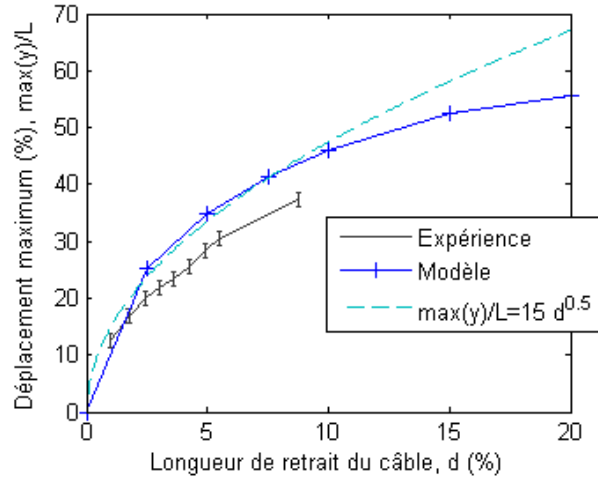


FIGURE 2.36 – Comparaison des résultats numériques et expérimentaux de déplacement maximum de la membrane en fonction de la longueur de retrait.

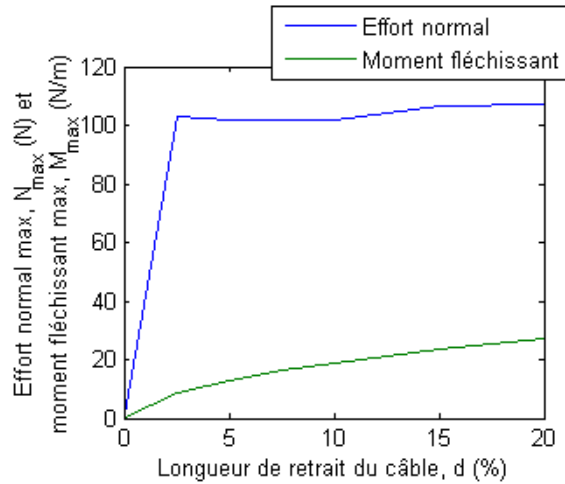


FIGURE 2.37 – Résultats numériques d’efforts dans la membrane pré-contrainte en fonction de la longueur de retrait.

Les équations du modèle ont été développées et validées avec la littérature pour une application statique et dynamique. L’application au cas de la membrane a permis de valider le modèle pour cette utilisation en particulier. Le couplage des modèles fluide et structure peut donc être réalisé. Il est présenté dans la section suivante.

## 2.4 Un modèle numérique d'interaction fluide-structure

### 2.4.1 Algorithme de couplage

Le couplage fluide-structure est ici basé sur une approche partitionnée. Les modèles structure et fluide sont résolus chacun leur tour en utilisant les résultats issus de l'autre modèle. L'approche partitionnée est modulable, ce qui facilite la mise en œuvre des différents codes et permet des calculs parallèles. Néanmoins, les codes ne fonctionnent pas simultanément mais successivement, ce qui peut introduire une erreur numérique supplémentaire. Plusieurs stratégies sont donc mises en place pour limiter cette erreur.

Un schéma de couplage partitionné qui n'effectue qu'une seule résolution par solveur à chaque pas de temps est dit « faible » (méthode explicite). Ce type de couplage est efficace pour les petits rapports de masse, c'est-à-dire pour les fluides légers dont la densité est largement inférieure à celle de la structure. On les retrouve donc dans des applications aéroélastiques. En revanche, pour les cas impliquant des fluides lourds (liquides), une divergence est observée quel que soit le choix du pas de temps [Causin et al., 2015]. Il faut alors mettre en place un processus itératif à chaque pas de temps, avec le respect d'un critère de convergence (méthode implicite, voir figure 2.38). Ce processus, appelé couplage « fort », améliore la qualité du couplage et permet alors de converger vers la même solution qu'une approche monolithique [Song, 2013]. Il est utilisé pour des applications comme la biomécanique ou l'ingénierie offshore.

Plusieurs autres méthodes permettent de faciliter la convergence. Parmi elles, la sous-relaxation adaptative avec la méthode d'Aitken [Küttler, 2008], la prise en compte de la masse ajoutée dans le code structure [Brennen, 1982] et le schéma numérique de Hilber-Hughes-Taylor [Hilber et al., 1977] sont utilisées dans cette thèse et sont présentées dans cette section. Une comparaison des résultats du modèle avec certains résultats de la littérature est présentée dans la section suivante, puis le modèle est utilisé pour simuler le prototype expérimental de membrane ondulante à l'échelle  $1/20^{eme}$ .



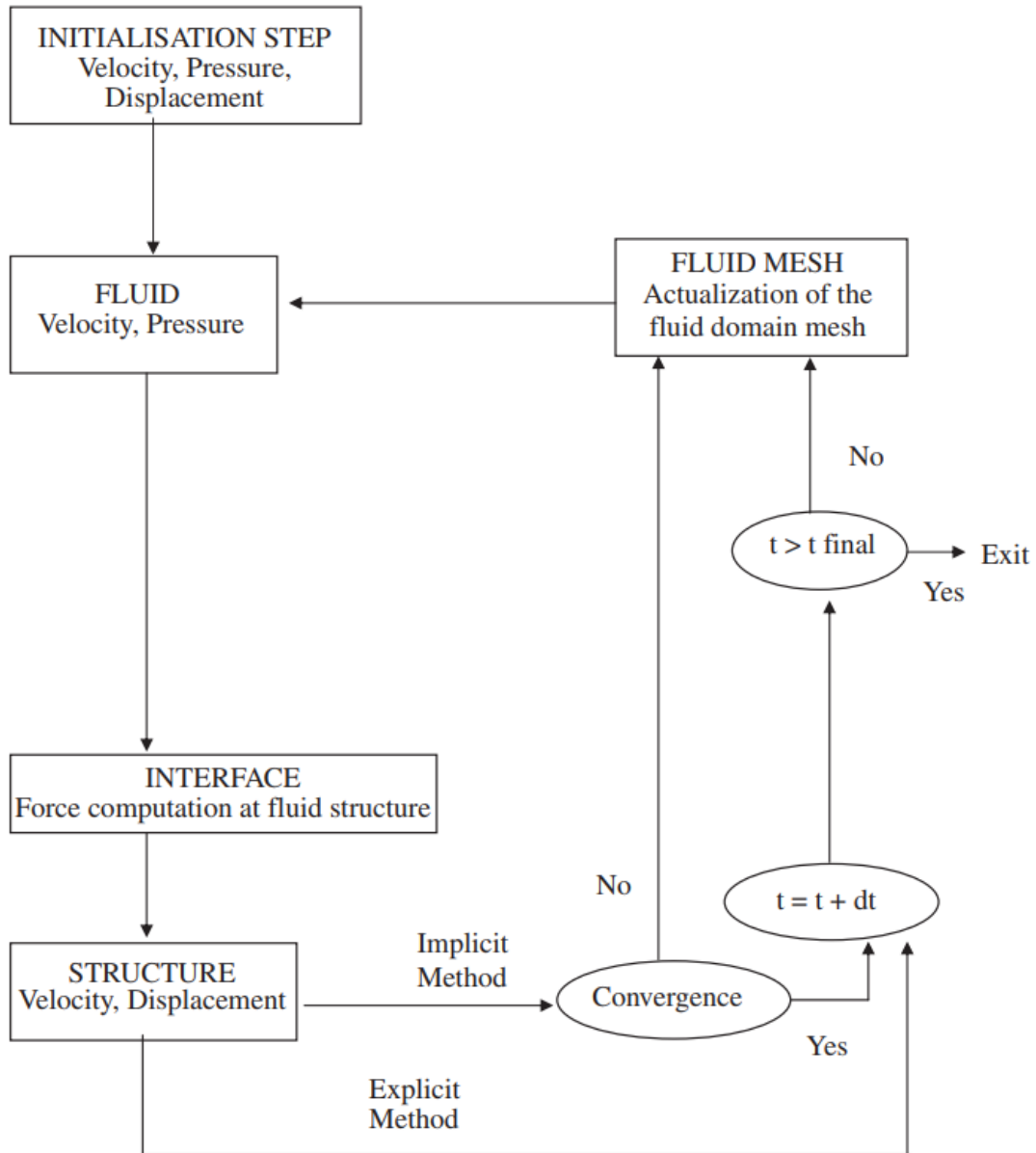


FIGURE 2.38 – Schéma de l’algorithme pour le couplage des modèles fluide et structure avec une approche partitionnée [Longatte et al., 2009].

Un exemple de résultat de simulation de cet algorithme est présenté figure 2.39. Il s'agit d'un drapeau qui flotte au vent et dont les principales caractéristiques sont :  $L = 1$  m,  $b = 1$  m,  $h = 0.0045$  m,  $E = 3.2 \cdot 10^7$  N/m<sup>2</sup>,  $\rho_s = 1100$  kg/m<sup>3</sup>. Le fluide modélisé à une densité de  $\rho_f = 1$  kg/m<sup>3</sup> et une vitesse de  $U_\infty = 2.2$  m/s. Pour cette simulation, le modèle réaliste de sillage a été utilisé avec  $N_\omega = 3000$  tourbillons émis. Les autres paramètres numériques sont :  $N=30$  et  $\Delta t=0.001$  s. La longueur du sillage modélisé est donc  $l_\omega = U_\infty \cdot \Delta t \cdot N_\omega = 6.6$  m.

Les déformées successives du drapeau au cours d'un cycle sont présentés à gauche de la figure 2.39. L'amplitude de ses ondulations vaut 0.26 m et sa fréquence est de 1.94 Hz. On voit que le modèle permet de calculer de grands déplacements et est adapté à des vitesses de déplacement proches de celles de l'hydrolienne à membrane ondulante échelle 1/20<sup>ème</sup>. L'évolution dans le temps de la position verticale du bord de fuite est tracée à droite de la figure 2.39. Le régime périodique est ici obtenu à partir de  $t^*=20$ .

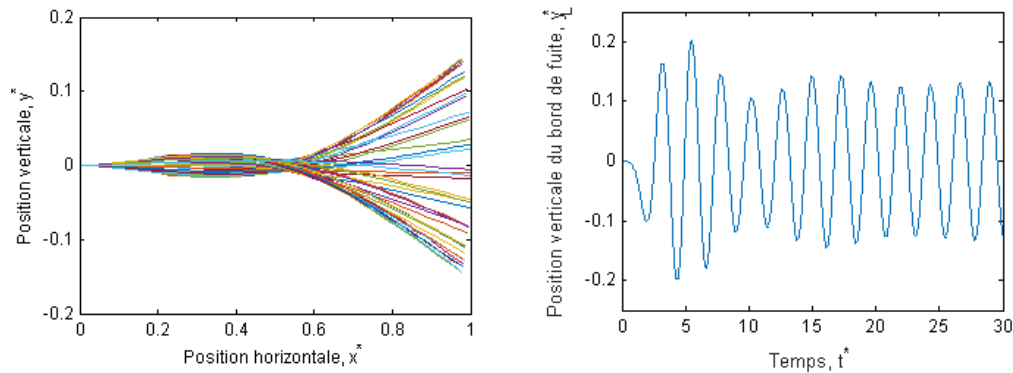


FIGURE 2.39 – Gauche : Déformées d'un drapeau ondulant sous l'effet du vent. Droite : Évolution temporelle de la position verticale du bord de fuite. ( $L = 1$  m,  $b = 1$  m,  $h = 0.0045$  m,  $E = 3.2 \cdot 10^7$  N/m<sup>2</sup>,  $\rho_s = 1100$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_f = 1$  kg/m<sup>3</sup> et  $U_\infty = 2.2$  m/s).

La méthode de Newton ne permet pas toujours de converger correctement, notamment lorsque l'estimation de départ est trop éloignée de la solution ou lorsque le système est fortement non-linéaire. Dans notre cas, les grandes déformations de la structure ont un fort impact sur l'écoulement et donc sur les champs de force hydrodynamique. Il est alors possible que l'algorithme oscille autour de la solution, sans jamais converger vers celle-ci (voir un exemple figure 2.40).

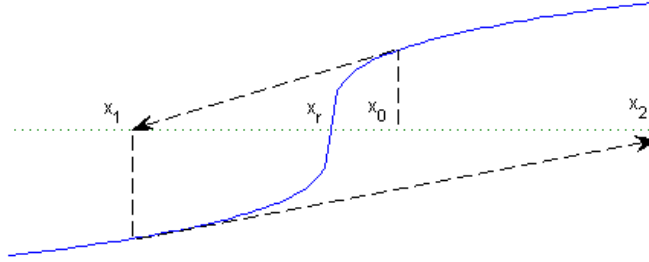


FIGURE 2.40 – Exemple de fonction avec un point d'inflexion ( $f''(x)=0$ ) à proximité de la racine. Une itération commençant en  $x_0$  diverge progressivement de la racine  $x_r$ .

On utilise alors un facteur de relaxation, c'est-à-dire que l'on « ralentit » l'algorithme en multipliant chaque itération par un facteur  $h_i$  compris entre 0 et 1. La technique de la relaxation assure une meilleure convergence mais augmente le nombre d'itérations, ce qui accroît le temps de calcul.

$$d\mathbf{p} = h_i[\overline{\mathbf{K}}]^{-1}[\mathbf{R}]_i \quad (2.88)$$

La méthode d'Aitken [Küttler, 2008], aussi appelée méthode du delta-2, propose une manière simple et robuste qui permet de converger rapidement en faisant évoluer le facteur de relaxation à chaque itération selon l'équation 2.89. Un exemple d'application de cette méthode sur la vitesse de convergence de l'algorithme de Newton est présenté figures 2.41 et 2.42 pour le cas d'un drapeau dans l'air. On y voit que la relaxation dynamique divise par deux le nombre d'itérations nécessaires, et donc le temps de calcul.

$$h_{i+1} = -h_i[\mathbf{R}]_{i-1}^T \frac{[\mathbf{R}]_i - [\mathbf{R}]_{i-1}}{\|[\mathbf{R}]_i - [\mathbf{R}]_{i-1}\|^2} \quad (2.89)$$

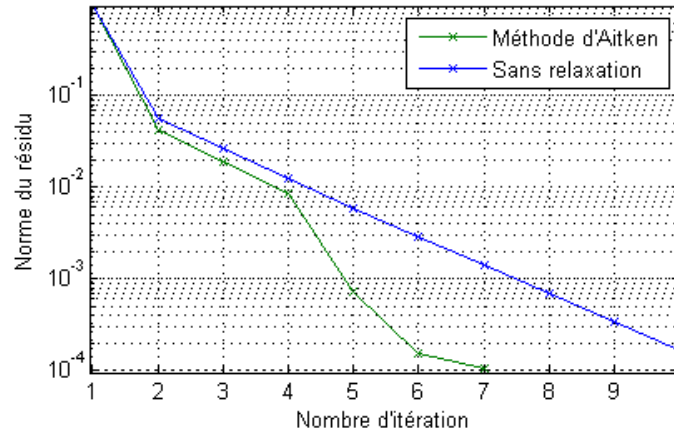


FIGURE 2.41 – Exemple de courbe de convergence de l’algorithme de Newton-Raphson avec et sans la méthode d’Aitken pour le cas d’un drapeau dans l’air ( $L = 1$  m,  $b = 1$  m,  $h = 0.0045$  m,  $E = 3.2 \cdot 10^7$  N/m<sup>2</sup>,  $\rho_s = 1100$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_f = 1$  kg/m<sup>3</sup> et  $U_\infty = 2.45$  m/s).

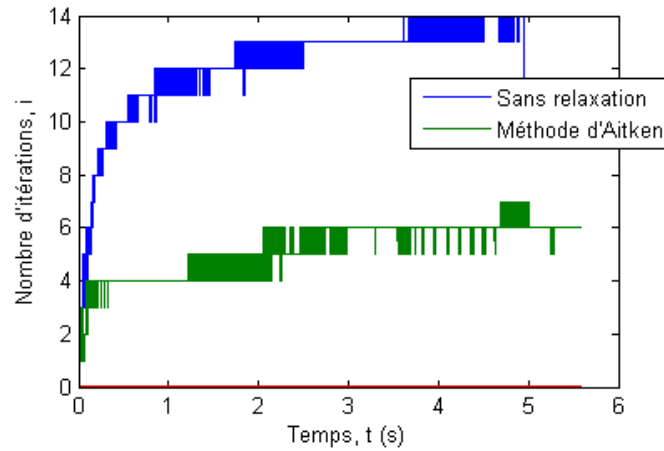


FIGURE 2.42 – Nombre d’itérations par pas de temps de l’algorithme de Newton-Raphson avec et sans la méthode d’Aitken pour le cas d’un drapeau dans l’air ( $L = 1$  m,  $b = 1$  m,  $h = 0.0045$  m,  $E = 3.2 \cdot 10^7$  N/m<sup>2</sup>,  $\rho_s = 1100$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_f = 1$  kg/m<sup>3</sup> et  $U_\infty = 2.45$  m/s).

La méthode précédente fonctionne très bien sur les cas d'interaction dont le rapport de masse est faible (fluides légers). Cependant, pour les fluides plus lourds, comme l'eau, la convergence ne peut être assurée que si le phénomène de masse ajoutée est pris en compte.

La masse ajoutée correspond à l'effort du fluide qui peut être assimilé comme étant de nature inertielle, c'est-à-dire, la partie de l'effort en phase avec l'accélération [Korotkin, 2009]. Cette notion a été introduite en premier par Dubua en 1776, qui a étudié expérimentalement les oscillations d'un pendule sphérique. Son effet a aussi été mis en évidence par F. Bessel en 1828. Il montra que la période d'oscillation d'un pendule dans de l'air est supérieure à celle mesurée dans le vide. Les deux essais ayant été réalisés à rigidité constante. Il en a déduit qu'il faut prendre en compte une masse supplémentaire dans le système. La masse ajoutée est ainsi proportionnelle à la masse du fluide environnant déplacée lors du mouvement de la structure et s'y opposant de façon analogue à une structure qui serait alourdie [Durand, 2012]. Une expression mathématique exacte a été obtenue par Green en 1833 et par Stokes en 1851, qui a calculé le terme de masse ajoutée sur un cylindre dans un fluide parfait [Lamb, 1932].

Dans le système étudié ici, la densité du fluide est du même ordre que celle de la structure. La masse ajoutée est donc importante et affecte significativement la résolution du comportement de la structure. Sur le plan numérique et dans le cadre d'une approche partitionnée, cela conduit à une divergence des solutions itératives pour le code structure. En effet, [Causin et al., 2015] ont démontré mathématiquement que dans le cas de couplage explicite, la stabilité est dictée par l'importance de la masse ajoutée dans le système. Ce n'est donc pas un problème de stabilité en temps mais bien de convergence.

Une méthode rapide d'estimation de la masse ajoutée d'un corps à faible épaisseur est utilisée dans cette thèse (équation 2.90). Le terme de masse ajoutée est proportionnel à la masse volumique du fluide  $\rho_f$  et à la surface  $S$  élevée à la puissance  $3/2$ , le tout multiplié par un coefficient  $k_{ma}$ , compris entre 0 et 1. Si l'on suppose que la masse ajoutée en fluide visqueux est la même qu'en fluide parfait, ce chiffre adimensionnel n'est dépendant que de la géométrie [Brennen, 1982]. Par exemple, pour un profil mince de forme carré se déplaçant perpendiculairement à l'écoulement, il vaut  $k_{ma} = 0.38$ .

$$M_a = k_{ma}\rho_f S^{3/2} \quad (2.90)$$

L'estimation du coefficient de masse ajoutée pour un plaque de longueur infinie en mouvement transverse vaut :  $M_a = \pi L/4$  [Lemaitre et al., 2005]. Il existe aussi une approximation pour des drapeaux larges. [Eloy et al., 2007] propose une méthode pour les cas avec un rapport d'aspect intermédiaire.

La détermination expérimentale de ce coefficient est également possible. Plusieurs sont données par [Brennen, 1982] mais uniquement pour des géométries qui ne se déforment pas. Des mesures ont été effectuées par [Haddara, 1996] pour les différents modes de déformation d'une poutre en porte-à-faux et par [Li et al., 2011] pour une membrane pivot-pivot.

Enfin, il existe des méthodes pour calculer la matrice complète de masse ajoutée, dont les termes qui ne sont pas sur la diagonale. Une méthode générale est donnée par [Brennen, 1982], une autre utilisant la méthode des panneaux est décrite dans [Vernon et al., 1988]. Elles n'ont pas été testées ici mais devraient l'être dans le cadre de développements futurs du modèle numérique.

La table 2.1 présente des résultats de simulation pour  $\rho_f = 1000$  avec plusieurs coefficients de masse ajoutée. Plus ce coefficient est faible, plus il tend à diminuer la fréquence d'ondulation et augmenter l'amplitude, mais on peut noter qu'une grande variation de la masse ajoutée change relativement peu le résultat. Cependant, la masse ajoutée facilite grandement la convergence. Ainsi un coefficient de  $m_a = 0.19$  nécessite environ 25 itérations par pas de temps, tandis qu'il en faut environ 15 pour  $m_a = 0.76$ . Sans masse ajoutée ( $m_a = 0$ ), l'algorithme ne parvient plus du tout à converger après seulement quelques pas de temps.

$k_{ma}$	$A^*$	$f^*$
0.19	0.37	0.48
0.38	0.34	0.55
0.76	0.32	0.56

TABLE 2.1 – Résultats d'amplitude et de fréquence d'ondulation d'une membrane pré-contrainte pour différents coefficients de masse ajoutée.

Devant la difficulté pour de tels algorithmes de résolution à converger vers la solution, il est aussi possible d'utiliser la méthode Hilbert-Hughes-Taylor (HHT, aussi appelée méthode  $\alpha$ ), qui a pour but d'augmenter l'amortissement numérique sans dégrader la précision des résultats [Hilber et al., 1977]. Elle sert à introduire un retard des forces d'inertie par rapport aux autres forces. Pour cela, on utilise la méthode de Newmark en modifiant l'équation de la quantité de mouvement :

$$[\mathbf{R}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t} = [\mathbf{F}]_{t+\Delta t}^{ext} - [\mathbf{M}][\ddot{\mathbf{X}}]_{t+\Delta t} - [\mathbf{C}][\dot{\mathbf{X}}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t} - [\mathbf{F}]^{int}([\mathbf{X}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t}) \quad (2.91)$$

Le déplacement et la vitesse au pas de temps intermédiaire ( $t + \alpha_{HHT}\Delta t$ ) sont donnés par les équation suivantes :

$$[\mathbf{X}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t} = (1 - \alpha_{HHT})[\mathbf{X}]_t + \alpha_{HHT}[\mathbf{X}]_{t+\Delta t} \quad (2.92)$$

$$[\dot{\mathbf{X}}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t} = (1 - \alpha_{HHT})[\dot{\mathbf{X}}]_t + \alpha_{HHT}[\dot{\mathbf{X}}]_{t+\Delta t} \quad (2.93)$$

La matrice d'état et le résidu sont alors calculés par les équations :

$$[\overline{\mathbf{K}}^*]_{t+\Delta t} = \alpha_{HHT}[\overline{\mathbf{K}}]_t + \frac{\gamma \cdot \alpha_{HHT}}{\beta \Delta t} [\mathbf{C}]_t + \frac{1}{\beta \Delta t^2} [\mathbf{M}]_t \quad (2.94)$$

$$[\mathbf{R}]_{t+\Delta t}^i = [\mathbf{F}]_{t+\Delta t}^{ext} - [\mathbf{F}]^{int}[\mathbf{X}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t}^{i-1} - [\mathbf{C}][\dot{\mathbf{X}}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t}^{i-1} - [\mathbf{M}][\ddot{\mathbf{X}}]_{t+\Delta t}^{i-1} \quad (2.95)$$

Une fois que la convergence est obtenue pour  $[\mathbf{X}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t}$ ,  $[\dot{\mathbf{X}}]_{t+\alpha_{HHT}\Delta t}$ ,  $[\ddot{\mathbf{X}}]_{t+\Delta t}$ , les déplacements et vitesses sont calculés au temps  $t + \Delta t$  et une nouvelle itération temporelle est réalisée.

Le résultat d'une simulation avec et sans la méthode HHT est présenté figure 2.43. On y voit le déplacement du bord de fuite d'un drapeau simple dans un écoulement d'eau. La simulation applique les méthodes précédemment citées, dont la prise en compte de la masse ajoutée, mais considère un matériau purement élastique (sans amortissement physique). Lorsque la simulation est lancée sans amortissement numérique, de petites instabilités sont visibles. Elles s'amplifient jusqu'à ce que l'algorithme ne puisse plus converger et que la simulation échoue. L'amortissement numérique permet d'éviter ce genre de phénomène, sans dégrader les résultats et pour un faible coût en temps de calcul. Il sera donc utilisé par la suite.

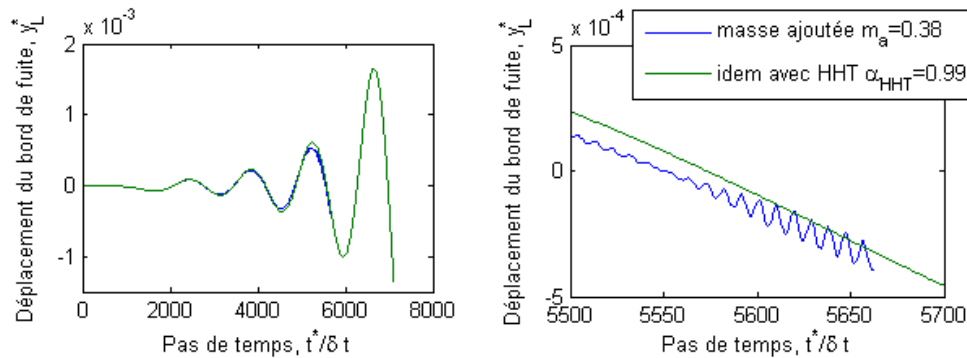


FIGURE 2.43 – Déplacement du bord de fuite d’un drapeau dans un écoulement, avec et sans schéma HHT. ( $L = 1$  m,  $b = 1$  m,  $h=0.0045$  m,  $E = 3.2 \cdot 10^8$  N/m<sup>2</sup>,  $\rho_s = 1100$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_f=1000$  kg/m<sup>3</sup>,  $U_\infty = 1$  m/s)

On a pu voir dans cette section que la stabilité numérique d’un algorithme de couplage fluide-structure n’est pas un problème trivial, surtout dans le cas de forts rapports de masse et de grands déplacements. Cependant, il existe plusieurs méthodes qui permettent d’assurer un calcul de bonne qualité. Certaines ont été décrit dans cette section. Leur simplicité et les grands bénéfices qu’elles apportent ont été montrés, c’est pourquoi elles sont utilisées par la suite. Il est important de souligner qu’il existe de nombreuses autres méthodes et que le choix de celles-ci doit être effectué en fonction du type de problème que l’on cherche à résoudre.



## 2.4.2 Comparaison avec la littérature

Dans l'objectif de valider le modèle d'interaction fluide structure, plusieurs cas de comparaison avec la littérature sont présentés dans cette section. Le premier cas considère une voile flexible en 2D dans un écoulement d'air. Il se base sur une étude numérique de [Lemaitre et al., 1999].

La voile est inclinée de  $15^\circ$  par rapport à la direction moyenne du vent. Elle est fixée par liaison pivot à son bord d'attaque et son bord de fuite (figure 2.44). Les caractéristiques de la structure sont :  $L = 10$  m,  $h=0,001$  m,  $E = 10^9$  N/m<sup>2</sup>,  $\rho_s = 1200$  kg/m<sup>3</sup>. La vitesse de l'écoulement en amont est de  $U_\infty = 18$  m/s et la densité du fluide considéré est de  $\rho_f = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>. Le vent oscille de  $\pm 2^\circ$ . Les paramètres numériques sont :  $N = 100$  et  $\Delta t=0,005$ . Pour tenir compte d'une variation d'angle de l'écoulement  $\alpha_U$ , les équations 2.40 et 2.45 sont modifiées tel que :

$$RHS_i = \left( \cos(\alpha_U) - \frac{\partial x_c(i)}{\partial t} \frac{1}{U_r} + u_\omega(i) \right) \cdot \sin(\theta(i)) - \left( \sin(\alpha_U) - \frac{\partial y_c(i)}{\partial t} \frac{1}{U_r} + v_\omega(i) \right) \cdot \cos(\theta(i)) \quad (2.96)$$

$$\Delta p_i = \left( \left( \cos(\alpha_U) - \frac{1}{U_r} \frac{dx_i}{dt} + u_\omega(i) \right) \cdot \cos(\theta_i) + \left( \sin(\alpha_U) - \frac{1}{U_r} \frac{dy_i}{dt} + v_\omega(i) \right) \cdot \sin(\theta_i) \right) \frac{\Gamma_i}{ds} + \frac{1}{U_r} \sum_{j=1}^i \frac{d\Gamma_j}{dt} \quad (2.97)$$

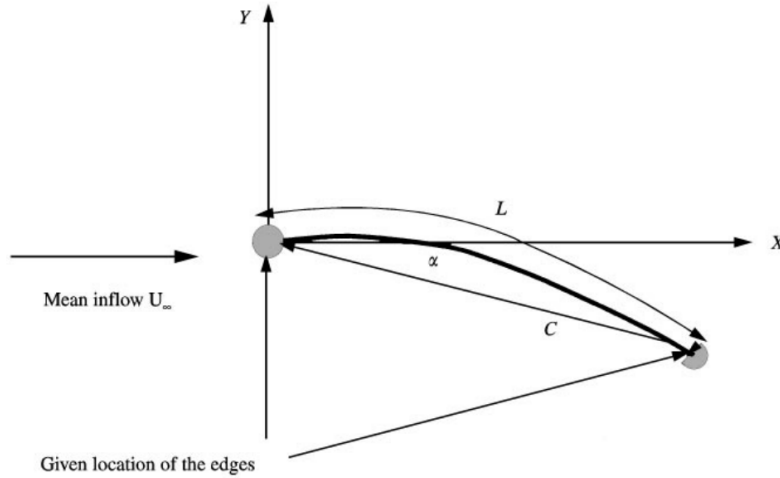


FIGURE 2.44 – Représentation schématique de la voile étudiée par [Lemaitre et al., 1999].

La déformée de la voile est tracée sur la figure 2.45, ce qui permet de noter que la voile se gonfle bien sous l'effet du vent. L'évolution des coefficients de portance et de trainée dans le temps sont présentés figure 2.46. Le coefficient de portance moyen vaut  $\overline{C_l} = 1.05$ , ce qui est très proche de celui obtenu par [Lemaître et al., 1999]. En revanche son amplitude est plus faible : elle vaut ici  $\approx 0.2$  contre  $\approx 0.3$  dans l'article de Lemaître. On considère que ces résultats sont satisfaisants.

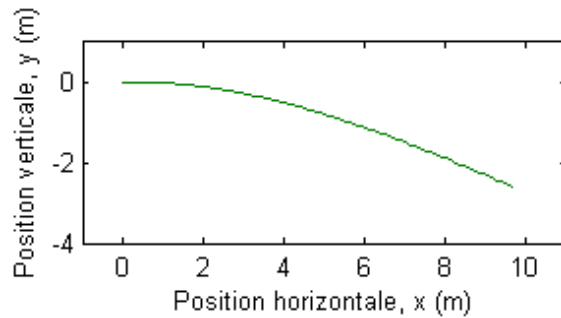


FIGURE 2.45 – Résultat de déformée de la voile.

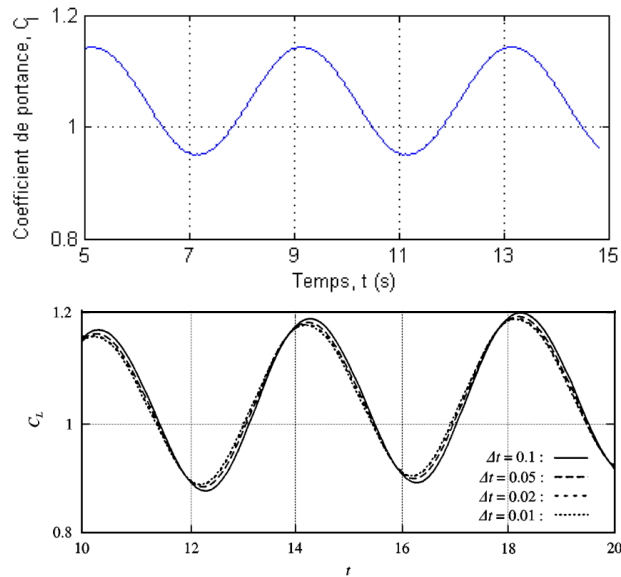


FIGURE 2.46 – Résultat de coefficient de portance de la voile. Haut : Träsch. Bas : Lemaître.

Les résultats du modèle d'interaction fluide/structure décrit dans la section précédente sont ensuite comparés aux résultats du modèle de [Tang, 2007]. Le système modélisé consiste en un drapeau en porte-à-faux flottant dans l'air. La convergence y est plus simple que dans le cas d'une hydrolienne à membrane ondulante car le fluide y est plus léger et la structure n'est pas pré-contrainte. En revanche, le flottement d'un drapeau dans l'air implique de grands déplacements.

