



HAL
open science

Etude d'un flotteur pilonnant sur pieu bord à quai à fonctions de Récupération de l'Energie des Vagues et Protection de structure (REVAP)

Paul Tournant

► To cite this version:

Paul Tournant. Etude d'un flotteur pilonnant sur pieu bord à quai à fonctions de Récupération de l'Energie des Vagues et Protection de structure (REVAP). Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMMLH03 . tel-04213634

HAL Id: tel-04213634

<https://theses.hal.science/tel-04213634>

Submitted on 21 Sep 2023

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

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

Préparée au sein de l'Université Le Havre Normandie

**Etude d'un flotteur pilonnant sur pieu bord à quai à fonctions de
Récupération de l'Energie des Vagues et Protection de structure
(REVAP)**

Présentée et soutenue par
PAUL TOURNANT

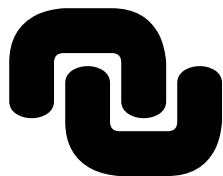
Thèse soutenue le 07/02/2023
devant le jury composé de

M. MICHEL BENOIT	DIRECTEUR DE RECHERCHE, EDF R&D CHATOU	Rapporteur du jury
M. VINCENT REY	PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE TOULON	Rapporteur du jury
M. GRÉGORY GERMAIN	CHARGE DE RECHERCHE (HDR), IFREMER - BOULOGNE-SUR-MER	Membre du jury
MME GAËLE PERRET	MAÎTRE DE CONFERENCES, Université Le Havre Normandie	Membre du jury
M. PHILIPPE SERGENT	IPEF, CEREMA-DTechEMF	Membre du jury
M. STEPHANE ABADIE	PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE PAU PAYS DE L ADOUR	Président du jury
M. FRANCOIS MARIN	PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université Le Havre Normandie	Directeur de thèse
M. HASSAN SMAOUI	DIRECTEUR DE RECHERCHE, CEREMA-DTechEMF	Co-directeur de thèse

**Thèse dirigée par FRANCOIS MARIN (Laboratoire Ondes et Milieux Complexes) et
HASSAN SMAOUI (CEREMA)**



LABORATOIRE ONDES
et MILIEUX COMPLEXES



Normandie Université

THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Préparée au sein de «Laboratoire Ondes et Milieux Complexes»

Etude d'un flotteur pilonnant bord à quai à fonctions de Récupération de l'Energie des Vagues et Protection de structure (REVAP)

**Présentée et soutenue par
Paul TOURNANT**

**Thèse soutenue publiquement le 7 février 2023
devant le jury composé de**

M. Vincent REY	Professeur, Université de Toulon, Institut méditerranéen d'océanologie (MIO), 83041 Toulon	Rapporteur
M. Michel BENOIT	Directeur de recherche, EDF R&D, Laboratoire National d'Hydraulique et Environnement (LNHE), 78400 Chatou	Rapporteur
M. Grégory GERMAIN	Chercheur HDR, Ifremer, Marine Structure Laboratoire, 62200 Boulogne sur Mer	Examineur
M. Stéphane ABADIE	Professeur, Univ Pau & Pays Adour, Laboratoire des sciences de l'ingénieur appliquées à la mécanique et au génie électrique – IPRA, EA4581, 64600 Anglet	Examineur, Président du jury
Mme Amandine VOLARD	Ingénieure, ADEME, 06560 Valbonne Sophia-Antipolis	Invitée
M. Marc LE BOULLUEC	Ingénieur, Ifremer, ZI de la Pointe du Diable, 29280 Plouzané	Invité
M. Philippe SERGENT	Directeur Scientifique, CEREMA - DTechEMF, 60280 Margny-Lès-Compiègne	Responsable Scientifique
M. Hassan SMAOUI	Directeur de recherche, CEREMA - DTechEMF, 60280 Margny-Lès-Compiègne Chercheur associé à l'UTC, 60203 Compiègne	Co-directeur de thèse
Mme Gaële PERRET	Maître de Conférences, LOMC, UMR CNRS 6294, Le Havre Normandie Université, 76058 Le Havre	Co-encadrante
M. François MARIN	Professeur, LOMC, UMR CNRS 6294, Le Havre Normandie Université, 76058 Le Havre	Directeur de thèse

Thèse dirigée par François MARIN, laboratoire LOMC, UMR CNRS 6294, Le Havre Normandie Université et co-dirigée par Hassan SMAOUI, CEREMA – DTechEMF.

Logo Établissements



Logo École Doctorale



Logo laboratoires



Résumé

Ce manuscrit porte sur l'étude d'un système de récupération de l'énergie des vagues. Le système étudié est un flotteur pilonnant placé à une distance fixe d'une structure réfléchissante, comme une digue. Son positionnement permet d'accroître son amplitude de mouvements grâce à la réflexion de la houle sur la structure, mais aussi de réduire certains coûts d'installation ou de maintenance. L'étude est conduite à l'aide d'un modèle potentiel semi-analytique, d'un dispositif expérimental utilisant un canal à houle et d'un modèle numérique CFD réalisé sur OpenFOAM. Ces différentes approches permettent l'étude des différentes fonctions que pourrait apporter le système. L'objectif est de présenter comment un tel système peut assurer une fonction de protection de structures maritimes tout en présentant un rendement énergétique important.

Dans un premier temps, l'impact de la présence du flotteur sur les différentes fonctions de protection possible sera étudié à l'aide du modèle expérimental et numérique. Ce sera l'occasion d'étudier quel rôle peut jouer le flotteur sur la réduction des franchissements d'eau qui traversent la digue. Son impact sur les efforts perçus habituellement par la digue sera également regardé.

Dans un second temps, les tendances d'optimisation de forme seront présentées avec et sans digue pour un flotteur rectangulaire. Elles sont obtenues à l'aide d'un algorithme d'optimisation couplé au modèle semi-analytique. Les optimisations portent principalement sur la maximisation du rendement énergétique, mais certaines optimisations bi-objectives prennent également en compte les coûts de fabrication. Enfin, une méthode d'optimisation de forme pour une géométrie plus complexe est également présentée.

Remerciements

Ces travaux de thèse ont été financés par la Région Normandie et l'ADEME. Je les remercie donc en premier lieu pour avoir cru en ce projet et l'avoir soutenu.

Je tiens évidemment à remercier toute l'équipe encadrante de cette thèse. Pour leur encadrement bienveillant mais aussi pour m'avoir fait confiance. Merci à Gaële Perret, qui a toujours été disponible lorsque j'en avais besoin et qui m'a énormément apporté et appris notamment sur le travail de chercheur mais aussi sur sa valorisation. Je remercie également mes directeurs de thèse, François Marin et Hassan Smaoui, pour tous nos échanges et leur bienveillance. Enfin, je remercie Philippe Sergent pour les nombreux et précieux conseils apportés lors de nos réunions.

Je remercie profondément les membres du jury. D'abord les rapporteurs de ce manuscrit, Michel Benoit et Vincent Rey. Merci pour l'intérêt porté à ce travail et pour votre disponibilité. Merci également à Stéphane Abadie, Gregory Germain et Marc Le Boulluec pour la curiosité dont ils ont fait part en acceptant de faire partie du jury. Enfin, je remercie Amandine Volard pour son suivi des travaux de thèse et sa participation au jury.

Je souhaite aussi remercier tous ceux qui m'ont accompagnés lors de cette aventure ... De manière générale, je remercie tous les membres du LOMC pour l'accueil et la bonne atmosphère qui régnait dans le laboratoire. Plus particulièrement les membres de l'équipe hydrodynamique marine du LOMC que j'ai le plus côtoyé dans le cadre professionnel. Je n'oublie pas les collègues doctorants pour les moments de décompression agréables et souvent nécessaires. De même, je souhaite remercier les membres de l'atelier : Claude et Mathieu pour leur aide sur la manip, mais aussi Antoine pour sa participation à la conception de la balance d'effort. Je remercie enfin les membres du CEREMA pour la collaboration sur le prototype du convertisseur ainsi que Christophe Peyrard pour son aide à propos de NEMOH.

Enfin, je tiens à remercier mon entourage : À commencer par ma famille proche, mes parents, grands-parents et la fratrie. Merci d'avoir fait de moi la personne que je suis aujourd'hui. Adeline, merci pour tout ton soutien et ta patience pour supporter tous les aléas qu'entraîne un travail aussi prenant. Pour terminer, je remercierai mes amis qui se reconnaîtront j'en suis sûr. Merci pour votre accompagnement durant ce long parcours universitaire, parfois mouvementé.

Table des matières

Résumé	iii
Remerciements	v
Liste des symboles	x
1 Introduction	1
1.1 Contexte	1
1.2 Ressource énergétique	3
1.2.1 Bilan global	3
1.2.2 A proximité des côtes	3
1.3 Les systèmes houlomoteurs	4
1.3.1 Les colonnes d'eau oscillantes	5
1.3.2 Les systèmes à déferlement	5
1.3.3 Les systèmes actionnés par la houle	6
1.4 Cadre de recherche	7
1.5 Site d'application : Dieppe	8
1.5.1 Climat de houle	9
1.5.2 Évènements extrêmes	10
1.5.3 Facteur d'échelle	10
2 Positionnement du problème	13
2.1 Théories et caractéristiques de la houle	13
2.1.1 La houle régulière	14
2.1.2 La houle irrégulière	15
2.1.2.1 Bretschneider	16
2.1.2.2 Pierson-Moskowitz	16
2.1.2.3 JONSWAP	17
2.1.2.4 Spectre TMA	17
2.1.3 Calcul de la puissance de la houle incidente	18

TABLE DES MATIÈRES

2.2	Modélisation du mouvement du flotteur	18
2.2.1	Bilan des forces	19
2.2.1.1	Les forces fluides	19
2.2.1.2	Les forces extérieures	20
2.2.2	Modèle potentiel	21
2.2.3	Puissance absorbée par le flotteur	22
2.3	Etat de l'art	23
2.3.1	Résolution analytique du comportement du flotteur devant un mur.	23
2.3.2	La résonance du gap	24
2.3.3	Optimisation de la forme des flotteurs	25
2.4	Régimes de déplacement du flotteur	27
3	Outils numériques	31
3.1	Modèle semi-analytique (Zheng et al. 2004)	31
3.2	Modèle BEM (NEMOH)	35
3.2.1	Description du modèle	35
3.2.2	Géométrie considérée	36
3.2.2.1	Modélisation du mur	37
3.3	Modèle numérique (OpenFOAM)	39
3.3.1	Equations (solver)	40
3.3.1.1	Résolution des équations	40
3.3.1.2	Génération de la houle	41
3.3.2	Domaine numérique	43
3.3.3	Maillage	44
3.3.3.1	Discrétisation temporelle	45
3.3.3.2	Convergence spatiale	45
3.3.4	Comparaison aux résultats expérimentaux	47
4	Dispositif Expérimental	49
4.1	Les éléments du dispositif	49
4.1.1	Générateur de vagues	50
4.1.2	Les sondes résistives	51
4.1.3	Le flotteur	51
4.1.4	La digue	52
4.2	Méthodes de mesures	53
4.2.1	Mesure du niveau de l'eau	53
4.2.2	Amplitudes de houle incidente et réfléchie	53
4.2.3	Mouvement du flotteur	54

TABLE DES MATIÈRES

4.2.3.1	Distance-mètre laser	56
4.2.4	Mesure d'effort	56
4.2.4.1	Influence du joint d'étanchéité	59
4.2.5	Mesure des franchissements	60
4.3	Incertitude de mesure	60
4.4	Intégration d'un prototype de convertisseur	61
5	Interactions flotteur/digue	63
5.1	Les efforts appliqués à la digue	63
5.1.1	Modélisation théorique des efforts	63
5.1.1.1	Influence du deuxième ordre	64
5.1.2	Comparaison des mesures d'efforts sans flotteur	65
5.1.3	Impact du flotteur en houle régulière	68
5.1.3.1	Influence de la RAO	69
5.1.3.2	Influence de l'amplitude dans le gap	70
5.1.4	Impact du flotteur sur les efforts en houles irrégulières	72
5.2	Franchissements	74
5.3	Présence du convertisseur	76
5.3.1	Influence de la largeur du flotteur	76
5.3.2	Influence du contrepois	77
5.4	Conclusion partielle	79
6	Optimisation de forme	81
6.1	CMA-ES	82
6.1.1	Prise en charge des contraintes	82
6.1.2	Optimisations bi-objectives	83
6.1.2.1	Indicateur d'hypervolume	84
6.1.3	Couplage de l'algorithme d'optimisation avec le modèle hydrodynamique	84
6.2	Optimisation mono-objectif d'un flotteur rectangulaire	84
6.2.1	Validation	86
6.2.2	Flotteur rectangulaire sans mur	87
6.2.3	Flotteur rectangulaire devant un mur vertical	88
6.2.4	Influence de la distance à la digue	90
6.2.5	Influence du nombre d'onde de la houle incidente k	92
6.3	Optimisation bi-objectif de la forme d'un flotteur rectangulaire	93
6.3.1	Le prix de la bouée	94
6.3.2	Le prix du PTO	95
6.3.3	Fonction de régulation	96

TABLE DES MATIÈRES

6.4	Optimisation d'un flotteur quelconque	97
6.4.1	Flotteur sans digue	99
6.4.2	Flotteur devant la digue	101
6.5	Conclusion partielle	103
6.5.1	Flotteur rectangulaire	103
6.5.1.1	Optimisation mono-objectif : maximiser le CWR	103
6.5.1.2	Optimisations bi-objectifs : maximiser le CWR, minimiser les coûts	104
6.5.2	Flotteur quadrilatère	104
7	Conclusions et perspectives	107
7.1	Conclusions	107
7.2	Perspectives	109
A	Articles	111
A.1	Numerical study of a Wave Energy Converter located in front of a vertical breakwater - EWTEC 2021	111
A.2	Etude expérimentale de l'impact d'un système houlomoteur bord à quai sur la protection d'ouvrages maritimes - JNGCGC 2022	111
A.3	Mono-objective optimisation of floating wave energy converter profile in front of vertical seawall - RENEW 2022	111

Liste des symboles

- A'_{pn} et B'_{pn} Coefficients à déterminer pour le calcul du potentiel radié
- AEP Production annuelle d'énergie
- A_{gap}^* Amplitude d'élévation de la surface libre dans le gap adimensionné
- A_D Surface caractéristique
- A_i^+ Amplitude complexe de houle radiée dans la direction opposée à la propagation de la houle incidente
- A_i^- Amplitude complexe de houle radiée dans la direction de la houle incidente
- A_j Amplitude de la houle irrégulière pour la composante fréquentielle j
- A_r Amplitude de la houle réfléchie
- A_{gap} Amplitude d'élévation de la surface libre dans le gap formé entre le flotteur et le mur
- A_{pn} et B_{pn} Coefficients à déterminer pour le calcul du potentiel diffracté
- A_p Constante de Phillips
- A Amplitude de la houle incidente
- B Constante pour le calcul du spectre de Pierson & Moscowitz
- $B_{PTO_{opti}}$ Coefficient d'amortissement du PTO optimal
- B_{PTO} Coefficient d'amortissement du PTO
- b Longueur caractéristique d'un mètre dans la direction y
- b' Longueur caractéristique
- CFL Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
- CWR Largeur de capture adimensionnée
- C_1 Poids du premier contrepoids du PTO
- C_2 Poids du second contrepoids du PTO
- C_A Coefficient d'amortissement hydrodynamique