Le modèle développé par L. Tang est un modèle analytique 2D non linéaire utilisant l'hypothèse d'inextensibilité de la structure. Comme dans le présent manuscrit, le modèle point-vortex instationnaire est utilisé pour simuler l'écoulement. La résolution du modèle de L. Tang est basée sur une expansion de Galerkin séparant les modes propres du drapeau avant le couplage avec le fluide. Ce modèle a été validé par l'expérience ainsi que par comparaison avec la littérature, notamment avec les travaux de [Kornecki et al., 1976], [Watanabe et al., 2002b] et [Souilliez et al., 2006]. Les principaux paramètres adimensionnels utilisés pour comparer les résultats sont :

- Le rapport de masse :  $\mu = \rho_f L / (\rho_s h)$
- La vitesse réduite :  $Ur = UL \sqrt{\rho_s h / (EI)}$
- Le coefficient d'amortissement :  $\alpha = a / (\sqrt{\rho_s h L^4 / EI})$

La figure 2.47 présente les résultats de déformée, de position du bord de fuite et de circulation dans le sillage des deux modèles pour un drapeau tel que  $\mu = 0.2$ ,  $Ur = 10.95$  et  $\alpha = 0.004$ . On peut observer que la déformée est similaire, avec un noeud en  $x^* \approx 0.7$ . Elle n'est toutefois pas tout à fait la même. L'amplitude des ondulations du drapeau est notamment plus importante dans les résultats de Tang, avec  $A_{Tang} = 0.65L$  contre  $A_{Trasch} = 0.54L$ . La fréquence vaut  $f_{Trasch}^* = 2.35$ , contre  $f_{Tang}^* = 2.75$ . Les écarts relatifs sur l'amplitude et la fréquence sont donc respectivement de 18% et de 15%<sup>1</sup>. De plus, la vitesse réduite critique se situe entre  $9 < Ur_c < 10$  dans les deux cas. La circulation dans le sillage évolue de la même manière dans les deux modèles, et est légèrement plus faible ( $\approx 20\%$ ) dans notre cas. Cela vient certainement du fait que l'amplitude soit plus faible, ce qui n'est pas surprenant au vu de la différence dans la modélisation de la structure.

---

1. Un ajustement a été fait sur le module d'Young pour s'approcher des résultats de L. Tang. La vitesse du fluide étant adaptée à chaque fois tel que  $Ur=10.95$ . Aussi il est possible que les résultats soient meilleurs avec un ajustement plus précis (ici,  $L = 1$  et  $E = 5.10^8$  N/m<sup>2</sup>). Le résultat étant sensé être constant à nombres adimensionnels égaux, cela pose la question de savoir si il y a une erreur dans l'adimensionalisation.

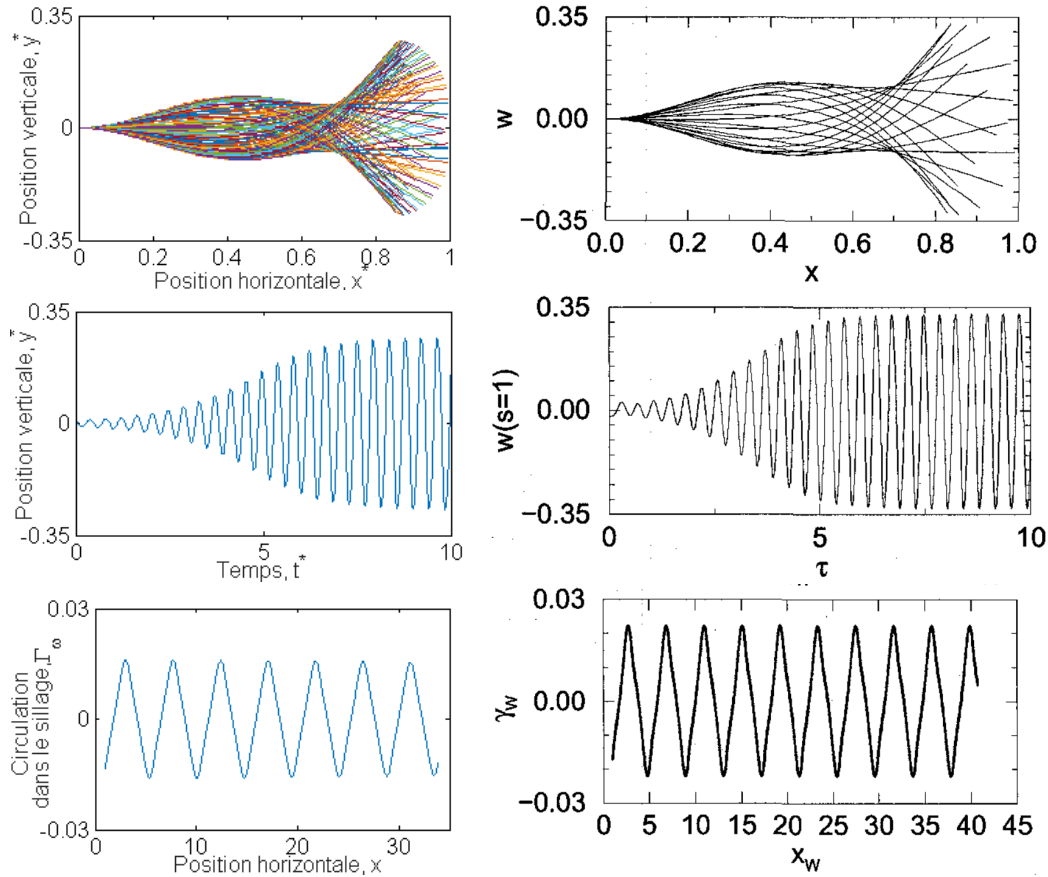


FIGURE 2.47 – Comparaison des résultats du modèle d’interaction fluide structure (à gauche) avec ceux de [Tang & Paidoussis, 2009] (à droite) pour un drapeau avec  $Ur = 10.95$ ,  $\mu = 0.2$  et  $\alpha = 0.004$ .

Suite à ces résultats, il est possible d’affirmer que le modèle d’interaction corotationnel/vortex est validé pour le cas d’un drapeau flottant dans un écoulement d’air. La prochaine étape consiste à mettre en place la précontrainte et à valider le modèle pour un écoulement plus dense. Dans ce cas, les instabilités numériques sont plus importantes et la prise en compte de la masse ajoutée joue un rôle prépondérant.

### 2.4.3 Comparaison avec le modèle expérimental

Après avoir validé séparément, puis en interaction, les modèles fluide et structure, nous allons comparer les résultats du modèle numérique avec ceux du modèle expérimental présenté au chapitre 1. Le modèle d'interaction ayant été développé peu de temps avant le rendu du manuscrit, il n'est validé que sur un cas expérimental sans PTO. D'autres cas de validation viendront compléter ces résultats, notamment dans [Träsch et al., 2019].

Les résultats utilisés pour la comparaison avec le modèle sont présentés sur la figure 2.48. Il s'agit d'une membrane pré-contrainte encastrée à son bord d'attaque. La simulation ne prend pas en compte les bras de fixation, les flaps et les raidisseurs transverses. Elle utilise les paramètres suivants :  $L = 1$  m ;  $h = 0.003$  m ;  $\rho_s = 1600$  kg/m<sup>3</sup> ;  $E = 5.10^{-9}$  N/m<sup>2</sup> ;  $\alpha_{amo} = 1.5.10^{-3}$  s ;  $d = 0.05$  % ;  $\rho_f = 1000$  kg/m<sup>3</sup> ;  $U_\infty = 0.8$  m/s ;  $k_{ma} = 0.38$  ;  $N = 50$  ;  $\Delta t = 0.001$  s ;  $N_\omega = 3000$ .

Le déplacement de la membrane obtenu avec ces paramètres est tracé figure 2.48 et comparé avec les résultats expérimentaux. Les résultats d'amplitude et de fréquence sont très proches de ceux observés lors des expériences. En effet, la simulation donne une amplitude  $A = 0.76$  m et une fréquence d'ondulation  $f = 0.25$  Hz. C'est-à-dire respectivement +4.2 % et -4.3 % de différence par rapport au modèle expérimental.

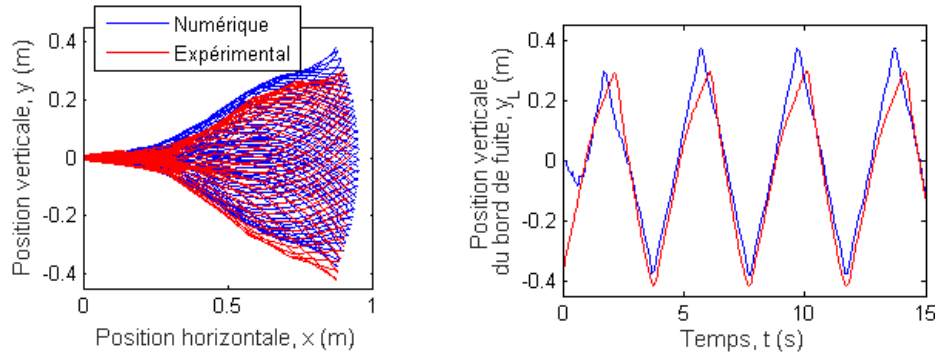


FIGURE 2.48 – Comparaison des résultats de déplacement du modèle numérique et du modèle expérimental. Gauche : déformées de la membrane superposées tous les 50<sup>ème</sup> de période. Droite : évolution de la position verticale du bord de fuite.

Les courbes d'efforts de portance et de trainée sont tracées figure 2.49. Le modèle numérique parvient bien à reproduire les efforts hydrodynamiques sur la membrane, mais on observe une forte variabilité des résultats numériques, avec un signal parasite d'une fréquence de  $\approx 3$  Hz et d'amplitude  $\approx 100$  N.

Ce problème pourrait être dû aux matrices d'amortissement et de masse ajoutée qui sont certainement un peu trop simplifiées. En effet, l'amortissement de Rayleigh prévoit que la matrice soit définie comme étant une combinaison linéaire de la matrice de raideur et de la matrice de masse (voir par exemple [Cruz & Miranda, 2017]). Les coefficients linéaires de cette combinaison sont calculés à partir de l'amortissement ciblé pour deux modes de déformations. Il est donc possible de spécifier un amortissement pour le premier mode instable et un autre pour un mode plus élevé qui intervient dans le calcul (i.e. un amortissement pour les hautes fréquences et un autre pour les basses fréquences).

De plus, la matrice de masse ajoutée considérée ici est une matrice diagonale où les termes correspondants aux degrés de liberté en rotation ont été annulés. Cette formulation est certainement trop simpliste, et mériterait d'être améliorée. De même, la valeur du coefficient de masse ajoutée pourrait être ajustée pour mieux correspondre à la réalité de l'effort inertiel fluide. S'il devait augmenter, cela pourrait limiter les variations de vitesse à haute fréquence et donc les fortes variations d'efforts hydrodynamiques visibles sur la figure 2.49. De plus, cela rapprocherait les résultats de fréquence et d'amplitude des résultats expérimentaux (voir table 2.1).

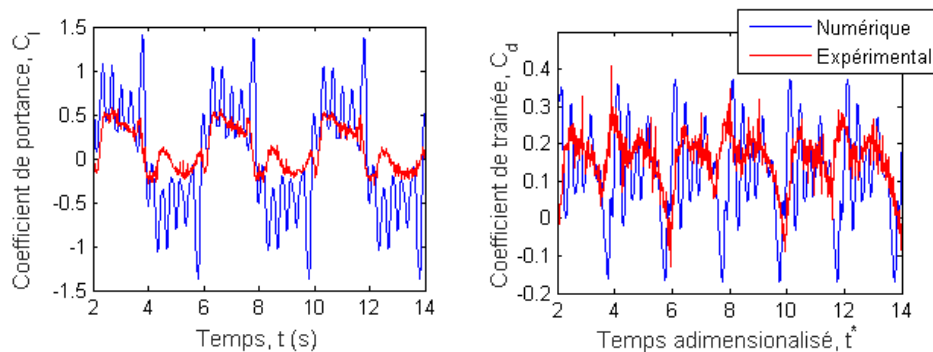


FIGURE 2.49 – Évolution temporelle de la portance et de la trainée selon le modèle numérique.

La figure 2.50 présente l'évolution de la circulation dans le sillage. On remarque là aussi une forte variabilité. Les valeurs de circulation sont beaucoup plus faibles que pour le modèle vortex seul (section 2.2.2,  $\Gamma_\omega \approx 0.03 \text{ m}^2/\text{s}$ ) ou pour les résultats de sillage (section 1.5.2,  $\Gamma \approx 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ ). Or, les résultats de la section 2.2.2 sont échantillonnés sur  $\Delta t^* = 0.01$  et les résultats d'interaction sur  $\Delta t^* = 0.001$ . Il y a alors une densité dix fois plus forte de points-vortex donc une valeur de circulation environ dix fois plus faible pour chacun d'eux. De même, le calcul de circulation dans le sillage obtenu par PIV a été effectué sur un unique tourbillon. Il correspond donc à une somme de points-vortex dans le modèle d'interaction, mieux approchée par  $\sum_{t=0}^{T/2} \Gamma_\omega(1, t) \approx 0.9 \text{ m}^2/\text{s}$ . Les ordres de grandeur des résultats sont donc cohérents les uns avec les autres.

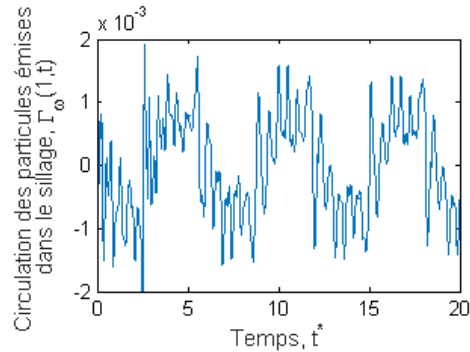


FIGURE 2.50 – Circulation dans le sillage donnée par le modèle numérique.

La figure 2.51 présente l'effort normal dans le câble et dans la membrane. L'effort dans le câble est compensé par l'effort de compression dans la membrane. Ces efforts sont périodiques et fortement impactés par les instabilités décrites précédemment. Cependant, l'ordre de grandeur des efforts dans le câble est comparable avec les résultats expérimentaux (voir figure 1.44).

L'évolution de l'effort de flexion maximum est présentée à droite de la figure 2.51 (les noeuds correspondants aux bras de fixation ont été enlevés du calcul). Le moment maximum dans la membrane est inférieur à  $50 \text{ N.m}$ , la contrainte en flexion est donc inférieure à  $\zeta = M.h/(2I_z) = 3,33 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$  (pour rappel,  $\zeta_{rupture} = 6,8 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ ). Ce résultat n'est pas considéré comme valable à cause des instabilités, mais il est présenté ici pour montrer une application possible du modèle numérique, qui est de vérifier le niveau de contrainte dans la membrane pour prévenir une rupture.

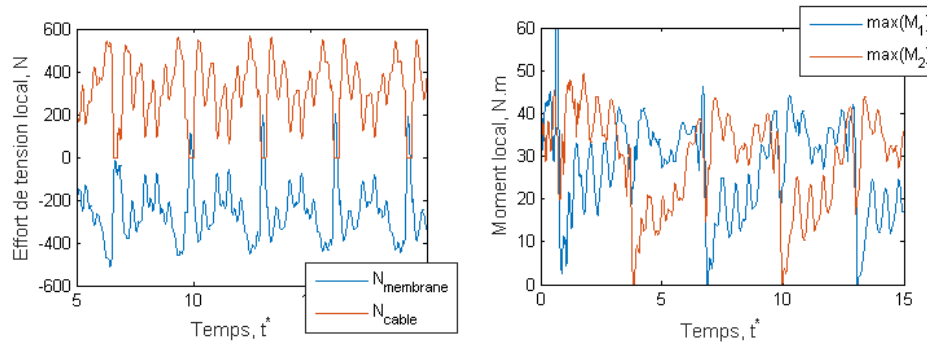


FIGURE 2.51 – Évolution de l’effort normal dans le câble et dans la membrane (à gauche) et du moment local maximum dans la membrane (à droite).

La figure 2.52 montre le maximum de contrainte au sein de la membrane. Ces résultats permettent de prédire où se situe le niveau de contrainte le plus élevé, et donc où se situe le plus grand risque de rupture. Ce calcul montre le haut niveau de contraintes dans les bras de fixation (ici,  $s < 0,15L$ ), et confirme l’estimation menée à partir des données de trajectométrie dans la section 1.4.3, qui conclue que le risque de rupture se situe entre  $0,6L$  et  $0,9L$ . Pour rappel, cette estimation résulte en un niveau de contrainte maximum d’environ  $1,6 \cdot 10^7 \text{ N/m}^2$ . Elle se situe donc dans le même ordre de grandeur que le présent calcul par éléments finis. Une vérification expérimentale par des jauges de contraintes permettrait de connaître la valeur des contraintes avec un meilleur degré de confiance et d’évaluer plus précisément ces deux méthodes d’estimation.

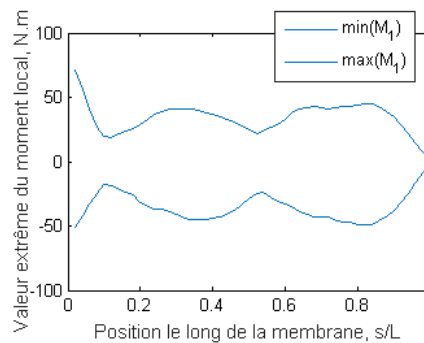


FIGURE 2.52 – Moment maximum le long de la membrane.



Les résultats du modèle numérique sont très proches de ceux du modèle expérimental pour une hydrolienne à membrane ondulante sans conversion de puissance. La grande qualité des résultats malgré de nombreuses hypothèses nous permettent de valider le modèle numérique. De plus, les différences sont facilement explicables et seront corrigées prochainement. Par exemple, l'ajout de la gravité dans les simulations numériques permettra d'ajuster la trajectoire de la membrane à la même position verticale moyenne. Le fait d'utiliser des matrices d'amortissement et de masse plus élaborées permettra aussi certainement d'améliorer la qualité des résultats. Une validation du modèle numérique sur plusieurs configurations, ainsi qu'une comparaison du sillage avec les résultats expérimentaux devront alors être effectuées.

L'étape suivante concerne l'ajout d'un modèle pour simuler le PTO. Ensuite, il est prévu de modéliser les flaps, et éventuellement de tester différents types de liaisons via la prise en compte des bras de fixation et l'adjonction de pivot et/ou de ressort.

Dans un second temps, il sera possible d'ajouter un modèle de turbulence en amont [Carlier et al., 2015], d'ajouter de l'épaisseur à la structure pour tester différentes géométries, et finalement de développer un modèle 3D. Ce dernier permettra d'étudier les effets de bord, de mieux représenter la répartition des efforts et le sillage et d'adapter l'hydrolienne à son environnement. Une fois ce modèle d'interaction validé, il pourra être utilisé pour l'optimisation du système.

## Chapitre 3

# Valorisation industrielle

*« Entendre le son des vagues lorsqu'elles s'agrippent à la terre ferme  
Cultiver le silence, tout est calme, plus rien n'interfère  
Rechercher la lumière, un jour peut-être trouver la clarté  
En nous le bout du monde, faire de son cœur une île à peupler  
Ouvrir de grands yeux clairs au bord d'immenses lacs émeraudes  
Se laisser émuvoir tôt le matin quand pousse l'aube »*  
- Tôt le matin, Gaël Faye.

### 3.1 Vers des conditions d'essais réalistes

Le modèle expérimental a permis de mettre en œuvre, de caractériser et d'optimiser le fonctionnement de la technologie d'hydrolienne à membrane ondulante. Les essais réalisés ont pu montrer que la raideur doit être adaptée à la gamme de vitesses de courant visée, que l'amortissement influe sur la fréquence d'ondulation tandis que la longueur des câbles de pré-contrainte impacte plutôt l'amplitude et la vitesse critique, et que ces trois paramètres modifient la conversion de puissance.

Cependant, il existe un certain nombre de différences entre les modèles expérimentaux, et ce malgré le travail réalisé en amont pour minimiser les effets d'échelle et les écarts de conception entre les prototypes. Ces différences et leurs impacts sur le fonctionnement de la membrane en termes de trajectoire, d'efforts et de conversion de puissance sont étudiées dans cette section. Les principaux paramètres étudiés sont :

- la géométrie du support,
- les degrés de liberté autorisés par les accroches,
- le confinement,
- l'écoulement et ses fluctuations, dont celles dues à la houle.

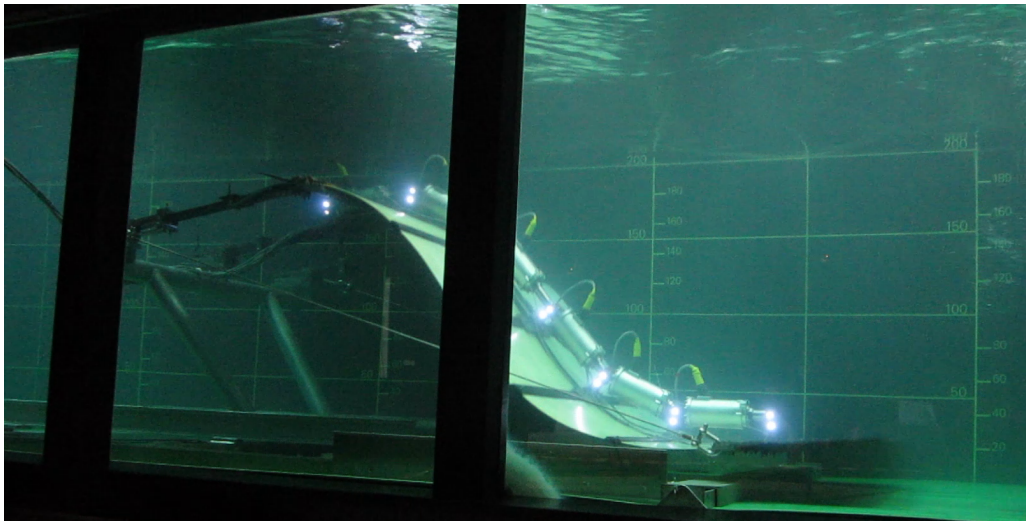


FIGURE 3.1 – Photographie de la membrane échelle 1/6<sup>ème</sup> en essai dans le bassin de l'Ifremer.

### 3.1.1 Influence de la direction du courant

Le support utilisé jusqu'ici pour fixer le modèle  $1/20^{eme}$  est constitué d'un simple cadre vertical fixé à une poutre positionnée au-dessus de la surface (figure 3.2, gauche) par l'intermédiaire d'une balance de mesure d'efforts six composantes. Ce châssis est donc différent de celui du modèle  $1/6^{eme}$ , qui est constitué de tubes en inox soudés entre eux de manière à maintenir la membrane à une certaine hauteur dans la colonne d'eau, ainsi qu'à la soutenir lorsqu'elle est au repos, et donc uniquement soumise à la gravité (figure 3.1). Ce support est fixé au fond du bassin.

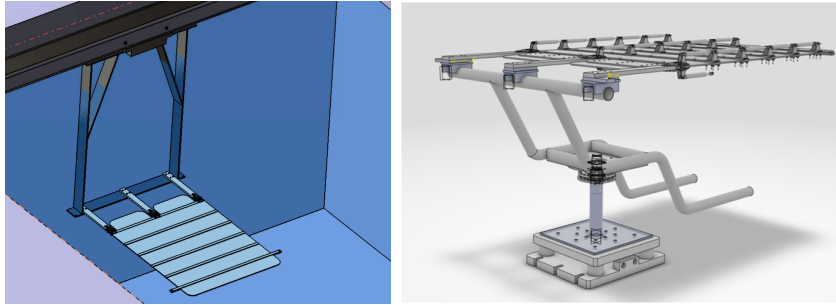


FIGURE 3.2 – Images CAO de la membrane échelle  $1/20^{eme}$  et des supports utilisés.

Une version réduite du support  $1/6^{eme}$  que l'on nomme parfois « berceau » a été réalisée pour étudier son influence sur le fonctionnement de la membrane (figure 3.2, droite). Il a aussi été équipé d'une liaison pivot munie de butées qui peut servir à orienter la membrane pour étudier l'influence de la direction du courant. Une première comparaison consiste à mesurer les efforts hydrodynamiques des deux structures, sans la membrane. Les coefficients hydrodynamiques des supports, rapportés à la surface de la membrane, sont présentés table 3.1. Ces résultats moyens ont été soustraits aux mesures d'efforts présentées par la suite.

Support	$\overline{C_d}$	$\overline{C_l}$
Berceau	0.186	0.038
Cadre	0.045	0.033

TABLE 3.1 – Coefficients hydrodynamiques des supports utilisés.

L'influence de la structure porteuse sur la trajectoire et la fréquence de la membrane est présentée figure 3.3. Il existe une différence de trajectoire de la membrane selon le support utilisé, mais celle-ci est trop faible pour être significative. Cette différence pourrait provenir d'une petite modification de réglage des amortisseurs ou de la différence de rigidité des supports, la fixation de la membrane sur le berceau étant moins rigide qu'avec le cadre.

Le résultat de la transformée de Fourier de la position verticale de la dernière cible est présenté à droite de la figure 3.3. Elle montre que le support influe sur le spectre de fréquence des ondulations. En effet, le spectre de la configuration avec cadre présente une fréquence principale plus prononcée, tandis que celui de la configuration avec berceau montre un spectre plus étalé et une première harmonique plus importante. Ce résultat peut être dû aux variations de vitesse dans le sillage du support. Le berceau étant composé de tubes de diamètre plus grand que l'épaisseur du cadre, il génère certainement un sillage plus important. Cependant, il n'y a pas eu de mesure d'écoulement dans le sillage des supports lors des essais pour pouvoir le confirmer.

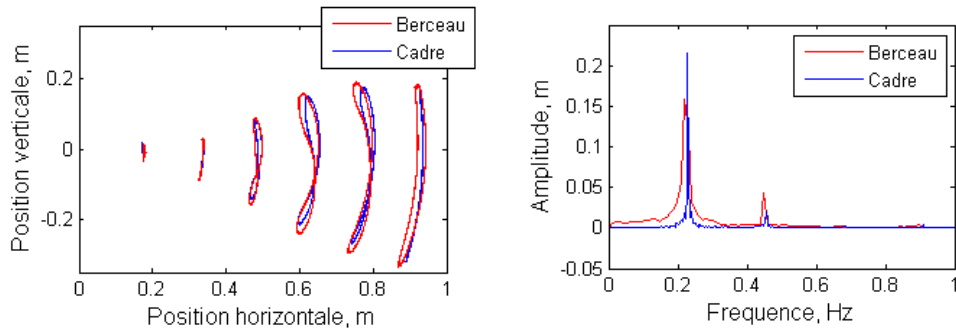


FIGURE 3.3 – Comparaison de la trajectoire et de la composition fréquentielle du mouvement de la membrane en fonction du support.  $U = 1$  m/s, 2 lignes d'amortisseurs, retraits respectifs de 4.9 % et 5.1 %.

La prise en compte de la variation de direction des courants est indispensable pour le bon développement de tout projet hydrolien. Comme noté dans l'introduction avec un exemple figure 9, les courants changent de direction au cours d'un cycle de marée. Il convient donc de s'interroger sur l'orientation de l'hydrolienne pour récupérer un maximum d'énergie.

Certaines hydroliennes sont unidirectionnelles, en particulier lorsqu'elles sont prévues pour être installées dans des fleuves, mais la plupart sont bi-directionnelles. C'est-à-dire qu'elles sont fixées au fond et ne changent pas de direction mais peuvent fonctionner dans les deux sens. Elles sont donc adaptées aux courants alternatifs dont le flot et le jusant sont alignés. Il existe aussi des hydroliennes munies d'un système actif d'orientation, qui peuvent donc exploiter les courants présentant d'importantes variations de direction [Frost et al., 2015].

Ici, la question se pose de la nécessité et de la manière dont on pourrait orienter l'hydrolienne à membrane ondulante avec le courant incident. Des essais ont été réalisés avec l'hydrolienne à membrane ondulante fixée à différents angles par rapport à la direction du courant afin de dimensionner un futur système d'orientation. Les mesures d'efforts permettent d'évaluer l'influence de cet angle sur les coefficients de trainée et de portance, mais aussi sur le moment en  $\vec{y}$ , appelé couple de rappel et qui sera adimensionnalisé de la manière suivante :

$$C_M = \frac{M_{\vec{y}}}{0.5\rho L^3 U_\infty^2} \quad (3.1)$$

En premier lieu, les efforts sur le support seul en fonction de l'angle avec l'axe du courant sont présentés figure 3.4. Le coefficient de trainée est environ égal à  $C_d = 0.2$ , il augmente légèrement en fonction de l'angle et varie peu avec la vitesse du courant. Le coefficient de portance est plus faible, il peut même être négatif à basse vitesse pour certains angles. Il est maximum à  $30^\circ$  et augmente petit à petit avec le courant jusqu'à  $C_l = 0.08$  à  $Ur = 15.3$ , qui est la plus haute vitesse testée.

Le coefficient du couple de rappel n'est pas nul pour un angle de  $0^\circ$ . Il est en revanche très faible et peut être dû à un petit défaut d'alignement ainsi qu'à une erreur liée au bruit. Il atteint un minimum à  $15^\circ$  et augmente légèrement en fonction de la vitesse. Le moment n'est donc pas proportionnel à  $U_\infty^2$ . De plus, le support seul (sans membrane) ne se remettrait pas naturellement dans l'axe du courant s'il était fixé sur un pivot.

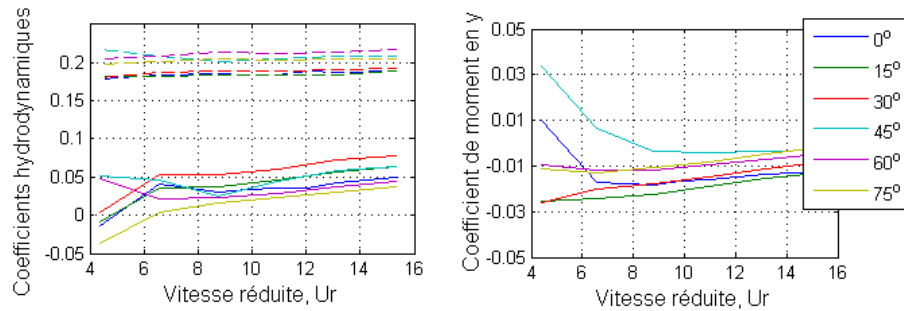


FIGURE 3.4 – Coefficients de trainée et de portance (à gauche) et du couple de rappel (à droite) du support berceau pour plusieurs angles d’attaque, en faisant varier la vitesse de courant.

La figure 3.5 présente les résultats de trainée, portance et couple de rappel pour une membrane au repos ( $U_\infty < Ur$ ) fixée sur son support. On peut noter que la trainée augmente légèrement avec l’angle d’incidence jusqu’à  $60^\circ$  puis diminue. La portance présente l’évolution inverse : elle diminue jusqu’à la moitié de sa valeur à  $30^\circ$  avant d’augmenter de nouveau. Le couple de rappel de la membrane au repos est nul à  $0^\circ$ , puis augmente. On peut noter que le couple de rappel de la membrane au repos est plus important que celui du support seul, et qu’il est orienté dans la bonne direction : celle qui ramène la membrane dans l’axe. Il est donc possible d’envisager un système de pivot passif.

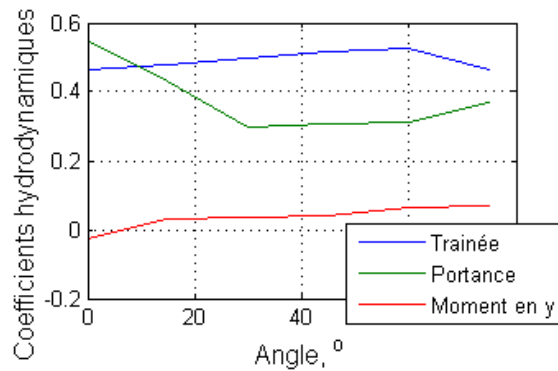


FIGURE 3.5 – Coefficients de trainée, portance et couple de rappel pour une membrane au repos encastrée sur son support, avec une longueur de retrait des câbles à  $d = 5.1 \%$  et un courant d’une vitesse réduite de  $Ur=6.6$

Les essais ont montré qu'il n'y a pas de différence significative de vitesse critique à des angles inférieurs ou égaux à  $30^\circ$ . Pour les angles supérieurs, les essais ont été limités à des basses vitesses ( $Ur < 8.77$ ) afin de ne pas endommager la membrane et ses fixations. De plus, ils n'auraient pas été pertinents dans le sens où il n'est pas prévu que la membrane soit mal alignée lorsqu'elle est soumise à des courants importants. Les essais de membrane en fonctionnement à  $15^\circ$  montrent une augmentation de la trainée et de la portance, ainsi qu'un couple de rappel positif. Selon les cas, cette augmentation n'est pas la même, mais de manière générale, le coefficient de trainée moyen augmente d'environ 0.02, le coefficient d'amplitude de portance de 0.03 à 0.05 et le coefficient de couple moyen de 0.03.

Des essais « en girouette » ont aussi été réalisés, c'est-à-dire que le support est mis à un certain angle par rapport à l'axe du courant, avant de démarrer le bassin. Le support n'est pas limité en rotation selon l'axe  $\vec{y}$ . Ces essais ont montré que, sous l'effet du moment généré par les efforts hydrodynamiques sur la membrane, le support se remet dans l'axe du courant. Pour de forts retraits, il arrive cependant que le support oscille autour de l'axe  $\vec{y}$ .

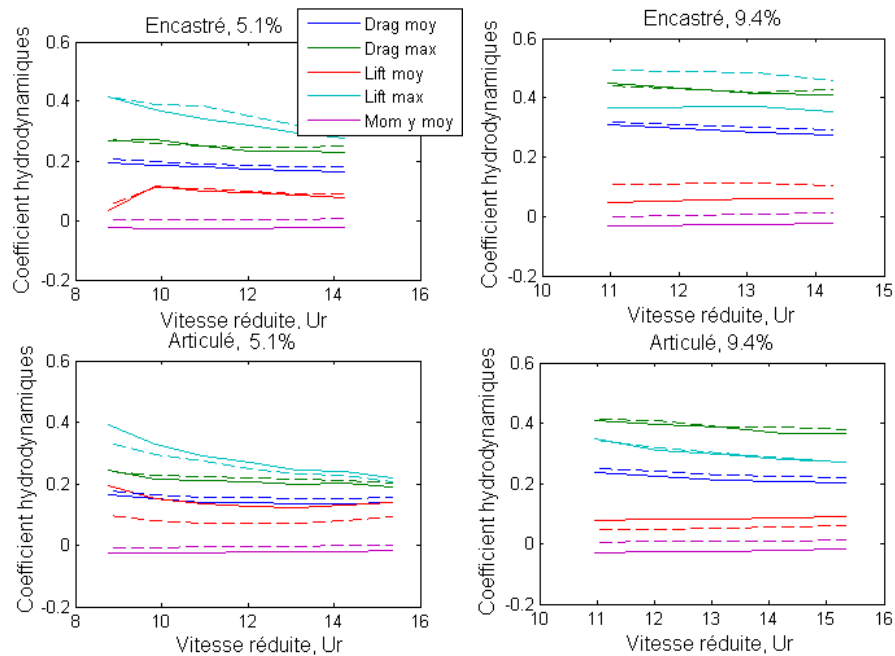


FIGURE 3.6 – Coefficients hydrodynamiques à  $0^\circ$  (traits pleins) et  $15^\circ$  (traits pointillés).



### 3.1.2 Modification du type d'accroches

Le type de fixation de la membrane sur son support diffère suivant les échelles. Le prototype 1/20<sup>ème</sup> testé jusqu'ici est muni de liaisons encastrées, que ce soit entre les bras et la membrane ou entre les bras et le support. Les bras sont en polyacetal POM-C et sont légèrement flexibles ( $k_{arm} = 6.25 \times 10^3$  N.m), ils autorisent donc un certain degré de liberté au niveau du bord d'attaque de la membrane. Ce type de fixation a été choisi car il est plus robuste, plus simple à monter et à modéliser. De plus, une étude sur les différents types de fixations a conclu que, à retrait égal, l'encastrement permettait une conversion d'énergie plus importante [Träsch et al., 2016a].

Les fixations du prototype échelle 1/6<sup>ème</sup> sont composées d'une liaison pivot à chaque extrémité des bras. Ces liaisons pivots sont munies de ressorts réglables et de butées à hauteur variable pour effectuer différents essais sur les conditions d'accroche. Pour la mise à l'échelle 1/20<sup>ème</sup>, elles sont modélisées par deux liaisons pivots, dont celle entre les bras et la membrane qui est munie de butées à  $\pm 15^\circ$ . Les bras utilisés dans ce cas-ci sont en matériau composite fibre de verre/epoxy et sont très rigides ( $k_{arm} = 3.75 \times 10^4$  N.m). Ces liaisons ont été représentées schématiquement figure 3.7.

Les résultats de fréquence, d'amplitude, d'efforts et de puissance sont comparés en fonction du type d'accroche. Ils ont été obtenus avec une membrane de 3 mm d'épaisseur, composée de deux rangées d'amortisseurs ( $\bar{C} = 3470$  kg/s,  $\sigma(C) = 600$  kg/s), fixée sur le support « berceau ».



FIGURE 3.7 – Schéma des conditions d'accroches comparées dans cette section. Gauche : liaison encastree/encastree, droite : liaison pivot/pivot+butees. Les bras sont en noir et la membrane en rouge.

Une comparaison des trajectoires mesurées est présentée figure 3.8 pour une longueur de retrait des câbles de pré-contrainte  $d = 5.1\%$  à gauche et  $d = 9.4\%$  à droite. Dans les deux cas, la trajectoire de la membrane encastrée présente une amplitude plus faible en amont et plus importante en aval. Cette différence est bien due à l'angle et au déplacement du bord d'attaque de la membrane. La longueur d'onde vaut environ 2 m dans les deux cas.

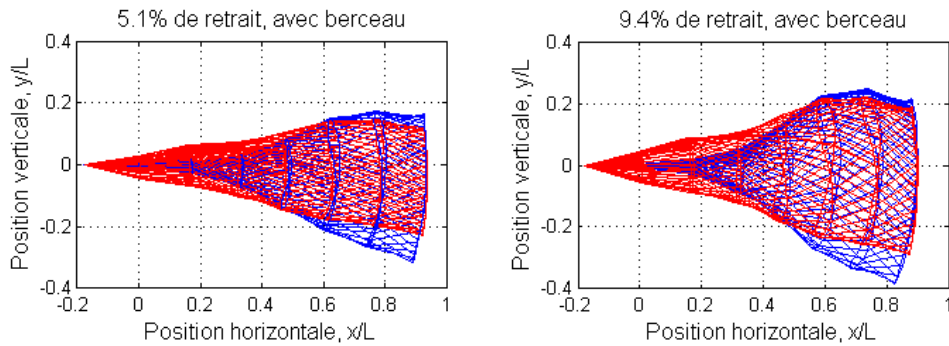


FIGURE 3.8 – Positions des bras ( $x < 0$ ) et de la membrane ( $x > 0$ ) superposées tous les 40<sup>ème</sup> de période pour différentes conditions d'accroche et longueurs de retrait. Bleu : encastré/encastré, rouge : pivot/pivot+butées.

La figure 3.9 présente la fréquence principale ainsi que l'amplitude maximale tête-à-creux d'ondulation. On peut remarquer que la vitesse critique et la fréquence sont peu impactées par le changement des conditions d'accroche. Les spectres de Fourier, qui ne sont pas tracés ici, ne présentent presque pas de différences. Pour les deux types de liaisons testées, l'amplitude maximale décroît légèrement avec la vitesse du courant, avec quasiment la même pente. L'écart d'amplitude maximale reste donc relativement constant lorsque la vitesse du courant varie, il vaut environ  $0.12L$ .

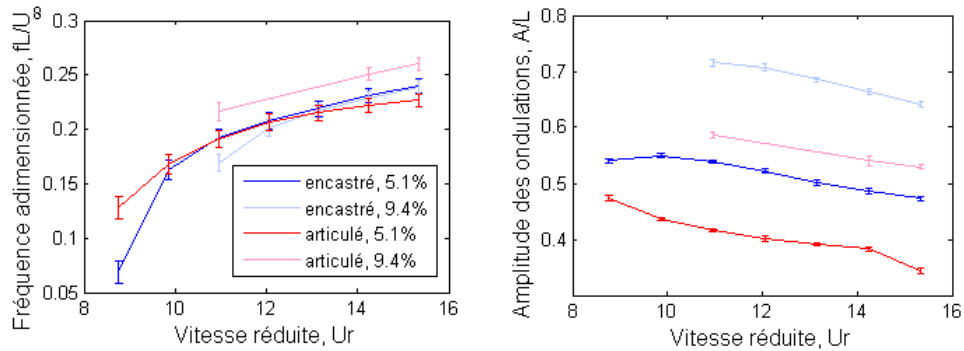


FIGURE 3.9 – Fréquence et amplitude en fonction de la vitesse réduite pour différentes conditions d’accroche et longueurs de retrait.

Les coefficients hydrodynamiques maximums, moyens et minimums pour les quatre configurations testées sont présentés sur la figure 3.10. Elle montre que les cas où la membrane est articulée subissent une traînée moins importante d’environ 10 % que dans les cas où elle est encastrée. La portance maximum diminue aussi d’environ 20% lorsque les bras sont articulés.

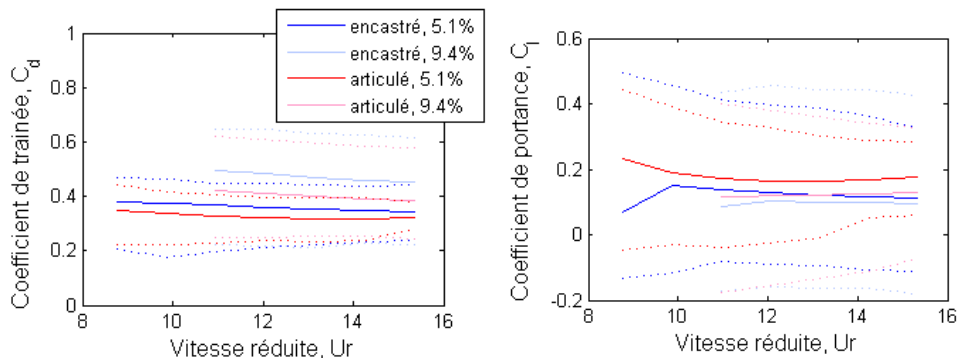


FIGURE 3.10 – Coefficients de (a) traînée et (b) portance en fonction de la vitesse réduite pour différentes conditions d’accroche et longueurs de retrait. Traits pleins : moyenne, traits pointillés : extrêmes.

La principale différence résultant du type d'accroche utilisé est la manière dont la conversion de puissance est répartie le long de la membrane. On observe sur la figure 3.11 que la plupart de la conversion d'énergie pour la membrane encadrée a lieu sur les segments 2 à 6. L'ajout d'une articulation permet de basculer une quantité importante de puissance ( $\approx 30\%$ ) de la puissance convertie sur le premier segment, c'est-à-dire sur les amortisseurs situés entre les bras et la membrane. D'un point de vue industriel il est plus intéressant d'avoir une production de puissance et un réglage des convertisseurs le plus uniforme possible. Cela permet de dimensionner la chaîne de production de manière uniforme et de faire des économies d'échelle sur la production de ses composants.

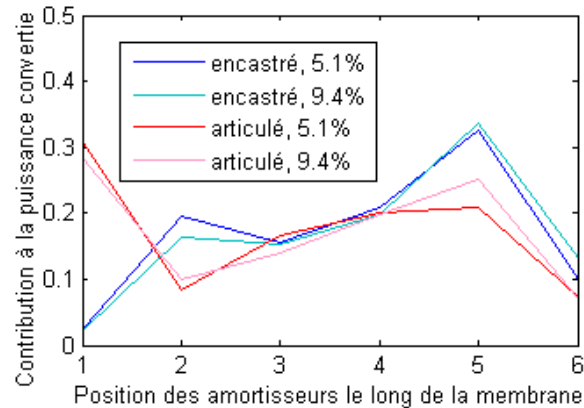


FIGURE 3.11 – Répartition de la puissance convertie le long de la membrane à  $Ur = 11.2$  pour différents types d'accroches et longueurs de retrait.

La figure 3.12 montre l'évolution de coefficient de puissance en fonction de la vitesse réduite pour les quatre configurations testées. Pour une longueur de câble donnée, les résultats sont meilleurs lorsque la membrane est encadrée. La comparaison des résultats des différentes accroches à longueur de retrait égale des câbles de pré-contraintes n'est cependant pas forcément pertinente. En effet, le fait d'ajouter un degré de liberté entre la membrane et les bras ou bien entre les bras et le support entraîne une diminution de la pré-contrainte : la déformée de la membrane seule est moins importante pour le cas articulé, comme le montre la figure 3.8. Or, on a montré qu'un des facteurs limitant de la longueur des câbles est bien la contrainte de flexion imposée au matériau (section 1.4.3).

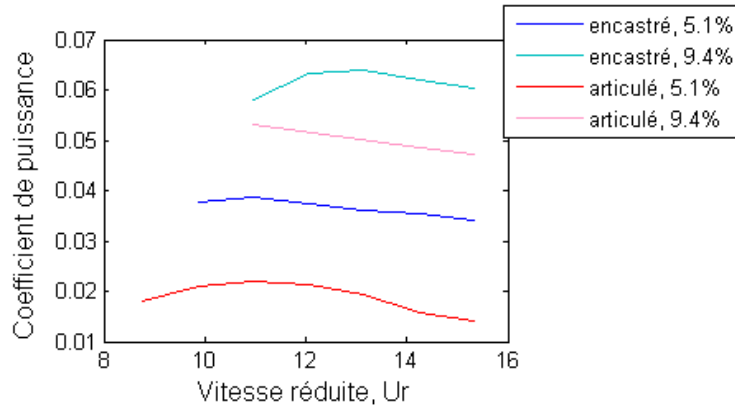


FIGURE 3.12 – Estimation du coefficient de puissance en fonction de la vitesse réduite pour différents types d’accroches et longueurs de retrait.

Il semble donc plus adapté de comparer les résultats en fonction de la contrainte maximale dans la membrane. Une estimation de la contrainte de flexion a donc été effectuée selon la méthode décrite par l’équation 1.33 et le paragraphe qui la précède. Les contraintes maximales obtenues par cette méthode ont été tracées sur la figure 3.13. Cette figure montre que le risque de rupture est plus important sur une membrane encastrée. L’écart de contrainte maximale en flexion est d’environ 40 % pour les écoulements proches de la vitesse critique, puis se réduit pour les courants plus rapides.

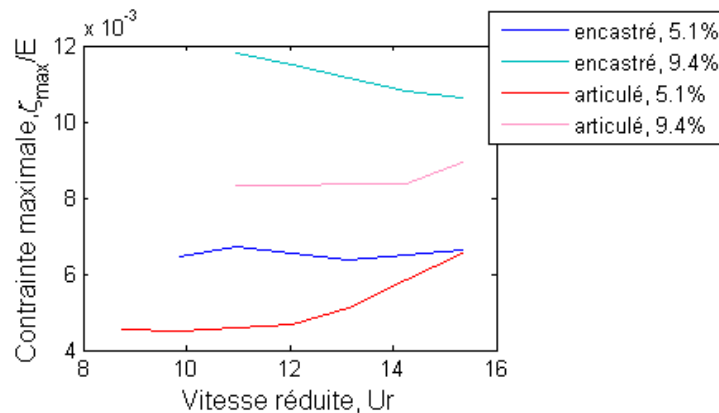


FIGURE 3.13 – Estimation du maximum de contrainte dans la membrane.

La figure 3.14 présente ce même coefficient de puissance, mais cette fois en fonction de la contrainte maximale dans la membrane. Pour les configurations testées, plus la contrainte est élevée et plus l'hydrolienne est efficace. Il est donc difficile de conclure sur le choix d'un type de liaison ou d'un autre. Cela dépend à la fois des matériaux sélectionnés, de la gamme de fonctionnement des convertisseurs, de l'encombrement admissible de la membrane et du dimensionnement de son support. Le fait d'avoir présenté les différences d'accroches et leur influence sur le fonctionnement de l'hydrolienne permet cependant de comparer les prototypes aux différentes échelles, ce qui sera fait dans la section suivante

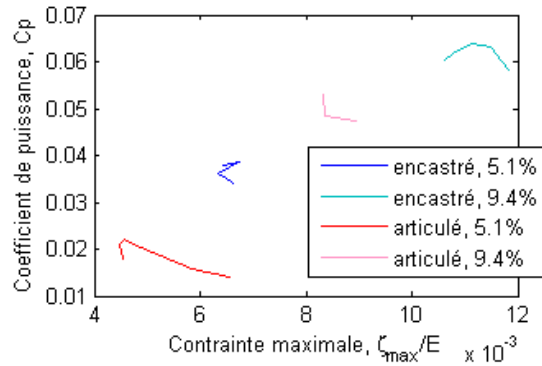


FIGURE 3.14 – Estimation du coefficient de puissance en fonction de la contrainte maximale dans la membrane pour différents types d'accroches et longueurs de retrait.

Il convient cependant de rappeler que l'évaluation des contraintes a été obtenus par des calculs dépendants de fortes hypothèses. Ainsi, ces estimations ne prennent pas en compte les petites déformations aux abords des profilés transverses. De plus, l'incertitude sur la mesure de trajectoire des cibles se propage et s'amplifie via l'interpolation de la position de la membrane (équations 1.5 à 1.7), puis par une courbe spline et par sa dérivée seconde. Enfin, la course des amortisseurs limite en partie la courbure de la membrane, et donc les contraintes dans celle-ci. Il serait donc plus adapté de confirmer ou d'infirmer l'analyse effectuée ici par des mesures réalisées avec des jauges de contraintes que l'on fixerait sur la membrane lors des essais.

### 3.1.3 Impact de la houle sur le dimensionnement

L'objectif de cette section est de déterminer l'effet de la houle sur le comportement d'une hydrolienne à membrane ondulante. En effet, de précédentes études ont prouvé que les vagues pouvaient impacter significativement le fonctionnement d'une hydrolienne classique à hélice [Gaurier et al., 2013]. De plus, son comportement ondulatoire laisse présager que des interactions complexes puissent avoir lieu en fonction de la fréquence et/ou de la longueur d'onde des vagues de surfaces. Or, jusque-là, les essais en bassin de la membrane étaient réalisés pour une membrane seulement soumise au courant.

Les essais en mer ont révélé une certaine sensibilité à la houle, mais l'instrumentation n'était pas suffisante pour analyser correctement le phénomène. Des essais combinés houle/courant ont donc été mis en place. Cette étude présente les résultats de ces tests, elle considère des houles régulières de différentes hauteurs et fréquences, ainsi que des houles irrégulières avec un spectre de type JONSWAP [Hasselmann, 1973].



FIGURE 3.15 – La Vague (Kanagawa-oki nami-ura), Hokusai, 1830.

Les essais ont été réalisés dans le bassin à houle et à courant de l’Ifremer à Boulogne-sur-mer (figure 3.16). Deux vitesses ont été testées :  $U_\infty = 0.85$  m/s et 1.00 m/s. La vitesse de l’écoulement est mesurée à l’aide d’un vélocimètre laser doppler (LDV) 2D placé en amont de la structure à  $(x, y) = (-2.4L, 0)$ .

Le générateur de houle est composé de 8 batteurs indépendants de 500 mm de large et de 500 mm de profondeur chacun. Il permet de générer des vagues régulières avec une fréquence comprise entre  $f_{houle} = 0.5$  et  $f_{houle} = 2$  Hz, avec une amplitude maximale de  $H_{consigne} = 280$  mm pour un courant d’une vitesse de  $U_\infty = 1$  m/s. Le coefficient de réflexion est inférieur à 12 % pour les fréquences et amplitudes usuelles [Gaurier et al., 2013]. Le modèle de spectre de houle JONSWAP est utilisé pour générer des vagues irrégulières.

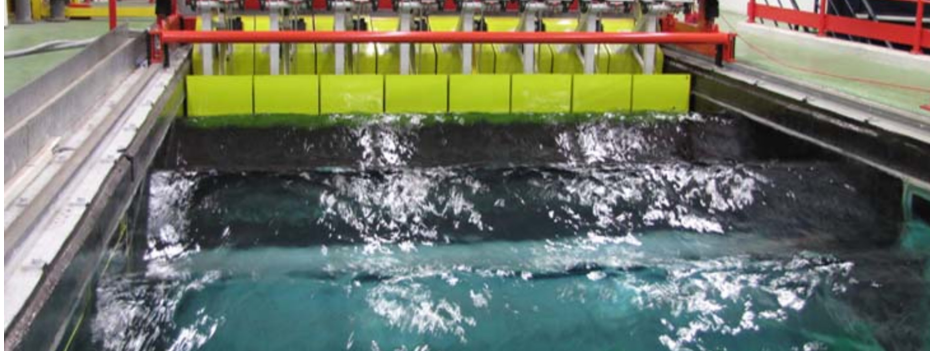


FIGURE 3.16 – Batteur à houle en fonctionnement dans le bassin.

La membrane utilisée pour ces essais est de dimensions  $L \times b \times h = 0.8$  m  $\times$  0.8 m  $\times$  0.003 m, avec liaisons encastrées. Les quatre configurations qui ont été testées sont résumées dans la table 3.2. Comme pour les essais de sillage, deux paramètres sont modifiés : l’amortissement (qui entraîne un ajout de masse) et la longueur de retrait des câbles de pré-contrainte.

Configuration	Masse	Amortissement	Longueur de retrait
1	8.60 kg	0	4.88 %
2	9.35 kg	$12 \times 3000$ kg/s	4.88 %
3	10.1 kg	$24 \times 3000$ kg/s	4.88 %
4	10.1 kg	$24 \times 3000$ kg/s	9.94 %

TABLE 3.2 – Résumé des configurations testées avec houle.



Le générateur de houle, qu'il soit en mouvement ou statique, constitue un obstacle dans l'écoulement et modifie donc le profil de courant ainsi que l'intensité turbulente. Les perturbations de l'écoulement et leurs effets sur l'hydrolienne à membrane ondulante sont résumés dans la table 3.3 et sur la figure 3.17. La présence des batteurs à houle augmente la vitesse axiale moyenne de 5 % au niveau du point de mesure LDV, ce qui résulte en un écart de 10 % de la fréquence d'ondulation de la membrane. Elle génère aussi des fluctuations qui augmentent l'intensité turbulente 2D jusqu'à 8 % et qui entraîne des petites perturbations de trajectoire, ce qui modifie son spectre. Ces fluctuations de l'écoulement augmentent aussi l'amplitude maximum du mouvement vertical et de la force de portance.

Paramètre	Symbole	Avec batteur	Sans batteur
Vitesse axiale moyenne	$\bar{U}$	1.065 m/s	1.009 m/s
Vitesse transverse moyenne	$\bar{V}$	0.010 m/s	0.007 m/s
Intensité turbulente	$I_\infty$	8.22 %	1.46 %
Fréquence d'ondulation	$f$	0.256 Hz	0.231 Hz
Amplitude tête-à-creux	$A$	0.578 m	0.486 m
Maximum de trainée	$F_d$	127 N	120 N
Maximum de portance	$F_l$	239 N	170 N

TABLE 3.3 – Impact du batteur à houle sur les caractéristiques de l'écoulement et sur le comportement de la membrane (sans houle).

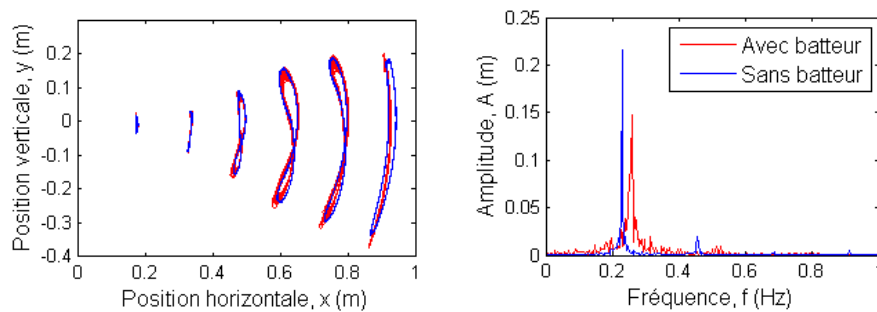


FIGURE 3.17 – Impact du batteur à houle sur (a) la trajectoire de la membrane et (b) le spectre de fréquence du mouvement vertical en bord de fuite.

La figure 3.18 présente les variations d'élévation de la surface mesurées par la sonde à houle placée à  $x = 0$ . Elle montre qu'il existe une grande variabilité de la hauteur des vagues, et ce même pour une consigne fixe en houle régulière (ici,  $f_{houle} = 0.5$  Hz et  $H_{consigne} = 140$  mm). Ces variations proviennent de l'interaction entre le courant et le batteur à houle, dont il faudra tenir compte dans l'analyse. En revanche, la fréquence de la houle respecte bien la consigne. Il peut donc être plus efficace d'analyser les résultats en termes de fréquence qu'en termes d'amplitude de houle.

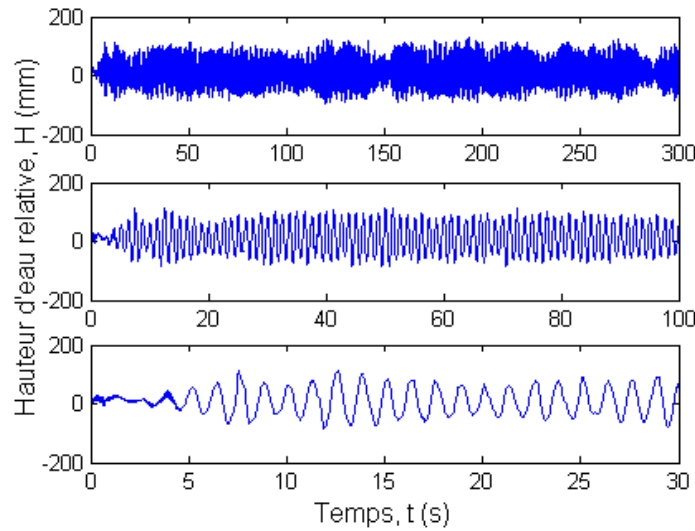


FIGURE 3.18 – Exemple de résultats de mesure de la sonde à houle située en  $(x, z) = (0, 1.25L)$ , pour  $U_\infty = 1$  m/s,  $f_{houle} = 0.8$  Hz et  $H_{consigne} = 140$  mm.

Les valeurs à échelles réelles donnent une meilleure idée de la gamme de houle testée. Ainsi, en respectant le facteur d'échelle et la similitude de Froude (ici,  $F_r = 0.36$ ), une vague de hauteur significative  $H_s = 0.3$  m et de fréquence  $f_{wave} = 0.5$  Hz lors de l'expérience est représentative d'une vague de  $H_s = 5.5$  m et  $f_{wave} = 0.12$  Hz à échelle réelle. La hauteur significative est calculée selon l'équation 3.2, comme étant égale à 4 fois l'écart-type de l'élévation de la surface libre.

$$H_s = 4\sigma(y_{surface}) \quad (3.2)$$

La figure 3.19 montre un exemple de répartition de la hauteur tête-à-creux des vagues générées lors d'un essai. La hauteur significative de houle est de  $H_s = 127$  mm. La répartition de la hauteur des vagues est inégale, et possède en général une forme gaussienne, comme si elle suivait une loi normale. L'analyse statistique qui permettrait de le déterminer n'est cependant pas réalisée ici car elle ne semble pas pertinente à notre étude.

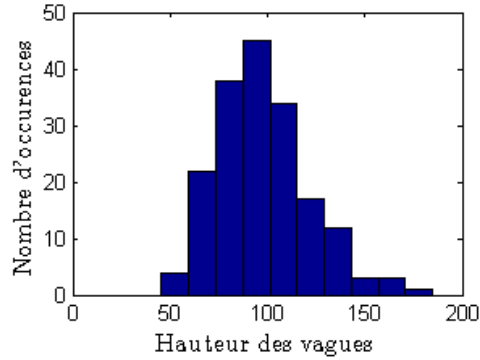


FIGURE 3.19 – Répartition de la hauteur tête-à-creux des vagues pendant un essai avec :  $U_\infty = 1$  m/s,  $f_{houle} = 0.6$  Hz,  $H_{consigne} = 95$  mm

Pour déterminer l'impact de la houle sur les fluctuations de vitesses dans le courant, la figure 3.20 présente la densité spectrale de puissance pour un exemple d'essai avec houle. Ce spectre a été calculé à partir de données échantillonnées irrégulièrement car provenant de mesures LDV. Il a donc été obtenu après une interpolation linéaire à une fréquence d'échantillonnage correspondant au plus grand intervalle entre deux mesures ( $< 0.01$  s). Il a ensuite été filtré selon une méthode décrite par [Ikhennicheu, 2019].

Comme on peut s'y attendre, le spectre sur  $u'$  présente un pic à la fréquence de houle. Le spectre calculé sur  $v'$ , au contraire, ne semble pas impacté par la présence de houle. Ces deux spectres possèdent une pente d'environ  $-11/3$  dans la région inertielle, et ne respectent donc pas l'hypothèse de Kolmogorov d'une pente en  $-5/3$  [Pope, 2000]. Les spectres sans houle, avec et sans présence de batteur, sont présentés en annexe E. Le premier peut se superposer à la figure 3.20, sauf en  $f = f_{houle}$ , où il ne présente pas de pic. Le spectre pour l'écoulement sans batteur atteint des niveaux de densité de puissance plus faible, et possède une pente plus douce.

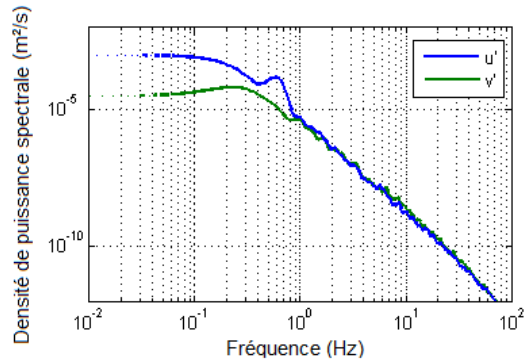


FIGURE 3.20 – Densité spectrale de puissance des vitesses fluctuantes en  $(x, y) = (-2.4L, 0)$ , pour  $U_\infty = 1$  m/s,  $f_{houle} = 0.6$  Hz,  $H_{consigne} = 95$  mm.

La figure 3.21 présente une comparaison de la trajectoire de la membrane lors de deux essais : un où le batteur à houles est plongé dans l'eau mais statique et un autre où il génère une houle avec une consigne de fréquence de  $f_{houle} = 0.5$  Hz et une consigne de hauteur de  $H_{consigne} = 140$  mm. Cette figure montre bien qu'il y a un impact de la houle régulière sur la trajectoire de la membrane.

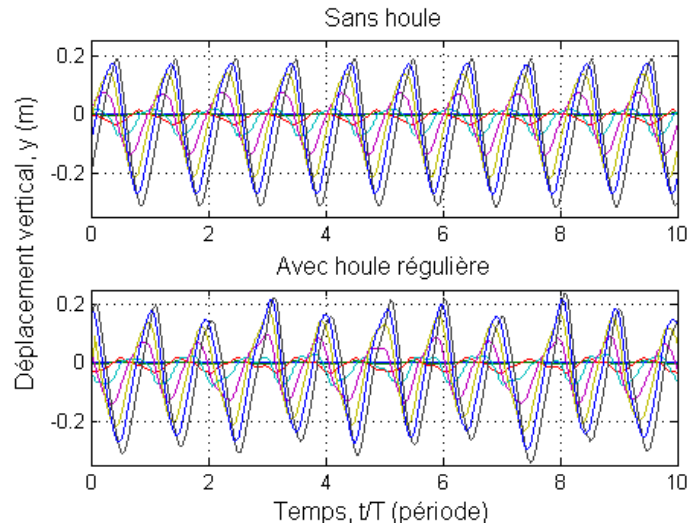


FIGURE 3.21 – Position verticale des points de contrôle de la membrane, séparés de  $0.2L$ , pendant 10 périodes d'ondulations sans houle (haut) et avec houle (bas).

La figure 3.22 présente l'impact de la fréquence et de la hauteur significative de houle sur l'amplitude maximum tête-à-creux des ondulations pour chaque configuration testée. Ces deux graphes montrent que la houle entraîne des variations de  $\pm 10\%$  sur l'amplitude. Cependant, aucune tendance claire n'est identifiable en fonction de la fréquence ou de la hauteur des vagues.

Les mêmes résultats sont présentés pour la fréquence d'ondulation sur la figure 3.23. Elle montre que la présence de la houle entraîne une augmentation de la fréquence jusqu'à  $15\%$  par rapport à sa valeur lorsqu'elle est soumise au courant seul.

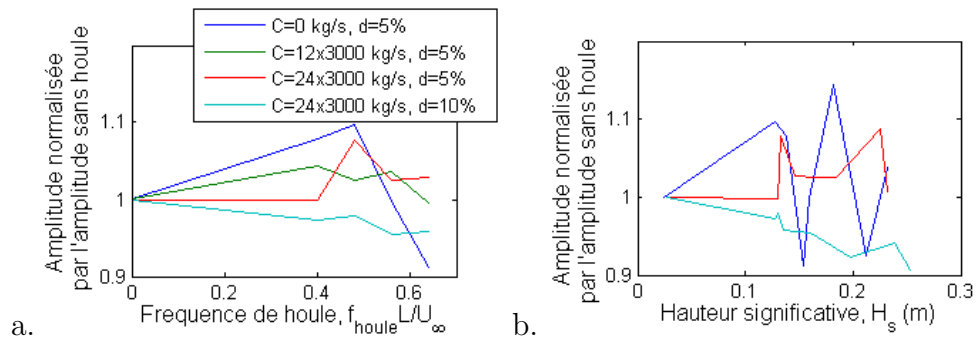


FIGURE 3.22 – Amplitude d'ondulation normalisée par l'amplitude sans houle en fonction de (a) la fréquence de houle et de (b) la hauteur significative pour chaque configuration testée.

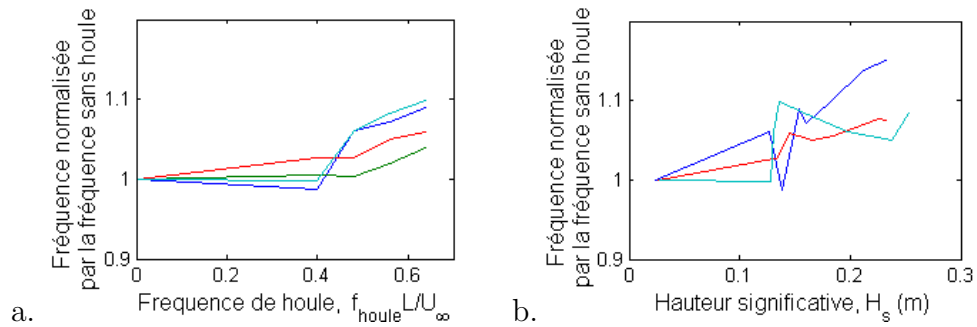


FIGURE 3.23 – Fréquence principale d'ondulation normalisée par la fréquence sans houle en fonction de (a) la fréquence de houle et de (b) la hauteur significative pour chaque configuration testée.