LISTE DES SYMBOLES

C_D	Coefficient de trainé
C_M	Coefficient de masse ajoutée
C_a^*	Coefficient d'amortissement hydrodynamique adimensionné
C_m^*	Coefficient de masse ajoutée adimensionné
C_r	Coefficient de réflexion
$CapEx$	Capital d'investissement
C	Matrice de covariance (CMA-ES)
D	Distance entre la digue et le flotteur
d	Distance entre le flotteur et la première interface glissante (Maillage OpenFOAM)
df	Déviaton de la fonction objective
E	Facteur d'échelle de la maquette
E_c	Densité d'énergie cinétique
E_p	Densité d'énergie potentiel
E_{reg}	Densité d'énergie mécanique pour la houle régulière
F_{EX}	Force d'excitation subie par le flotteur
F_{Hs}	Force hydrostatique appliquée au flotteur
F_{PTO}	Force appliquée au flotteur par la présence d'une prise de force (PTO)
F_R	Force de radiation appliquée au flotteur
F_V	Force de traînée appliquée au flotteur
F_{ex}	Coefficient de force d'excitation
F_r	Coefficient de radiation complexe
$f(t)$	Force exercée sur le mur vertical derrière le flotteur
$f_i(t)$	Force exercée sur le mur vertical suivant l'axe i
$f(x)$	Fonction objective à optimiser (CMA-ES)
f_{ex}^*	Coefficient de force d'excitation adimensionné
f_e	Fréquence d'échantillonnage
f_i	Facteur de performance associé à la solution x_i (CMA-ES)
f_{max}	Fréquence la plus grande composant le signal temporel

LISTE DES SYMBOLES

Fr	Nombre de Froude
g	Nombre de générations traitées par CMA-ES
g	Constante de gravité
$g(x)$	Contrainte d'inégalité appliquée à x
H	Hauteur crête à creux de la houle régulière
H_s ou $H_{1/3}$	Hauteur significative de la houle
H_{digue}	Hauteur de la digue
H_{m_0}	Hauteur spectrale de la houle
\mathfrak{h}	Fonction objective avec prise en compte d'une pénalité (CMA-ES)
h	Profondeur d'eau
I	Indicateur de qualité appliqué au vecteur déterminant le front de Pareto (COMO-CMA-ES)
J_{irreg}	Flux d'énergie de la houle irrégulière par mètre linéique
J_{reg}	Flux d'énergie de la houle régulière par mètre linéique
K_H	Coefficient de raideur hydrostatique
k	Nombre d'onde de la houle
k_p	Nombre d'onde à la fréquence pic en houle irrégulière
kh_{00}	Nombre d'onde adimensionné de la résonance du mode piston dans le gap entre le flotteur et le mur
L	Longueur de la digue suivant l'axe y
$LCOE$	Coût actualisé de l'énergie
L_{flot}	Longueur du flotteur suivant l'axe y
$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \Upsilon)$	Lagrangien de la fonction objective $f(\mathbf{x})$ avec prise en compte des contraintes (CMA-ES)
l	Largeur du flotteur rectangulaire
l^*	Largeur du flotteur rectangulaire adimensionné par la longueur d'onde de la houle
l_{tri}^*	Largeur à la surface libre du flotteur triangulaire adimensionné par la longueur d'onde de la houle
M	Nombre des individus les plus performants choisis pour déterminer la moyenne \mathbf{m}
m	Masse du flotteur
m_0	Moment spectral d'ordre 0 de la houle irrégulière
m_n	Moment spectral d'ordre n de la houle irrégulière

LISTE DES SYMBOLES

$\mathbf{m}(\mathbf{g})$	Moyenne des meilleures performances des individus lors de la génération \mathbf{g} (CMA-ES)
N	Nombre de termes
N_{face}	Nombre de face utilisée dans le modèle BEM
$OpEx$	Dépenses liées à la maintenance et à l'entretien
\mathcal{N}	Distribution gaussienne des résultats d'évaluation des individus (CMA-ES)
\mathcal{O}	Matrice d'occurrence normalisée de la houle
P_{irreg}	Puissance absorbée par le flotteur en houle irrégulière
P_{reg}	Puissance absorbée par le flotteur en houle régulière
\mathcal{P}	Force provoquée par le poids du flotteur
\mathbf{p}	Nombre de solutions formant le front de Pareto
p	Champ de pression
RAO	Amplitude du flotteur adimensionnée
$RMSE$	Écart quadratique moyen
R_i	Maillage n° i
Rc	Revanche de la digue
\mathfrak{R}_{ijk}	Coefficient de convergence pour les maillages i, j et k
S	Surface du mur ou du flotteur
$S(\omega)$	Densité spectrale d'énergie de la houle
S^*	Surface immergée du flotteur adimensionnée
$S_{Br}(\omega)$	Densité spectrale d'énergie pour un spectre de Bretshneider
$S_{JONSWAP}(\omega)$	Densité spectrale d'énergie pour un spectre de JONSWAP
$S_{PM}(\omega)$	Densité spectrale d'énergie pour un spectre de Pierson & Moscowitz
$S_{TMA}(\omega)$	Densité spectrale d'énergie pour un spectre TMA
$S_{\xi}(\omega)$	Densité spectrale d'énergie de l'amplitude de déplacement du flotteur
$S_{\zeta}(\omega)$	Densité spectrale d'énergie de l'amplitude des efforts appliqués à la digue
$S_h(\omega)$	Fonction de correction du spectre TMA
T_p	Période pic de la houle irrégulière
t	Temps

LISTE DES SYMBOLES

T	Période de la houle
U	Nombre d'Ursell
$U_{19.5}$	Vitesse du vent à 19.5 mètres d'altitude
U_{eff}	Tension efficace en sortie de la génératrice du convertisseur
u_i	Composante du champ de vitesse
V^*	Volume immergé du flotteur adimensionné
\mathcal{V}	Volume d'eau ayant franchi la digue lors d'un cycle de houle
v_g	Vitesse de groupe de l'onde
\mathbf{V}	Champs de vitesse du flotteur
x	Axe suivant la propagation de la houle
y	Axe normal au plan (xOz)
$Z(t)$	Position relative du centre de gravité par rapport à sa position au repos
\ddot{Z}	Accélération du flotteur
\dot{Z}	Vitesse du flotteur
z	Axe vertical suivant le déplacement du flotteur
z_G	Position du centre de gravité du flotteur au cours du temps
z_{G_0}	Position du centre de gravité du flotteur au repos
α	Fraction massique eau/air dans OpenFOAM
α_R	Poids du champ
β	Valeurs propres de la matrice de résolution du modèle analytique
Γ	Tirant d'eau du flotteur rectangulaire
Γ^*	Tirant d'eau du flotteur rectangulaire adimensionné par la profondeur d'eau
Γ_{tri}^*	Tirant d'eau maximal du flotteur triangulaire adimensionné par la profondeur d'eau
γ	Facteur d'amélioration de crête du spectre de JONSWAP
$\Delta\mathcal{V}$	Rapport des volumes d'eau ayant franchi la digue avec et sans flotteur
ϵ	Erreur relative entre deux maillages
ϵ_{regul}	Facteur de régulation
ε	Cambrure de la houle

LISTE DES SYMBOLES

ζ^*	Amplitude moyenne de l'effort appliqué à la digue adimensionnée
ζ_{irreg}	Amplitude moyenne de l'effort appliqué à la digue en houle irrégulière
ζ_{reg}	Amplitude moyenne de l'effort appliqué à la digue en houle régulière
η	Cote de la surface libre
θ	Angle d'incidence de la houle
ϑ	Facteur de pénalité lors de la prise en charge des contraintes (CMA-ES)
Λ	Nombre d'individu constituant la population traitée par CMA-ES
λ	Longueur d'onde de la houle
λ_p	Longueur d'onde à la fréquence pic de la houle irrégulière
λ	Valeurs propres de la matrice de résolution du modèle analytique
μ	Viscosité dynamique du fluide
ξ	Amplitude complexe du déplacement vertical du flotteur
Π	Poussée d'Archimède
ρ	Masse volumique du fluide
σ	Coefficient de forme du spectre de JONSWAP
ς	Pas de progression de l'optimisation (CMA-ES)
Υ	Nombre réel quelconque (CMA-ES)
Υ^*	Multiplicateur de Lagrange (CMA-ES)
Φ	Potentiel spatial du champ de vitesse complexe
Φ_D	Potentiel spatial de vitesse complexe diffracté
Φ_I	Potentiel spatial de vitesse complexe incident
Φ_R	Potentiel spatial de vitesse complexe radié
ϕ	Potentiel de vitesse
φ_R	Coefficient du potentiel de vitesse spatial radié
χ_R	Paramètre de profondeur d'immersion dans la zone de relaxation
ψ	Grandeur quelconque
ω_p	Fréquence angulaire pic de la houle
ω_{00}	Fréquence de résonance du mode piston dans le gap formé entre le flotteur et le mur
ω	Fréquence angulaire de la houle

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

La transition écologique nécessaire pour atténuer les effets du changement climatique est peut-être le plus grand défi que devra relever l'humanité dans les prochaines années. Pour l'assurer, des alternatives plus respectueuses de l'environnement doivent être développées et déployées dans tous les secteurs polluants. Le CO_2 est un des principaux gaz à effet de serre d'origine anthropique. En effet, depuis l'ère industrielle, de grandes quantités de CO_2 sont rejetées dans l'atmosphère. Pour comprendre quels sont les leviers permettant les changements les plus importants, l'origine des émissions de CO_2 pour différentes zones géographiques est présentée en figure 1.1.

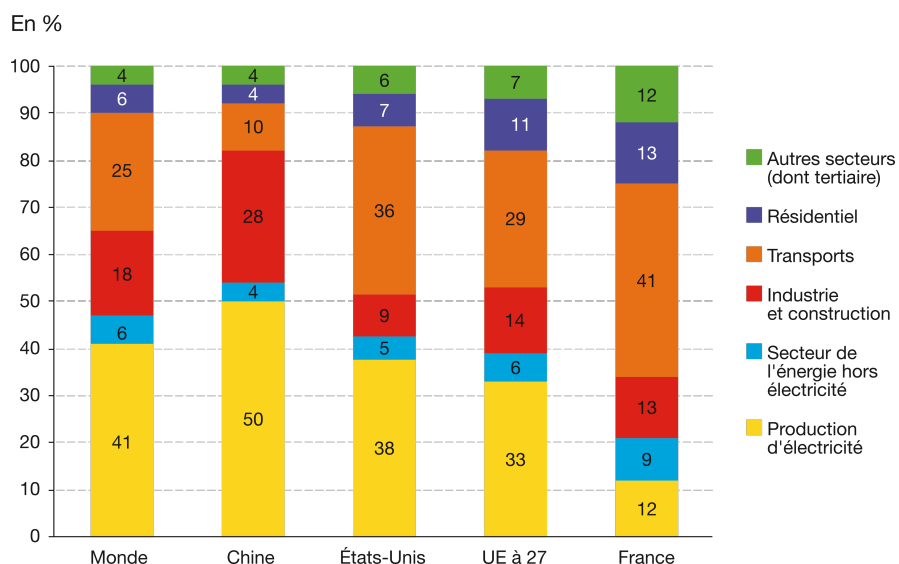


FIGURE 1.1 – Comparaison des origines des émissions de CO_2 pour différentes régions en 2020. [1]

La production d'énergie représente le plus grand secteur émetteur de CO_2 au monde. Elle représente 41% des émissions totales, loin devant la deuxième source de pollution que sont les transports (25% des

émissions de CO_2 annuelles).

Sans décarbonation de la production d'énergie mondiale, cette proportion risque d'augmenter. En effet, une des principales sources d'émission de CO_2 est la combustion d'énergie fossile. L'augmentation de la population mondiale ainsi que l'amélioration du niveau de vie de millions d'êtres humains dans les prochaines années vont générer une augmentation des demandes en énergies. De plus, l'électrification est une des solutions envisagées pour la décarbonation des transports ou de l'industrie, ce qui augmentera d'autant plus la demande en énergie.

En France, la production d'énergie est moins carbonée que dans le reste du monde. Elle ne représente que 12% du total des émissions de CO_2 contre 41% pour le transport. En effet, l'énergie nucléaire permet une production électrique très peu émettrice en carbone. Cependant, même si le nucléaire permet d'avoir une production électrique fortement décarbonée, cela vaut surtout pour la production en France métropolitaine. Dans les départements d'Outre-Mer, la quasi totalité de l'énergie consommée est issue de l'importation pétrolière. De plus, le parc nucléaire français est vieillissant. En 2025, 39 réacteurs sur les 58 atteindront les 40 ans d'activité au moins. Leur renouvellement ne pourra compenser nos besoins à venir dans un temps suffisamment court. La sobriété ainsi que le recours aux énergies renouvelables sont présentés comme des solutions partielles à développer à l'échelle nationale et mondiale selon différents rapports nationaux et internationaux (Rapport du GIEC (AR6 WG III), Rapport RTE 2050, Scénario de Transition 2050 ADEME...).

Cependant, le déploiement des énergies renouvelables représente lui aussi un défi. La variabilité de la ressource et de la demande pose un problème d'offre et de demande. A l'heure actuelle, il n'existe aucun moyen de stocker l'énergie renouvelable produite à grande échelle.

La déploiement d'une multitude de sources d'énergies renouvelables pourrait atténuer la nature variable de celles-ci. De plus, produire localement l'énergie nécessaire pour répondre aux besoins locaux est également une piste encourageante. Dans ce cas, un stockage de l'énergie est plus facilement envisageable à petite échelle. Cette méthode permet de faciliter les opérations de maintenance et le coût de raccordement électrique. Elle présente également un avantage important pour les sites isolés.

Dans la famille des énergies renouvelables, les énergies marines renouvelables (EMR) ne sont encore que peu développées. Même si l'éolien offshore monte en puissance rapidement aujourd'hui, de nombreuses autres méthodes existent pour produire de l'électricité grâce à l'énergie générée en mer. Les technologies houlomotrices, hydroliennes ou osmotiques (par différence de salinité) pourrait compléter le mix énergétique et limiter la variabilité de la production. Sachant que la France possède la deuxième plus grande zone économique exclusive au monde (derrière les États-Unis) avec plus de 10 millions de km^2 , mais aussi environ 18 000 km de côtes, les potentiels sites d'implantation d'EMR sont nombreux.

1.2 Ressource énergétique

1.2.1 Bilan global

L'exploitation de l'énergie générée en mer ne représente pas une solution intéressante pour tous les pays. En effet, le potentiel énergétique de la houle est inégalement réparti sur terre. Il est beaucoup plus important entre les longitudes comprises entre 40° et 60° (figure 1.2). L'Europe de l'ouest possède des côtes exposées à des potentiels intéressants. L'Irlande, l'Islande et l'Ecosse sont les régions les plus exposées d'Europe.