L'analyse en fréquence est effectuée à partir des figures 3.24-3.28. Chaque figure correspond à une configuration avec un amortissement différent, et donc une fréquence fondamentale différente (voir section 1.4.1). Les spectres sont tracés à partir de la transformées de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle. Sur chaque courbe, le pic à la fréquence de houle est nettement visible.

La transformée de Fourier de la membrane non amortie est représentée sur la figure 3.24. Dans cette configuration, et contrairement aux configurations amorties, les fréquences de houle testées sont proches de la fréquence d'ondulation de la membrane. Chaque spectre présente deux pics : un qui correspond à la fréquence d'ondulation de la membrane et un à la fréquence de la houle. Plus le pic de la houle est proche en fréquence de celui de la membrane, plus son amplitude est élevée. Ce résultat est mis en évidence par la courbe pointillée qui relie les sommets des pics liés à la fréquence de houle de chaque courbe.

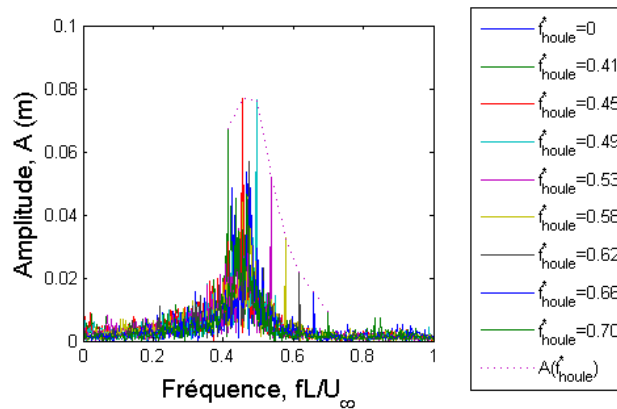


FIGURE 3.24 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle régulière.  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 0$  kg/s.

Il faut cependant préciser que le spectre du mouvement sans houle est très étalé à cause des perturbations générées par le batteur, et que la fréquence d'ondulation de la membrane n'est pas bien définie. C'est pourquoi un agrandissement du graphe précédent est réalisé figure 3.25 pour certains essais. Les courbes bleue et verte correspondant respectivement aux essais sans et avec batteur illustrent bien cela.

Lorsque la fréquence de houle est suffisamment proche de celle de la membrane (à partir d'une distance de  $\approx \pm 10\%$ ), un couplage a lieu et on observe que la fréquence principale d'ondulation (la fondamentale) se synchronise sur la fréquence de houle. Ainsi, sur le graphe de la figure 3.25, le spectre correspondant au test à  $f_{houle} = 0.49$  possède un seul pic à la fréquence de houle, tandis que celui correspondant au test à  $f_{houle} = 0.58$  possède deux pics : un à la fréquence de houle et un à celle de la membrane. Cela explique pourquoi, sur la figure 3.23, la fréquence d'ondulation de la membrane non amortie commence par baisser (quand  $f_{houle} < f$ ), puis augmente pour  $f < f_{houle}$ .

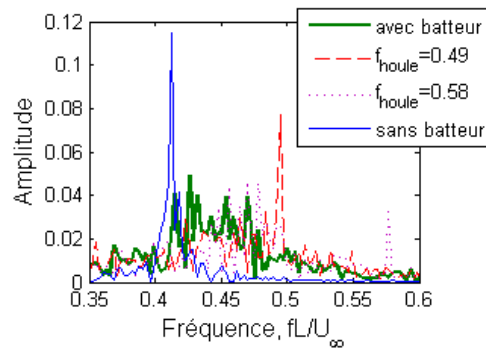


FIGURE 3.25 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite avec et sans présence batteur et pour deux fréquences de houle :  $f_{houle} = 0.49$  et  $f_{houle} = 0.58$ .  $U_{\infty} = 1$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 0$  kg/s.

Pour une membrane équipée de 12 amortisseurs, le spectre de la position verticale du bord de fuite est tracé sur la figure 3.26. L'énergie de la fréquence de houle est beaucoup moins importante que celle à la fréquence des ondulations. Il est cependant possible de faire plusieurs remarques. Le pic de houle le plus proche de la première harmonique de la membrane ( $f_1 L/U = 0.48$ ) est plus élevé que les autres pics de houle. Il y a un couplage entre cette fréquence de houle et la première harmonique. Cette interaction va jusqu'à décaler la fondamentale qui prend alors la valeur de la moitié de la fréquence de houle. Il y a donc là aussi un phénomène de synchronisation, comme pour les interactions entre la houle et la fondamentale sur la figure 3.24.

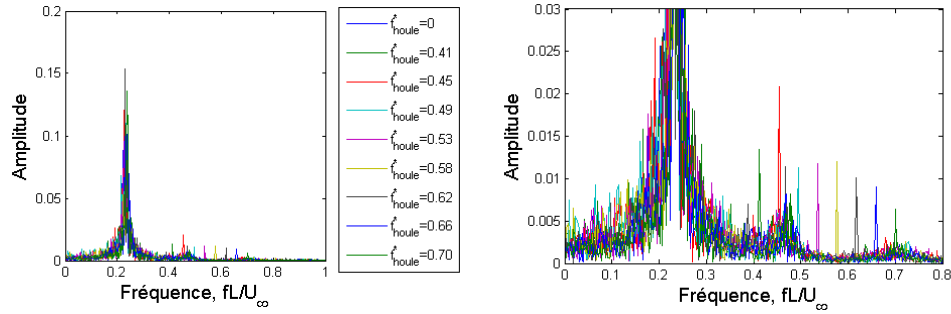


FIGURE 3.26 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 12 \times 3000$  kg/s. Gauche : non zoomé, droite : zoomé.

Ce phénomène est particulièrement remarquable sur la figure 3.27. On y voit la composition fréquentielle du mouvement pour le bord de fuite de la membrane avec et sans batteur, ainsi que pour deux fréquences de houle. Sans batteur, la fréquence d'ondulation de la membrane vaut  $fL/U_\infty = 0.218$ . Avec batteur mais sans houle, le spectre est plus large et s'étale entre  $fL/U_\infty = 0.21$  et  $fL/U_\infty = 0.25$ . Pour  $f_{houle} = 0.45$ , la fréquence principale est plus nette et un pic apparaît à  $fL/U_\infty = 0.225 \approx f_{houle}/2$ . Pour  $f_{houle} = 0.70$ , un pic apparaît à  $fL/U_\infty = 0.237 \approx f_{houle}/3$ . Il semble donc bien que le couplage entre la houle et les harmoniques du système puisse décaler la fondamentale du mouvement de la membrane.

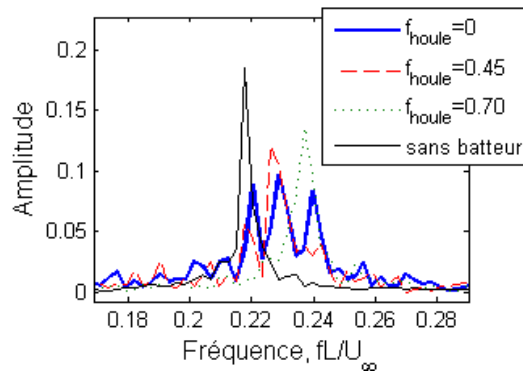


FIGURE 3.27 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite avec et sans présence batteur et pour deux fréquences de houle :  $f_{houle}^* = 0.45$  et  $f_{houle}^* = 0.70$ .  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 12 \times 3000$  kg/s.



Les spectres de la membrane équipée de 24 amortisseurs sont présentés figure 3.28 pour différentes fréquences de houle incidente. Cette configuration ne semble pas présenter de phénomène de synchronisation. Il est donc possible qu'un fort amortissement l'en empêche. De manière générale, on peut aussi remarquer que la membrane est moins sensible aux effets de la houle lorsqu'elle est amortie.

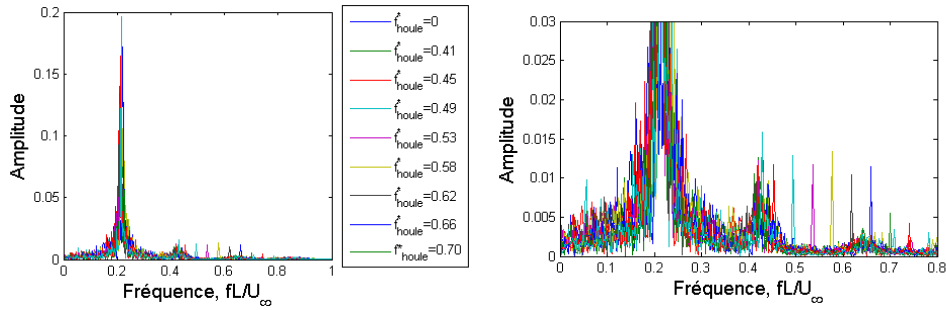


FIGURE 3.28 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 24 \times 3000$  kg/s. Gauche : non zoomé, droite : zoomé.

Les spectres des autres configurations testées sont présentés en annexe F. Sur toutes les figures, les pics dont la fréquence est supérieure à  $f_{\text{houle}}L/U_\infty = 0.7$  ont une amplitude qui diminue fortement en fonction de leur fréquence. Cela est certainement dû au fait que le temps de réponse du système devient trop grand par rapport à la période de houle. Ces pics de houle peuvent par contre toujours influencer la fréquence principale et ses harmoniques. Ainsi, pour le cas  $C = 24 \times 3000$  kg/s,  $U_\infty = 0.85$  m/s,  $d = 4.88$  %, la première harmonique est plus excitée lorsque la membrane est soumise à une houle de  $f_{\text{houle}}L/U_\infty = 0.78$ , soit presque la valeur de la troisième harmonique naturelle ( $f_3L/U_\infty = 0.73$ ). De plus, il y a un décalage de la fréquence principale et de ses harmoniques vers des fractions de la fréquence de houle. La fondamentale vaut alors  $fL/U_\infty = 1/4 \times f_{\text{houle}}L/U_\infty = 0.78/4 = 0.19$  au lieu de  $fL/U_\infty = 0.18$ .

Enfin, sur la plupart des spectres tracés ici et en annexe F, le pic de houle en  $f_{houle}L/U_\infty \approx 0.57$  est plus élevé que ces voisins. C'est vrai pour toutes les membranes amorties, autant pour  $U_\infty = 1.00$  m/s que pour  $U_\infty = 0.85$  m/s, pour  $d = 4.88$  % et  $d = 9.94$  %. C'est une curiosité qui n'est pas expliquée ici et qui n'a que peu d'impact en comparaison des interactions entre la houle et les harmoniques naturelles du système. Rien ne permet pour l'instant de le montrer, mais une hypothèse serait que la houle à cette fréquence fasse résonner une autre partie de l'hydrolienne, son support ou ses bras de fixation par exemple.

Après avoir analysé l'influence de la houle sur le mouvement, il convient de s'intéresser à son impact sur les efforts subis par la membrane. L'évolution temporelle des coefficients de traînée et de portance pour un cas sans houle et un cas avec une houle de fréquence  $f_{houle} = 0.6$  Hz et  $H_{consigne} = 140$  mm sont présentés figure 3.29. L'impact des vagues est significatif, entraînant des variations significatives d'un cycle à l'autre.

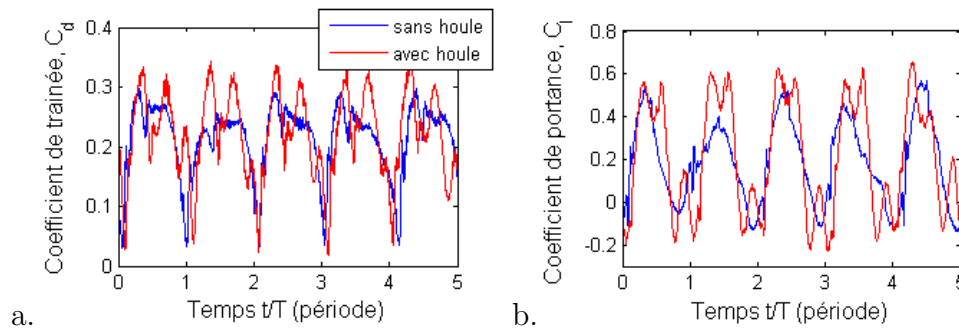


FIGURE 3.29 – (a) Force de traînée et (b) force de portance de la membrane ( $C = 24 \times 3000$  kg/s,  $d = 4.88$  %,  $U_\infty = 1$  m/s) sans et avec houle de fréquence  $f_{houle} = 0.6$  Hz et  $H_{consigne} = 140$  pendant 5 cycles d'ondulation.

Les valeurs moyennes et extrêmes des efforts de traînée et de portance sont impactées en fonction de la fréquence et de la hauteur significative de houle, mais, comme pour la trajectoire (figures 3.22 et 3.23), on ne remarque aucune tendance claire. En revanche, les configurations de houle testées engendrent jusqu'à 17 % d'augmentation de la valeur maximale de portance et jusqu'à 9 % de la traînée maximale. Pour la configuration 1, l'augmentation est respectivement de 17% et 31%, pour la configuration 2 elle vaut 8% et 10% et pour la configuration 3 c'est 11% et 25%.

La présence de houle engendre des perturbations sur les efforts exercés sur la structure, qui ne sont en général pas synchronisées avec la période d'ondulation de la membrane. Par conséquent, cela ajoute des variations d'un cycle à l'autre, ce qui augmente les efforts maximum mais pas leurs valeurs moyennes.

Les transformées de Fourier discrètes des signaux d'efforts pour la configuration  $C = 24 \times 3000$  kg,  $d = 4.88$  % et  $U_\infty = 1$  m/s sont présentés figure 3.30. On peut remarquer ici aussi des pics liés à la houle. Ces pics sont plus élevés en valeur absolue sur les spectres de portance mais, relativement à l'amplitude de la fondamentale, ils sont plus importants sur le spectre de trainée.

Sur la portance, de manière générale, on peut tirer les mêmes conclusions que pour l'analyse spectrale du mouvement :

- l'amortissement de la membrane réduit l'impact de la houle,
- il y a une forte baisse de l'influence pour les houles dont  $f_{houle}L/U_\infty \geq 0.7$ ,
- il existe un phénomène de synchronisation lorsque la fréquence de la houle est proche de la fondamentale ou d'une harmonique du système,
- la houle à  $f_{houle}L/U_\infty = 0.58$  engendre un pic plus important sur la portance que les houles à des fréquences proches.

À propos du spectre de la trainée, les deux premières affirmations de la liste précédentes sont vraies, mais pas les deux dernières. Il apparaît que l'influence de la houle sur la trainée est plus compliquée et mériterait une analyse plus poussée. On remarque notamment que la houle engendre des pics à des fréquences particulières dans le spectre de trainée, sans qu'il y ait de ratio fixe entre la fréquence de houle et ces fréquences particulières. Ainsi, pour une houle de  $f_{houle}L/U_\infty = 0.54$ , on peut observer un pic à  $fL/U_\infty = 0.33$  et un autre à  $fL/U_\infty = 0.74$ , tandis que pour une houle de  $f_{houle}L/U_\infty = 0.50$ , ces pics apparaissent à  $fL/U_\infty = 0.28$  et un autre à  $fL/U_\infty = 0.71$ . Ce phénomène peut provenir d'interactions complexes entre la houle et la membrane, mais il se peut aussi qu'il soit lié à la rigidité du châssis ou au reste du dispositif expérimental.

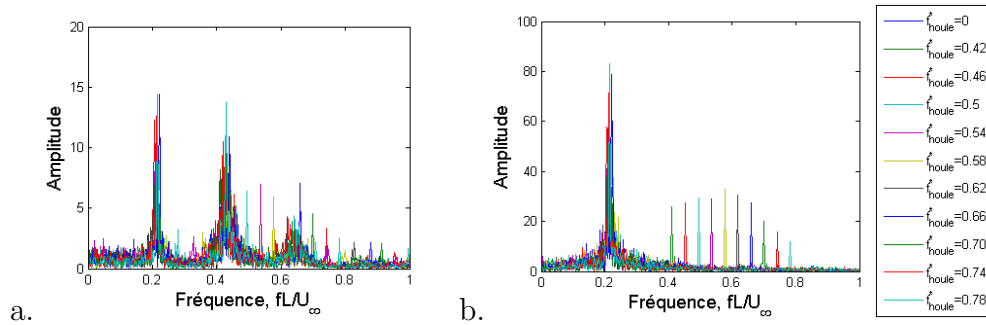


FIGURE 3.30 – Transformées de Fourier des signaux de (a) trainée et (b) portance pour différentes fréquences de houle avec la configuration  $C = 24$  avec  $U_\infty = 1$  m/s,  $H_{consigne} = 95$  mm

Les essais en houle régulière donnent des résultats très intéressants, mais il est certainement plus réaliste de réaliser des essais avec houle irrégulière. Pour cela, une houle a été modélisée avec un spectre de type JONSWAP ( $H_s = 107$  mm,  $T_p = 1.65$  s) [Hasselmann, 1973]. La figure 3.31 présente le spectre du signal de déplacement du bord de fuite tandis que la figure 3.32 présente le spectre des signaux de trainée et de portance pour un essai avec houle irrégulière. Pour une meilleure compréhension, le spectre des amplitudes de houle mesurées par la sonde à houle en  $x = 0$  a été superposé à chacun des graphes. Pour plus de visibilité, ce spectre est exprimé en centimètre pour le graphe du spectre de déplacement et en mètre pour les graphes de trainée et de portance .

Le seul graphe où les deux spectres sont similaires dans la gamme de fréquences de houle testées est celui du signal de portance. Une superposition avec un spectre de portance de la même configuration mais provenant d’essais sans houle présente en effet une différence significative dans cette gamme de fréquence. De manière générale, la composante de portance est la plus impactée par les vagues de surface.

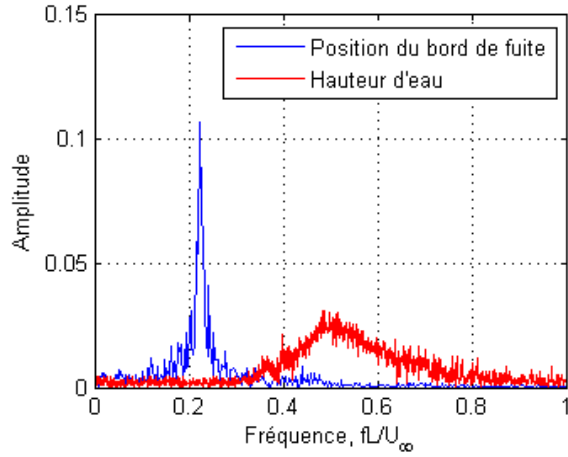


FIGURE 3.31 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite et de la hauteur d’eau (en cm) pour une houle irrégulière ( $H_s = 107$  mm,  $T_p = 1.65$  s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 12 \times 3000$  kg/s.

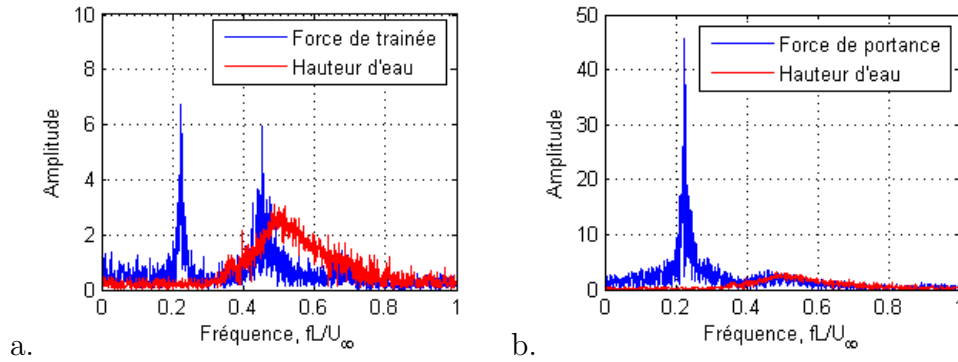


FIGURE 3.32 – Transformée de Fourier des signaux de (a) trainée et (b) portance superposé au spectre de la hauteur d’eau (en m) pour une houle irrégulière ( $H_s = 107$  mm,  $T_p = 1.65$  s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 12 \times 3000$  kg/s.

Les efforts de la houle sur l'hydrolienne à membrane ondulante ont été reproduit en bassin et une influence significative de la houle sur le fonctionnement de la membrane a été remarquée, mesurée et analysée. En respectant le facteur d'échelle et la similitude de Froude, les vagues de surface testées sont représentatives à l'échelle réelle de vagues jusqu'à  $H_s = 5.5$  m et  $f_{houle} = 0.12$  Hz.

La présence du générateur de houle dans l'eau modifie le profil de courant et cause des fluctuations de vitesses dans son sillage, ce qui impacte le comportement de l'hydrolienne à membrane ondulante. Cela entraîne notamment une accélération du courant d'environ 5 %, résultant en une augmentation de la fréquence d'ondulation de l'hydrolienne. Les fluctuations de vitesse génèrent aussi des petites perturbations dans le mouvement de la membrane, ce qui engendre une augmentation de l'amplitude du mouvement vertical et de la force de portance.

Aucun lien direct entre la fréquence ou la hauteur significative de houle et les valeurs moyennes ou maximales mesurées des efforts et du mouvement de la membrane n'a pu être identifié. Cependant, les spectres en fréquences des signaux mesurés ont permis de remarquer plusieurs choses intéressantes. Premièrement, l'amortissement (qui correspond ici au PTO) réduit l'impact de la houle sur la membrane. Deuxièmement, pour toutes les configurations testées, il y a une forte baisse de l'influence pour les houles dont  $f_{houle}L/U_\infty \geq 0.7$ . Enfin, on a pu observer qu'il existe un phénomène de synchronisation lorsque la fréquence de la houle est proche de la fondamentale ou d'une harmonique du système. En ce qui concerne le dimensionnement de la future hydrolienne à membrane ondulante échelle 1 et de son support, il faut prévoir une augmentation des efforts de 30 % en cas de houle dans la gamme testée.

## 3.2 Étude comparative sur les effets d'échelles

### 3.2.1 Changement d'échelle dans le bassin

Il s'agit dans cette section de comparer les résultats obtenus dans le bassin avec des prototypes à différentes échelles. On comparera donc les résultats obtenus aux échelles  $1/20^{eme}$  et  $1/6^{eme}$  pour des membranes fixées sur berceau et avec des bras articulés. Les longueurs de retrait et l'amortissement diffèrent selon les échelles, mais comme leur effets sont connus, la comparaison permet tout de même de quantifier les effets d'échelle, et en particulier l'effet du confinement. L'instrumentation utilisée est la même dans les deux cas.

Les prototypes des deux échelles ont évolué au cours de la thèse. La table 3.4 présente les principales caractéristiques de la structure et de l'écoulement pour les modèles qui sont comparés ici.

Grandeur	$L$	$h$	$\rho_s$	$E$	$C$	$U_\infty$	$Ur$	$Re$	$Fr$
Unité	m	mm	kg/m <sup>3</sup>	GPa	kg/s	m/s	.	.	.
échelle 1/6	2.5	5	1780	47	$6 \times 100000$	1.2	9.3	$3.10^6$	0.24
échelle 1/20	0.8	3	1600	4	$24 \times 3000$	1	9.54	$8.10^5$	0.36

TABLE 3.4 – Comparaison des principales grandeurs caractéristiques des membranes  $1/20^{eme}$  et  $1/6^{eme}$ .

Il convient tout d'abord de calculer le coefficient de blocage des prototypes aux différentes échelles (équation 4). En considérant une demi-amplitude égale à  $0.4L$ , le coefficient de blocage de la membrane  $1/20^{eme}$  dans le bassin est égal à  $C_b = 0.04$ , tandis que celui de la membrane échelle  $1/6^{eme}$  vaut  $C_b = 0.31$ . Le fait que la membrane  $1/6^{eme}$  bloque une part importante de la section de fluide est à prendre en compte dans les effets d'échelles. Cela est particulièrement visible lors des essais, car l'amplitude tête-à-creux de la membrane en bord de fuite est du même ordre que la hauteur d'eau dans le bassin (2 m). Cela fait qu'il n'est pas possible de comparer les résultats en termes d'amplitude. On observe aussi des déformations importantes de la surface libre. Enfin, il est manifeste que la vitesse critique diminue dans les situations de confinement.

La figure 3.33 présente les résultats de trajectométrie pour les deux échelles testées en bassin. Les trajectoires des cibles  $y$  ont été adimensionnalisées par la longueur de chaque membrane, ce qui permet de noter que les deux ondule sur le même mode. La longueur des câbles de retrait vaut 9.4 % pour la 1/20<sup>ème</sup> et 13.6% pour la 1/6<sup>ème</sup>. Or, contrairement aux conclusions de la section 1.4.3, on remarque que l’amplitude relative de la membrane 1/6<sup>ème</sup> est plus petite. Elle est en effet limitée par les dimensions du bassin. La proximité des parois génère des zones de sur-pression lorsque la membrane se rapproche trop du fond. De même, lorsque le déflecteur arrière perce la surface libre, il n’est plus soumis à l’écoulement et retombe.

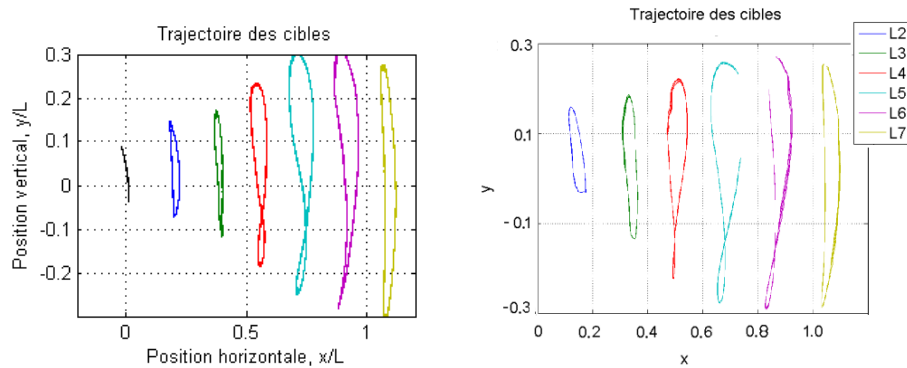


FIGURE 3.33 – Comparaison des trajectoires entre les modèles 1/20<sup>ème</sup> et 1/6<sup>ème</sup> d’hydrolienne à membrane ondulante en essai dans le bassin de l’IFREMER.

Un exemple des coefficients hydrodynamiques lors des essais de la membrane est donné figure 3.34. On y voit que ceux-ci sont bien plus importants que ceux obtenus sur la membrane 1/20<sup>ème</sup> (figure 3.10). Une manière de corriger ces résultats est de ne plus prendre en compte la vitesse prescrite au bassin dans le calcul des coefficients hydrodynamiques et de la vitesse réduite. À la place, on considère que l’écoulement accélère aux alentours de l’hydrolienne car il subit un changement de section à débit constant [Whelan et al., 2009], [Werle, 2010]. Ce calcul donne l’équation 3.3.

$$U_{corr} = \frac{U_{\infty}}{1 - C_b} \quad (3.3)$$



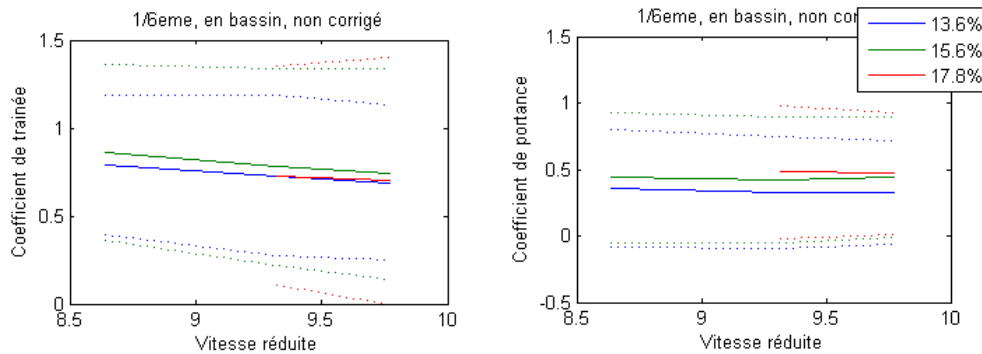


FIGURE 3.34 – Coefficients hydrodynamiques sur la membrane  $1/6^{eme}$ , non corrigés.

La figure 3.35 permet de comparer les résultats des prototypes échelle  $1/20^{eme}$  (à gauche) et  $1/6^{eme}$  (à droite) en termes de fréquence adimensionnalisée et de coefficients hydrodynamiques. Les grandeurs ont été corrigées à l'aide de l'équation 3.3. La fréquence adimensionnalisée de l'échelle  $1/6^{eme}$  est plus petite de 5% à 20% par rapport à celle du prototype  $1/20^{eme}$ . Cet écart n'est pas expliqué par la différence d'amortissement, car le prototype  $1/20^{eme}$  est proportionnellement plus amorti. Cette différence peut provenir du confinement, ou bien de l'interaction avec la surface libre. Il a été remarqué lors des essais que la membrane ralentissait lorsqu'elle entrait en contact avec la surface. En revanche, les coefficients de trainée et de portance corrigés sont similaires qu'elle que soit l'échelle, ce qui montre l'intérêt de la correction liée au coefficient de blocage.

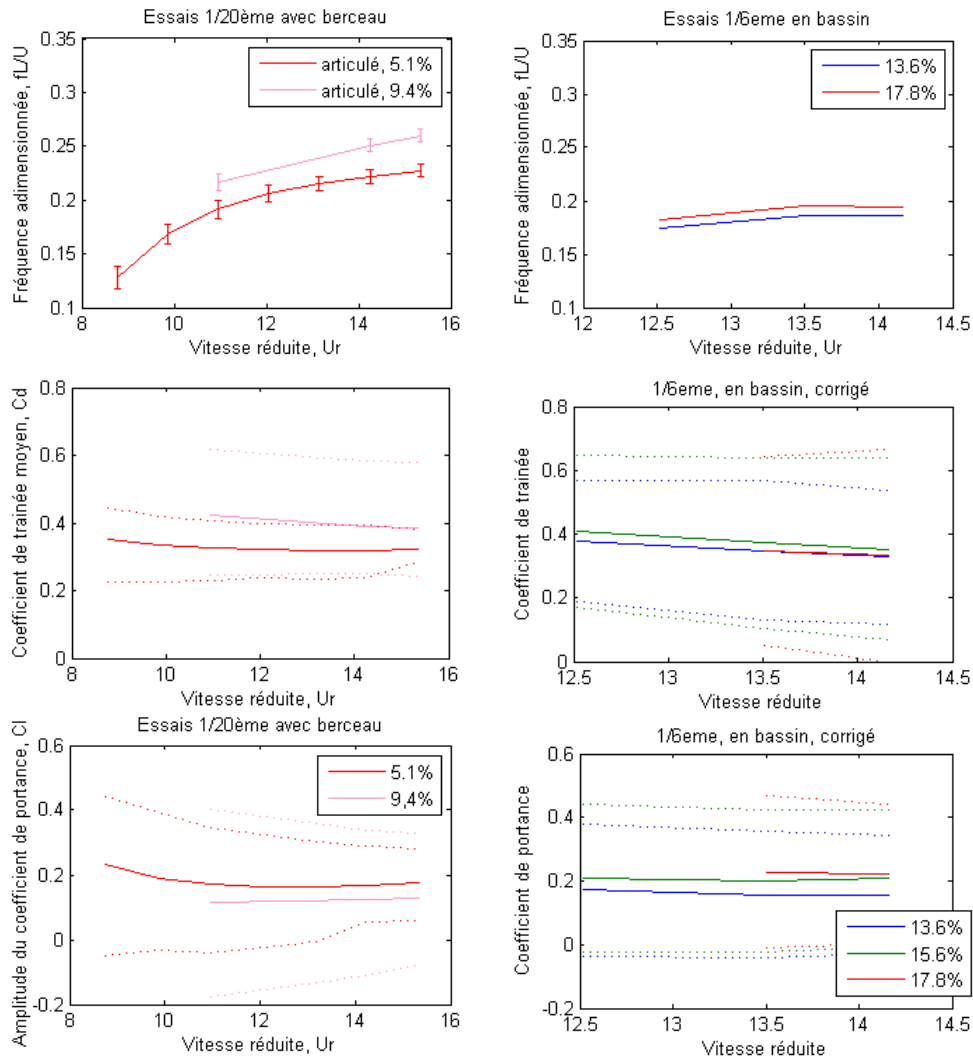


FIGURE 3.35 – Comparaison de la fréquence des ondulations (haut), coefficients de trainée (milieu) et coefficient de portance (bas) en fonction de la vitesse réduite pour les modèles 1/20<sup>ème</sup> et 1/6<sup>ème</sup> d'hydrolienne à membrane ondulante en essai dans le bassin de l'IFREMER. Tous les paramètres ont été corrigés en prenant en compte le coefficient de blocage.

### 3.2.2 Comparaison avec les essais en mer

Au cours de la thèse, j'ai eu l'opportunité de participer à des essais en mer de l'hydrolienne à membrane ondulante à l'échelle 1/6<sup>ème</sup>. Cette section présente une partie des résultats obtenus lors de ces essais, ainsi qu'une comparaison avec certains des résultats obtenus en bassin. Les sections suivantes se concentrent sur l'influence de deux aspects des écoulements marins qui ont été reproduits en bassin : la direction du courant et la houle.