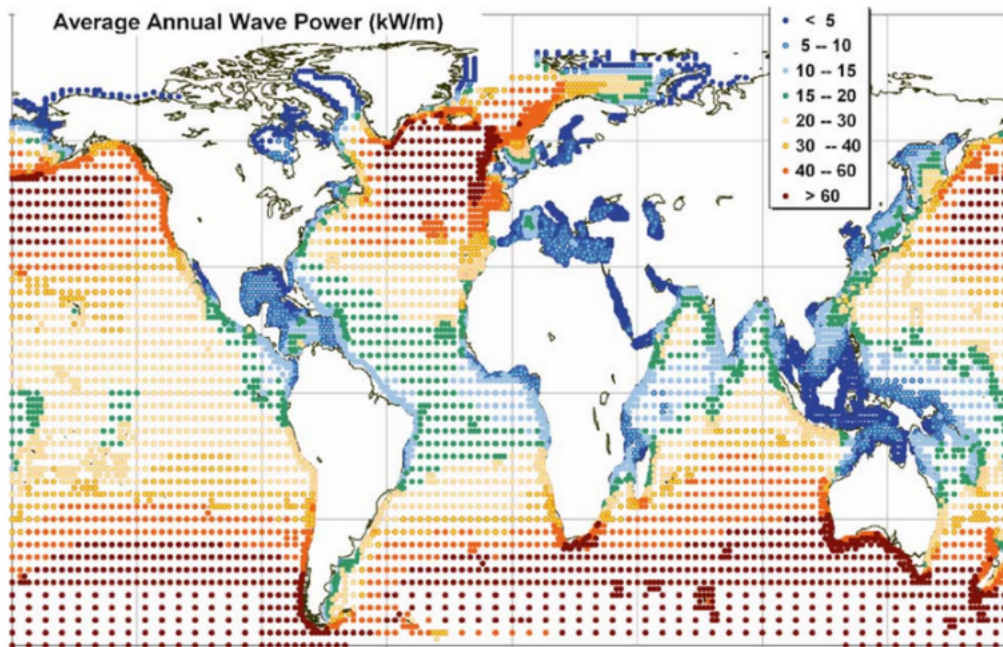


FIGURE 1.2 – Répartition moyenne de l'énergie transportée par la houle dans le monde. Ces données sont issues d'une campagne de mesure de 10 ans. [10]

En réalité, il existe une différence importante entre la ressource disponible et exploitable. Certains sites nécessiteraient un surdimensionnement des structures pour pouvoir résister aux aléas climatiques locaux. Les modèles prennent parfois en compte les événements extrêmes comme les tempêtes, ce qui fausse la quantité d'énergie exploitable.

Le potentiel varie également au cours des saisons. La ressource est plus importante dans l'hémisphère nord en hiver, et dans l'hémisphère sud en été. L'énergie récupérée grâce à des EMRs pourrait donc combler un manque de production causé par la variation saisonnière d'autres sources de production renouvelables.

1.2.2 A proximité des côtes

La quantité d'énergie transportée par la houle se réduit à l'approche des côtes. Le déferlement des vagues provoqué par la réduction de la profondeur d'eau ainsi que la dissipation de la houle causée par le

frottement avec les fonds marins sont en cause dans cette réduction. Folley et al. ont estimé à 20% cette réduction d'énergie entre l'énergie en pleine mer et celle constatée proche des côtes [35].

Malgré cette réduction, placer un système de récupération proche des côtes possède des avantages. Ces emplacements rendent les systèmes moins vulnérables aux tempêtes qui sont beaucoup plus fréquentes et violentes en pleine mer qu'aux abords des côtes. De plus, le raccordement au réseau électrique continental et la maintenance des systèmes sont aussi facilités. Par ailleurs, malgré la diminution de l'énergie transportée par la houle à l'approche des côtes, le flux d'énergie est plus directionnel grâce à l'alignement de la houle en fonction de la bathymétrie [34].

1.3 Les systèmes houlomoteurs

L'idée d'exploiter l'énergie des vagues est ancienne. En effet, le premier brevet déposé pour un système de récupération d'énergie date de 1799. Mais c'est à partir de 1974 que l'idée des houlomoteurs a pris un tournant, avec notamment les travaux de Salter et al. [97, 103], Budar et al. [15], et ceux d'Evans et al. [30]. Lors des années suivantes, on vit apparaître de nombreuses publications et congrès sur ce sujet, ce qui apporta de nombreuses évolutions, aussi bien théoriques qu'expérimentales. Cette dynamique de recherche est corrélée avec la crise pétrolière survenue plus tôt en 1973.

Le domaine eut un nouvel essor à partir des années 2000, gonflé par les problèmes environnementaux et les avancées technologiques. De nombreux prototypes ont commencé à voir le jour. Les systèmes en pleine mer étaient les plus répandus car ils ont accès à la ressource énergétique la plus grande. Cependant, après de nombreux prototypes détruits ou perdus dans des tempêtes, de plus en plus de systèmes proches des côtes sont apparus.

Des milliers de brevets furent déposés, si bien qu'en 2017, il y aurait eu plus de 200 systèmes à l'étude dans le monde [29]. Au total, depuis 1978, plus d'une centaine de prototypes de grande échelle ont vu le jour [7]. Cette diversité provient en partie des fortes différences des sites d'application choisis. Effectivement, la profondeur d'eau comme la puissance des vagues varient fortement d'un site à l'autre. Chaque système houlomoteur doit donc être conçu en fonction de l'endroit où l'on souhaite l'implanter. De plus, de nombreuses technologies fondamentalement différentes sont à l'étude. Au vu du nombre de houlomoteurs existants, différentes classifications ont été élaborées.

Les systèmes peuvent déjà être classifiés en fonction de leur distance à la côte. On parle alors de système côtier (*on-shore*), proche des côtes (*near-shore*) ou en pleine mer (*off-shore*). Si la distinction entre les systèmes côtiers et proches de la côte est facilement définissable, la limite entre le proche côte et la pleine mer est plus délicate. Duckers considère une limite fixe à partir de 40m de profondeur [26] tandis que Falnes suggère une limite dépendante de la nature de la houle, à partir d'une profondeur égale à un tiers de la longueur d'onde [32].

Les systèmes peuvent aussi être classifiés en fonction de leurs dimensions (figure 1.3). Ceux considérés comme "atténuateurs" possèdent une dimension majoritaire supérieure aux longueurs d'onde de la houle. Il sont positionnés dans l'axe de propagation de la houle. On peut notamment citer le Pelamis [55] ou

encore l'Anaconda [19]. Lorsque la dimension majoritaire est normale à la propagation de la houle, on parle de barrage. Les brises lames flottants intégrant des convertisseurs font partie de cette catégorie. Cette appellation peut aussi être utilisée pour une ferme de petits systèmes mis côte à côte comme les Salter's Duck. Finalement, lorsque le système a des dimensions faibles devant la longueur d'onde, on parle alors d'absorbeur ponctuel. Cette catégorie est souvent représentée par des flotteurs, comme la bouée HiWave par exemple.

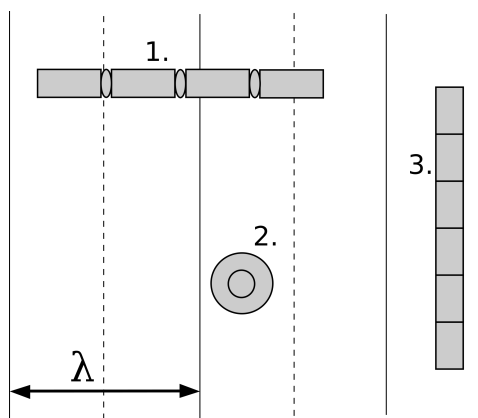


FIGURE 1.3 – Classification des dimensions d'houlomoteurs par rapport à la longueur d'onde (λ) [7]. 1. Atténuateur, 2. Absorbeur-ponctuel, 3. Barrage

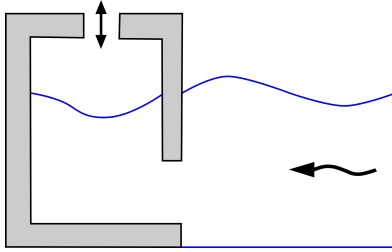
Une autre classification a été proposée par Falcão permettant de classer les systèmes houlomoteurs par leur principe de fonctionnement [31]. On dénombre alors trois grandes catégories principales : les colonnes d'eau oscillantes, les systèmes à déferlement et les systèmes actionnés par la houle.

1.3.1 Les colonnes d'eau oscillantes

Les colonnes d'eau oscillantes (OWC) peuvent être installées en mer comme à quai. En pénétrant dans une enceinte fermée par une ouverture sous-marine, la houle provoque une fluctuation de l'élévation de la surface libre. Cette fluctuation chasse, puis aspire l'air de la chambre. Le flux d'air traverse alors un orifice dans lequel est placée une turbine à air, majoritairement des turbines Wells. L'exemple le plus connu est certainement la centrale installée à Mutriku en 2011 (figure 1.4b). Sa capacité totale est de 300 kW. Bien que les colonnes d'eau oscillantes soient souvent installées le long de la côte, il existe aussi des systèmes flottants à l'étude [42].

1.3.2 Les systèmes à déferlement

Les systèmes à déferlement fonctionnent grâce à l'énergie potentielle de l'eau stockée après être transportée par la houle dans un réservoir. La houle incidente se propage sur une face inclinée qui provoque le déferlement des vagues. L'eau se retrouve alors piégée dans un réservoir au dessus du niveau de la mer. Elle s'écoule ensuite à travers une turbine basse pression pour retourner dans la mer. Ces systèmes nécessitent



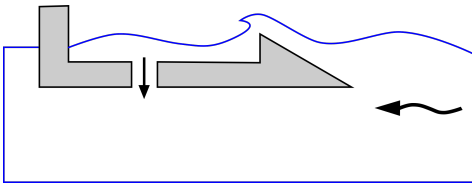
(a) Schéma de principe d'une colonne d'eau oscillante (OWC).



(b) Photo de la centrale de Mutriku (Espagne).

FIGURE 1.4 – Illustration de colonnes d'eau oscillantes.

de grandes dimensions pour permettre au réservoir d'être assez grand. L'exemple le plus connu est certainement le WaveDragon, dont le prototype à l'échelle 1/4.5 possède une largeur de 54 mètres (figure 1.5b). A l'échelle réelle, la taille de la machine est d'environ 300 mètres pour une puissance annoncée de 7MW.



(a) Schéma de principe d'un système à déferlement flottant.



(b) Photo du prototype de WaveDragon à l'échelle 1/4,5

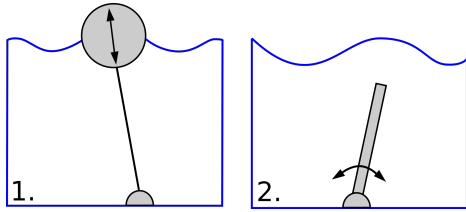
FIGURE 1.5 – Illustration de systèmes à déferlement.

1.3.3 Les systèmes actionnés par la houle

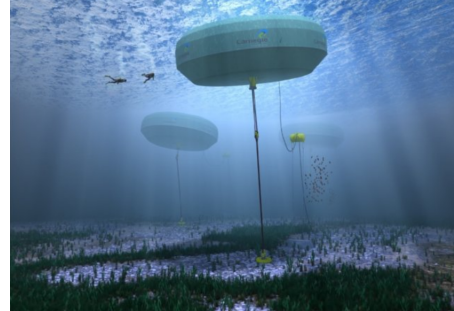
Les systèmes actionnés par la houle se déplacent au rythme des vagues. Contrairement au deux autres catégories, c'est la conversion de l'énergie mécanique du mouvement du corps qui génère l'électricité. Cette catégorie comprend les systèmes de bouées oscillantes mais aussi les systèmes de volets oscillants. Il en existe une très grande variété. Il s'agit souvent d'absorbeurs ponctuels prévus pour être installés en ferme.

La figure 1.6b montre une représentation de la 6ème génération du système CETO. Il s'agit d'une bouée pilonnante immergée, développée depuis 1999 par la société Carnegie Clean Energy. Après différentes version du système testées en plein mer, la société a annoncé l'objectif de déployer la 6ème version du

système qui devrait fournir jusqu'à 1 MW pour une bouée de 20 mètres de diamètre. Cette version fut détaillée après la démonstration du fonctionnement pendant 14 000 heures de trois prototypes de CETO 5, d'une puissance de 240 kW, installés au large de l'Australie.



(a) Schéma de principe de : 1. Flotteur pilonnant. 2. Volet oscillant.



(b) Image d'artiste d'une ferme de flotteur CETO [17]

FIGURE 1.6 – Illustration de systèmes actionnés par la houle.

Malheureusement, le fonctionnement de cette technologie ne fait pas sa réussite, comme pour le waveStar. C'est un système de bouée oscillante montée sur les piliers d'une plateforme en mer [78]. Les bouées peuvent être remontées pour éviter leurs endommagements lors d'évènements extrêmes. Notons que le projet fut stoppé en 2016, faute d'investisseurs. Le démonstrateur à l'échelle 1/2 fut démonté, malgré un fonctionnement prometteur.

Afin d'améliorer leur compétitivité, certains systèmes houlomoteurs sont pensés pour cumuler différentes sources de production d'énergie. On parle alors de système hybride. L'entreprise Floating Power Plant développe le système *Poséidon* depuis 1995. Il combine une production éolienne et houlomotrice et affiche un rendement de 30% lors des dernières campagnes en mer pour un prototype à l'échelle 1/2.5 [7].

1.4 Cadre de recherche

Aujourd'hui, la faisabilité de récupérer l'énergie des vagues n'est plus une question, c'est en revanche sa compétitivité qui pose problème. Pourtant, grâce à une étude comparative des postes de dépense de nombreuses technologies houlomotrices, De Andres et al. ont estimé que la filière houlomotrice avait le moyen de devenir compétitive par rapport à l'éolien en mer [24]. Les systèmes les moins coûteux seraient les bouées pilonnantes et les colonnes d'eau oscillantes flottantes. L'objectif est alors de proposer une solution facilement déployable et à moindre coût.

Ce manuscrit porte donc sur l'étude d'un système houlomoteur flottant placé devant une digue. Bien que la ressource disponible soit plus faible proche des côtes, cette position permet de réduire considérablement les coûts des opérations de maintenance et facilite l'installation des systèmes. Les coûts du raccordement au réseau électrique sont également fortement réduits. De plus, le flotteur peut bénéficier de la réflexion

de la houle sur la digue et accroître son amplitude de mouvement [98].

Aujourd’hui, certains acteurs présentent des technologies similaires. C’est le cas d’EcoWave Power qui utilise des bouées reliées à la digue par des bras articulés [27]. Cependant, cette méthode est difficilement déployable pour les sites possédant un grand marnage et la distance avec la digue (qui représente un critère clef) est variable. Nous avons alors opté pour un flotteur guidé par des pieux verticaux installés au pied de la digue. De cette façon aucun travail n’est directement réalisé sur la digue et la structure est préservée.

Afin d’amortir les investissements, le flotteur à l’étude prévoit d’assurer une fonction de protection de structure. Cette double fonction suscite beaucoup de travaux actuellement. Comme pour les systèmes houlomoteurs combinés à un brise-lame flottant [116]. Mais aussi le projet Dikwe, porté par le groupe Legendre, qui consiste à réaliser une digue composée de volets oscillants pour récupérer l’énergie en assurant une fonction de protection côtière. Contrairement à ces deux projets, le flotteur étudié peut être installé proche de structures déjà existantes. En effet, il existe déjà 40 km de digue verticale en France métropolitaine et une extension aux digues inclinées pourrait être possible à l’avenir [28].

Dans ce document, le comportement et l’impact du flotteur seront étudiés. Dans un premier temps, la fonction de protection de structure portée par le flotteur sera étudiée. La manière dont le flotteur influence les franchissements d’eau traversant la digue sera étudiée. Il est également intéressant de comprendre comment il influence les efforts habituellement appliqués à la digue.

Outre la protection de structure, la fonction principale du système est de produire de l’énergie. Pour l’améliorer, une optimisation de la forme permettant de maximiser les performances hydrodynamiques du flotteur est menée. Cependant, l’optimisation devra également inclure des facteurs de coût pour que le système soit le plus rentable possible. Pour cela une optimisation avec prise en compte de facteur économique sera aussi réalisée.

Étant donné que la présence d’un convertisseur électrique modifie le comportement du flotteur, la question du système de conversion de l’énergie est également fondamentale. Grâce à un prototype de convertisseur à l’échelle de la maquette développé par le CEREMA, des essais expérimentaux sont effectués pour comprendre l’impact du convertisseur sur les fonctions du système.

1.5 Site d’application : Dieppe

Étant donné que la forme optimale d’un houlomoteur est fortement dépendante des conditions de houle [100, 8], le port de Dieppe est choisi comme site d’application de cette étude. Plus précisément, la digue Ouest du port est considérée comme structure réfléchissante. Elle est composée de deux parties, une première plus ancienne construite entre la fin du 19ème et le début du 20ème siècle, et une nouvelle en caisson Jarlan construite dans la continuité de l’autre à partir des années 90. Cette digue en caisson Jarlan a permis de faire de nombreuses études In-Situ sur le rôle et les performances d’une digue en caisson Jarlan [95, 11]. Comme la nouvelle digue est très fréquentée par les pêcheurs et promeneurs, et qu’elle possède un coefficient de réflexion inférieur à 1, nous avons choisi la première partie de la digue Ouest (figure 1.7).



FIGURE 1.7 – Image satellite du site de Dieppe. [43]

Cette digue est verticale et mesure 18 mètres de haut au maximum. Cette emplacement est très peu fréquenté des utilisateurs de la mer et réduit donc le risque de collision.

1.5.1 Climat de houle

Le Centre d'Archivage National de Données de Houle In-Situ (CANDHIS) piloté par le CEREMA mène des campagnes de mesures des climats de houle dans les eaux françaises. Les données sont accessibles gratuitement sur leur site [16]. Nous avons choisi d'utiliser les données de la bouée située à Penly. Cette bouée ne se trouve qu'à 1km des côtes et la campagne de mesure est encore active. Elle comporte plus de 64 000 mesures sur 4 ans. Le climat de houle considéré est illustré sur la figure 1.8.

L'amplitude de la houle est caractérisée par la hauteur spectrale de la houle H_{m0} . Elle est exprimée en fonction de la période pic de la houle T_p . Le site est soumis à des houles peu énergétiques en comparaison au potentiel présent sur les côtes Atlantiques.

Étant proche des côtes, la directionnalité de la houle suit généralement la bathymétrie. La majorité de la houle suit donc la direction Nord-Ouest-Ouest (figure 1.9). Dans nos travaux, nous avons considéré la direction de la houle incidente comme étant normale à la digue.

Une des particularités de ce site est son grand marnage. Comme pour les climats de houle avec CANDHIS, le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM) donne un accès public aux

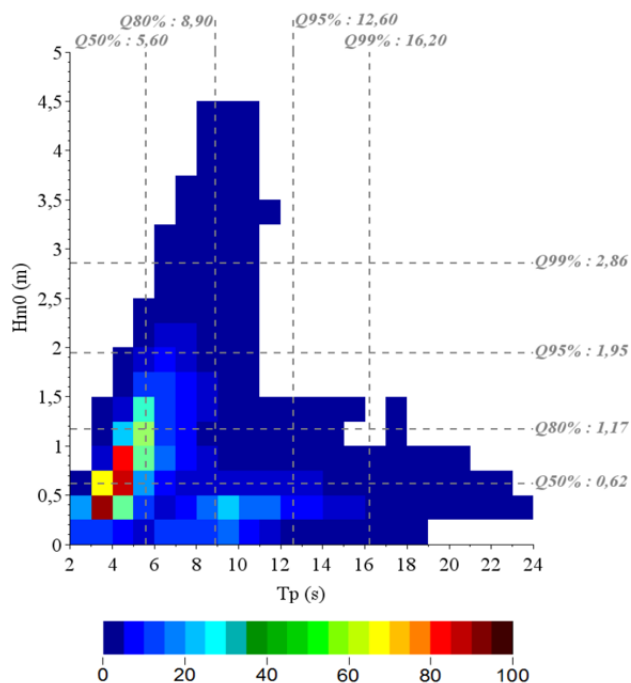


FIGURE 1.8 – Climat de houle enregistré proche des côtes de Penly pendant l'année 2018. [16]

données de bathymétrie et de marnage sur les territoires français [102]. Le marnage est au maximum de 10,20 mètres et la profondeur minimale observée au pied de la digue est de 3 mètres.

1.5.2 Évènements extrêmes

Pour caractériser les évènements extrêmes, les données relevées à Penly pendant la tempête de Février 2020 ont été choisies. Lors de ces évènements, la hauteur significative de la houle a été augmentée de 200% par rapport à sa valeur moyenne. Les plus puissantes houles ont été enregistrées à 00h le 11 Février qui correspondaient à la marée de pleine mer, par conséquent le niveau d'eau est pris à son maximum possible de 13 mètres. Les mesures montrent une houle de période de 8 secondes et une hauteur significative de 3.5 mètres.

1.5.3 Facteur d'échelle

Pour étudier les interactions entre la houle et le flotteur à l'aide de notre dispositif expérimental, une maquette à échelle réduite a été réalisée. Afin de reproduire à l'échelle les phénomènes de houle, une

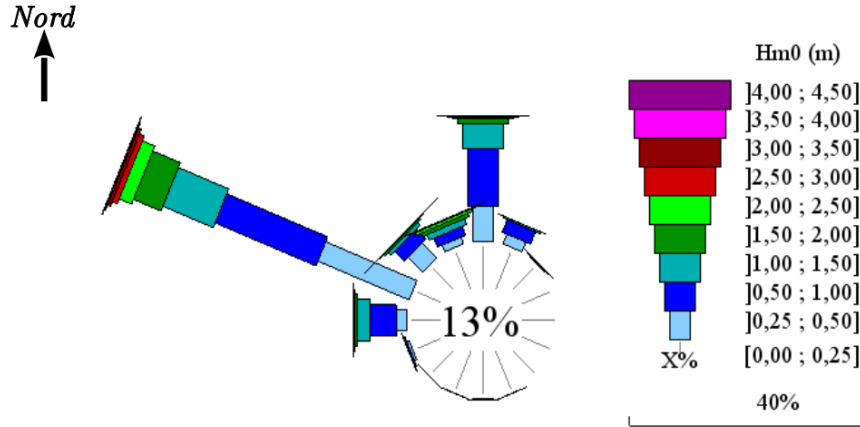


FIGURE 1.9 – Directionnalité de la houle enregistrée proche des côtes de Penly pendant l’année 2018. [16]

similitude de Froude est appliquée. Les rapports d’échelles sont alors définis grâce au nombre adimensionnel de Froude (Eq. 1.5.1). Il représente le rapport entre l’énergie cinétique (représentée par la vitesse V) et l’énergie potentielle (représentée par $\sqrt{gb'}$, où g est la gravité et b' une longueur caractéristique). Les rapports entre les dimensions réelles et à l’échelle de la maquette sont décrits dans le tableau 1.1.

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gb'}} \quad (1.5.1)$$

Unité	[m]	[s]	[kg]	[W]
Facteur d’échelle	E	\sqrt{E}	E^3	$E^{3.5}$

TABLE 1.1 – Facteur d’échelle multiplicateur en similitude Froude pour passer des valeurs réelles aux valeurs à l’échelle de la maquette. On note E l’échelle de réduction.

Le facteur d’échelle le plus faible possible dans notre dispositif expérimental était de $E = 20$. L’échelle 1 :20 est alors utilisée pour nos résultats expérimentaux, numériques et analytiques.

La similitude de Froude ne permet pas de respecter les facteurs d’échelle de chaque grandeur. Lorsque on se base en similitude Froude, la similitude de Reynolds n’est pas respectée, et donc on ne respecte pas le rapport entre les termes non-linéaires et les efforts visqueux. Cela provoque le non respect de la similitude entre l’échelle maquette et réelle pour les efforts dus à la dissipation d’énergie par tourbillon lors du mouvement du flotteur, et pour les effort de frottement dus à la viscosité. De manière générale à l’échelle maquette, on surévalue ces deux efforts.

Chapitre 2

Positionnement du problème

2.1 Théories et caractéristiques de la houle

En mer, lorsque le vent souffle dans toutes les directions, des vagues se forment dans tous les sens. On parle de mer de vent car il n'y a aucune direction préférentielle. Cependant, si le vent souffle dans la même direction sur une zone ouverte suffisamment grande, une onde se propage alors sur la surface de la mer. La longueur du plan d'eau sur lequel le vent souffle dans sa direction est appelée le "fetch".

Il est à noter que le vent n'est pas la seule force agissant sur la mer. En effet, les marées sont des ondes de très grandes périodes se propageant à la surface libre de l'eau. Elles sont cependant provoquées par la gravité de la Lune et du Soleil, principalement. De manière générale, les différents types d'ondes sont classés en fonction de leurs origines et caractéristiques physiques, la figure 2.1 propose un classement des différentes ondes océaniques en indiquant également l'énergie qu'elles transportent dans la mer.

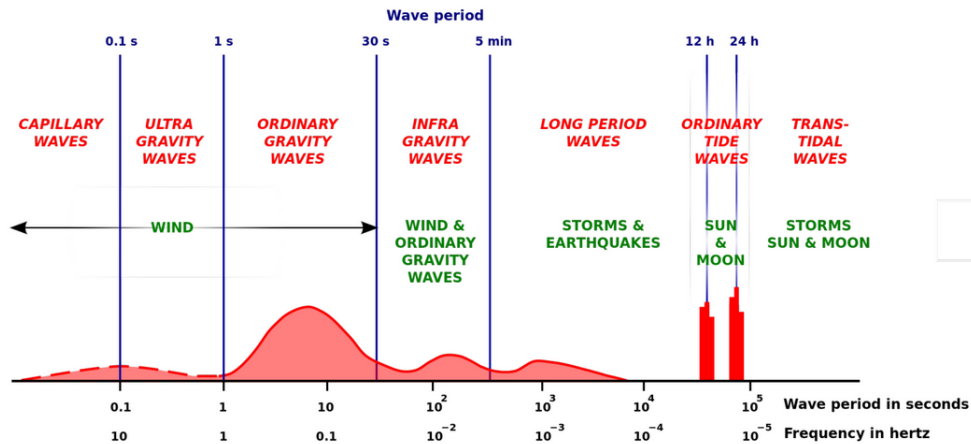


FIGURE 2.1 – Les différentes ondes océaniques et l'énergie qu'elles transportent en mer [65].

Le système à l'étude dans ce manuscrit cherche à récupérer l'énergie transportée par les vagues gravitaires provoquées par le vent. Ce sont les ondes les plus fréquentes en mer, mais aussi celles qui transportent

la plus grande quantité d'énergie. Ces ondes propagatives sont appelées communément la houle.

Afin de simplifier l'étude, la houle sera considérée comme unidirectionnelle et la profondeur d'eau constante. La modélisation de la houle régulière (monochromatique) et irrégulière (polychromatique) est présentée.

2.1.1 La houle régulière

L'étude de la houle régulière permet de réaliser une étude en cas idéal. Elle est souvent choisie pour des études théoriques, préliminaires ou des études comparatives (comme pour les modèles numériques). Sa nature monochromatique permet de réaliser des essais beaucoup plus courts qu'avec une onde polychromatique (houle irrégulière).

Il existe différents modèles mathématiques pour modéliser la déformation de la surface libre provoquée par la houle. Le choix du modèle dépend de l'amplitude incidente de la houle A , de la profondeur de l'eau h et de la période de la houle T (figure 2.2).

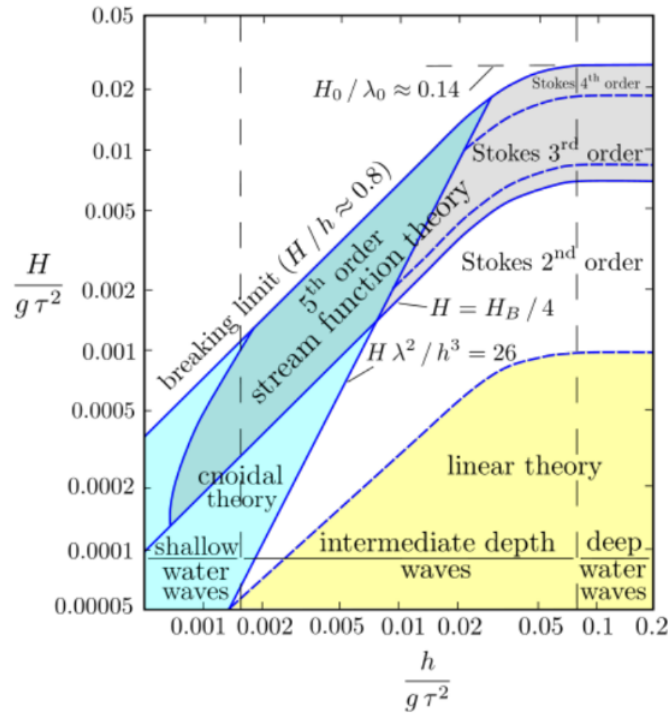


FIGURE 2.2 – Domaine de validité des modèles de houle [68].

La pulsation de la houle ω (Eq. 2.1.1) et sa longueur d'onde λ sont reliées par la relation de dispersion (Eq. 2.1.2).

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (2.1.1)$$

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \quad (2.1.2)$$

Où g représente la constante de gravité et k le nombre d'onde défini par $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. A partir de ces grandeurs, la hauteur crêtes à creux $H = 2A$ et la cambrure ε (Eq. 2.1.3) de la houle régulière sont définies :

$$\varepsilon = \frac{H}{\lambda} \quad (2.1.3)$$

Les modèles numériques ne sont plus valides lorsque la limite de déferlement est atteinte. Elle est définie par $\varepsilon > 0.14$ en grande profondeur et par $H/h > 0.88$ en faible profondeur.

Le modèle linéaire (Stokes I) est le plus simple. L'évolution de la surface libre $\eta(x, t)$ au cours du temps t suit une évolution sinusoïdale. Elle s'exprime par l'équation 2.1.4 pour une houle se propageant dans la direction des x croissants.

$$\eta(x, t) = A \sin(\omega t - kx) \quad (2.1.4)$$

Le nombre d'Ursell U (Eq. 2.1.5) permet de caractériser la non-linéarité d'une onde. Il représente le rapport entre les effets non-linéaires associés à la déformation de la surface libre d'une part et à la dispersion liée à la profondeur d'eau d'autre part. Dans le cas où $U \ll 1$ le modèle linéaire est donc applicable. En revanche, lorsque $U \gg 1$, le modèle de Stokes n'est plus valide.

$$U = \frac{H}{h} \left(\frac{\lambda}{h} \right)^2 \quad (2.1.5)$$

2.1.2 La houle irrégulière

Dans la nature, les vagues ne sont pas toutes identiques; la houle n'est donc jamais régulière. Ce modèle est insuffisant pour étudier les phénomènes de façon réaliste, comme quand le site d'application est connu. Dans ce cas et pour avoir une représentation plus fidèle de la réalité on utilise alors une houle irrégulière (ou polychromatique).