Les essais en mer ont été réalisés en tractant l'hydrolienne à l'aide d'un navire de travaux maritimes, le Penzer de la flotte TSM Iroise Mer (figure 3.36). Le navire fait 27.5 m de long, a une capacité de chargement en pontée de 80 t, un tirant d'eau de 1 m et est équipé de deux grues d'une capacité de 40 t/m. L'hydrolienne est fixée sur le côté tribord et immergée à 3 m de la surface. Une centrale inertielle Ellipse A du fabricant SBG est fixée sur le flap arrière de la membrane, qui permet de mesurer l'amplitude et la période des ondulations (figure 3.37). Un ADCP signature 1000 de chez Nortek est aussi fixé sur le bateau, à 5.75 m en amont de la membrane et à 2.1 m de la surface, dirigé vers le bas. Il permet de mesurer la vitesse du courant dans les trois directions tous les 20 cm sur une hauteur d'eau de 10 m à une fréquence d'acquisition de 4 Hz. Un système de contrôle et de mesure des convertisseurs électromécaniques est aussi présent sur le bateau. Il ne sera pas décrit ici, et les convertisseurs ne seront considérés qu'en tant qu'amortisseurs parfaits. Des caméras sous-marines permettent de surveiller le comportement de la membrane pendant les essais. Elles ne sont cependant pas positionnées de manière adéquate pour effectuer des mesures de trajectoires.



FIGURE 3.36 – Le Penzer, lors des essais de l'hydrolienne en rade de Brest

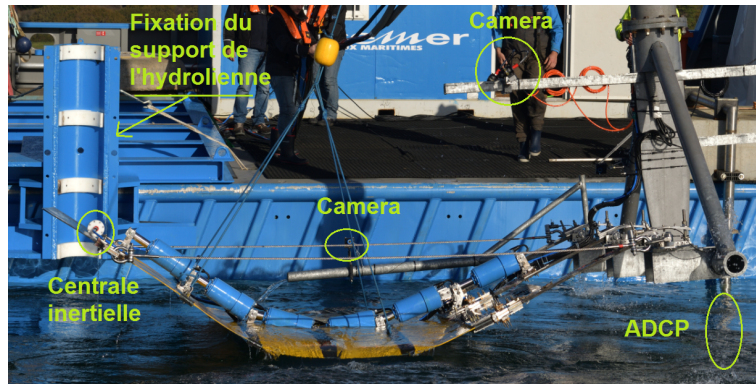


FIGURE 3.37 – Présentation de l'instrumentation utilisée lors des essais en mer

Cette section présente tout d'abord les résultats de mesure de l'ADCP, puis les résultats de fréquence et d'amplitude de mouvement pour deux longueurs de retrait. Les essais en mer se sont déroulés en rade de Brest, sans houle significative. Chaque essai fait l'objet d'un enregistrement de 20 minutes. La vitesse prise en compte est la moyenne de la norme horizontale ( $\sqrt{u^2 + w^2}$ ) mesurée à la profondeur de la membrane.

Un exemple de profil de vitesse mesuré par ADCP est présenté figure 3.38. Il est à peu près uniforme sur toute la colonne d'eau, mais en réalité la membrane interagit avec le courant de  $y = -1.5$  m à  $y = -4.5$  m max. Sur cette portion, les écarts de vitesse moyenne sont inférieurs à 0.1 m/s.

Suivant l'heure et le lieu des essais, il y avait parfois du courant dans la zone. Le navire devait alors se diriger de manière à le compenser pour que la membrane perçoive un courant dans l'axe à la vitesse voulue. Malgré l'attention portée à la direction du courant perçu par la membrane, il existe une composante de vitesse transverse pour la plupart des essais. Celle-ci est en général autour de 0.3 m/s, et en tout cas inférieur à 0.6 m/s en moyenne. Cela correspond à une direction moyenne du courant à un angle de  $20^\circ$  à  $40^\circ$  par rapport à l'axe de la membrane. Il existe aussi une vitesse verticale, qui est due aux effets de la houle, ainsi qu'au tangage et au roulis du bateau. Cette vitesse oscille vers  $\pm 0.1$  m/s.

La figure 3.39 montre l'intensité de turbulence mesurée par l'ADCP à la profondeur de la membrane, en fonction de la vitesse moyenne. On observe que l'intensité turbulente tend à diminuer en fonction de la vitesse perçue par la membrane. Cela s'explique assez bien si on considère que le

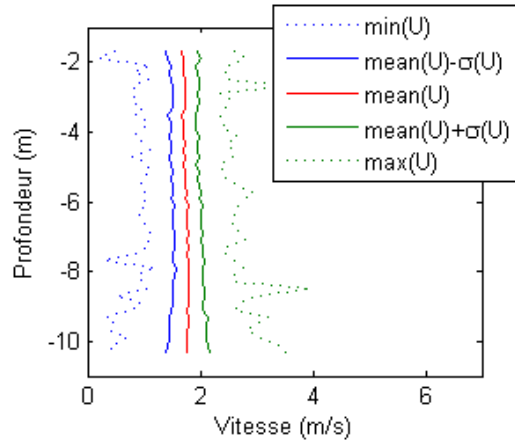


FIGURE 3.38 – Un exemple de profil de vitesse enregistré avec l’ADCP.

bateau va à une vitesse constante : l’intensité des variations présentes dans l’écoulement change peu, tandis que la vitesse moyenne perçue par la membrane change. Elle est majoritairement composée de la vitesse du bateau. L’intensité turbulente étant le rapport de la moyenne quadratique des variations sur la moyenne, elle est donc inversement proportionnelle à la vitesse moyenne. On peut aussi noter que l’intensité turbulente est en accord avec de précédentes mesures dans des lieux probables d’implantation d’hydroliennes [Mycek et al., 2014], et qu’elle est supérieure à celle utilisée lors des essais en bassin (figure 1.60).

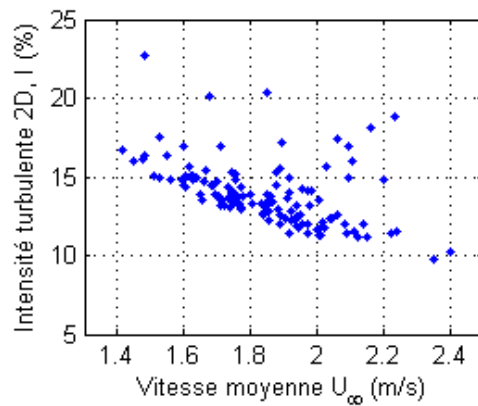


FIGURE 3.39 – Intensité turbulente 2D au niveau de la membrane.

Les résultats de fréquence principale des ondulations de la membrane lors des essais en mer sont présentés à gauche de la figure 3.40. Ils sont comparés aux résultats des essais en bassin. Il existe une variabilité plus importante des résultats en mer, qui provient des variations de courants mais aussi des divers changements de réglages sur le PTO. On peut noter que la fréquence adimensionnée semble constante en fonction la vitesse. Il apparait aussi que la fréquence augmente légèrement pour les retraits plus importants. Ces résultats sont valables en mer mais aussi en bassin, et sont en accord avec la figure 3.35, mais pas avec les résultats de la section 1.4.3. Cette différence pourrait donc être due au système d'accroche.

Malgré la forte variabilité des résultats en mer, le graphe à droite de la figure 3.40 est en accord avec les résultats sur l'amplitude d'ondulation obtenus en bassin. La longueur de retrait des câbles augmente bien l'amplitude et cette dernière diminue avec la vitesse du courant. En termes d'ordre de grandeur, on retrouve ce qu'on est en droit d'attendre dans le bassin : la figure 1.43 montre que  $A \approx 1L$  pour une membrane encastrée à  $d = 15\%$  et la figure 3.9 montre environ  $\approx 0.12L$  de moins pour une membrane articulée. De plus, cette figure permet de montrer que le confinement limite l'amplitude de mouvement. En effet, lors des essais de la membrane  $1/6^{eme}$  en bassin, l'amplitude était du même ordre que la hauteur d'eau. En mer, les amplitudes sont supérieures à la hauteur d'eau dans le bassin, qui vaut  $H \approx 0.8L$  à l'échelle  $1/6^{eme}$ .

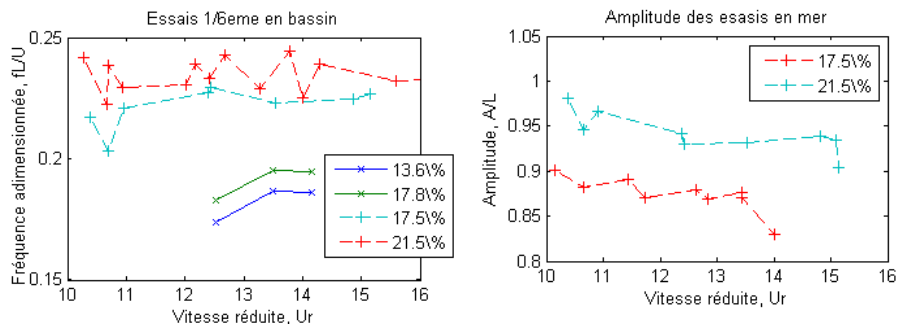


FIGURE 3.40 – Comparaison des résultats de fréquence (gauche) et d'amplitude (droite) entre les essais en bassin et en mer de la membrane  $1/6^{eme}$ .

Les différents éléments qui modifient le comportement entre les essais en bassin de la membrane  $1/20^{eme}$  et les essais aux échelles supérieures ont été étudiés. Le support mer influe peu sur le fonctionnement de la membrane. Il augmente un peu l'intensité turbulente dans son sillage mais permettra au système de s'adapter aux changements de direction du courant. Le fait de changer l'orientation de la membrane et de son support lors des essais a permis de montrer que la membrane peut s'orienter en fonction du courant, à condition que rien ne gêne sa rotation. En effet, le couple de rappel est faible. Ces essais ont aussi montré que lorsque l'alignement n'est pas respecté, la traînée tend à être plus élevée et la portance plus faible. L'utilisation d'accroches articulées permet de mieux répartir la puissance et l'amplitude, sans modifier significativement la fréquence, tandis que les efforts hydrodynamiques et la puissance convertie sont plus faibles à longueur de retrait constante. On a vu qu'il n'est cependant pas justifié de comparer à retrait constant alors que ce retrait n'implique pas les mêmes contraintes dans la membrane. Une estimation de ces contraintes est donnée mais doit être validée ou infirmée par des mesures avec jauges de contraintes. Les essais avec houle ont montré qu'il est important de prendre en compte les vagues de surface dans le dimensionnement de l'hydrolienne et de son support. En effet, la houle influence les efforts hydrodynamiques sur la structure, ainsi que le comportement dynamique de la membrane. Une analyse fréquentielle est adaptée pour déterminer son impact.

Les essais en bassin de l'échelle  $1/6^{eme}$  permettent de développer et de tester certains éléments difficiles à miniaturiser, comme les convertisseurs d'énergie. Il est important de prendre en compte le confinement dans l'analyse des résultats. Une correction prenant en compte le coefficient de blocage est proposée. Cette correction permet de mieux appréhender les efforts sur la structure, mais pas de corriger tous les effets engendrés par le confinement. La fréquence et l'amplitude des ondulations sont notamment réduites par l'interaction de la membrane avec les bords du bassin et la surface libre. Les essais en mer ont permis de confirmer que le modèle expérimental était représentatif du fonctionnement de la membrane en environnement réel, tout en préservant la stabilité des résultats car il permet un meilleur contrôle des conditions d'essai. La comparaison des essais en mer avec les essais en bassin a permis de montrer que ces derniers sont représentatifs des conditions réelles à condition que le confinement ne soit pas trop important. Les résultats des essais en mer présentent toutefois des fluctuations plus importantes dues à la plus grande difficulté de maîtriser les conditions d'essai.

# Conclusions et perspectives

## Rappel des principales avancées

La caractérisation expérimentale de l'hydrolienne à membrane ondulante a été effectuée en bassin d'essai à recirculation. Un modèle à échelle  $1/20^{eme}$  a été spécifiquement développé. Le bassin et son instrumentation sont présentés, ainsi que des lois de similitudes et les facteurs d'échelles des différents paramètres qui entrent en jeu. Dans le cas présent, on se place en similitude de Froude. Le nombre de Reynolds diffère alors d'un ordre de grandeur entre les différentes échelles. La vitesse réduite a aussi été présentée et son intérêt a été confirmé lors des essais. Elle permet de décrire une similitude prenant en compte à la fois les caractéristiques du fluide et du solide.

Le modèle réduit conçu pour les essais en bassin est composé d'une plaque en polyacétal de 0,8 mètre de côté et de quelques millimètres d'épaisseur. Il est équipé de raidisseurs transverses, de bras de fixations et de déflecteurs rigides en amont et en aval. Le système de conversion d'énergie est modélisé par des amortisseurs hydrauliques fixés au niveau des raidisseurs. Des câbles de pré-contrainte en inox sont fixés de chaque côté de la membrane pour amplifier et contrôler ses ondulations.

Les premières mesures ont été réalisées hors de l'eau, sur une membrane mise en flambement par les câbles de pré-contraintes. Elles ont permis de confirmer le calcul de la charge critique de flambement avec l'hypothèse de Euler et de remarquer que la flèche était proportionnelle à la longueur de retrait à la puissance  $1/2$ , pour un retrait allant jusqu'à un dixième de la longueur de la membrane.



Les essais en bassin sont réalisés avec un courant d'une vitesse comprise entre 0 et 1.3 m/s et dont l'intensité turbulente vaut 1.5 %. À partir d'une certaine vitesse critique, la membrane se met à onduler sous l'effet du courant. Un système de trajectométrie permet de mesurer sa trajectoire afin d'obtenir notamment la fréquence et l'amplitude des ondulations. Pour les configurations testées, le mouvement est composé du premier et du deuxième mode de déformation d'une plaque en porte-à-faux. Une balance située sur le support de fixation de la membrane permet d'obtenir la résultante des efforts hydrodynamiques s'appliquant sur celle-ci.

L'évaluation des performances est effectuée en mesurant la vitesse d'actionnement des amortisseurs hydrauliques, puis en reproduisant ces mouvements sur une table de déplacement instrumentée pour mesurer la force d'amortissement. Malgré quelques limitations, notamment un manque de précision du réglage et de l'estimation de puissance, elle s'est révélée particulièrement adaptée au système étudié. Cette méthode a notamment été reprise pour une application sur un système houlomoteur lors de la thèse de S. Neuveglise.

Le modèle expérimental ainsi développé a permis de réaliser une étude paramétrique sur l'hydrolienne à membrane ondulante. L'influence de trois paramètres particulièrement importants est présentée : l'amortissement, la raideur et la longueur des câbles de pré-contraintes. Il a été montré que l'amortissement diminue notablement la fréquence d'ondulation. L'étude sur la raideur a confirmé que la vitesse critique était une grandeur caractéristique adaptée à l'étude du système. Une raideur permettant un bon fonctionnement aux vitesses de courant ciblées a donc été sélectionnée et utilisée par la suite. Enfin, une longueur de retrait optimale minimisant la vitesse critique a été trouvée. Cette longueur doit être ajustée à la vitesse du courant pour maximiser la conversion d'énergie.

Des mesures PIV synchronisées avec le système de trajectométrie ont été réalisées pour la caractérisation du sillage. Le déficit de vitesse, la turbulence et la vorticité en aval de l'hydrolienne ont ainsi été calculées. Des perturbations sont émises dans le sillage deux fois par cycle d'ondulation. Elles sont propulsées vers l'aval par le courant et verticalement par le mouvement de l'hydrolienne.

Dans l'optique de préparer l'étude d'une ferme d'hydroliennes à membrane ondulante, les mesures ont permis de conclure que l'emplacement privilégiée d'une seconde hydrolienne en aval serait certainement situé à 4-5 longueurs de membrane derrière la première, à la même position verticale. Ces mesures ont été effectuées sur un plan vertical situé au milieu de la membrane dans la direction transverse. Il faudrait donc confirmer cette hypothèse par des mesures à différentes positions dans l'axe transverse. Cela permettrait de visualiser les effets de bord. En comparaison avec une hydrolienne à hélice axiale, le sillage est plus structuré, a une expansion verticale plus importante mais se propage moins loin en aval.

Plus d'un millier d'essais en bassin ont été réalisés au cours de cette thèse. Ils ont participé à une meilleure compréhension du fonctionnement de l'hydrolienne à membrane ondulante, à une optimisation de son fonctionnement et au développement de plusieurs solutions techniques applicables à des essais à une échelle supérieure, en bassin mais aussi en mer. Les essais ont alimenté une importante base de données expérimentales afin de calibrer et de valider les différents modèles numériques utilisés pour l'étude de cette technologie.

Un modèle analytique linéaire et un modèle numérique d'interaction fluide-structure ont aussi été développés au cours de cette thèse. Le modèle analytique linéaire utilise la théorie des corps élancés de Lighthill et la théorie des poutres de Euler-Bernoulli. L'effet des câbles de pré-contrainte est considéré équivalent à une force suiveuse constante en bord de fuite. Le système de PTO est représenté par un amortissement visqueux interne à la structure. Le système d'équations est résolu dans le domaine fréquentiel à l'aide de la méthode de Galerkin. Les résultats de déplacement sont validés par les résultats expérimentaux pour des vitesses voisines de la vitesse critique. Au-delà, les non-linéarités deviennent trop importantes. Les résultats d'efforts ne sont pas présentés dans cette thèse car ils diffèrent significativement des mesures. Le modèle analytique permet toutefois de révéler le rôle significatif des câbles de pré-contrainte à travers son impact sur la vitesse critique et sur l'amplitude de mouvement. Développé en collaboration avec A. Déporte, le modèle sert à mettre en valeur les paramètres caractéristiques du système. Il a aussi été utile pour valider ou invalider les hypothèses ayant servi au développement du modèle numérique, plus précis et plus élaboré.

Le modèle numérique résulte de l'interaction entre un modèle fluide estimant le champ de pression et un modèle solide qui calcule le déplacement qui en résulte. Le modèle fluide est basé sur la méthode vortex, qui représente l'écoulement comme la somme du courant amont et de tourbillons répartis le long de la structure et dans son sillage. Ce modèle est validé avec des résultats issus de la littérature, mais aussi en imposant le déplacement de la membrane à partir des données expérimentales de trajectométrie. Les résultats d'efforts et de sillage ont été comparés. Un déphasage dans les efforts et une amplitude de portance trop élevée due à l'absence d'interaction ont été remarqués. Les résultats de sillage sont concordants mais sous-estiment la propagation verticale et la dissipation des perturbations émises. Pour palier à cela, un modèle empirique de dissipation a été proposé. Une étude prédictive modifiant la fréquence des ondulations a conclu à l'existence d'une fréquence optimale maximisant la captation d'énergie de l'écoulement par la membrane.

Le modèle solide utilise la méthode des éléments finis corotationnels. Celle-ci permet de décomposer le déplacement en mouvement de corps rigide et en déformation pure. Lors du mouvement de corps rigide, un système de coordonnées locales est fixé à chaque élément. Il se déplace et s'oriente en fonction de la position de la structure. La déformation pure est calculée dans ce système local. L'intérêt est de pouvoir modéliser des grands déplacements et des petites déformations. Le modèle est résolu de manière itérative par l'algorithme de Newton-Raphson. Il a été validé sur des résultats de la littérature, ainsi que par des résultats expérimentaux sur la membrane en oscillation libre ou en flambement hors de l'eau.

L'interaction entre ces deux modèles est basée sur un couplage fort. À chaque pas de temps, plusieurs résolutions successives du modèle fluide et du modèle solide sont réalisées jusqu'à atteindre le critère de convergence. Plusieurs méthodes numériques sont utilisées pour améliorer le couplage : une relaxation dynamique, un amortissement numérique et la prise en compte de la masse ajoutée. Une comparaison avec les résultats d'essais de la membrane ondulante pré-contrainte sans PTO a présenté moins de 10% de différence en amplitude et en fréquence d'ondulation. Les résultats d'efforts sont eux aussi cohérents mais sont perturbés par un signal parasite. Des simulations supplémentaires seront réalisées dans les prochains mois pour comprendre l'origine de ce phénomène, le corriger et confirmer la validation du modèle pour d'autres configurations.

Afin d'appliquer les résultats du modèle expérimental pour une utilisation dans des conditions réalistes à une échelle supérieure, plusieurs essais supplémentaires ont été mis en place. Un autre support a été développé, plus représentatif de celui prévu pour l'échelle 1. Il permet d'orienter la membrane et ne modifie pas significativement le fonctionnement de l'hydrolienne à membrane ondulante. L'influence de la direction du courant sur les efforts subis par la membrane a donc pu être étudiée. Une légère modification des efforts en fonction de la direction a été mesurée pour les cas où la membrane est au repos. Aucune modification significative de la vitesse critique pour des angles inférieurs à  $30^\circ$  n'a été relevée. Enfin, une orientation de  $15^\circ$  en fonctionnement entraîne une augmentation des coefficients hydrodynamiques inférieure à 0.05.

Une étude sur l'influence du type d'accroche a été réalisée en comparant une membrane encastrée et une membrane fixée par liaison pivot. La principale différence concerne la modification de la répartition de la production de puissance. De plus, l'amplitude des ondulations est plus importante dans le cas encastré, alors que leur fréquence ne change que très peu. À longueur de câbles de retrait égale, la puissance convertie est supérieure pour une membrane encastrée. En revanche, si on compare la puissance convertie rapportée à la contrainte maximale dans la membrane, les deux types d'accroches sont équivalents.

L'impact de la houle sur le fonctionnement de l'hydrolienne a aussi fait l'objet de tests. Ainsi, des houles régulières d'une fréquence de 0.5 à 2 Hertz et d'une hauteur significative de 0.1 à 0.25 mètre, ainsi que des houles irrégulières avec un profil de type JONSWAP ont été générées. Elles ont abouti à une modification non linéaire de l'amplitude et de la fréquence d'ondulation avec une augmentation des efforts maximums de l'ordre de 30 %. Il a aussi été remarqué que l'amortissement du PTO réduit l'impact de la houle sur la membrane. Enfin, les houles dont la fréquence dépasse une certaine valeur ont une influence fortement diminuée sur le comportement de l'hydrolienne.

La comparaison des essais réalisés à différentes échelles dans le bassin a permis de mettre en évidence l'importance des effets de confinement. Une simple loi de correction utilisant le coefficient de blocage est proposée, ce qui améliore grandement la comparaison des résultats. Enfin, la comparaison avec les essais en mer montre bien la représentativité des essais à échelle réduite réalisés en bassin.

## Perspectives

Parmi les éléments qui peuvent être améliorés, on peut citer le système de simulation de PTO du modèle expérimental à échelle réduite. Un développement spécifique d'amortisseurs hydrauliques serait alors nécessaire pour augmenter leur précision et permettre un réglage plus facile. Il est possible d'utiliser le modèle expérimental pour tester l'effet d'une répartition non uniforme de l'amortissement et de la raideur au long de la membrane. Une membrane possédant un autre rapport d'aspect ou une largeur évolutive pourrait aussi permettre d'améliorer les performances du système. De plus, il serait souhaitable d'effectuer des mesures de sillage à différentes positions transverse pour une meilleure caractérisation de celui-ci dans les trois dimensions. Après quoi, des essais d'interaction entre plusieurs hydroliennes à membrane ondulante seront effectuées en bassin d'essai.

Le modèle numérique bénéficierait de développements supplémentaires, notamment à l'interface entre le fluide et la structure et dans le sillage. En plus d'améliorer la précision des résultats, ceux-ci devraient augmenter la vitesse de calcul du code. Il est prévu de valider le modèle sur d'autres cas expérimentaux, ainsi que par des mesures de déformations par jauges de contrainte sur la membrane. Les développements futurs concernent aussi la prise en compte des convertisseurs, des flaps et du système de fixation. Une fois ceux-ci mis en place, il serait possible de tester différentes lois de commande des convertisseurs ou bien d'appliquer une routine d'optimisation pour améliorer le rendement. L'effet de l'angle d'attaque de l'écoulement, de la gravité, de la proximité de la surface libre, du confinement ou de la turbulence pourrait aussi être pris en compte. Dans un second temps, le développement d'un modèle d'interaction en trois dimensions sera entrepris.

Le développement industriel passe par la fabrication d'hydroliennes à des échelles intermédiaires pour des essais en bassin ( $1/10^{eme}$ ) et en mer ( $1/3^{ers}$ ). Des convertisseurs électriques plus performants et plus adaptés sont aussi en cours d'élaboration. Une fois le système de contrôle et de supervision étanche mis en place, et la procédure de mise à l'eau finalisée, il sera possible d'organiser des essais en mer où l'hydrolienne est fixée sur le fond et fonctionne en autonomie.

# Bibliographie

- [ADEME, 2013] ADEME. Note stratégique sur les énergies marines renouvelables. Février 2013.
- [ADEME, 2018] ADEME, GrDF & GRTgaz. Mix de gaz 100% renouvelable en 2050 ? Synthèse de l'étude de faisabilité technico-économique , 2018.
- [Alben & Shelley, 2008] S. Alben & M. Shelley. Flapping States of a Flag in an Inviscid Fluid : Bistability and the Transition to Chaos. *Physical Review Letters* 100, 074301, 2008.
- [Allen & Smits, 2001] J. J. Allen & A. J. Smits. Energy harvesting eel. *Journal of fluids and Structures* 15 : 629-640, 2001.
- [Aqua-RET, 2012] Aquatic Renewable Energy Technologies 2 (Aqua-RET). Irish National Agency. EU Leonardo Da Vinci Programme, 2012.
- [Argentina & Mahadevan , 2005] M. Argentina & L. Mahadevan. Fluid-flow-induced flutter of a flag. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 102(6) : 1829-1834, 2005.
- [Arnoult, 2010] E. Arnoult. Mécanique des solides déformables. Practical lecture : Buckling study, 2010.
- [Arrhenius, 1896] S. Arrhenius . On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground. *Philosophical Magazine and Journal of Science* 5, Vol. 41, No. 251, 1896.
- [Artaux, 2015] A. Artaux. Conception d'un prototype d'hydrolienne à membrane ondulante à l'échelle 1/20<sup>ème</sup>. Mémoire de fin d'étude de l'Université de Technologie de Compiègne, 2015.
- [Balint & Lucey, 2005] T. S. Balint & A. D. Lucey Instability of cantilevered flexible plate in viscous channel flow. *Journal of fluids and Structures* 20 : 893-912, 2005.

- [Barois & de Langre, 2013] T. Barois & E. de Langre. Flexible body with drag independent of the flow velocity. *Journal of fluid Mechanics* 735 : R2, 2013.
- [Bathe, 2014] K.J. Bathe. Finite Element Procedures. *2nd Edition*, Water-town, 2014.
- [Betz, 1926] A. Betz. Wind-energie und ihre ausnutzung durch windmühlen. Vandenhoeck, 1926.
- [Blackmore et al., 2015] T. Blackmore, B. Gaurier, L. Myers, G. Germain & A. Bahaj. The Effect of Freestream Turbulence on Tidal Turbines. *Proceedings of the 11th European Wave and Tidal Energy Conference*, Nantes, France, 2015.
- [Boutier et al., 2012] D. Arnal, A. Boutier, L. David, M. Eléna, J. Haertig, B. Lecordier, P. Millan, J-M. Mostand & M. Riethmuller. *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Lavoisier, 2012.
- [Boye et al., 2013] H. Boye, E. Caquot, P. Clement, L. De La Cochetiere & J.-M. Nataf. Rapport de la mission d' étude sur les énergies marines renouvelables. Technical Report N 2013 / 008693-01 / CGEDD.
- [BP, 2017] BP Statistical Review of World Energy 66th edition. *bp.com/statisticalreview*, 2017.
- [Borthwick, 2016] A. G. L. Borthwick. Marine Renewable Energy Seascape. *Renewable Energy* 2 :69-78, 2016.
- [Brennen, 1982] C. E. Brennen. A review of added mass and fluid inertial forces. *Technical Report CR 82.010*, Naval civil engineering laboratory, Port Hueneme, California, 1982.
- [Buckingham, 1914] E. Buckingham. On physically similar systems ; illustration of the use of dimensional equations. *Physical Review*. 4 : 345-376, 1914.
- [Carlier et al., 2015] C. Carlier, G. Pinon, B. Gaurier, G. Germain & E.Rivoalen. Numerical and experimental study of elementary interactions in marine current turbines array. *Proceedings of the 11th European Wave and Tidal Energy Conference*, Nantes, France, 2015.
- [Causin et al., 2015] P. Causin, J.-F. Gerbeau & F. Nobile. Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid-structure problems. *Research Report RR-5084*, INRIA, 2004.

- [Chambon, 2018] A. Chambon. Modélisation numérique et expérimentale d'une hydrolienne à membrane ondulante. Rapport de stage de Master 2 CSM, Université de Rennes 1, 2018.
- [Chorin, 1973] A. J. Chorin. Numerical study of slightly viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 57 :785-796, 1973.
- [Coene, 1992] R. Coene. Flutter of slender bodies under axial stress. *Applied Scientific research* 49 : 175-187, 1992.
- [Combes & Daniel, 2003] S. A. Combes & T. L. Daniel. Flexural stiffness in insect wings I. Scaling and the influence of wing venation. *Journal of Experimental Biology* 206 : 2979-2987, 2003.
- [CorWave, 2017] C. Botterbush, L. Silvere, M. Pier-Paolo, J.-B. Drevet, A. Guignabert & P. Meneroud. Implantable pump system having an undulating membrane. Patent no : WO 2017 178959 (A1)
- [Court, 2016] V. Court. Energy, EROI, and Economic Growth in a Long-Term Perspective. *PhD Thesis, Université de Paris Natterre*, 2016.
- [Crisfield, 1998] M. A. Crisfield Non-linear Finite Element Analysis of Solids and Structures VOLUME 1 : ESSENTIALS Wiley, Chichester, 1997
- [Cruz & Miranda, 2017] C. Cruz & E. Miranda. Evaluation of the Rayleigh damping model for buildings. *Engineering Structures* 138 : 324-336, 2017.
- [Day et al., 2015] A.H. Day, A. Babarit, A. Fontaine, Y-P. He, M. Krasowski, M. Murai, I. Penesis, F. Salvatore & H-K. Shin. Hydrodynamic modelling of marine renewable energy devices : A state of the art review. *Ocean Engineering* 108 :46-69, 2015.
- [Delacroix et al., 2016] S. Delacroix, G. Germain, B. Gaurier & J.-Y. Billard. Experimental study of bubble sweep-down in wave and current circulating tank : Part I — Experimental set-up and observed phenomena. *Ocean Engineering*, 120 :78-87, 2016.
- [de Langre, 2008] E. de Langre. Effects of Wind on Plants. *Annual Review of Fluid Mechanics* 40 : 141-168, 2008.
- [Déporte, 2016] A. Déporte. Caractérisation du fonctionnement d'une hydrolienne à membrane ondulante pour la récupération de l'énergie des courants marins. *PhD Thesis, Université de Bretagne Occidentale*, Juin 2016.



- [Doare and De Langre, 2002] O. Doare & E. De Langre. The flow-induced instability of long hanging pipes. *European Journal of Mechanics A/Solids*, 21 :857–867, February 2002.
- [Doare et al., 2011] O. Doare, M. Sauzade & C. Eloy. Flutter of an elastic plate in a channel flow : Confinement and finite-size effects. *Journal of Fluids and Structures*, 27(1) :76–88, January 2011.
- [Doare & Michelin, 2011] O. Doare & S. Michelin. Piezoelectric coupling in energy-harvesting fluttering flexible plates : linear stability analysis and conversion efficiency. *Journal of Fluids and Structures*, 2011.
- [Dowell, 1982] E. H. Dowell. Flutter of a buckled plate as an example of chaotic motion of deterministic autonomous system. *Journal of Sound and Vibration*, 85 :333–344, 1982.
- [Druault et al., 2005] Ph. Druault, P. Guibert & F. Alizon. Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data. Application to the cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder engine flows. *Experiments in Fluids*, 39 :1009–1023, 2005.
- [Duran Medina et al., 2017] O. Duran Medina, F. G. Schmitt, R. Calif, G. Germain & B. Gaurier . Turbulence analysis and multiscale correlations between synchronized flow velocity and marine turbine power production *Renewable Energy*, 112 (2017) 314-327
- [Durand, 2012] M. Durand. Interaction fluide-structure souple et légère, application aux voiliers. *PhD Thesis, École Centrale de Nantes*, Dec. 2012.
- [EIA, 2013] J. Conti, P. Holtberg, J. A. Beamon, S. Napolitano, A. M. Schaal, J. T. Turnure & L. Westfall. International Energy Outlook. U.S. Energy Information Administration, 2013.
- [Eloy et al., 2007] C. Eloy, C. Souilliez & L. Schouveiler. Flutter of a rectangular plate. *Journal of Fluids and Structures*, 23 :904-919, 2007.
- [Eloy et al., 2008] C. Eloy, R. Lagrange, C. Souilliez & L. Schouveiler. Aeroelastic instability of cantilevered flexible plates in uniform flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 611 :97-106, 2008.
- [Eloy et al., 2011] C. Eloy, N. Kofman & L. Schouveiler. The origin of hysteresis in the flag instability. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 1-10, 2011.
- [Eloy, 2013] C. Eloy. On the best design for undulatory swimming. *Journal of Fluid Mechanics*, 717 : 48-89, 2013.