En théorie linéaire, une houle irrégulière peut être considérée comme étant la superposition d'ondes monochromatiques ayant des amplitudes, fréquences, phases et directions différentes (figure 2.3).

Ce modèle permet d'étudier la houle dans le domaine temporel ou fréquentiel. Pour l'étude fréquentielle, le spectre de densité d'énergie spectrale $S(\omega)$ est obtenu par transformée de Fourier du signal temporel $\eta(x, t)$. Le moment spectral m_n d'ordre n est défini par l'équation 2.1.6.

$$m_n = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \omega^n S(\omega, \theta) d\omega d\theta \quad (2.1.6)$$

Comme pour la houle régulière, il existe différents modèles pour la description mathématique de $S(\omega)$. Etant donné que le spectre est composé de nombreuses composantes fréquentielles différentes, la définition

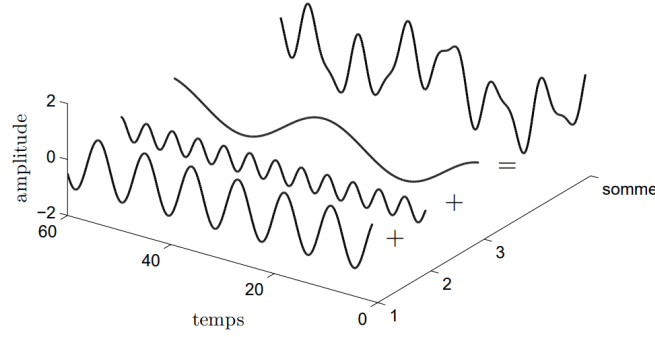


FIGURE 2.3 – Somme de trois ondes monochromatiques formant une onde irrégulière. [44]

de la hauteur des vagues change également.

La hauteur caractéristique de la houle peut être mesurée de manière temporelle. La moyenne de la hauteur crête à creux du tiers des plus hautes vagues $H_{1/3}$ est appelée la hauteur significative. Elle est également notée H_s et permet de définir une hauteur caractéristique de l'amplitude de la houle irrégulière. Elle est estimée en eau profonde comme égale à la hauteur spectrale H_{m_0} définie par l'équation 2.1.7.

$$H_s \simeq H_{m_0} = 4\sqrt{m_0} \quad (2.1.7)$$

Comme pour la hauteur de houle, la définition de la fréquence (ou la période) de la houle change en houle irrégulière. On utilise alors la pulsation ω_p appelée la pulsation pic car elle correspond au maximum de densité spectrale.

La forme du spectre de houle irrégulière est donc définie en fonction de ω_p et H_s . Les modèles les plus connus sont listés ci-dessous :

2.1.2.1 Bretschneider

Le spectre de Bretschneider fut proposé en 1959 [13]. Dans ce modèle deux variables sont considérées : La fréquence pic et la hauteur significative de la houle. Il est utilisé pour décrire les houles partiellement ou complètement développées. Le spectre de houle $S_{Br}(\omega)$ est défini par (Eq. 2.1.8).

$$S_{Br}(\omega) = \frac{5}{16} \frac{\omega_p^4}{\omega^5} H_s^2 \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4\right) \quad (2.1.8)$$

2.1.2.2 Pierson-Moskowitz

Ce modèle proposé par Pierson et Moskowitz [91] n'utilise que la fréquence pic comme variable. Il s'agit d'un cas particulier du spectre de Bretschneider. Il est approprié pour les houles complètement développées, donc pour les zones exposées au vent, ouvertes et profondes. Le spectre de houle S_{PM} est défini par (Eq. 2.1.9).

$$S_{PM}(\omega) = \frac{A_p g^2}{\omega^5} \exp\left(-B \left(\frac{g}{U_{19.5} \omega}\right)^4\right) \quad (2.1.9)$$

La constante $A_p = 8,1 \cdot 10^{-3}$ représente la constante de Phillips, $B = 0.74$ et $U_{19.5}$ représente la vitesse du vent à 19.5 m de hauteur. Il s'agit ici de la formule originale. Des modifications de ce spectre ont été apportées ultérieurement [3].

2.1.2.3 JONSWAP

Le modèle JONSWAP (*Joint North Sea Wave Project*) fut proposé par Hasselmann et al. [54] après analyse de mesures en mer du nord. Ce modèle fait intervenir 4 variables. Basé sur le spectre de Pierson-Moscowitz, il utilise en plus un coefficient de forme du spectre γ . Il est utilisé pour les zones confinées, avec fetch limité en eau profonde. C'est le spectre de houle (Eq. 2.1.10) qui sera utilisé pour caractériser la houle irrégulière dans la présente étude. En effet, ce spectre fut développé pour caractériser les houles mesurées dans la mer du Nord. Cette zone possède un fetch limité, comme dans la Manche.

$$S_{JONSWAP}(\omega) = \alpha H_s^2 \frac{\omega_p^4}{\omega^5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^4\right) \gamma^{\left[-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\sigma^2 \omega_p^2}\right]} \quad (2.1.10)$$

$$\alpha = \frac{0.0624}{0.230 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}} \quad (2.1.11)$$

Le facteur de forme du pic γ est généralement pris à 3.3. Si $\gamma = 1$ on retrouve le spectre de Pierson & Moscovitz. Le coefficient σ permet de modifier la forme du spectre et le rend asymétrique. Lorsque $\omega > \omega_p$ alors $\sigma = 0.09$, à l'inverse $\sigma = 0.07$.

2.1.2.4 Spectre TMA

Le spectre de TMA apporte une correction au modèle de JONSWAP pour les profondeurs finies. Il fut proposé par Kitaigorodskii [66]. Il se base sur le spectre de JONSWAP multiplié par la fonction de correction $S_h(\omega, h)$ (Eq. 2.1.13 et 2.1.14) dépendante de la profondeur d'eau. Le spectre S_{TMA} est alors exprimé par l'équation 2.1.12.

$$S_{TMA}(\omega, h) = S_h(\omega, h) S_{JONSWAP}(\omega) \quad (2.1.12)$$

$$S_h(\omega, h) = \begin{cases} \frac{1}{2}\omega_h & \omega_h < 1 \\ 1 - \frac{1}{2}(2 - \omega_h) & 1 \leq \omega_h < 2 \\ 1 & 2 \leq \omega_h \end{cases}, \quad (2.1.13)$$

où

$$\omega_h = \omega \sqrt{\frac{h}{g}} \quad (2.1.14)$$

2.1.3 Calcul de la puissance de la houle incidente

La puissance de la houle est généralement donnée par unité de longueur en kW/m. Elle est définie comme le flux d'énergie $J(\omega, A, h)$ qui traverse une surface normale à la propagation de la houle. En houle régulière, ce flux d'énergie prend la forme de l'équation 2.1.17. Elle s'exprime par le produit de la densité d'énergie mécanique surfacique E_{reg} par la vitesse de groupe de l'onde $v_g(\omega)$ (Eq. 2.1.16). La densité d'énergie mécanique est constituée de la somme de la densité d'énergie cinétique E_C et potentielle E_P (Eq. 2.1.15).

$$E_{reg} = E_C + E_P = \frac{1}{2} \rho g A^2 \quad (2.1.15)$$

$$v_g(\omega, h) = \frac{\omega}{2k} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right] \quad (2.1.16)$$

$$J(\omega, A, h)_{reg} = E_{reg} v_g(\omega) = \frac{\rho g \omega A^2}{4k} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) \quad (2.1.17)$$

avec ρ la masse volumique. En théorie linéaire, on peut additionner la puissance de chaque composante fréquentielle pour déterminer la puissance de la houle irrégulière (Eq 2.1.18).

$$J(\omega_p, H_s, h)_{irreg} = \frac{1}{2} \rho g \sum_{j=1}^N A_j^2 v_g(\omega_j) \quad (2.1.18)$$

L'amplitude A_j de la composante fréquentielle ω_j est déterminée par l'équation 2.1.19 où $\Delta\omega_j$ représente le pas d'intégration.

$$A_j = \sqrt{2S(\omega_j) \Delta\omega_j} \quad (2.1.19)$$

2.2 Modélisation du mouvement du flotteur

L'objectif de cette section est de décrire analytiquement le mouvement d'un flotteur bord à quai rectangulaire soumis à la houle. Il se déplace librement selon l'axe z . L'origine de cet axe se trouve à la surface libre au repos (figure 2.4). Le flotteur est de largeur l et de profondeur d'immersion Γ . D représente la distance entre la digue et le flotteur et h la profondeur d'eau.

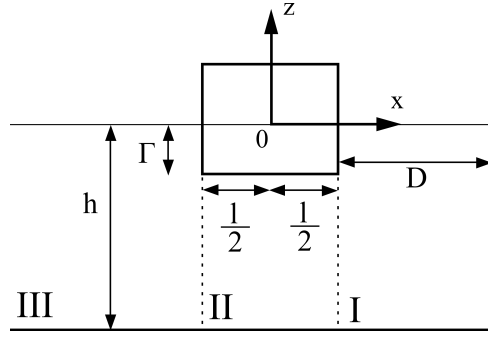


FIGURE 2.4 – Schéma du domaine numérique.

2.2.1 Bilan des forces

L'évolution de la position du centre de gravité $z_G(t)$ du flotteur par rapport à sa position au repos z_{G_0} est décrit par $Z(t) = z_G(t) - z_{G_0}$. Cette grandeur permet de caractériser le déplacement du flotteur et peut être déterminée par la deuxième loi de Newton. Les forces appliquées sur le flotteur peuvent être séparées en deux catégories. Il y a les forces provoquées par l'interaction entre le fluide et la coque du flotteur mais aussi les forces extérieures comme le freinage induit par la présence d'un convertisseur ou encore les ancrages du système.

2.2.1.1 Les forces fluides

Les forces fluides sont composées de la force hydrostatique F_{Hs} et de la force hydrodynamique. La force hydrostatique correspond à la somme du poids \mathcal{P} du flotteur et de la force d'Archimède Π .

$$F_{Hs} = -\mathcal{P} + \Pi = -mg + \rho l \Gamma b g \quad (2.2.1)$$

où m représente la masse du flotteur, l sa largeur, Γ son tirant d'eau et b la dimension caractéristique égale à 1 m suivant l'axe y . Lorsque le flotteur est au repos, le poids et la force d'Archimède se compensent, la force hydrostatique est alors nulle. La masse est donc définie comme suit :

$$m = \rho l \Gamma \quad (2.2.2)$$

Cependant, même si le poids est invariant dans le temps, la force d'Archimède Π varie lorsque la valeur du volume immergé évolue au cours du temps. C'est le cas si le déplacement du flotteur est déphasé avec celui de la surface libre. L'expression de la force hydrostatique devient alors :

$$F_{Hs}(t) = -\rho g l \Gamma + \rho g l (\Gamma - Z(t)) \quad (2.2.3)$$

Comme le flotteur est rectangulaire, les efforts hydrostatiques peuvent s'écrire sous la forme d'une force de raideur ayant pour coefficient de raideur $K_H = \rho g l$ (Eq. 2.2.4).

$$F_{Hs}(t) = -K_H Z(t) \quad (2.2.4)$$

La force hydrodynamique est également constituée par plusieurs forces. On compte d'abord la force d'excitation $F_{EX}(t)$ qui est la force de pression sur le flotteur. Le déplacement du flotteur dans l'eau provoque également une force de radiation $F_R(t)$ (Eq. 2.2.5). Elle est fonction des coefficients hydrodynamiques de masse ajoutée $C_M(\omega)$ et d'amortissement hydrodynamique $C_A(\omega)$.

$$F_R(t) = -(C_M(\omega)\ddot{Z}(t) + C_A(\omega)\dot{Z}(t)) \quad (2.2.5)$$

Elle peut aussi s'écrire sous forme complexe comme étant proportionnelle à l'amplitude de déplacement du flotteur ξ (Eq 2.2.7).

$$F_R(t) = \Re\{F_r e^{-i\omega t}\} \quad (2.2.6)$$

Ici, le coefficient de radiation F_r est indépendant du temps :

$$F_r = (\omega^2 C_M(\omega) + i\omega C_A(\omega))\xi \quad (2.2.7)$$

Enfin, les efforts de frottement visqueux sur les parois du flotteur comme ceux provoqués par la génération de tourbillons dus à la turbulence peuvent être caractérisés par une force quadratique de traînée $F_V(t)$ (Eq. 2.2.8) [86]. Cette force permet de représenter la contribution de tous les effets non-linéaires.

$$F_V(t) = -\frac{1}{2}\rho C_D A_D |\dot{Z} - \dot{Z}_0|(\dot{Z} - \dot{Z}_0) \quad (2.2.8)$$

où \dot{Z} est la vitesse du flotteur et \dot{Z}_0 celle du fluide. C_D est appelé le coefficient de traînée et A_D représente la surface caractéristique.

2.2.1.2 Les forces extérieures

L'ajout d'un convertisseur électrique modifie fortement le comportement du flotteur. La conversion de l'énergie crée une force d'amortissement dépendante du type de convertisseur utilisé. C'est pour cette raison qu'on appelle régulièrement le convertisseur une prise de force ou PTO (*Power Take Off*).

La génération de l'électricité peut se faire grâce à un générateur électrique rotatif. Cependant, cette méthode nécessite au préalable de transformer le mouvement de translation en rotation. Il peut se faire mécaniquement à l'aide de vis à billes ou à rouleaux [114], de pignon et crémaillère [71] ou de système de poulie [49]. Le mouvement peut aussi être converti indirectement en utilisant des turbines à air ou des systèmes hydrauliques.

Dans le modèle analytique utilisé, une force du PTO linéaire est considérée. Les effets non-linéaires sont donc négligés. Ce cas idéal correspondrait à un convertisseur linéaire, tubulaire et à entraînement direct. On considère cependant sa course comme supérieure au déplacement du flotteur. Dans ce cas, la

contribution des fins de course du convertisseur peut être négligée. La force provoquée par le convertisseur $F_{PTO}(t)$ prend alors la forme d'un effort de freinage linéaire de coefficient B_{PTO} (Eq. 2.2.9).

$$F_{PTO}(t) = -B_{PTO}\dot{Z}(t) \quad (2.2.9)$$

Au final, le déplacement du flotteur $Z(t)$ peut être déterminé en résolvant l'équation du bilan des forces suivante :

$$m\ddot{Z}(t) = F_{EX}(t) + F_R(t) + F_{PTO}(t) + F_{Hs}(t) + F_V(t) \quad (2.2.10)$$

2.2.2 Modèle potentiel

A ce stade, toutes les forces définies par l'expression (Eq. 2.2.10) ont été déterminées exceptée la force $F_{EX}(t)$. En effet, cette force traduit les efforts du fluide transmises à la partie immergée du flotteur. Elle est la résultante des effets de la pression et de la viscosité. En général cette force est déduite de la résolution des équations de Navier-Stokes. En revanche, si l'on néglige les effets visqueux et on suppose que le fluide est incompressible et son mouvement irrotationnel alors l'écoulement sera qualifié de potentiel. Dans ce cas le champ des vitesses $\mathbf{V}(x, z, t)$ dérive d'un potentiel $\phi(x, z, t)$ (Eq. 2.2.11).

$$\mathbf{V}(x, z, t) = -\nabla\phi(x, z, t) \quad (2.2.11)$$

Si en plus des hypothèses ci-dessus on applique l'opérateur divergence à l'équation (2.2.11), on remarque que la résolution de l'équation de continuité se réduit à la résolution du Laplacien de $\phi(x, z, t)$ égal à zéro :

$$\nabla \cdot \mathbf{V}(x, z, t) = -\nabla \cdot \nabla\phi(x, z, t) = \Delta\phi(x, z, t) = 0 \quad (2.2.12)$$

Si en plus l'amplitude incidente de la houle A est considérée comme étant faible à la fois devant les dimensions du flotteur et devant la longueur d'onde de la houle incidente (validité du modèle de Stokes I), alors l'équation (2.2.12) est une bonne approximation du champ des vitesses.

Dans ce modèle linéaire, les grandeurs sont exprimées sous leur forme complexe. L'élévation de la surface libre s'exprime alors sous la forme suivante :

$$\eta(x, t) = \Re \left[A \exp^{i(kx - \omega t)} \right] \quad (2.2.13)$$

Le potentiel de vitesse s'écrit aussi sous forme complexe (Eq. 2.2.14), où Φ représente le potentiel spatial de vitesse complexe.

$$\phi(x, z, t) = \Re \left[\Phi(x, z) e^{-i\omega t} \right] \quad (2.2.14)$$

Le déplacement du flotteur $Z(t)$ s'exprime alors par l'équation 2.2.15.

$$Z(t) = \Re \left[\xi e^{-i\omega t} \right] \quad (2.2.15)$$

D'après Haskind [112], le potentiel Φ peut se décomposer de la façon suivante :

$$\Phi_T = \Phi_I + \Phi_D + \Phi_R \quad (2.2.16)$$

où Φ_I , Φ_D et Φ_R représentent respectivement les potentiels incident, diffracté et radié.

En déterminant les potentiels de vitesse spatiaux complexes, on peut obtenir la valeur des coefficients hydrodynamiques nous permettant de calculer le déplacement du flotteur et donc la puissance absorbée. Le coefficient de la force d'excitation F_{ex} est obtenu à partir des potentiels spatiaux complexes incident et diffracté (Eq. 2.2.17).

$$F_{ex} = \rho \Re \left[\int_S (\Phi_I + \Phi_D) dS \right] \quad (2.2.17)$$

Notons que la masse ajoutée C_M et le coefficient d'amortissement hydrodynamique C_A s'obtiennent à partir du potentiel radié Φ_R par les relations suivantes

$$\Phi_R = -i\omega \xi \varphi_R(x, z) \quad (2.2.18)$$

$$C_M = \rho \Re \left[\int_S \varphi_R dS \right] \quad (2.2.19)$$

$$C_A = \rho \omega \Im \left[\int_S \varphi_R dS \right] \quad (2.2.20)$$

où S représente la surface immergée du flotteur.

2.2.3 Puissance absorbée par le flotteur

En théorie linéaire, les effets de la dissipation visqueuse sont négligés. La force $F_V(t)$ peut donc être négligée l'équation 2.2.10 devient alors :

$$(m + C_M)\ddot{Z}(t) = \Re[F_{ex}e^{-i\omega t}] - C_A\dot{Z}(t) - B_{PTO}\dot{Z}(t) - K_H Z(t) \quad (2.2.21)$$

L'amplitude complexe du flotteur pilonnant ξ peut alors être calculée par l'équation 2.2.22 pour une houle monochromatique de pulsation ω .

$$\xi(A, \omega) = \frac{F_{ex}(A, \omega)}{(-\omega^2(m + C_M(\omega)) - i\omega(C_A(\omega) + B_{PTO}) + K_H)} \quad (2.2.22)$$

Pour étudier l'amplitude du flotteur, on utilise régulièrement l'amplitude du flotteur adimensionnée (*RAO*) défini par l'équation 2.2.23.

$$RAO = \frac{|\xi(A, \omega)|}{A} \quad (2.2.23)$$

La puissance absorbée par le flotteur dépend de la vitesse du flotteur et du coefficient d'amortissement du PTO. En houle régulière, la puissance absorbée P_{reg} est définie par l'équation 2.2.24.

$$P_{reg} = \frac{1}{2} B_{PTO} (|\xi(A, \omega)| \omega)^2 \quad (2.2.24)$$

A partir de l'expression de ξ (Eq. 2.2.22), on peut aussi déterminer le coefficient d'amortissement optimal du PTO $B_{PTO_{opti}}$ (Eq. 2.2.25) qui maximise la puissance récupérée en fonction des coefficients hydrodynamiques obtenus pour la pulsation ω .

$$B_{PTO_{opti}}(\omega) = \sqrt{\left(\frac{K_H}{\omega} - \omega(m + C_M)\right)^2 + C_A^2} \quad (2.2.25)$$

Pour la houle irrégulière, on peut obtenir la puissance récupérée P_{irreg} en cumulant la contribution de chaque composante fréquentielle (Eq. 2.2.26).

$$P_{irreg}(H_s, \omega_p) = \frac{4}{H_s^2} \sum_{n=1}^N B_{PTO} \omega_n^2 \left| \xi_n \left(\frac{H_s}{2}, \omega_n \right) \right|^2 S(\omega_n) \Delta \omega_n \quad (2.2.26)$$

La largeur de capture adimensionnée (*CWR*) est définie par le rapport entre la puissance absorbée par le flotteur P et la puissance incidente de la houle J . Elle est définie pour la houle régulière et irrégulière de la même façon. Elle est calculée pour une profondeur caractéristique suivant la direction y de 1 mètre (Eq. 2.2.27).

$$CWR_{houle} = \frac{P_{houle}}{J_{houle}} \quad (2.2.27)$$

2.3 Etat de l'art

2.3.1 Résolution analytique du comportement du flotteur devant un mur.

L'influence d'un mur vertical sur un système flottant est d'abord étudié théoriquement à l'aide de modèle potentiel [80, 58]. Zheng et al. ont par la suite construit un modèle analytique calculant le comportement d'un flotteur rectangulaire devant un mur vertical [118]. Pour résoudre les potentiels de vitesse dans le domaine numérique, le domaine est divisé en trois parties, une partie avant le flotteur, une partie sous le flotteur et une dernière entre le flotteur et le mur. Le modèle fut complété par Bhattacharjee et al. pour une topologie de fond différente [12]. Plus récemment, Guo et al. ont développé un modèle analytique

similaire pour étudier le comportement d'un brise-lame immergé devant un mur vertical poreux [48]. Ce modèle, plus complexe, compte alors une zone liquide au dessus du système.

A partir de ce type de modèle, Zhang et al. montrent l'influence d'un mur côtier vertical sur les performances d'un flotteur à mouvement uniquement vertical à fonction de brise-lame [117]. L'influence de la distance à la digue D y est présentée. Une comparaison entre la houle régulière et irrégulière l'est aussi.

Contrairement au cas sans mur, deux résonances du flotteur sont constatées ainsi qu'un phénomène de résonance de la colonne d'eau situé entre le flotteur et le mur.

2.3.2 La résonance du gap

La colonne d'eau située entre le flotteur et le mur peut entrer en résonance pour certaines fréquences de houle incidente. Lorsque la fréquence de la houle incidente est proche de la fréquence de résonance dans le gap, la masse ajoutée devient négative [81].

Ces fréquences de résonance dans le gap ont été estimées à l'aide d'un modèle semi-analytique par Molin [83] pour une ouverture rectangulaire formée dans une barge flottante en profondeur infinie. Ce modèle analytique fut élargi aux ouvertures circulaires et rectangulaires en profondeur finie [85]. Entre temps, Faltinsen et al. [33] ont montré une bonne correspondance entre l'estimation analytique et expérimentale de la fréquence de résonance du mode piston dans un gap formé par deux barges rectangulaires en deux dimensions. Le modèle analytique utilisé est alors un modèle potentiel.

Ces différentes études montrent quelles influences peuvent avoir les paramètres géométriques sur l'occurrence de ces résonances. Elles suggèrent qu'une réduction de la profondeur d'eau conduit à une diminution de la composante verticale de vitesse dans le gap causée par la diminution de la masse de fluide participant au phénomène. Cette réduction de la profondeur d'eau entraîne une diminution de la fréquence de résonance dans le gap qui est corrélée avec l'augmentation de la composante horizontale de vitesse qui permet la conservation de l'énergie cinétique [83]. De la même manière, lorsque le tirant d'eau diminue, le volume d'eau dans le gap diminue, et la composante vertical de vitesse diminue également. Cette diminution du tirant d'eau cause une augmentation de la fréquence de résonance des modes dans le gap, car le volume d'eau sous la coque augmente. De plus, l'augmentation de la largeur de la barge ou du gap entraîne également une diminution de la fréquence de résonance.

Lorsqu'une des dimensions de l'ouverture est considérée infinie, le problème peut alors être comparable à un cas en deux dimension. Ces conclusions peuvent être alors retrouvées pour un flotteur rectangulaire devant un mur. En effet, Tan et al. ont étudié analytiquement l'influence de nombreux paramètres géométriques sur la résonance du fluide contenu dans le gap entre un flotteur rectangulaire et un mur vertical [105]. Ils confirment les tendances observées dans les différentes études analytiques et expérimentales réalisées pour deux barges rectangulaires en 3D précédemment citées. Plus récemment, Jiang et al. ont également étudié la réduction de la profondeur d'eau sur la diminution de la fréquence de résonance

à l'aide du solveur "OpenFOAM". Ils ont montré que pour une houle cnoïdale, la prise en compte du deuxième ordre permettait de mieux représenter les forces appliquées au flotteur [63].

L'étude de ces résonances est importante car elle cause d'importants dommages aux structures. En effet, Gao et al. ont montré à l'aide d'OpenFOAM que les efforts maximums subis par le flotteur surviennent lors de la résonance du gap [37].

Bien que l'estimation analytique des fréquences de résonance est généralement bien corrélée avec les résultats expérimentaux ou numériques [84, 74], l'élévation de la surface libre lors de l'excitation du gap est souvent largement surestimée analytiquement. Différentes contributions ont été apportées pour corriger en partie cette surestimation. Tout d'abord, Buchner et al. ont proposé l'introduction d'une force de dissipation, dans le modèle analytique, à la surface libre. L'objectif était de se rapprocher des mesures expérimentales d'élévation de surface libre dans le gap formé entre deux bateaux [14]. Par la suite, Chen et al. ont fait le choix d'introduire un terme de dissipation sur toutes les surfaces provoquant beaucoup de dissipation dans un cas réel [21]. Elle peut alors s'appliquer au bord pointu du flotteur mais aussi à la surface libre dans le gap. Ce terme permet de caractériser les pertes visqueuses causées par l'interaction fluide/structure avec un modèle BEM (Boundary Element Method). Pour cela, ces auteurs ont considéré un fluide presque parfait [47], qui introduit une force de dissipation dans le fluide proportionnelle au déplacement du flotteur. Plus récemment, Tan et al. [106] ont cherché à incorporer un terme dissipatif à la surface libre formée dans le gap à l'aide de plusieurs méthodes. Les pertes par frottement ont été estimées par une formule empirique et les pertes locales sont calculées grâce à la comparaison avec un modèle expérimental. Le terme dissipatif est alors incorporé dans les conditions limites de surface libre.

2.3.3 Optimisation de la forme des flotteurs

Pour rendre les systèmes houlomoteurs compétitifs économiquement, l'enjeu de l'optimisation de forme est primordial. D'autant plus que contrairement aux autres types d'énergie renouvelable, le design d'un système houlomoteur est très dépendant des conditions de mer dans lesquelles il sera placé. Afin de déterminer quelle forme permet la meilleure récupération d'énergie, deux méthodes sont envisageables. La première est l'étude comparative : elle consiste à comparer de nombreuses formes entre elles et de retenir celle qui présente les meilleures performances. La seconde consiste à utiliser un algorithme d'optimisation qui permettra de déterminer quelle est la forme la plus intéressante pour une fonction donnée.

Historiquement, la première méthode fut d'abord employée. Ce type d'étude peut ouvrir la porte à une meilleure compréhension de l'influence des variables d'optimisation. En effet, Alves et al. montrent l'importance de la largeur d'un flotteur rectangulaire sur sa *RAO* [4]. Comme elle se limite à un nombre de formes prédéterminées, les études comparatives sont relativement rapides et peuvent utiliser des modèles coûteux en temps comme la CFD. De cette manière, certains effets complexes peuvent être considérés comme l'influence de la viscosité. Avec l'utilisation d'un modèle CFD, il fut montré qu'arrondir les angles d'un flotteur réduit la génération de tourbillon responsable d'une dissipation de l'énergie du flotteur [20]. Il

est également montré que c'est l'arrondissement du bord d'attaque qui permet une meilleure récupération d'énergie.

De manière générale, les flotteurs pilonnants soumis à des houles multi-directionnelles sont nécessairement axisymétriques et généralement arrondis. En revanche, lorsque une houle uni-directionnelle est considérée, les formes immergées les plus performantes trouvées par étude comparative ressemblent souvent à des triangles avec une face verticale dans la direction opposée à la houle et une face inclinée face à la houle.

Madhi et al. ont présenté un profil de flotteur permettant d'obtenir un rendement théorique de plus de 90% tout en limitant les dissipations visqueuses [75]. Ce profil est appelé le "profil Berkley" ou "dolphin" de par son apparence rappelant la tête d'un dauphin. Reabroy et al. ont déterminé par une étude comparative par calcul CFD (Computational Fluid Dynamics) que ce profil "Dolphin" permettait de réduire l'intensité des tourbillons (générés par les coins) comparé à d'autre forme géométrique simple (triangle, rectangle, ..) pour un flotteur placé devant un brise lame flottant circulaire [94]. Plus récemment, Zhang et al. ont montré l'avantage d'une forme triangulaire par rapport à un flotteur rectangulaire dans le cas d'un système WEC combiné avec un brise lame flottant rectangulaire [115]. Ils montrent l'amélioration de la production d'énergie mais aussi de l'atténuation de la houle engendrée par le dispositif. Cependant, la faiblesse des études comparatives réside dans le fait qu'elles ne permettent pas de déterminer de forme inconnue au départ.

Pour avoir plus de liberté dans les solutions admissibles on peut utiliser les algorithmes d'optimisations de type métaheuristique. Ce sont des algorithmes d'optimisation couramment utilisés pour les optimisations pour lesquelles il n'existe pas de méthodes classiques (à gradient) efficaces. C'est le cas des problèmes qui considèrent un grand nombre de variables ou encore ceux pour lesquels il n'existe pas de formule analytique connue pour décrire la fonction objectif (on parle alors de fonction boîte noire).

Elles sont pour la plupart basées sur l'utilisation d'un modèle potentiel. Dans une étude réalisée avec une méthode BEM, Alvares et Sarmento se sont intéressés à l'optimisation de la surface active d'une bouée pilonnante asymétrique [4]. Ils ont mis en évidence l'impact important du rayon d'une bouée cylindrique en observant l'évolution des coefficients hydrodynamiques associés à la bouée. A l'aide d'un algorithme d'optimisation, Gilloteaux et Ringwood ont montré que la taille optimale d'un flotteur rectangulaire en pleine mer est bien plus petite lorsqu'une stratégie de contrôle (latching) est considérée [40]. Shi et al. ont montré que pour un flotteur à fond conique, la puissance récupérée est plus importante pour les faibles immersions et quand le coefficient d'amortissement est plus grand [101].