- [EMEC, 2018] European Marine Energy Center. <http://www.emec.org.uk/facilities/tidal-test-site/>. Site internet visité le 06/09/2018.
- [Fairthorne, 1930] R.A. Fairthorne. Drag of flags. *Aeronautical Research Committee, Reports and Memoranda 1345 : 887-891*, 1930.
- [Farhat & Lin, 1990] C. Farhat & T. Lin. Transient aeroelastic computations using multiple moving frames of reference. *Flight Simulation Technologies Conference and Exhibit*, 1990.
- [Frier, 2017] J-F. Frier & S. Michalak. De l'énergie noire à l'énergie bleue. Institut de Relations Internationales et Stratégiques, 2017.
- [Frost et al., 2015] C. Frost, C.E. Morris, A. Mason-Jones, D.M. O'Doherty & T. O'Doherty. The effect of tidal flow directionality on tidal turbine performance characteristics. *Renewable Energy*, 78 :609-620, 2015.
- [Gaurier et al., 2013] B. Gaurier, P. Davies, A. Deuff & G. Germain. Flume tank characterization of marine current turbine blade behaviour under current and wave loading. *Renewable Energy*, 59 :1-12, 2013.
- [Gaurier et al., 2018] B. Gaurier, G. Germain, J-V. Facq & T. Bacchetti. Wave and current flume tank of IFREMER at Boulogne-sur-mer. <https://doi.org/10.13155/58163>, 2018.
- [Gere, 2004] J. M. Gere Mechanics of materials. Thomson, 2004.
- [Giacomello & Porfiri, 2011] A. Giacomello & M. Porfiri. Underwater energy harvesting from a heavy flag hosting ionic polymer metal composites. *Journal of Applied Physics*, 109 :084903, 2011.
- [GIEC, 2014] Sous la direction de l'équipe de rédaction principale, R.K. Pachauri & L.A. Meyer. Changements climatiques 2014 : Rapport de synthèse. Contribution des Groupes de travail I, II et III au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat. GIEC, Genève, Suisse, 2014.
- [Gosselin et al., 2010] F. Gosselin, E. De Langre & B. Machado-Almeida. Drag reduction of flexible plates by reconfiguration. *Journal of Fluid Mechanics*, 650 :319-341, 2010.
- [Graftieaux et al., 2001] L. Graftieaux, M. Michard & N. Grosjean Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol.* , 12 :1422-1429, 2001.

- [Granlund et al., 2013] K. O. Granlund, M. V. Ol & L. P. Bernal. Unsteady pitching flat plates. *J. Fluid Mech.*, 733 :R5, 2013.
- [Grouthier et al., 2014] C. Grouthier, S. Michelin, R. Bourguet, Y. Modarres-Sadeghi & E. de Langre. On the efficiency of energy collecting using vortex-induced vibrations of cables. *Journal of Fluids and Structures*, 49 :427-440, 2014.
- [Guo, 2000] C.Q. Guo & M. P. Paidoussis. Stability of rectangular plates with Free side-edges in two-dimensional inviscid channel flow. *Journal of applied Mechanics*, 67 :171–176, 2000.
- [Haddara, 1996] M. R. Haddara & S. Cao A Study of the Dynamic Response of Submerged Rectangular Flat Plates. *JMarine Structures 9 :913-933*, 1996.
- [Hansen, 2006] J. Hansen, M. Sato, R. Ruedy, K. Lo, D.W. Lea & M. Medina-Elizade, Global temperature change. *Proceedings of the National Academy of Science*, 103, 14288-14293,
- [Hasselmann, 1973] K. Hasselmann, T.P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D.E. Cartwright, K. Enke, J.A. Ewing, H. Gienapp, D.E. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Mller, D.J. Olbers, K. Richter, W. Sell & H. Walden. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP) *Ergnzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe, A(8) (Nr. 12)*, p.95, 1973.
- [von Helmholtz, 1868] H.L.F. von Helmholtz. On discontinuous movements of fluids. *Philosophical Magazine Series 4, 36 : 337-346*, 1868.
- [Hilber et al., 1977] H.M. Hilber, T.J.R. Hughes & R.L. Talor. Improved Numerical Dissipation for Time Integration Algorithms in Structural Dynamics. *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, 5 :282-292, 1977.
- [Howell et al., 2008] R.M. Howell, A.D. Lucey, P.W. Carpenter & M.W. Pitman. Interaction between a cantilevered-free flexible plate and ideal flow. *Journal of Fluids and Structures*, 2008.
- [Huang, 1995] L. Huang. Flutter of cantilevered plated in axial flow. *Journal of Fluids and Structures*, 9 :127-147, 1995.
- [IFREMER, 2009] Les énergies renouvelables marines. Synthèse d’une étude prospective à l’horizon 2030. IFREMER, France, 2009.

- [Ikhennicheu, 2018a] M. Ikhennicheu, B. Gaurier , P. Druault & G. Germain. Experimental analysis of the floor inclination effect on the turbulent wake developing behind a wall mounted cube. *European Journal of Mechanics /B Fluids* 72 :340-352, 2018.
- [Ikhennicheu, 2019] M. Ikhennicheu, G. Germain, P. Druault & B. Gaurier. Experimental study of coherent flow structures past a wall-mounted square cylinder. *Submitted*, 2019.
- [Jbaily and Yeung, 2014] A. Jbaily & R. W. Yeung. Piezoelectric devices for ocean energy : a brief survey *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*, Volume 1, Issue 1, pp 101-118, Feb. 2015.
- [Johnson, 1966] E. Johnson. A proof of the stability of the Houbolt method *AIAA Journal*, Volume 4, No. 8, pp. 1450-1451, 1966.
- [Katz & Plotkin, 2001] J. Katz & A. Plotkin. Low-speed Aerodynamics. Cambridge University Press, 2001.
- [Kelvin, 1871] Lord Kelvin. Hydrokinetic solutions and observations. *Philosophical Magazine Series* 4, 42 : 362-377, 1871.
- [Khosravi et al., 2007] P. Khosravi, R. Ganesan & R. Sedaghati. Corotational nonlinear analysis of thin plates and shells using a new shell element. *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, 69 :859-885, 2007.
- [Kinsey et al., 2011] T. Kinsey, G. Dumas, G. Lalande, J. Ruel, A. Mehut, P. Viarouge, J. Lemay & Y. Jean. Prototype testing of a hydrokinetic turbine based on oscillating hydrofoils. *Renewable Energy*, 36(6) :1710-1718, June 2011.
- [Koehl et al., 2008] M.A.R. Koehl, W.K. Silk, H. Liang & L. Mahadevan. How kelp produce blade shapes suited to different flow regimes : a new wrinkle. *Integrative and Comparative Biology* 48 : 834-851, 2008.
- [Kornecki et al., 1976] A. Kornecki, E.H. Dowell & J. O'Brien. On the aeroelastic instability of two-dimensional panels in uniform incompressible flow. *Journal of Sound and Vibration*, 47, 1976.
- [Korotkin, 2009] A. L. Korotkin. Added Masses of Ship Structures. Fluid Mechanics and its applications Volume 88, Springer, 2009.
- [Kuethe & Schetzer, 1959] A. M. Kuethe & J. D. Schetzer. Foundations of aerodynamics. Wiley, 1959.

- [Küttler, 2008] U. Küttler & W. Wall. Fixed-point fluid-structure interaction solvers with dynamic relaxation. *Computational Mechanics*, 43 :61-72, 2008.
- [Lamb, 1932] H. Lamb. Hydrodynamics. *Dover publications, 6th edition*, 43 :61-72, 1932.
- [Lee & Bernitsas, 2011] J.H. Lee & M. M. Bernitsas. High-damping, high-Reynolds VIV tests for energy harnessing using the VIVACE converter. *Ocean Engineering*. 38(16) :1697-1712, November 2011.
- [Leonard, 1980] A. Leonard. Vortex methods for flow simulation. *Journal of Computational Physics*, 37 :289-335, 1980.
- [Lemaitre et al., 1998] O. Le Maître, J. E. Souza De Cursi & S. Huberson. Large displacement analysis for ideally flexible sails. *European Journal of Mechanics A/ solids*, 17 :619-636, 1998.
- [Lemaitre et al., 1999] O. Le Maître, S. Huberson & J.E. Souza De Cursi. Unsteady model of sail and flow interaction. *Journal of Fluids and Structures*, 13 :37—59, 1999.
- [Lemaitre et al., 2005] C. Lemaitre, P. Hemon & E. De Langre. Instability of a long ribbon hanging in axial air flow. *Journal of Fluids and Structures*, 20 :913-925, 2005.
- [Leweke, 2016] T. Leweke, S. Le Dizès & C.H.K. Williamson. Dynamics and Instabilities of Vortex Pairs. *Annual Review of Fluid Mechanics* 48 :1-35, 2016.
- [Li et al., 2011] Y. Li, Lei Wang, Z. Shen & Y. Tamura. Added-mass estimation of flat membranes vibrating in still air. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 99 :815–824, 2011.
- [Lighthill, 1969] M. J. Lighthill. Hydromechanics of aquatic animal propulsion. *Annual Review of Fluid Mechanics* 1 : 413-446, 1969.
- [Longatte et al., 2009] E. Longatte, V. Verreman & M. Souli, (2009). Time marching for simulation of fluid–structure interaction problems. *Journal of Fluids and Structures*, 25(1), 95–111, 2009.
- [Lorius et al., 1990] C. Lorius, J. Jouzel, D. Raynaud, J. Hansen & H. Le Treut. The ice-core record : climate sensitivity and future greenhouse warming. *Nature* 347 :139–145, 1990.
- [Luff et al., 1999] J. D. Luff, T. Drouillard, A. M. Rompage, M. A. Linne & J. R. Hertzberg. Experimental uncertainties associated with particle

- image velocimetry (PIV) based vorticity algorithms. *Experiments in Fluids* 26 :36-54, 1999.
- [Lumley, 1967] J.L. Lumley The structure of inhomogeneous turbulent flows. A.M. Yaglom, V.I. Tararsky (Eds.), Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation, 1967.
- [Mallat et al., 2018] B. Mallat, G. Germain, B. Gaurier, P. Druault & J-Y. Billard. Experimental study of the bubble sweep-down phenomenon on three bow designs. *Ocean Engineering*, 148 : 361-375, 2018.
- [Manela & Howe, 2009] A. Manela & M.S. S Howe. On the stability and sound of an unforced flag. *Journal of Sound and Vibration*, 321(3-5) :994-1006, April 2009.
- [Molin, 2002] B. Molin. Hydrodynamique des structures offshore Technip, 2002
- [Moretti, 2003] P. M. Moretti. Tension in fluttering flags *Journal of Acoustics and Vibrations*. pages 1-12, 2003
- [Moretti, 2004] P. M. Moretti. Flag flutter amplitudes. In *Flow induced vibrations*, 2004.
- [Morris-Thomas, 2009] M. T. Morris-Thomas & S. Steen. Experiments on the stability and drag of a flexible sheet under in-plane tension in uniform flow. *Journal of Fluids and Structures*, 25(5) :29, July 2009.
- [Müller et al., 2014] K. Müller, F. Sandner, H. Bredmose, J. Azcona, A. Majock & R. Pereira Improved tank test procedures for scaled floating offshore wind turbines. *International Wind Engineering Conference*, 2014.
- [Müller, 2003] U. Müller. Fish'n flag. *Nature*, 302 : 1511-1512, 2003.
- [Mycek et al., 2014] P. Mycek, B. Gaurier, G. Germain, G. Pinon & E. Riwoalen. Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part I : One single turbine. *Renewable Energy*, 66 : 729-746, 2014.
- [Neill et al., 2012] P. Neill, J.R. Jordan & S.J. Couch. Impact of tidal energy converter (TEC) arrays on the dynamics of headland sand banks. *Renewable Energy*, 37 : 387-397, 2012.
- [Neueglise, 2018] S. Neueglise. Modélisation numérique et physique de la chaîne de récupération de l'énergie de la houle par un dispositif bord à quai. *PhD Thesis, Université Le Havre Normandie*, Octobre 2018.

- [Newmark, 1959] N. M. Newmark. A method of computation for structural dynamics. *Journal of Engineering Mechanics, ASCE, 85 (EM3) : 67–94*, 1959.
- [Osalusi et al., 2009] E. Osalusi, J. Side & R. Harris. Structure of turbulent flow in EMEC’s tidal energy test site. *International Communications in Heat and Mass Transfer, 36 : 422–431*, 2009.
- [Ouro & Stoesser, 2018] P. Ouro & T. Stoesser. Impact of Environmental Turbulence on the Performance and Loadings of a Tidal Stream Turbine. *Flow, Turbulence and Combustion, 1-27*, 2018.
- [Païdoussis, 1998] M. P. Païdoussis. Fluid-Structure Interactions vol. 1 : Slender structures and axial flow. Academic Press, 1998.
- [Païdoussis, 2001] M. P. Païdoussis. Fluid-Structure Interactions vol. 2 : Slender structures and axial flow. Academic Press, 2001.
- [Peakall et al., 1996] J. Peakall, P. Ashworth & J. Best. Physical modelling in fluvial geomorphology : Principles, applications, and unresolved issues. *The Scientific Nature of Geomorphology : Proceedings of the 27th Binghamton Symposium in Geomorphology*, September 1996.
- [Petit et al., 1999] J. R. Petit, J. Jouzel, D. Raynaud, N. I. Barkov, J.-M. Barnola, I. Basile, M. Bender, J. Chappellaz, M. Davisk, G. Delaygue, M. Delmotte, V. M. Kotlyakov, M. Legrand, V. Y. Lipenkov, C. Lorius, L. Pépin, C. Ritz, E. Saltzmank & M. Stievenard. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica. *Nature, 399 :429–436*, 1999.
- [Pineirua et al., 2015] M. Pineirua, O. Doaré & S. Michelin. Influence and optimization of the electrodes position in a piezoelectric energy harvesting flag. *Journal of Sound and Vibration, 346 :200–215*, January 2015.
- [Pinon et al., 2017] G. Pinon, G. Perret, L. Cao, A. Poupardin, J. Brossard & E. Rivoalen. Vortex kinematics around a submerged plate under water waves. Part II : Numerical computations. *European Journal of Mechanics - B/Fluids, 65 :368-383*, 2017.
- [Pobering & Schwesinger, 2004] S. Pobering & N. Schwesinger. A Novel Hydropower Harvesting Device. *International Conference on MEMS, NANO and Smart Systems(ICMENS), Canada, pp. 480-485.*, 2004.
- [Priya et al., 2005] S. Priya, C.T. Chen, D. Fye & J. Zahnd. Piezoelectric windmill : a novel solution to remote sensing. *Japanene Journal of Applied Physics, 44 :L104–L107*, 2005.

- [Pope, 2000] S. B. Pope. Turbulent Flows. Cambridge University Press, 2000.
- [Ramesh et al., 2013] K. Ramesh, A. Gopalarathnam, J.R. Edwards, M.V. Oi & K. Granlund. An unsteady airfoil theory applied to pitching motions validated against experiment and computation. *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 27 :843–864, 2013.
- [Rayleigh, 1878] Lord Rayleigh. On The Instability Of Jets. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 102 : 4-13, 1878.
- [Rolland et al., 2015] S.A. Rolland, M. Thatcher, R. Ellis, B. Gaurier, T.N. Croft & M. Cross. Performance assessment of a vertical axis turbine in a marine current flume tank and CFD modeling. *International Journal of Marine Energy*, 12 : 35-45, 2015.
- [Rosenhead, 1931] L. Rosenhead. The Formation of Vortices from a Surface of Discontinuity. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 134 : 170-192, 1931.
- [Rosti et al., 2016] M. E. Rosti, M. Omidyeganeh & A. Pinelli. Direct numerical simulation of the flow around an aerofoil in ramp-up motion. *Physics of Fluids*, 28(2) :025106, 2016.
- [Shelley et al., 2005] M. Shelley, N. Vandenberghe & J. Zhang. Heavy flags undergo spontaneous oscillations in flowing water. *Physical Review Letters*, 94 :094302, March 2005.
- [Shelley & Zhang, 2011] M. J. Shelley & J. Zhang. Flapping and Bending Bodies Interacting with Fluid Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43(1) :449–465, 2011.
- [Shi et al., 2013] S. Shi, T.H. New & Y. Liu. Flapping dynamics of a low aspect-ratio energy-harvesting membrane immersed in a square cylinder wake. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 46 :151-161, April 2013.
- [Schilling et al., 1977] H-D. Schilling, H. Rainer & P. Werner. Primaärenergie, elektrische Energie : D. Entwicklung d. Verbrauchs an Primärenergieträgern u. an elektr. Energie in d. Welt, in d. USA u. in Deutschland seit 1860 bzw. 1925. *Essen : Verlag Glückauf*, 1977.
- [Semler, 1991] C. Semler. *Nonlinear dynamics and chaos of a pipe conveying fluid*. PhD thesis, McGill University, 1991.
- [SHOM, 2015] Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM). *MNT bathymétrique de façade Atlantique*. Projet HOMO-NIM, 2015.



- [Singh et al., 2012a] K. Singh, S. Michelin & E. de Langre. Energy harvesting from axial fluid-elastic instabilities of a cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 30 :159–172, 2012.
- [Singh et al., 2012b] K. Singh, S. Michelin & E. De Langre. The effect of non-uniform damping on flutter in axial flow and energy-harvesting strategies. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 468(2147) :3620–3635, 2012.
- [Sirovich, 1987] L. Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I : Coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, 45 :561–571, 1987.
- [Song, 2013] M. Song. Développement d’un modèle numérique de couplage fluide-structure appliqué au cas d’une pompe à membrane ondulante. *Thèse de l’Université de Technologie de Compiègne*, France, 2013.
- [Soria et al., 2016] J. Soria, V. Kitsios & C. Atkinson. On the identification of intense Reynolds stress structures in wall-bounded flows using information-limited two-dimensional planar data. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 55 :279-285, 2016.
- [Souilliez et al., 2006] C. Souilliez, C. Eloy, & L. Schouveiler. An experimental study of flag flutter. *Proceedings of PVP2006-ICPVT-11*, 55 :279-285, 2006.
- [Tang & Païdoussis, 2009] L. Tang & M. Païdoussis. The influence of the wake on the stability of cantilevered flexible plates in axial flow. *Journal of Sound and Vibration*, 310 : 512-526, 2009.
- [Tang, 2007] L. Tang. The dynamics of two-dimensional cantilevered flexible plates in axial plates in axial flow and a new-harvesting concept. PhD Thesis, McGill University, Montreal, 2007.
- [Taylor et al., 2001] G.W. Taylor, J.R. Burns, S.a. Kammann, W.B. Powers & T.R. Welsh. The Energy Harvesting Eel : a small subsurface ocean/river power generator. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 26(4) :539-547, 2001.
- [Tecnomare, 1996] I. P. L. Tecnomare SpA. The exploitation of tidal marine currents. Technical Report EUR16683EN.
- [Thahn Nam, 2012] L. Thahn Nam. Corotational formulation for nonlinear dynamic analysis of flexible beam structures. *PhD Thesis, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Suède*, 2012.

- [Theodorsen, 1935] T. Theodorsen. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. *NASA Report No. 496*, 1935.
- [Timoshenko & Gere, 1963] S. P. Timoshenko & J. M. Gere Theory of elastic stability. *International student edition*, 1963.
- [Träsch et al., 2016a] M. Träsch, A. Déporte, S. Delacroix, G. Germain, & J.-B. Drevet. Experimental study of the boundary conditions on an undulating membrane tidal energy converter *5th Oxford Tidal Energy Workshop*, Oxford, 2016
- [Träsch et al., 2016b] M. Träsch, A. Déporte, G. Germain, B. Gaurier & J.-B. Drevet. Impact of structural stiffness on undulating energy tidal energy converter dynamics. *Journées de l'Hydrodynamique*, Brest, 2016.
- [Träsch et al., 2017] M. Träsch, A. Déporte, J.-B. Drevet & G. Germain. Impact of cables withdraw length on the dynamics of an undulating membrane tidal energy converter. *Proceedings of the 12th European Wave and Tidal Energy Conversion*, Cork, Ireland, 2017.
- [Träsch et al., 2018] M. Träsch, A. Déporte, B. Gaurier, J.-B. Drevet & G. Germain. Wake characterisation of an undulating membrane tidal energy converter. *3rd International Conference on Renewable Energies Offshore*, Lisbon, Portugal, 2018.
- [Träsch et al., 2019] M. Träsch, A. Chambon, A. Déporte, D. Lemosse, G. Pinon, E. Rivoalen, G. Germain & J.-B. Drevet. Modelization of an undulating membrane tidal energy converter. *Proceedings of the 13th European Wave and Tidal Energy Conversion*, Naples, Italy, 2019.
- [Träsch et al., 2018] M. Träsch, A. Déporte, S. Delacroix, G. Germain, B. Gaurier & J.-B. Drevet. Power estimates of an undulating membrane tidal energy converter. *Ocean Engineering*, 148 : 115-124, 2018.
- [Vernon et al., 1988] T.A. Vernon, B. Bara & D. Hally. A surface panel method for the calculation of added mass matrices for finite element models. *Technical memorandum 88/203*, Centre de Recherche pour la Défense Atlantique, Canada, 1988.
- [P.-L. Viollet, 2005] P.-L. Viollet. Histoire de l'énergie hydraulique. Paris : Presses de l'École nationale des ponts et chaussées, DL 2005
- [Viroto, 2015] E. Viroto. Flottement de drapeau : dynamique et couplage. *Thèse de l'École Polytechnique*, 2015.
- [von Kármán, 1935] T. von Kármán & J. M. Burger. Aerodynamic Theory. *Springer, Berlin, vol. 2*, 1935.

- [Watanabe et al., 2002a] Y. Watanabe, K. Isogai, S. Suzuki & M. Sugihara. A Theoretical Study of Paper Flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 16 : 543-560, 2002.
- [Watanabe et al., 2002b] Y. Watanabe, S. Suzuki, M. Sugihara & Y. Sueoka. An Experimental Study of Paper Flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 16 :529-542, 2002.
- [Weaver, 1970] D. S. Weaver & T. E. Unny. The Hydroelastic Stability of a Flat Plate *Journal of Applied Mechanics*, 1970.
- [Werle, 2010] M. J. Werle. Wind Turbine Wall-Blockage Performance Corrections. *Journal of Propulsion and Power*, 26 :1317-1321, 2010.
- [Westerweel & Scarano, 2005] J. Westerweel & F. Scarano. Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids*, 39(6) :1096-1100, 2005.
- [Whelan et al., 2009] J. I. Whelan, J. M. R. Graham & J. Peiro. A free-surface and blockage correction for tidal turbines. *Journal of Fluid Mechanics*, 624 : 281–291, 2009.
- [World Energy Council, 2016] World Energy resources : Marine Energy. *World Energy Council*, 2016.
- [WindEurope, 2018] I. Pineda, A. Mbistrova, L. Miró & T. Remy. Offshore Wind in Europe. Key trends and statistics 2017. *WindEurope*, February 2018.
- [Wu & Kaneko, 2005] X. Wu & S. Kaneko. Linear and nonlinear analyses of sheet flutter induced by leakage flow. *Journal of Fluids and Structures*, 20 : 927-948, 2005.
- [Xiao and Zhu, 2014] Q. Xiao & Q. Zhu. A review on flow energy harvesters based on flapping foils. *Journal of Fluids and Structures*, 46 :174-191, April 2014.
- [Yadakin et al., 2001] Y. Yadakin, V. Tenetov & D. Levin. The flow-induced vibration of a flexible strip hanging vertically in a parallel flow. Part 1 : Temporal aeolastic instability. *Journal of fluids and Structures*, 15 :1167–1185, 2001.
- [Yadykin et al., 2003] Y. Yadykin, V. Tenetov & D. Levin. The added mass of a flexible plate oscillating in a fluid. *Journal of Fluids and Structures*, 17 : 115–123, 2003.
- [Zhang et al., 2000] J. Zhang, S. Childress, A. Libchaber & M. Shelley. Flexible filaments in a flowing soap film as a model for one-dimensional flags in a two-dimensional wind. *Nature*, 408 : 835-839, 2000.

# Annexe A

## Cartes de sillage

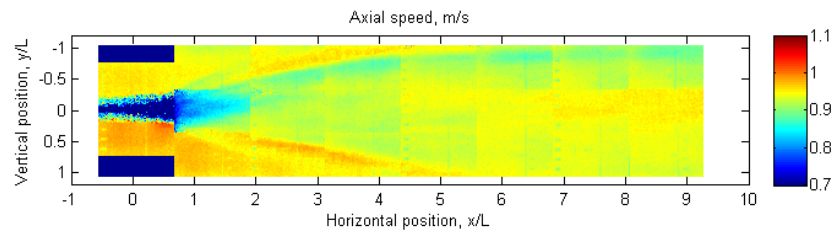


FIGURE A.1 – Vitesse axiale moyenne (m/s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 0$  kg/s.

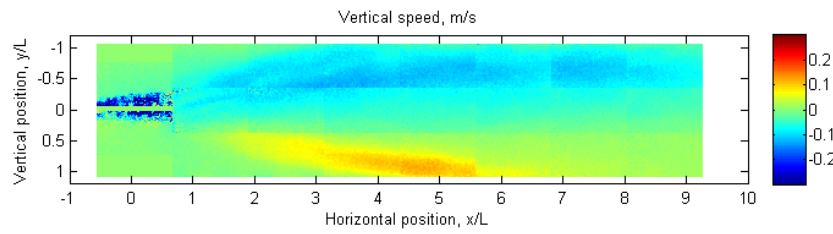


FIGURE A.2 – Vitesse verticale moyenne (m/s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 0$  kg/s.

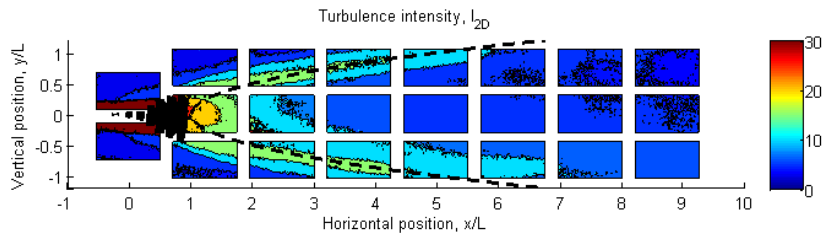


FIGURE A.3 – Intensité turbulente moyenne (%).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 0$  kg/s.

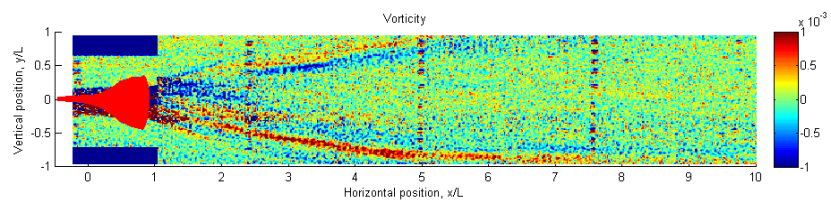


FIGURE A.4 – Vorticité moyenne (rad/s).  $U_{\infty} = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 0$  kg/s.

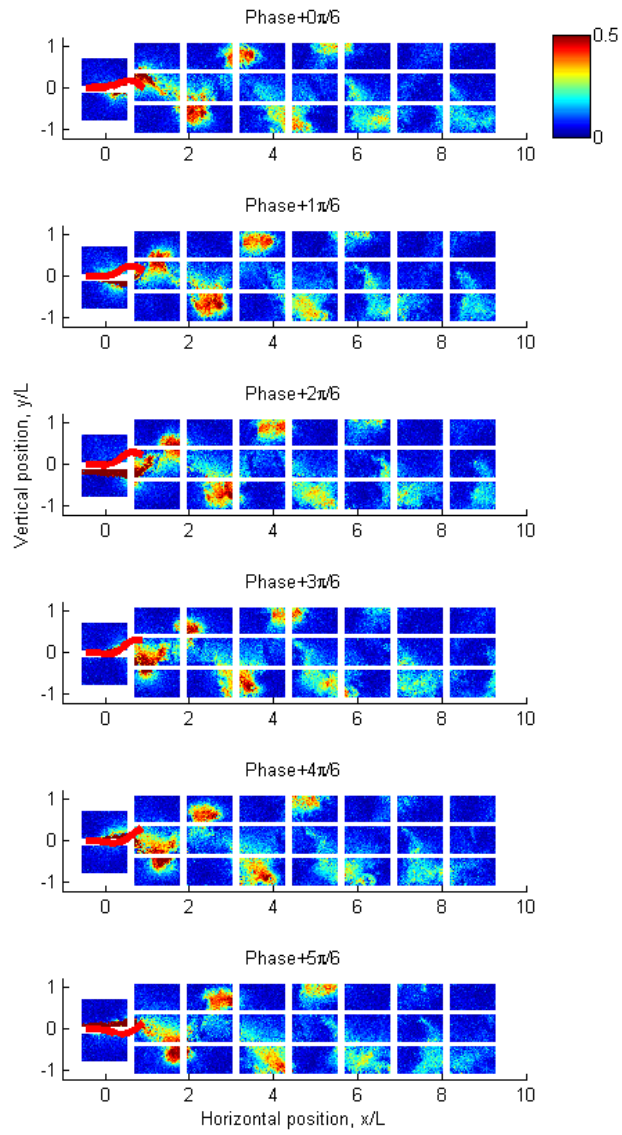


FIGURE A.5 – Vitesse fluctuante (m/s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 0$  kg/s.

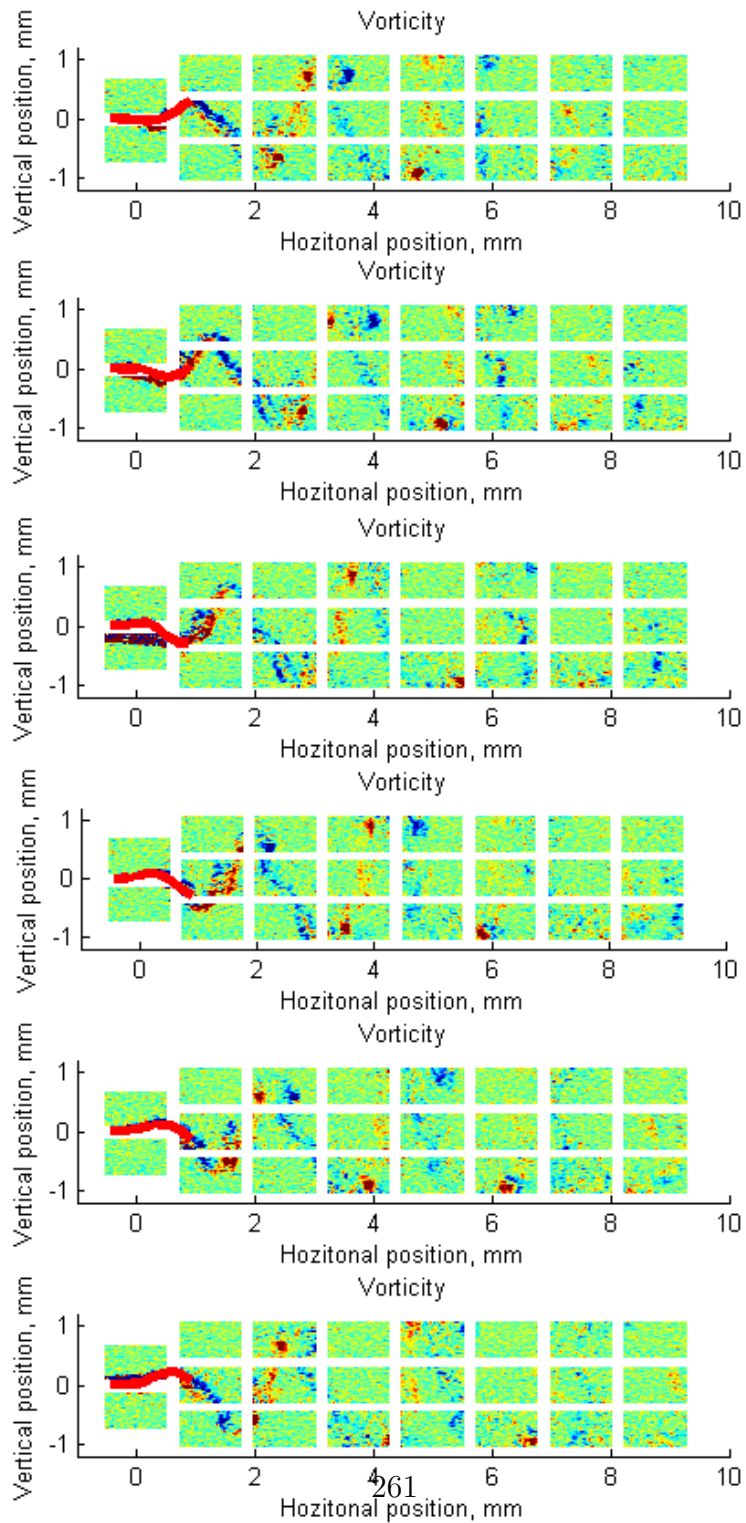


FIGURE A.6 – Vorticité ( $\text{kg/s/m}^2$ ).  $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ ,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 0 \text{ kg/s}$ .