Ce type d'algorithme peut aussi servir à optimiser la disposition d'une ferme houlomotrice. En effet, Loukogeoraki et al. ont utilisé un algorithme génétique pour déterminer les formes maximisant la production annuelle d'énergie pour une série de flotteurs ellipsoïdes devant un mur vertical [73].

En plus de l'enjeu énergétique et environnemental qui entoure cette technologie, l'enjeu économique doit être pris en compte dans les premières étapes de développement. McCabe a réalisé une optimisation de la forme d'un flotteur soumis au tangage (*surge*) en 3D pour une houle irrégulière, en pleine mer, à l'aide d'un algorithme génétique couplé à un modèle potentiel (par exemple le solveur WAMIT) [79]. Dans

cette étude il optimise une fonction qui prend en compte un facteur de coût, caractérisé par la surface du flotteur.

Pour prendre en compte l'influence du prix, une fonction prenant deux objectifs est également fréquemment utilisée. Kurniawan et Moan ont utilisé un algorithme d'optimisation bi-objectif [67]. Deux facteurs de coût (la surface immergée du flotteur et la force de réaction) sont divisés par la puissance absorbée à la pulsation considérée. Cette étude ne montre pas d'avantage direct aux faces inclinées ou droites, comme pour les faces arrondies d'ailleurs. En effet, même si la production des flotteurs aux faces arrondies est plus importante, leurs surfaces l'est aussi. Almain et al. [2] ont réalisé des optimisations bi-objectives à l'aide d'un modèle BEM. Ils ont cherché à maximiser la puissance absorbée en minimisant la surface immergée pour différentes géométries de flotteur en pleine mer. Le flotteur rectangulaire présentait alors des performances bien plus faibles que les flotteurs triangulaires ou hémisphériques.

2.4 Régimes de déplacement du flotteur

Afin de comprendre les différents régimes du comportement du flotteur sans convertisseur, on présente l'évolution de la *RAO* ainsi que celle des coefficients hydrodynamiques adimensionnés du flotteur (Eq. 2.4.1,2.4.2,2.4.3).

$$C_m^* = \frac{C_M}{\rho l \Gamma} \quad (2.4.1)$$

$$C_a^* = \frac{C_A}{\omega \rho l \Gamma} \quad (2.4.2)$$

$$f_{ex}^* = \frac{F_{ex}}{\rho g A l} \quad (2.4.3)$$

En pleine mer, pour un flotteur ayant pour unique degré de liberté le pilonnement, les coefficients hydrodynamiques et la *RAO* évoluent de la façon présentée en figure 3.5 en fonction de la fréquence adimensionnée kh de la houle incidente.

Pour les faibles fréquences (kh faible), la *RAO* atteint la valeur de 1. Le flotteur est alors considéré comme suiveur de houle. Son amplitude de mouvement est égale à celle de la houle. Lors de ce régime, le déplacement du flotteur est en phase avec celui de la surface libre. Pour cette raison, les dissipations visqueuses sont faibles.

Lorsque la fréquence augmente, un maximum de *RAO* est atteint pour $kh \simeq 1, 1$. La fréquence de houle provoquant ce maximum de *RAO* est appelée la fréquence de résonance du flotteur. Lors de cette résonance, le déplacement du flotteur est déphasé de $\pi/2$ par rapport au déplacement de la surface libre. C'est pour ces raisons que la dissipation visqueuse devient importante. Cependant, les coefficients hydrodynamiques ne semblent pas montrer de tendance particulière pour la fréquence de résonance du flotteur.

Enfin, lorsque les fréquences sont supérieures à la fréquence de résonance du flotteur, on assiste à une

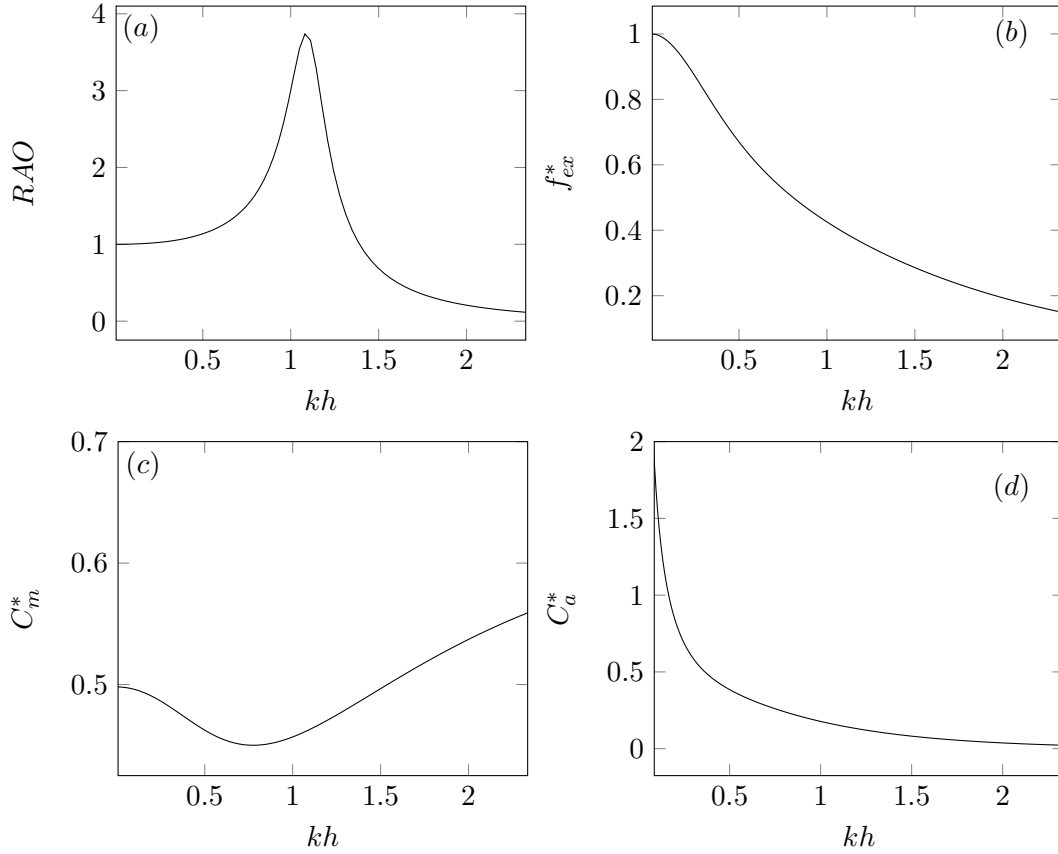


FIGURE 2.5 – Evolution de la RAO (a), du coefficient de force d’excitation f_{ex}^* (b), ainsi que celle des coefficients de masse ajoutée C_m^* (c) et d’amortissement hydrodynamique C_a^* (d) pour un flotteur en pleine mer en profondeur finie : $D/h = 0.2$; $\Gamma/l = 1$; $\Gamma/h = 0.2$.

décroissance de la RAO jusqu’à atteindre une valeur proche de zéro.

En présence d’un mur vertical, le comportement des coefficients hydrodynamiques est modifié fortement (figure 2.6).

Pour les faibles fréquences, comme pour le cas sans le mur, le flotteur est suiveur de houle. Comme le mur est considéré entièrement réfléchissant, la réflexion de la houle sur ce mur produit une houle d’amplitude A se propageant dans la direction inverse à la propagation de la houle. Comme la houle est monochromatique, une onde stationnaire d’amplitude $2A$ s’établit dans le domaine. Elle double l’amplitude d’élévation de la surface libre sur les ventres de l’onde stationnaire ainsi créée. C’est pour cette raison qu’on retrouve une valeur de RAO égale à 2 pour un flotteur suiveur de houle en présence d’un mur vertical.

Contrairement au cas sans mur, on observe deux résonances du flotteur (f_1 et f_2) ainsi qu’une anti-résonance ($RAO = 0$) (figure 2.6). Pour comprendre l’origine physique des résonances et de l’anti-résonance, l’observation de l’évolution des coefficients hydrodynamiques est nécessaire. La première résonance du flotteur intervient pour des valeurs de coefficients hydrodynamiques importantes. La masse

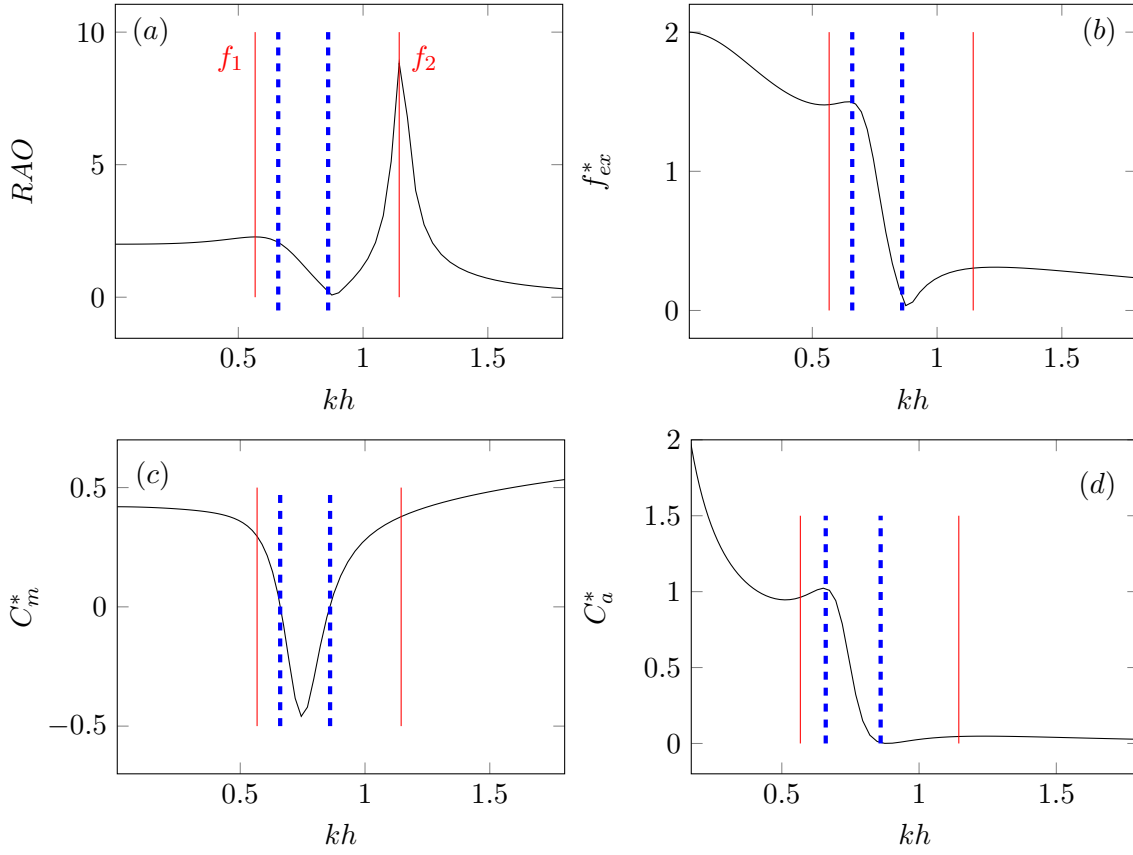


FIGURE 2.6 – Évolution de la RAO (a), du coefficient de force d’excitation f_{ex}^* (b), ainsi que celle des coefficients de masse ajoutée C_m^* (c) et d’amortissement hydrodynamique C_a^* (d) pour un flotteur placé devant un mur vertical en profondeur finie : $D/h = 0.2$; $\Gamma/L = 1$; $\Gamma/D = 1$.

ajoutée est positive, le C_a^* proche de 1 et le f_{ex}^* est également grand.

Lorsque la fréquence est comprise entre les deux fréquences délimitées par les lignes bleues, les coefficients hydrodynamiques subissent une forte variation. Dans cette plage, la masse ajoutée devient négative. Cela signifie donc que la fréquence de la houle est proche d’une des fréquences de résonance du gap [81]. La masse ajoutée est négative car l’énergie potentielle du fluide dépasse l’énergie cinétique. Ce qui est traduit par une faible amplitude de déplacement pour le flotteur et une élévation de la surface libre importante dans le gap. Ces fréquences correspondent à une variation entre un maximum local et un minimum local pour le coefficient d’amortissement hydrodynamique C_a^* et celui de force d’excitation f_{ex}^* . Plus précisément, la fréquence correspondant au maximum local de force d’excitation est un signe de la résonance dans le gap. En effet, lors de la résonance du fluide dans le gap, les efforts appliqués au flotteur sont à leurs maximums, ce qui se traduit par une force d’excitation maximale.

Pour les fréquences plus grandes, une seconde résonance du flotteur est mise en évidence. L’amplitude du flotteur devient alors plus conséquente. Cela est causé par la surestimation de l’élévation de la surface libre dans le modèle potentiel. Cette résonance correspond en réalité à une résonance dans le gap provoquée

par la radiation du flotteur. Un maximum local de force d'excitation provoque une excitation du flotteur qui subit très peu d'amortissement. Ce phénomène provoque alors un fort potentiel de houle radiée par le flotteur, qui entre en résonance dans le gap et conduit à une très grande amplitude du flotteur.

Chapitre 3

Outils numériques

Trois modèles sont utilisés pour étudier le comportement du flotteur. Les deux premiers sont des modèles potentiels et le troisième un modèle de CFD.

- Le premier modèle est semi-analytique et est développé par Zheng et al. [118]. Il permet d'étudier le comportement d'un flotteur rectangulaire devant le mur. Le solveur de ce modèle a été codé à l'aide de scripts python durant les travaux de thèse de Neuvèglise [88].
- Le second code (appelé NEMOH [8]) est basé sur la méthode BEM et permet d'étudier le comportement de flotteurs 3D de forme quelconque. Le mur est alors modélisé par une méthode de symétrie. Ce code résout l'équation du potentiel des vitesses.
- Enfin, le dernier modèle présenté dans ce mémoire utilise la plateforme de programmation C++ "OpenFOAM". Il permet de simuler numériquement des écoulements diphasiques en deux ou trois dimensions. Il résout les équations de Navier-Stokes avec surface libre.

3.1 Modèle semi-analytique (Zheng et al. 2004)

Le comportement du flotteur est résolu semi-analytiquement grâce au modèle de Zheng et al. [118]. Ce modèle permet de déterminer des potentiels de houle incident, radié et diffracté pour un flotteur rectangulaire devant un mur vertical. Dans ce modèle, seule la phase liquide est considérée. Le domaine est divisé en trois parties (I, II, et III sur la figure 3.1).

On peut alors appliquer la décomposition de Haskind présentée en équation 3.1.1 à chaque partie du domaine représenté par l'indice p .

$$\Phi_p = \Phi_I + \Phi_{D_p} + \Phi_{R_p}, \quad p = 1, 2, 3 \quad (3.1.1)$$

Le potentiel incident Φ_I est défini par (3.1.2).

$$\Phi_I = \frac{-i g A \cosh[k(z+h)]}{\omega \cosh(kh)} e^{ikx} \quad (3.1.2)$$

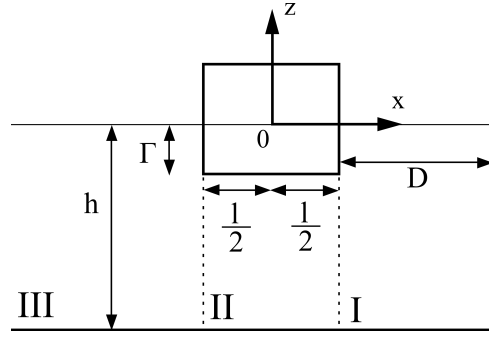


FIGURE 3.1 – Schéma du domaine considéré utilisé dans la modèle semi-analytique de Zheng (2004).