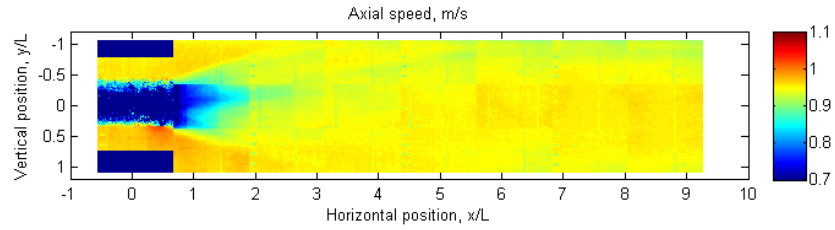


FIGURE A.7 – Vitesse axiale moyenne (m/s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

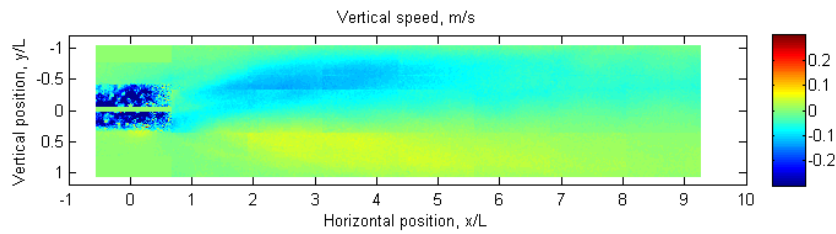


FIGURE A.8 – Vitesse verticale moyenne (m/s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

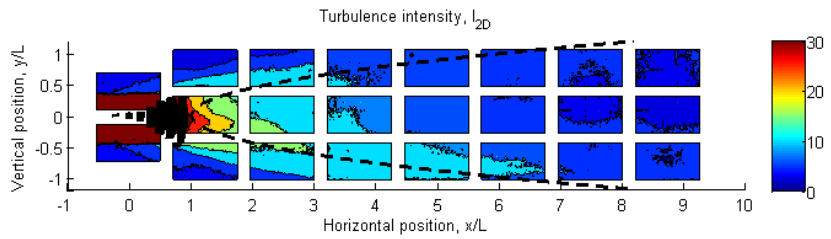


FIGURE A.9 – Intensité turbulente moyenne (%).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

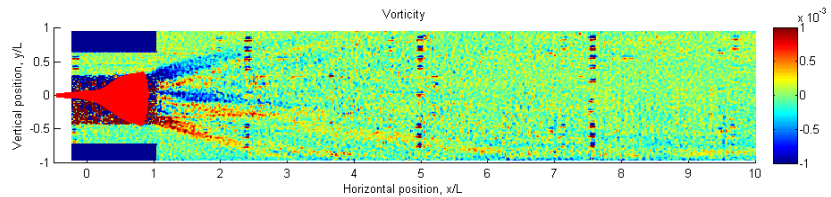


FIGURE A.10 – Vorticité moyenne (rad/s).  $U_\infty = 1$  m/s,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

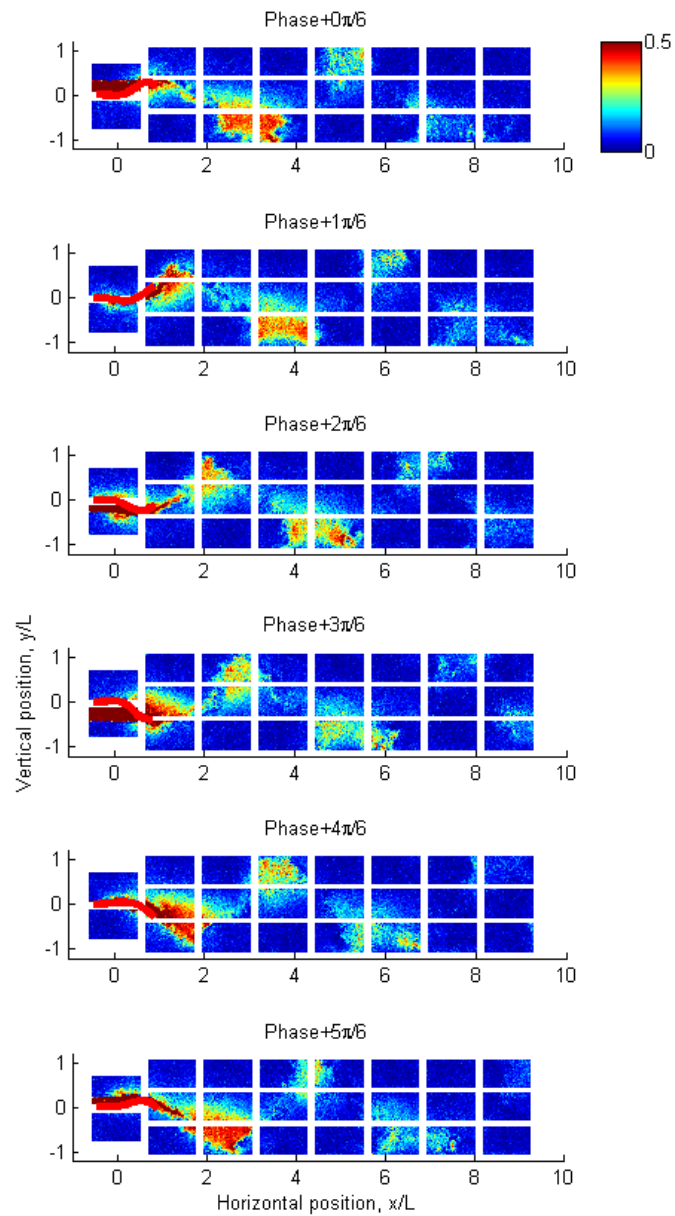


FIGURE A.11 – Perturbations de vitesse :  $\sqrt{(u - U_\infty)^2 + v^2}$   $U_\infty = 1$  m/s,  
 $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s. 263

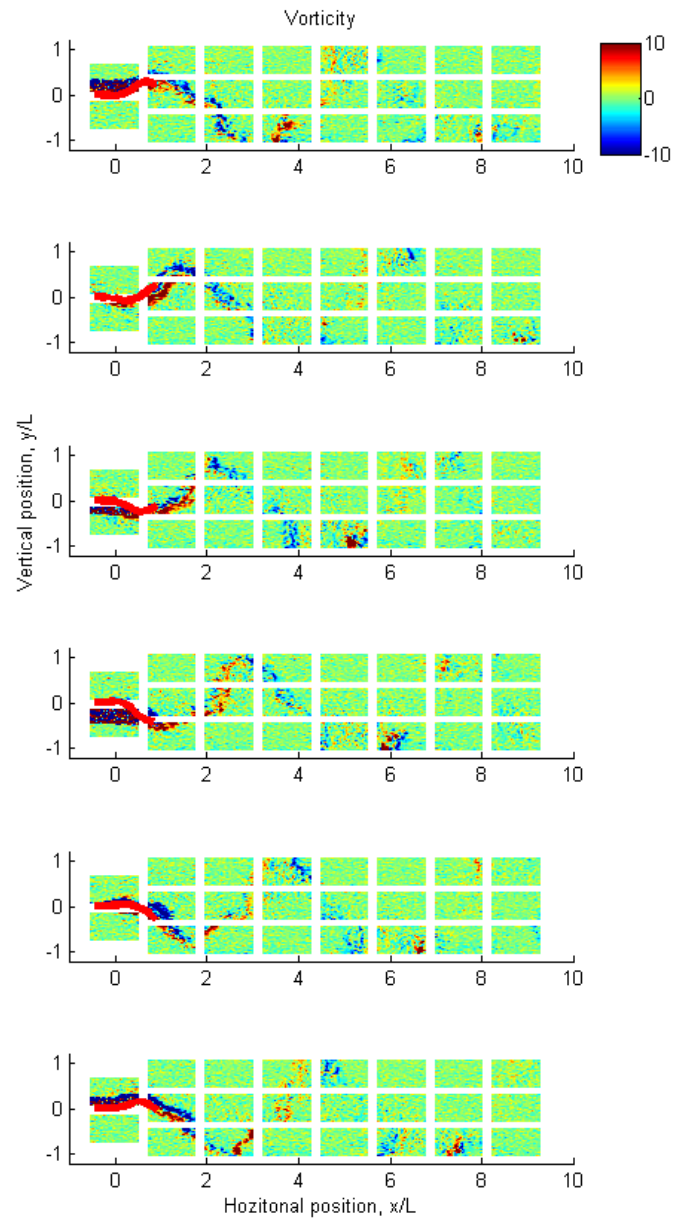


FIGURE A.12 – Vorticité ( $\text{kg/s/m}^2$ ).  $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ ,  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ .

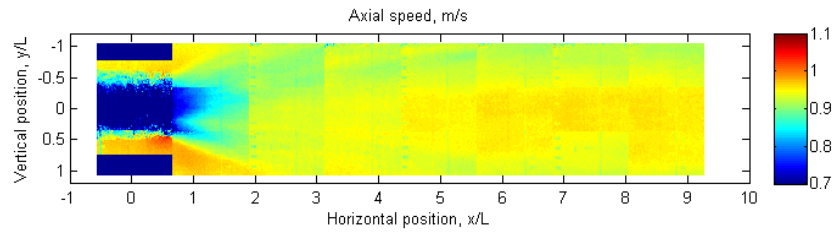


FIGURE A.13 – Vitesse axiale moyenne (m/s).  $d = 12\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

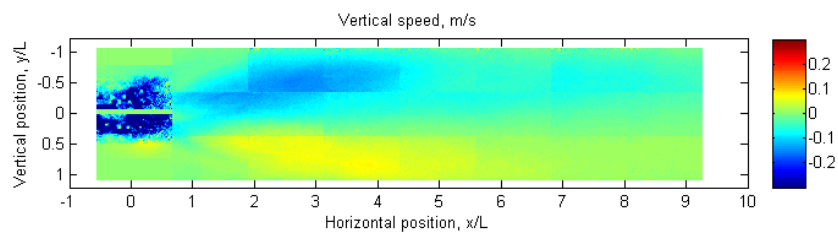


FIGURE A.14 – Vitesse verticale moyenne (m/s).  $d = 12\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

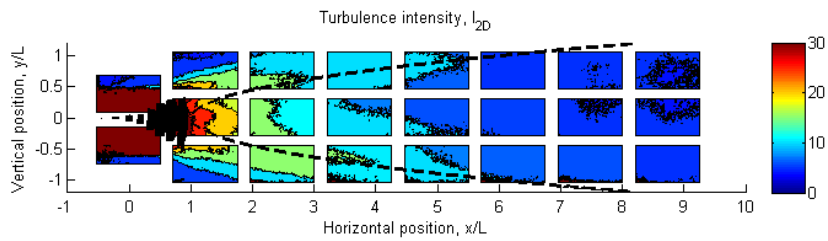


FIGURE A.15 – Intensité turbulente moyenne (%).  $d = 12\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

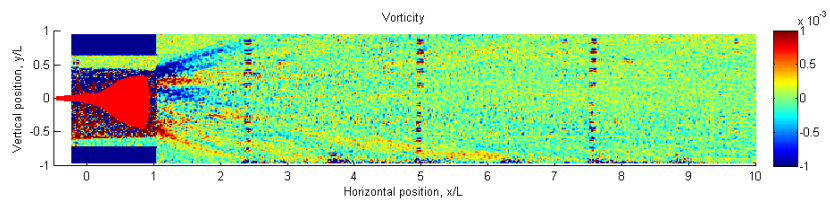


FIGURE A.16 – Vorticité moyenne (rad/s),  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

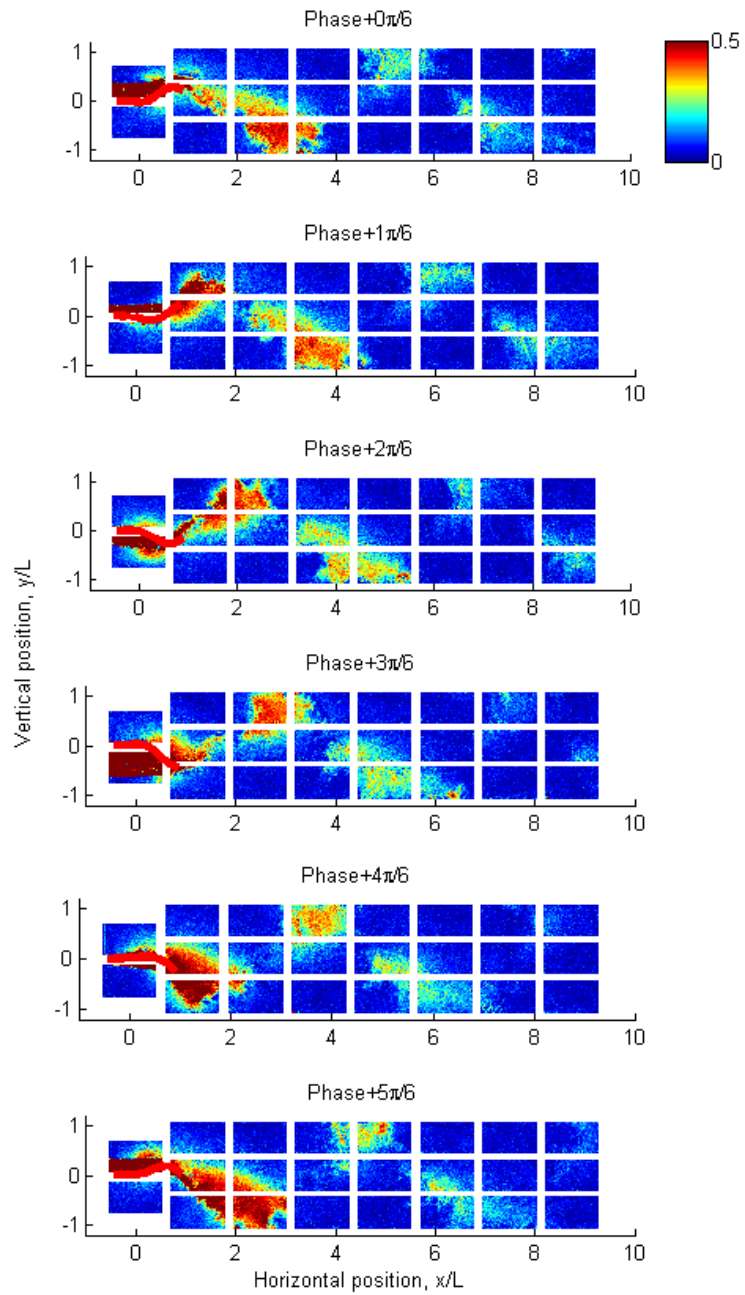
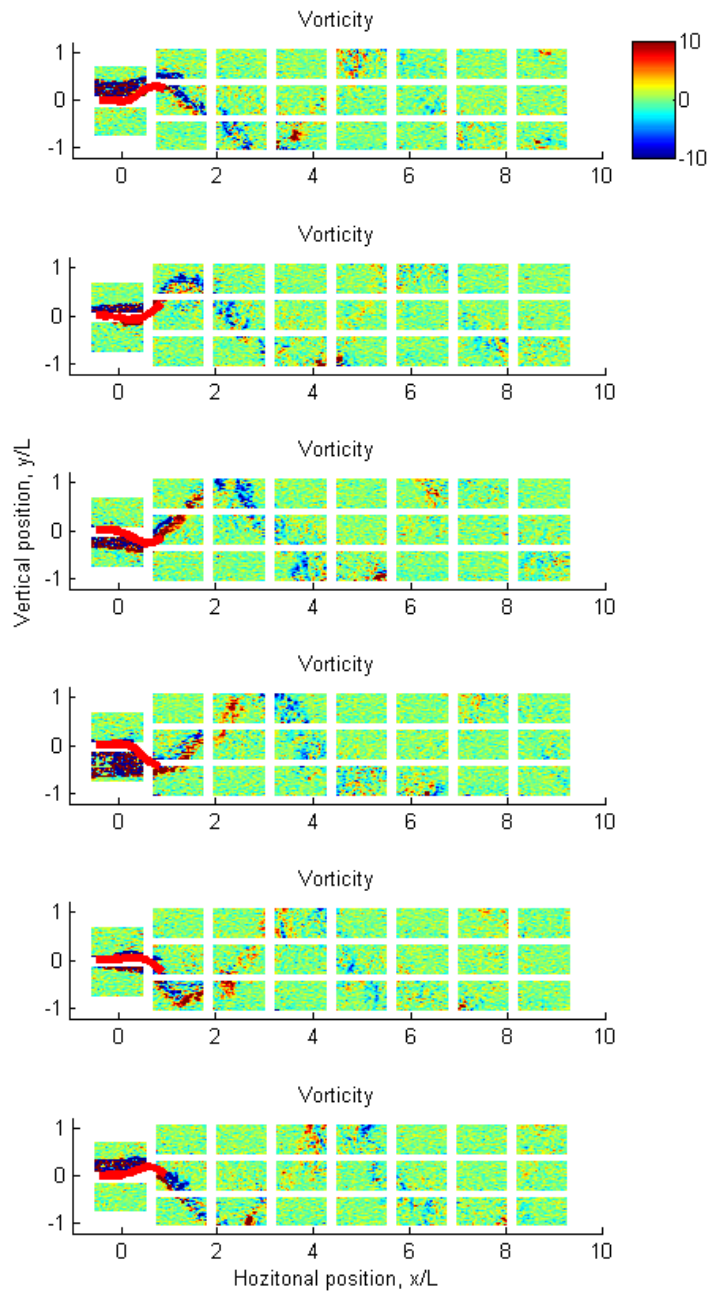


FIGURE A.17 – Vitesse fluctuante (m/s),  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.



267  
 FIGURE A.18 – Vorticité ( $\text{kg/s/m}^2$ ),  $d = 5\%$ ,  $C = 24 \times 3500 \text{ kg/s}$ .

# Annexe B

## Validation du modèle vortex

### B.1 Validation statique

Après la mise en place du modèle numérique, il est important d'apporter une validation du modèle basée sur des résultats analytiques et expérimentaux. Pour cela, il faut tout d'abord effectuer des tests de convergence des paramètres principaux tels que la discrétisation spatiale, la longueur du sillage et le pas de temps afin d'optimiser les différents paramètres ainsi que le temps de calcul. Les valeurs répondants au critère de convergence (1% d'écart sur les efforts) pour le cas statique, sont :  $\Delta t=0.1$ ,  $N = 150$  et  $l_\omega = 40$ .

La validation statique s'effectue en comparant la différence de pression de part et d'autre d'une plaque inclinée dans un écoulement. La figure (B.1) compare les résultats numériques et analytique (La solution analytique est donnée par l'équation (B.1) [Katz & Plotkin, 2001]). L'erreur représentée sur la figure (B.2) est faible, il y a donc une bonne précision des résultats. L'erreur absolue adimensionnée est plus importante au bord d'attaque, tandis que l'erreur relative est plus importante au bord de fuite.

$$\Delta C_p = 4\sqrt{\frac{L-x}{x}}\alpha \quad (\text{B.1})$$

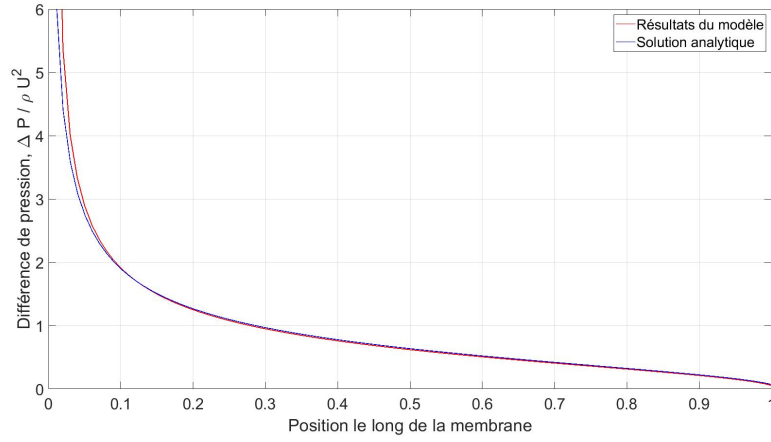


FIGURE B.1 – Différence de pression le long de la membrane.

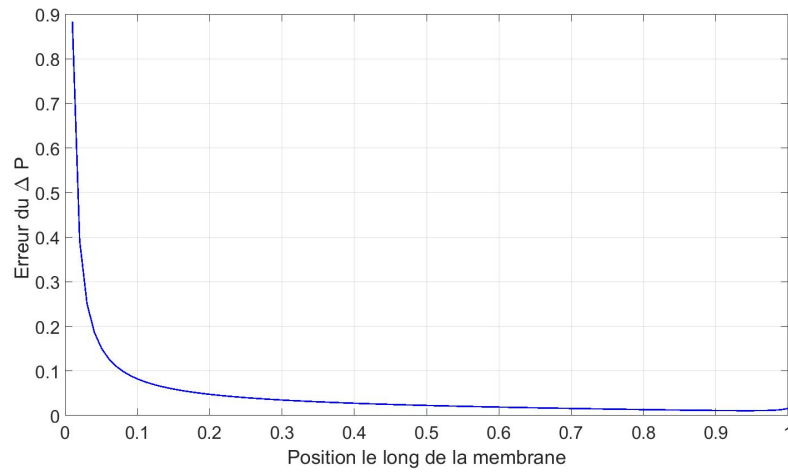


FIGURE B.2 – Erreur absolue adimensionalisée de la différence de pression en fonction de la position sur la plaque.



Le coefficient de portance d'une plaque inclinée statique dépend de son angle d'incidence  $\alpha$ . En effet lorsque l'angle d'incidence augmente, la portance augmente selon une certaine pente, avant de chuter brutalement. Ce phénomène est appelé le décrochage. D'après la littérature, la théorie des profils minces valable dans le cas des petits angles [Ramesh et al., 2013] donne une valeur analytique du coefficient de portance tel que :

$$C_l = 2\pi \sin(\alpha) \quad (\text{B.2})$$

D'après l'approximation des petits angles [Granlund et al., 2013] le coefficient de portance peut s'écrire  $C_l = 2\pi\alpha$ . Cette théorie n'est valable que pour des écoulements qui ne sont pas en situation de décrochage, on suppose donc que l'écoulement reste attaché sur le profil. Sur la figure (B.3) on compare le coefficient de portance  $C_l$  obtenu numériquement en fonction de la solution analytique dans les deux cas. On constate que les résultats du modèle obtenus numériquement sont très proches des résultats analytiques de la littérature. La différence entre les résultats analytiques et numériques augmente à mesure que l'angle d'incidence augmente. Ceci est dû au fait que le modèle analytique donné par l'équation (B.2) ne prend pas en compte les non-linéarités engendrées par la différence de pression dont dépend le coefficient de portance d'un point de vue numérique.

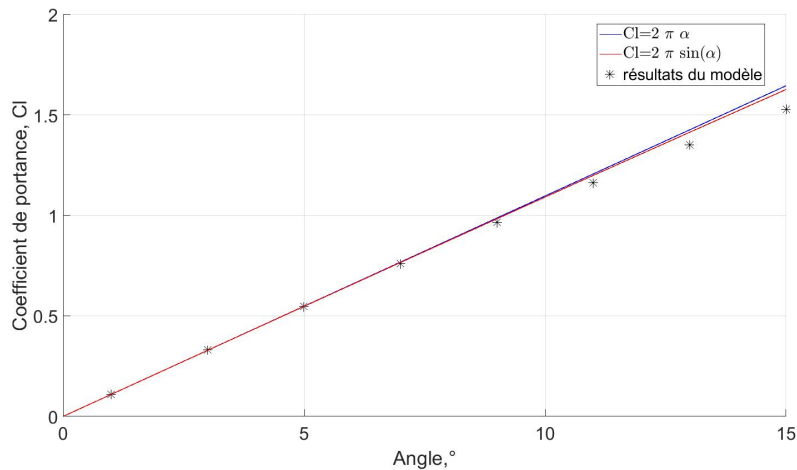


FIGURE B.3 – Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence de la plaque.

Le but de la visualisation de l'écoulement est d'apporter des informations utiles à la compréhension du phénomène. Elle consiste aussi à déceler d'éventuelles erreurs en comparant avec des études bibliographiques ou des solutions analytiques. Des champs de vecteurs définis par les équations 2.35 & 2.36 sont représentés sur la figure B.4. Les lignes de courant sont représentées sur la figure B.5. Ce sont des courbes de l'espace décrivant la trajectoire d'une particule de fluide en mouvement. Elles possèdent en tout point une tangente parallèle à la vitesse des particules du fluide.

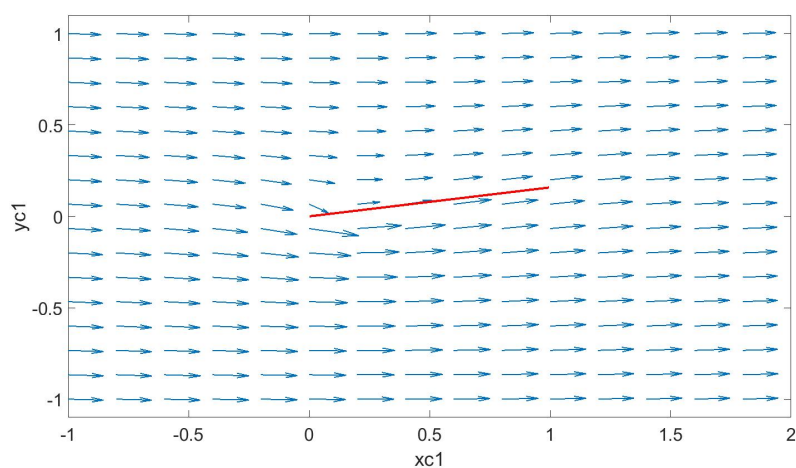


FIGURE B.4 – Plaque inclinée statique dans un écoulement,  $U = 1\text{m/s}$

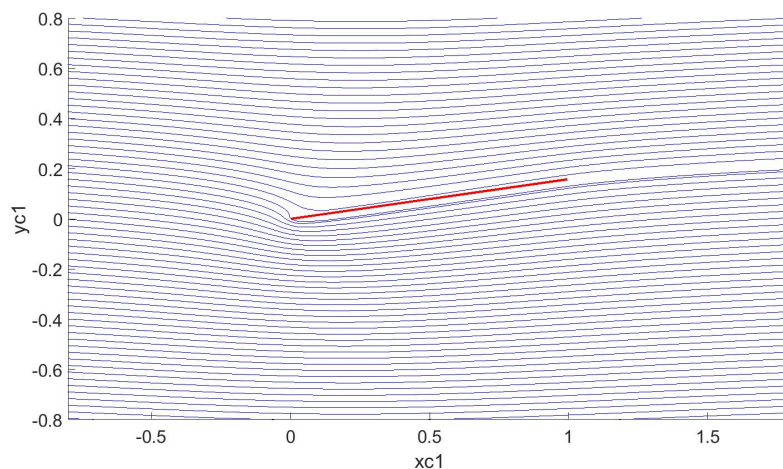


FIGURE B.5 – Lignes de courant représentant le fluide en mouvement.

## B.2 Validation dynamique :

Dans cette partie nous étudions le cas d'une plaque plane dont l'angle d'incidence  $\alpha$  varie dans le temps. On considère donc une plaque avec une liaison pivot placée dans un écoulement horizontal de vitesse  $U_\infty$ . L'angle d'incidence varie selon la configuration représentée sur la figure B.6. Ce cas nous permettra de comparer notre modèle avec les résultats expérimentaux et numériques de [Ramesh et al., 2013]. La variation d'angle est lissée selon une loi de commande définie par J.Eldredge, tel que :

$$\alpha(t) = A \frac{G(t)}{\max(G(t))} \quad (\text{B.3})$$

avec  $A$  l'angle maximum de la plaque, et  $G(t)$  la fonction de lissage.

$$G(t) = \ln \left[ \frac{\cosh(aU_\infty(t - t_1)/c) \cosh(aU_\infty(t - t_4)/c)}{\cosh(aU_\infty(t - t_2)/c) \cosh(aU_\infty(t - t_3)/c)} \right] \quad (\text{B.4})$$

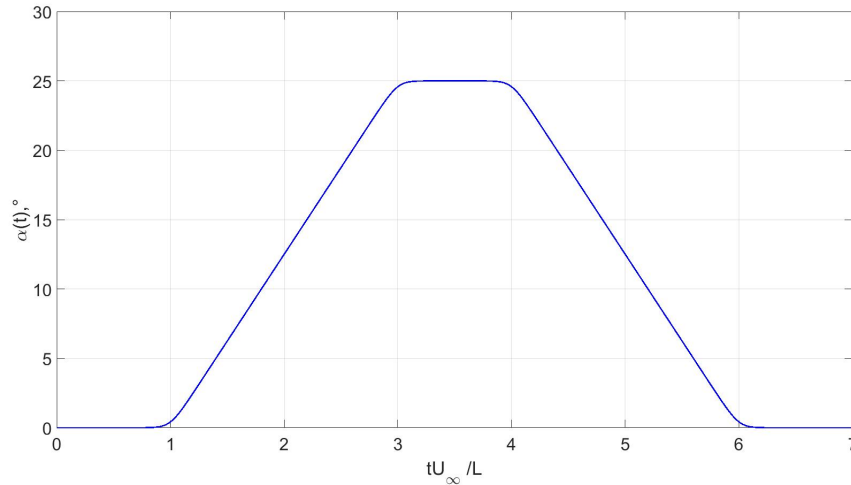


FIGURE B.6 – Évolution de l'angle d'incidence  $\alpha$

Dans la configuration étudiée sur la figure [B.6] les paramètres numériques sont tels que l'angle maximum de la plaque vaut  $A = 25^\circ$ , le paramètre de lissage est  $a = 11$ , la longueur de la plaque est égale à  $c = 1$  et les temps  $t_1, t_2, t_3, t_4$  sont définis tels que :

- $t_1$  est le temps de départ
- $t_2 = t_1 + \text{durée de la montée}$
- $t_3 = t_2 + \text{durée de stagnation de l'angle d'attaque}$
- $t_4 = t_3 + \text{durée de la descente}$

Cette configuration est utilisée par [Ramesh et al., 2013] où quatre points critiques sont étudiés. De haut en bas la figure (B.7) de droite représente les points critiques du flux dans l'ordre ( $O, H_1, H_2, D$ ).

- $O$ , Début de la séparation du flux au bord de fuite. Le flux commence à se détacher de la paroi au niveau du bord de fuite et les tourbillons se déversent en amont (vert).
- $H_1$ , Début de prise. Des tourbillons commencent à se former de plus en plus au-dessus du bord de fuite (magenta).
- $H_2$ , Fin de prise. Après un certain temps, les tourbillons fusionnent pour donner naissance à un vortex dit de décrochage dynamique (bleu).
- $D$ , Décollement du vortex au bord d'attaque. Le tourbillon bleu se dirige vers l'aval et lorsqu'il atteint l'extrémité aval de la plaque, un vortex en bord de fuite est créé (rouge).

La figure B.8 compare les résultats de la simulation avec les résultats expérimentaux et théoriques de K.Ramesh. Il y a une bonne concordance des coefficients de portance entre les différentes méthodes et cela surtout entre les étapes  $O$  et  $H_2$ . Cependant lors de la diminution de l'angle d'incidence après l'étape  $H_2$ , la courbe expérimentale de K.Ramesh passe au dessus de la courbe théorique. De plus, entre les étapes  $H_2$  et  $D$  il y a un décalage entre les courbes verte de la simulation, et jaune des résultats expérimentaux de K.Ramesh. Ceci est sûrement dû au fait que le décrochement amont n'est pas pris en compte dans notre modèle, ce qui correspond à la troisième étape de la figure B.7. Or ce décrochement engendre une baisse de pression au dessus du profil et donc une portance plus élevée.

En conclusion, les résultats numériques concordent plutôt bien avec ceux de K.Ramesh, et surtout avec les résultats expérimentaux. Ces informations permettent de valider le modèle numérique de la méthode Vortex. D'une part, car les hypothèses choisies pour le fluide sont respectées, d'autre part car les résultats des simulations concordent avec ceux de la littérature.

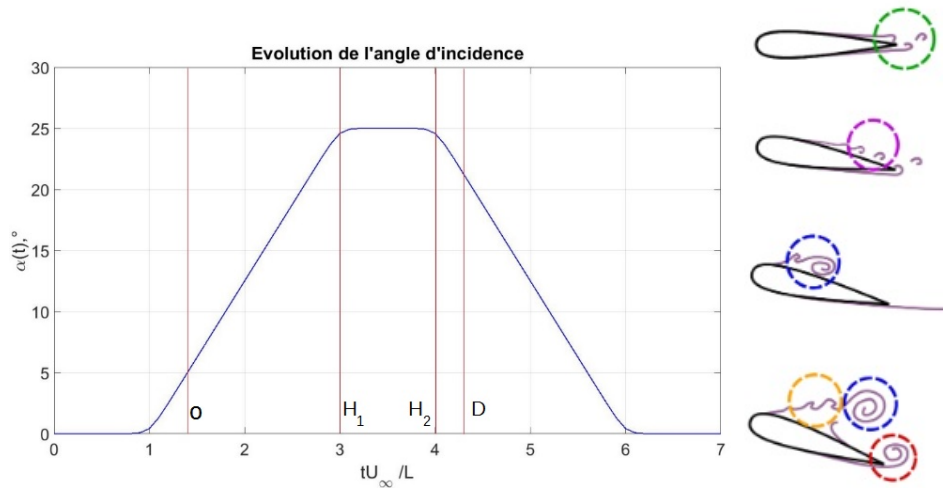


FIGURE B.7 – (A gauche) Évolution de l'angle d'incidence en fonction des points critiques du flux obtenu par modélisation. (A droite) Visualisation des vortex le long d'un profil d'aile, source : Rosti et al. [Rosti et al., 2016].

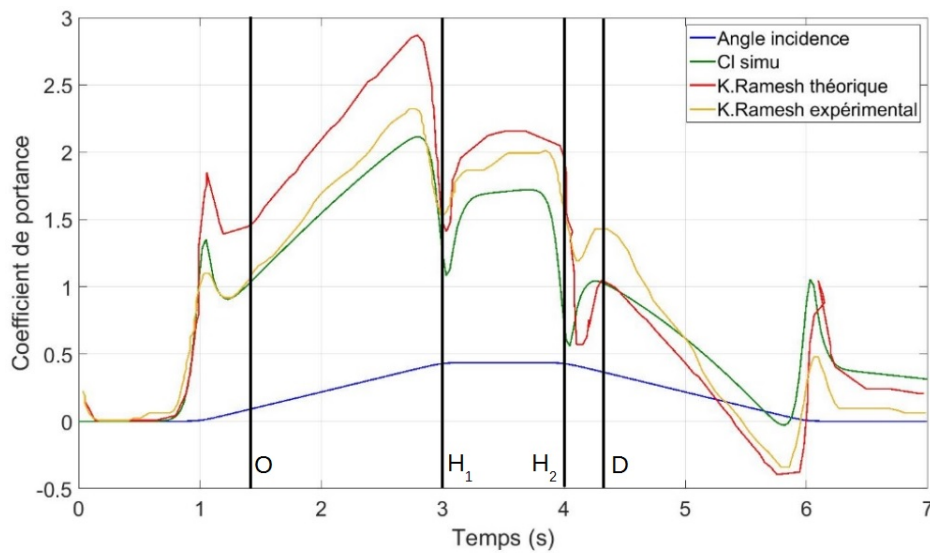


FIGURE B.8 – Comparaison du coefficient de portance en fonction du temps des points critiques du flux.

# Annexe C

## Validation du modèle corotationnel

### C.1 Validation statique de la méthode corotationnelle 2D

Dans cette partie, différents efforts seront appliqués sur une poutre console, c'est-à-dire encastree à une extrémité et libre de l'autre. Les différents cas qui vont être traités sont : le cas d'une poutre console soumise à un moment à son extrémité libre, une poutre console soumise à un effort ponctuel vertical à l'extrémité libre, et un effort distribué le long de la poutre.

La démarche utilisée afin de résoudre ces cas tests est schématisée par la figure C.1. En effet, les déformations et déplacements sont exprimés selon les coordonnées locales et globales et sont mises en relation grâce à la matrice de transformation [B]. Par la suite on construit un vecteur des forces globales internes à partir des forces locales  $\bar{q}$ . Il est alors possible de procéder à l'assemblage de la matrice de raideur [K] auquel s'ajouteront les conditions aux limites adaptées au problème et deviendra alors la matrice  $[K_s]$ . La résolution s'effectue par la résolution d'un système à l'aide de la méthode de Newton-Raphson.

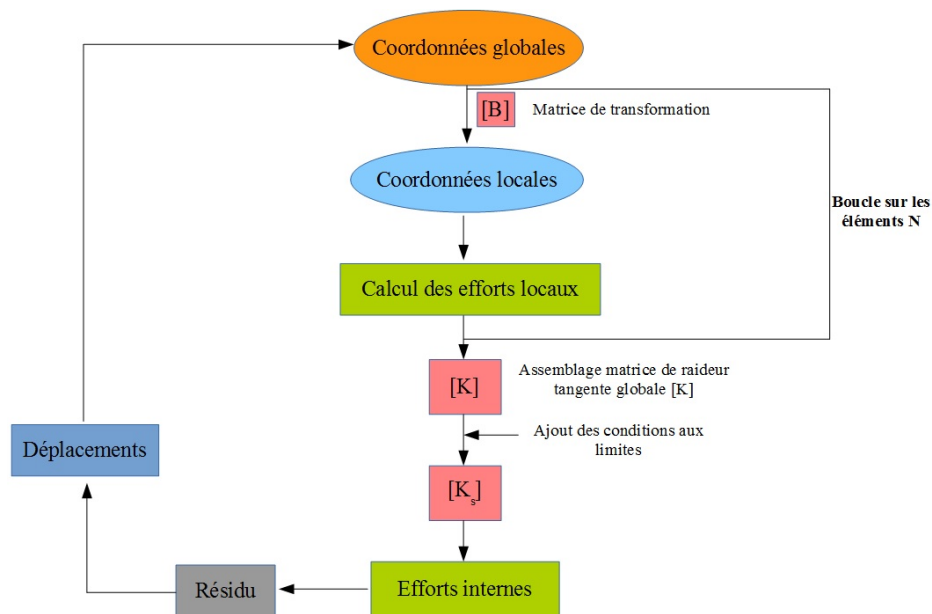


FIGURE C.1 – Schéma algorithmique de la méthode corotationnelle 2D en statique.

Les paramètres structuraux et numériques sélectionnés dans cette partie sont définis dans le tableau C.1 et seront utilisés durant toutes les étapes de validation de ce modèle. Ils correspondent à des caractéristiques structurales de la membrane à l'échelle 1/20 ème.

Paramètres	définition	Valeur	Unités
$E$	Module de Young	$3.10^9$	$Pa$
$\rho_s$	Masse volumique membrane	1600	$kg/m^3$
$L$	Longueur membrane	1	$m$
$L_a$	Largeur membrane	0.8	$m$
$H$	Épaisseur membrane	0.003	$m$
$\varepsilon$	Tolerance	$10^{-3}$	-
$n$	discrétisation spatiale	100	-
$dt$	pas de temps	0.01	-

TABLE C.1 – Tableau des Paramètres structuraux et numériques de la méthode corotationnelle.

### Cas d'une poutre console soumise à un moment à son extrémité libre :

Dans ce cas test, une poutre console soumise à un moment  $M$  à son extrémité libre est considérée (figure C.2).

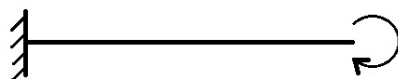


FIGURE C.2 – Poutre console soumise à un moment à son extrémité libre.

Une valeur de moment critique  $M_c = 2\pi \frac{EI}{L}$  est définie de telle sorte que lorsque cette valeur est atteinte la poutre s'enroule sur elle-même en formant un cercle de rayon  $R = \frac{EI}{M}$ . Soit  $E$  le module de Young,  $I$  le moment quadratique en flexion et  $L$  la longueur de la poutre définis dans le tableau précédent (C.1). La figure C.3 représente les configurations de la poutre pour différentes valeurs de moment tel que  $M = \alpha M_c$  avec  $\alpha$  compris entre 0 et 1.

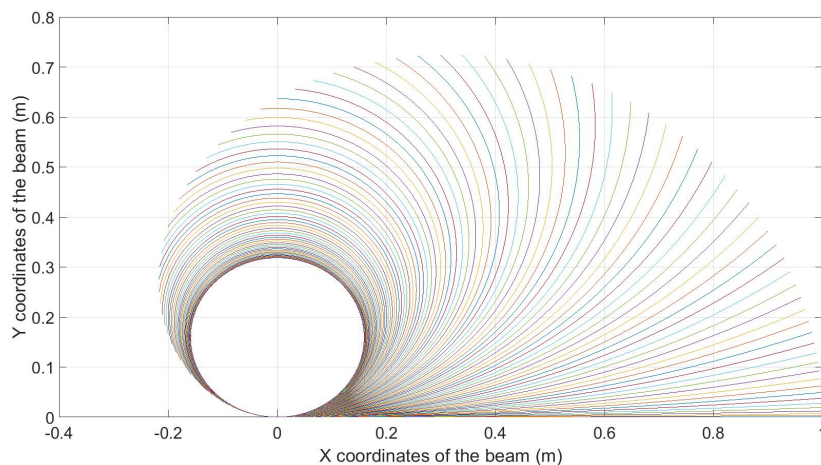


FIGURE C.3 – Différentes configurations d'une poutre console soumise à un moment à son extrémité libre, ( $n = 100$ ,  $M = M_c$ ).



La formule analytique du déplacement vertical de la poutre peut alors s'écrire sous la forme :

$$W = R(1 - \cos \theta) = \frac{EI}{M(1 - \nu^2)} \left( 1 - \cos \frac{ML(1 - \nu^2)}{EI} \right) \quad (\text{C.1})$$

Avec  $\theta = \frac{L}{R}$  l'angle centrale de l'arc de cercle formé par la déflexion. Cette formule analytique (équation C.1) donné par P. Khosravi [Khosravi et al., 2007] est représentée par la courbe rouge sur la figure C.4, elle permet de comparer les résultats numériques avec la solution analytique. En plus de constater que les résultats numériques sont en parfait accord avec la solution analytique, le profil de la courbe obtenu par notre modèle numérique est le même que celui de P. Khosravi.

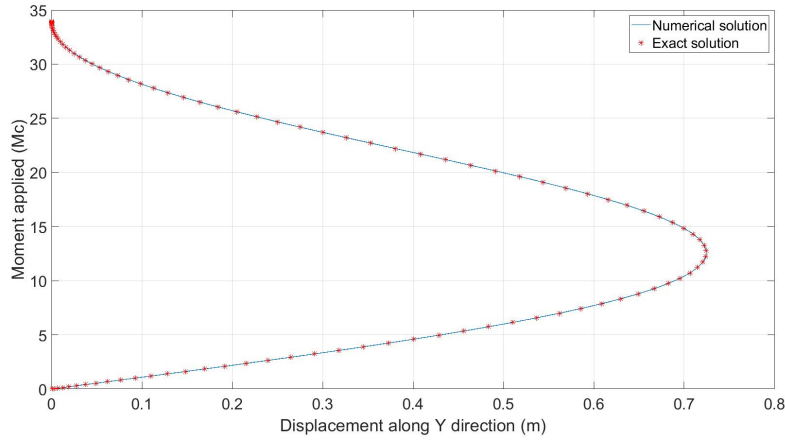


FIGURE C.4 – Moment en fonction du déplacement vertical.

### Cas d'une poutre console soumise à un effort ponctuel vertical à l'extrémité libre :

Dans ce cas, une poutre console est soumise à un effort ponctuel vertical à son extrémité libre (figure C.5). Les configurations initiales et intermédiaires de la poutre sont visibles sur la figure C.6. Les résultats numériques du déplacement sont comparés à la solution analytique suivante, où  $F_0$  est une force concentrée en  $x = L$  :

$$y(x) = \frac{F_0 x^2 (3l - x)}{6EI} \quad \text{avec} \quad y_{max} = \frac{F_0 l^3}{3EI} \quad (C.2)$$

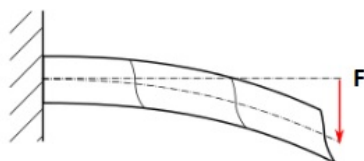


FIGURE C.5 – Poutre console soumise à un effort ponctuel  $F$  à son extrémité libre.

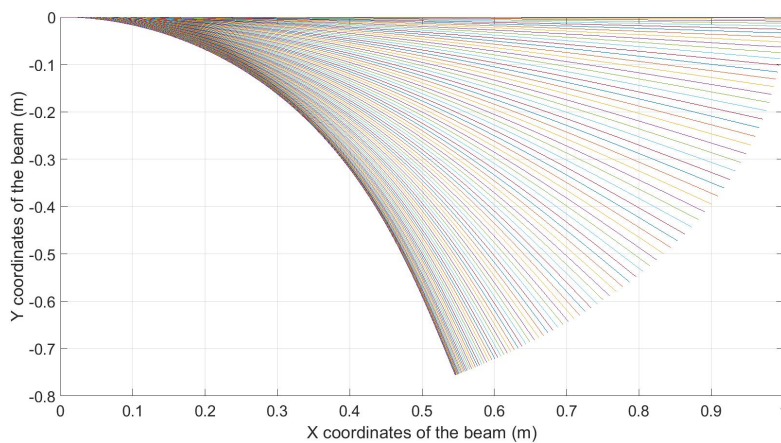


FIGURE C.6 – Configurations initiales et intermédiaires d'une poutre console soumise à un effort ponctuel à son extrémité libre, ( $n = 100$ ).

On remarque sur la figure C.7 que le déplacement vertical est linéaire pour des charges basses, mais lorsque celle-ci augmente, la courbe devient visiblement non-linéaire. En effet, au fur et à mesure que la charge augmente, la structure est plus rigide. Ceci est provoqué par la tension de la poutre dans sa configuration déformée. De plus, à mesure qu'on s'éloigne de l'encastrement, on remarque que les résultats numériques ne correspondent plus exactement à la solution analytique. Ceci est peut-être dû au fait que le modèle numérique prend en compte des non-linéarités supplémentaires dues à des effets géométriques.

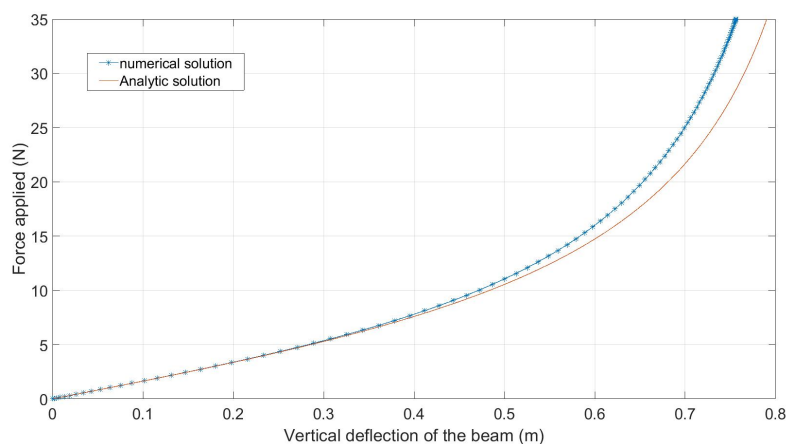


FIGURE C.7 – Relation entre effort et déplacement vertical d'une poutre console soumise à un effort ponctuel à son extrémité libre.

### Cas d'une poutre console soumise à un effort distribué

Soit une poutre console de longueur  $L$  soumise à un effort distribué. Les paramètres géométriques et numériques utilisés dans cette partie sont les mêmes que ceux utilisés dans les deux cas précédents. La flèche maximale de la structure à son extrémité libre  $x = L$  est égale à :

$$y_{max} = \frac{F_0 L^4}{8EI} \quad (C.3)$$

La figure C.9 montre clairement une différence entre la solution analytique et les résultats numériques pour une charge supérieure à 0.07 N/m par élément. Ceci s'explique par le fait que la solution analytique est purement linéaire alors que le modèle développé prend en compte les non-linéarités de la structure.

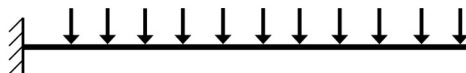


FIGURE C.8 – Poutre console soumise à un effort distribué.

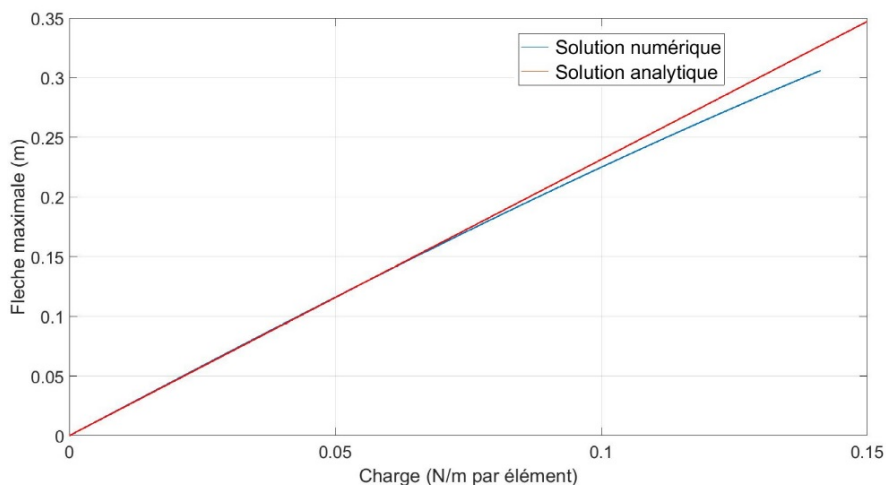


FIGURE C.9 – Fleche maximale d'une poutre console soumise à un effort distribué en fonction de la charge.

## C.2 Validation dynamique de la méthode co-rotationnelle 2D

On se place désormais dans une configuration dynamique semblable à celle étudiée par [Thahn Nam, 2012]. Son étude se base essentiellement sur le choix et l'influence de la matrice de masse pour la résolution du problème dynamique. En effet, il y expose une nouvelle approche plus efficace que lorsqu'on utilise une matrice de masse de Timoshenko.

On se propose donc sur la figure (C.10) de comparer nos résultats numériques avec ceux de L. Thanh-Nam. Soit une poutre console soumise à une force verticale  $F_0$  localisée à son extrémité libre tel que,  $\vec{F} = F_0 \sin(\omega t)$ , avec  $F_0 = 10 \text{ N}$  et  $\omega = 50 \text{ rad.s}^{-1}$ . Soit  $L = 10 \text{ m}$  la longueur de la poutre,  $a = 0.5 \text{ m}$  sa largeur,  $e = 0.25 \text{ m}$  son épaisseur,  $E = 210 \text{ GPa}$  le module de Young et  $\rho = 7850 \text{ kg.m}^{-3}$  sa masse volumique. La discrétisation de la structure est faite à partir de 48 éléments de même longueur et le pas de temps  $dt = 10^{-4} \text{ s}$ .

Les résultats obtenus à partir du modèle numérique que nous avons développé concordent bien avec ceux du modèle de L.Thanh-Nam. Les positions obtenues avec notre modèle au cours du temps concordent avec les valeurs de l'article. Cependant la simulation a été effectuée sur une courte durée, il serait alors utile de tester les simulations sur des durées plus longues.

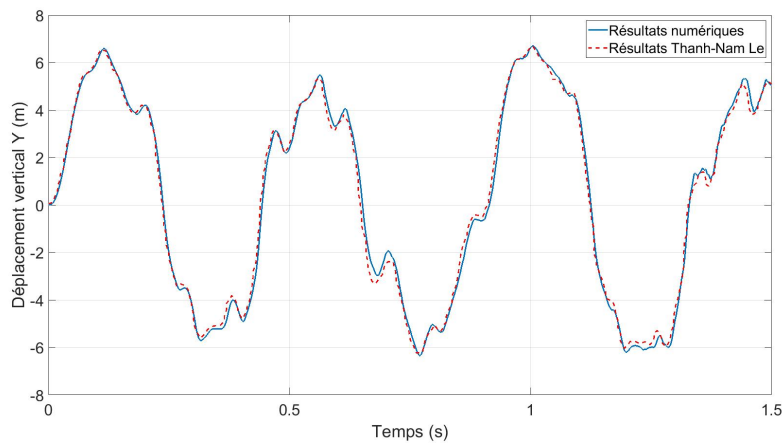


FIGURE C.10 – Déplacement vertical d'une poutre encastree-libre en fonction du temps.

# Annexe D

## Comparaison des résultats de sillage numériques et expérimentaux

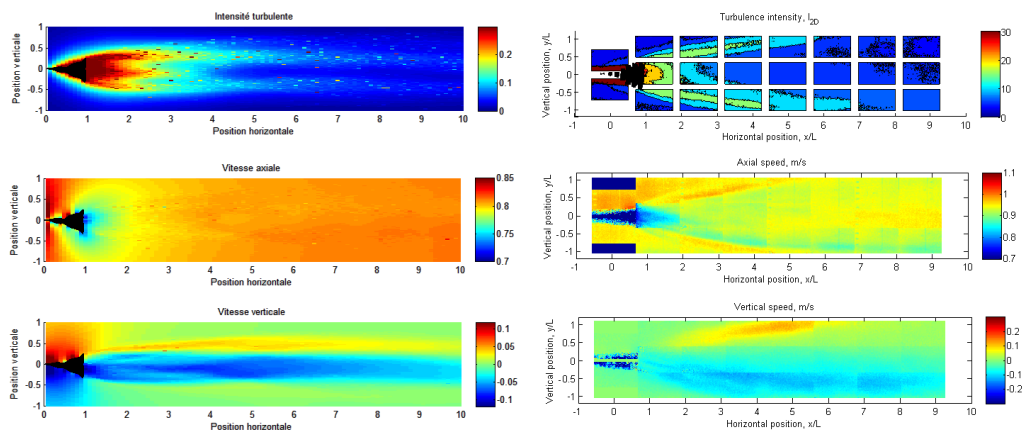


FIGURE D.1 – Résultats de sillage du modèle numérique (à gauche) et du modèle expérimental (à droite) : Intensité turbulente (en haut), vitesse axiale moyenne (au centre) et vitesse verticale moyenne (en bas).  $U_\infty = 1$  m/s,  $\overline{C} = 0$  kg/s,  $d = 5\%$ .

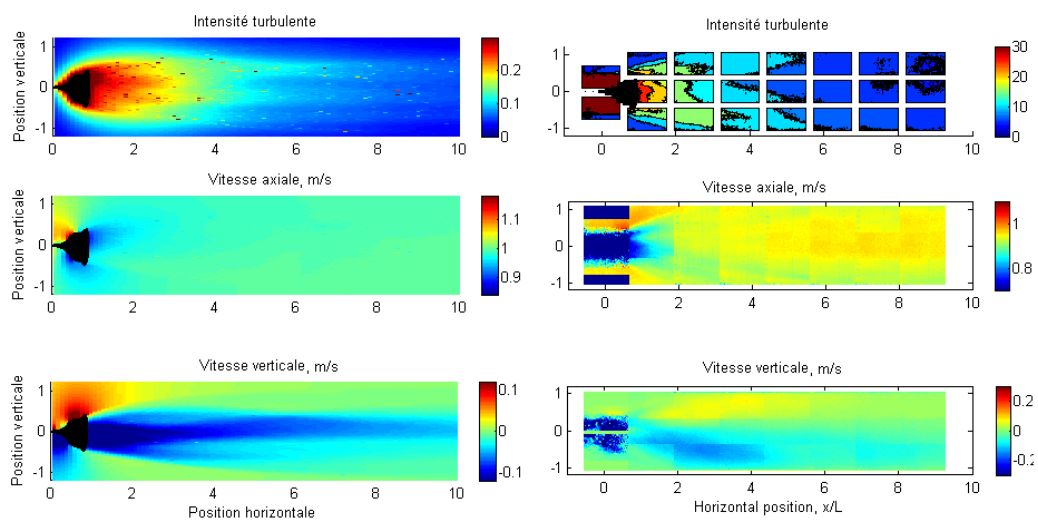


FIGURE D.2 – Résultats de sillage du modèle numérique (à gauche) et du modèle expérimental (à droite) : Intensité turbulente (en haut), vitesse axiale moyenne (au centre) et vitesse verticale moyenne (en bas).  $U_\infty = 1$  m/s,  $\overline{C} = 24 \times 3500$  kg/s,  $d = 12\%$ .

# Annexe E

## Spectres des vitesses fluctuantes avec et sans houle

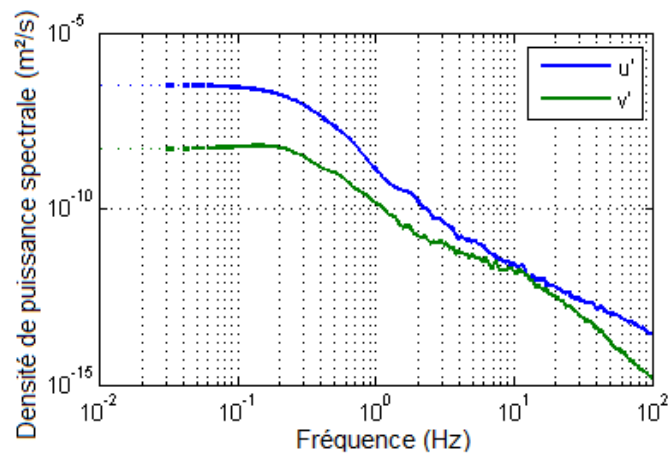


FIGURE E.1 – Densité de puissance spectrale des vitesses fluctuantes en  $(x, y) = (-2.4L, 0)$ , pour un essai avec courant seul ( $U_\infty = 1$  m/s), sans houle, sans batteur.



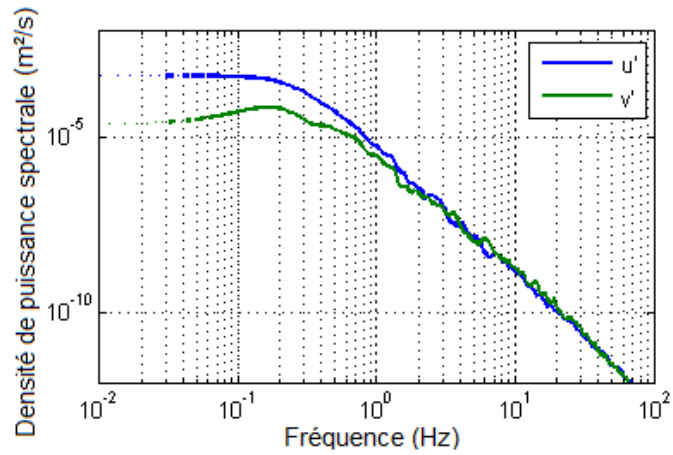


FIGURE E.2 – Densité de puissance spectrale des vitesses fluctuantes en  $(x, y) = (-2.4L, 0)$ , pour un essai avec courant seul ( $U_\infty = 1$  m/s), sans houle, avec batteur.

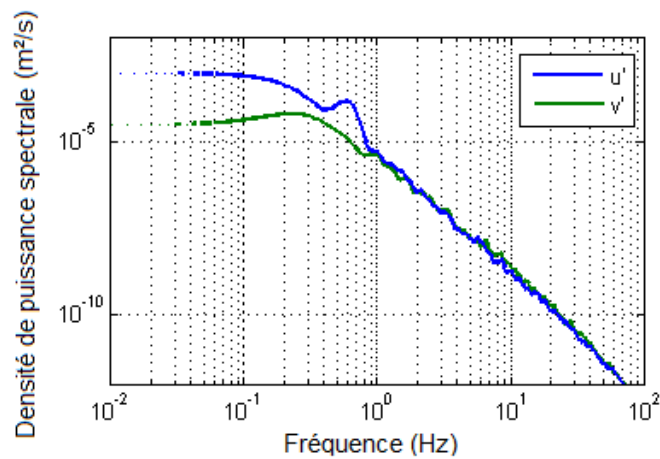


FIGURE E.3 – Densité de puissance spectrale des vitesses fluctuantes en  $(x, y) = (-2.4L, 0)$ , pour un essai avec courant seul ( $U_\infty = 1$  m/s), avec houle : ,  $f_{houle} = 0.6$  Hz,  $H_{consigne} = 95$  mm.

## Annexe F

### Spectres du déplacement de la membrane soumise à différentes houles

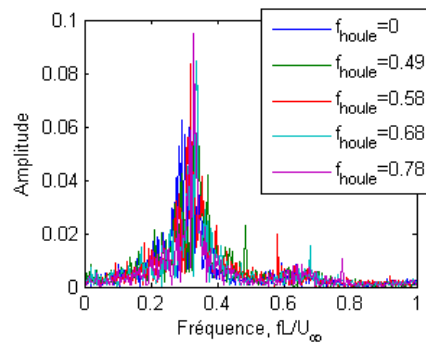


FIGURE F.1 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 0.85$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 0$  kg/s.

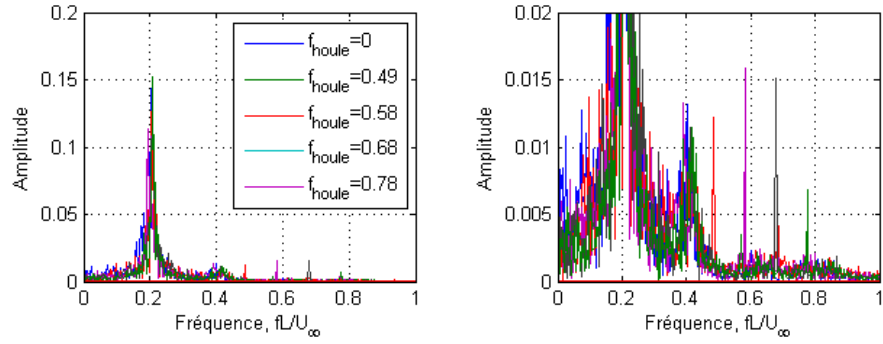


FIGURE F.2 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 0.85$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 12 \times 3500$  kg/s.

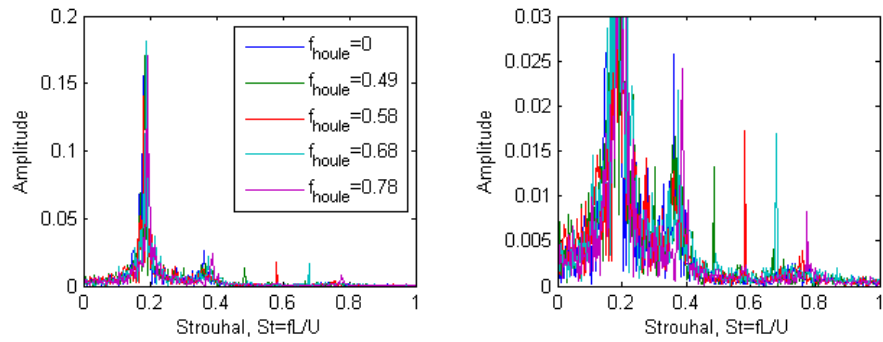


FIGURE F.3 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 0.85$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

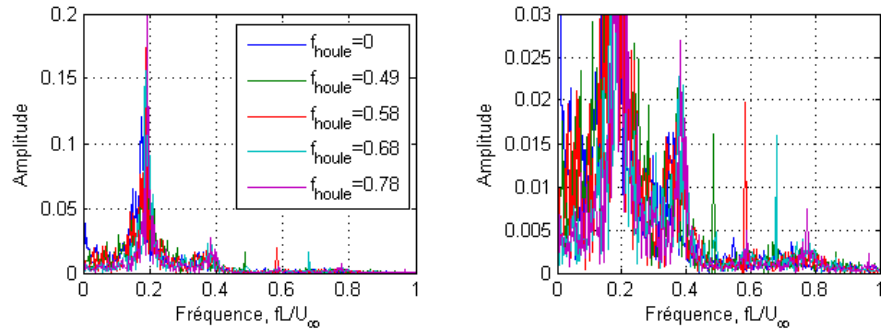


FIGURE F.4 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 0.85$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

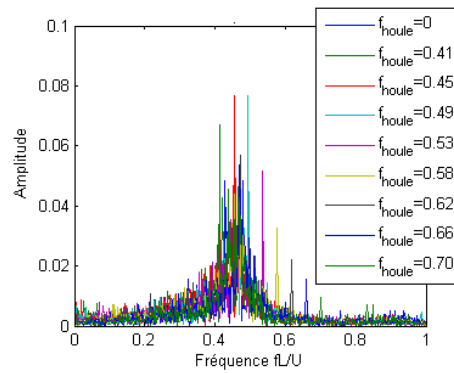


FIGURE F.5 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 1.00$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 0$  kg/s.

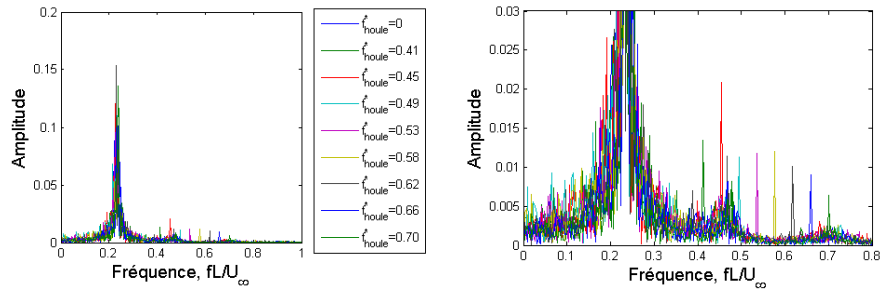


FIGURE F.6 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 1.00$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 12 \times 3500$  kg/s.

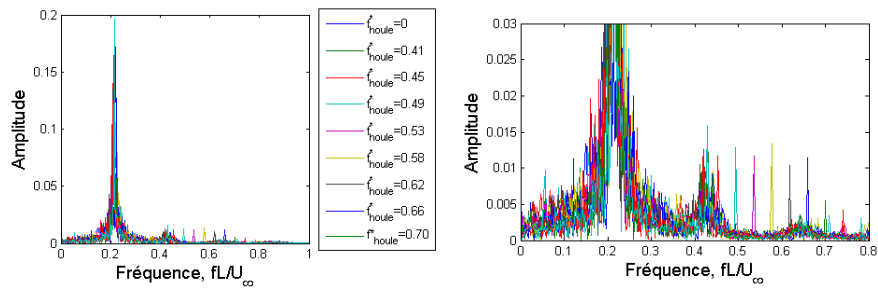


FIGURE F.7 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 1.00$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.

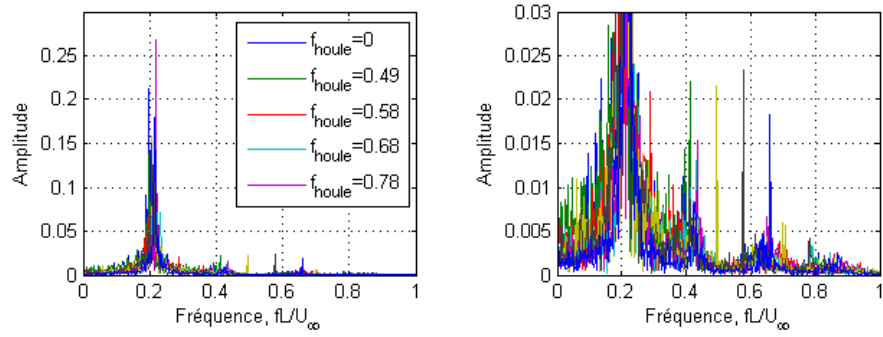


FIGURE F.8 – Transformée de Fourier de la position verticale du bord de fuite pour différentes fréquences de houle.  $U_\infty = 1.00$  m/s,  $d = 4.88$  %,  $C = 24 \times 3500$  kg/s.