Les conditions aux limites suivantes sont appliquées au potentiel diffracté Φ_{D_p} correspondant au potentiel réfléchi dans le cas bi-dimensionnel vertical (2DV) :

$$\frac{\partial \Phi_{D_p}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \Phi_{D_p} = 0 \quad (z = 0, |x| < -\frac{l}{2} \text{ et } \frac{l}{2} < x < D + \frac{l}{2}) \quad (3.1.3)$$

$$\frac{\partial \Phi_{D_p}}{\partial z} = 0 \quad (z = -h) \quad (3.1.4)$$

$$\frac{\partial \Phi_{D_p}}{\partial z} = -\frac{\partial \Phi_I}{\partial z} \quad (z = -\Gamma, |x| \leq \frac{l}{2}) \quad (3.1.5)$$

$$\frac{\partial \Phi_{D_p}}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi_I}{\partial x} \quad (|x| = \frac{l}{2}, \Gamma \leq z \leq 0) \quad (3.1.6)$$

$$\frac{\partial \Phi_{D_p}}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi_I}{\partial x} \quad (x = D + \frac{l}{2}, -h \leq z \leq 0) \quad (3.1.7)$$

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \left[\frac{\partial \phi_{D_p}}{\partial x} - ik \phi_{D_p} \right] = 0 \quad (-h \leq z \leq 0, x = D + \frac{l}{2}) \quad (3.1.8)$$

Si l'amplitude de déplacement du flotteur est considérée comme faible, le potentiel radié peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\Phi_R = -i \omega \xi \varphi_R(x, z) \quad (3.1.9)$$

Les conditions limites suivantes sont alors appliquées au potentiel radié φ_{R_p} :

$$\frac{\partial \varphi_{R_p}}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \varphi_{R_p} = 0 \quad \left(z = 0, x < -\frac{l}{2} \text{ ou } \frac{l}{2} < x < D + \frac{l}{2} \right) \quad (3.1.10)$$

$$\frac{\partial \varphi_{R_p}}{\partial z} = 0 \quad \left(z = -h, |x| \leq \frac{l}{2} \right) \quad (3.1.11)$$

$$\frac{\partial \varphi_{R_p}}{\partial z} = 1 \quad \left(-\Gamma \leq z \leq 0, |x| = \frac{l}{2} \right) \quad (3.1.12)$$

$$\frac{\partial \varphi_{R_p}}{\partial x} = 0 \quad \left(-h \leq z \leq 0, x = D + \frac{l}{2} \right) \quad (3.1.13)$$

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \left[\frac{\partial \varphi_{R_p}}{\partial x} - ik \varphi_{R_p} \right] = 0 \quad (3.1.14)$$

Dans ce modèle, les potentiels radiés φ_R et diffractés Φ_D sont développés en série trigonométrique en une somme finie de N termes. Avec cette décomposition et les trois régimes étudiés, les potentiels φ_R et Φ_D sont complètement déterminés par le calcul de huit coefficients notés A'_{1n} , A'_{2n} , A'_{3n} et B'_{2n} (pour le potentiel Φ_D) et A_{1n} , A_{2n} , A_{3n} et B_{2n} (pour le potentiel φ_R). Le détail de cette décomposition se trouve dans le mémoire de la thèse de Neuvèglise [88]. Les valeurs propres λ_n et β_n sont définies par les équations 3.1.15 à 3.1.17.

$$\lambda_1 = -ik \quad , \quad k \tanh(kh) = \frac{\omega^2}{g} \quad , \quad n = 1 \quad (3.1.15)$$

$$\lambda_n \tan(\lambda_n h) = \frac{-\omega^2}{g} \quad , \quad n = 2, 3, \dots, N \quad (3.1.16)$$

$$\beta_n = \frac{(n-1)\pi}{h-\Gamma} \quad , \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3.1.17)$$

Les potentiels diffractés et radiés dans les trois zones s'expriment alors de la façon suivante :

$$\Phi_{D_I} = -\Phi_I + \sum_{n=1}^N A'_{1n} \cosh(\lambda_n(x - D - \frac{l}{2})) \cos(\lambda_n(z + h)) \quad (3.1.18)$$

$$\Phi_{D_{II}} = -\Phi_I + A'_{21}x + B'_{21} + \sum_{n=2}^N \left[A'_{2n} e^{\beta_n(x + \frac{l}{2})} + B'_{2n} e^{-\beta_n(x - \frac{l}{2})} \right] \cos(\beta_n(z + h)) \quad (3.1.19)$$

$$\Phi_{D_{III}} = \sum_{n=1}^N A'_{3n} \cos(\lambda_n(z + h)) e^{\lambda_n(x + \frac{l}{2})} \quad (3.1.20)$$

$$\varphi_{R_I} = \sum_{n=1}^N A_{1n} \cosh(\lambda_n(x - D - \frac{l}{2})) \cos(\lambda_n(z + h)) \quad (3.1.21)$$

$$\varphi_{R_{II}} = \frac{(z + h)^2 - x^2}{2(h - \Gamma)} + A_{21}x + B_{21} + \sum_{n=2}^N \left[A_{2n} e^{\beta_n(x + \frac{l}{2})} + B_{2n} e^{-\beta_n(x - \frac{l}{2})} \right] \cos(\beta_n(z + h)) \quad (3.1.22)$$

$$\varphi_{R_{III}} = \sum_{n=1}^N A_{3n} \cos(\lambda_n(z + h)) e^{\lambda_n(x + \frac{l}{2})} \quad (3.1.23)$$

Une précédente étude [87] sur une configuration similaire nous indique que la valeur de $N = 30$ est suffisante pour avoir une série convergente vers des valeurs assez précises de φ_R et Φ_D .

Pour calculer les coefficients permettant la détermination des potentiels de houle, les conditions de continuité sont appliquées entre les trois zones (vitesse et pression). On peut alors construire deux systèmes complexes linéaires de $4N$ équations où X_R et X_D sont les vecteurs colonnes composés des coefficients à déterminer (Eq. 3.1.24 et 3.1.25).

$$SX_D = G^D \quad (3.1.24)$$

$$SX_R = G^R \quad (3.1.25)$$

Lorsque les deux systèmes sont résolus de manière numérique à l'aide de l'algorithme GMRES [96], les valeurs des potentiels de houles nécessaires au calcul des coefficients hydrodynamiques sont obtenues. Le coefficient de force d'excitation exprimé par l'équation 2.2.17 est calculé à partir de Φ_I et $\Phi_{D_{II}}$ (Eq. 3.1.26).

$$F_{ex} = i\rho\omega \left[2B'_{21} \frac{l}{2} + \sum_{n=2}^N \cos(\beta_n(h - \Gamma)) (A'_{2n} + B'_{2n}) \frac{e^{2\beta_n \frac{l}{2}} - 1}{\beta_n} \right] \quad (3.1.26)$$

La force de radiation subie par le flotteur est obtenue à partir de l'équation 2.2.5 et du potentiel radié en zone II :

$$F_R = i\rho\omega \int_S \Phi_{R_{II}} dS \quad (3.1.27)$$

De cette force de radiation, les coefficients hydrodynamiques C_A et C_M peuvent être déduits (Eq. 3.1.28 et 3.1.29).

$$C_M = \rho \int_S \Re[\varphi_{R_{II}}] dS \quad (3.1.28)$$

$$C_A = \rho\omega \int_S \Im[\varphi_{R_{II}}] dS \quad (3.1.29)$$

Pour étudier l'influence de la digue sur le système, on devra comparer les résultats obtenus avec un cas sans digue. Pour cela le même modèle est utilisé, à la différence que la zone III est identique à la zone I. Ce modèle a été présenté par Zheng et al. [119].

3.2 Modèle BEM (NEMOH)

La méthode BEM (Boundary Element Method) est une méthode numérique utilisant les éléments finis de frontière. Elle permet de modéliser des domaines infinis en 3D, comme dans les modélisations en pleine mer. Dans ce modèle, seules les surfaces du flotteur sont discrétisées en une multitude de facettes. L'amplitude de la surface libre peut également être obtenue.

Les modèles BEM sont couramment utilisés pour les études en trois dimensions de systèmes houlomoteurs [79, 38]. (Le code de calcul le plus adapté est sans doute WAMIT [69]. Cependant ce logiciel est très coûteux). C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser NEMOH [8], un modèle BEM opensource appliqué aux interactions houle/structure. Ce code de calcul commence à s'imposer progressivement dans la communauté scientifique travaillant sur la thématique "interaction houle/structure" [2, 67, 9].

3.2.1 Description du modèle

NEMOH permet le calcul au premier ordre des efforts appliqués sur des structures en pleine mer. Grâce aux calculs des coefficients hydrodynamiques, on peut estimer la récupération d'énergie. Il s'agit d'un modèle potentiel qui résout les potentiels de vitesse dans un domaine 3D considéré comme infini. Les conditions à l'infini sont assurées par des fonctions de Green en champ lointain. La profondeur d'eau h peut en revanche être finie.

Comme NEMOH est construit à l'aide d'un modèle potentiel, le fluide est considéré comme incompressible, irrotationnel et non-visqueux. Les potentiels de vitesse sont décomposés suivant la décomposition de Haskind. Les équations considérées sont semblables à celles établies dans le modèle semi-analytique (section 3.1), mais cette fois appliquées au domaine 3D présenté en figure 3.2.

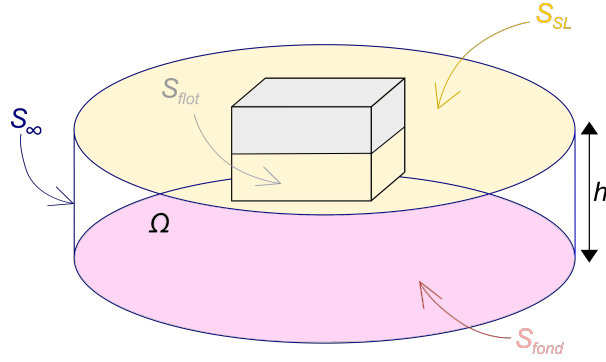


FIGURE 3.2 – Domaine numérique considéré avec NEMOH.

$$\Delta\phi = 0 \quad M \in \Omega \quad (3.2.1)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \quad M \in S_{flot} \quad (3.2.2)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = 0 \quad M \in S_{fond} \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + \nabla\eta \cdot \nabla\phi = 0 \quad M \in S_{SL} \quad (3.2.4)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + g\eta + \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 = 0 \quad M \in S_{SL} \quad (3.2.5)$$

$$\sqrt{r} \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} - ik \right) (\phi - \phi_0) \rightarrow 0 \quad r \rightarrow \infty \quad (3.2.6)$$

Ici r représente le l'axe radiale du repère cylindrique, M un point dans le domaine numérique, \mathbf{V} la vitesse au point M et \mathbf{n} le vecteur normal à la face considérée.

NEMOH résout le problème de diffraction et de radiation l'un après l'autre. Dans un premier temps, le flotteur est considéré comme étant fixe et une houle incidente est générée. En résolvant le problème de diffraction, la force d'excitation est déterminée. Le problème de radiation est ensuite résolu en forçant le déplacement du flotteur dans une eau calme afin de déterminer les efforts de radiation. Ils permettront le calcul des coefficients hydrodynamiques de masse ajoutée C_M et d'amortissement hydrodynamique C_A par les équations 3.1.28 et 3.1.29.

3.2.2 Géométrie considérée

La modélisation du problème pour un flotteur en pleine mer est représentée par la figure 3.3. La surface libre est représentée par le plan (xOy), seule la partie immergée du flotteur est décrite. Pour comparer les résultats issus de NEMOH (3D) à ceux obtenus avec le modèle semi-analytique (2D), on considère la dimension transversale à la propagation de la houle très grande devant les autres dimensions du flotteur. Un plan de symétrie est défini suivant le plan (xOz) pour réduire le temps de calcul et agrandir la longueur

du flotteur. La dimension de longueur du flotteur suivant y notée L_{flot} est fixée à 6 m au total. Cette dimension est au moins 10 fois plus grande que les autres paramètres de forme (Γ , l ou D). Cette grande taille permet de se rapprocher d'un cas 2D tout en conservant une taille raisonnable du flotteur. La discrétisation spatiale peut alors être fine tout en limitant le nombre total de faces.

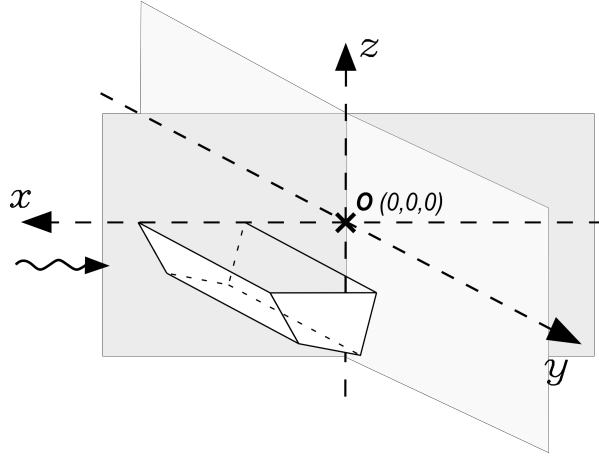


FIGURE 3.3 – Schéma du domaine numérique utilisé avec NEMOH. Le plan (xOz) est un plan de symétrie. Dans le cas où le mur vertical est considéré, le plan (yOz) devient aussi un plan de symétrie.

3.2.2.1 Modélisation du mur

Le mur est modélisé grâce à une méthode de symétrie selon le plan (yOz) (figure 3.3). On considère un mur totalement réfléchissant. Les efforts causés par la houle incidente et réfléchi sur le flotteur en présence d'un mur sont équivalents à la somme des efforts causés par la houle incidente sur le flotteur et son symétrique. En effet, le potentiel transmis à travers le plan (yOz) après avoir traversé le premier flotteur se comporte comme un potentiel réfléchi sur le mur.

Pour choisir le nombre de faces permettant de décrire le flotteur, on compare le temps d'exécution du calcul des coefficients hydrodynamiques pour 50 pulsations pour différents nombres de cellules (figure 3.4). L'écart quadratique moyen $RMSE$ entre deux séries s_1 et s_2 de données constituées de N points est déterminé par l'équation 3.2.7. On calcule alors l'erreur moyenne quadratique entre les résultats de coefficients hydrodynamiques obtenus par le modèle semi-analytique de Zheng et ceux obtenus par NEMOH pour différents maillages (Tableau 3.1).

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (s_{1i} - s_{2i})^2} \quad (3.2.7)$$

Les essais sur NEMOH seront donc réalisés avec 1000 faces pour décrire le flotteur. Ce choix permet d'avoir des écarts relativement faibles avec le modèle semi-analytique mais aussi des temps de calcul raisonnables pour un ordinateur portable mono-processeur (figure 3.4). Augmenter le nombre de cellules

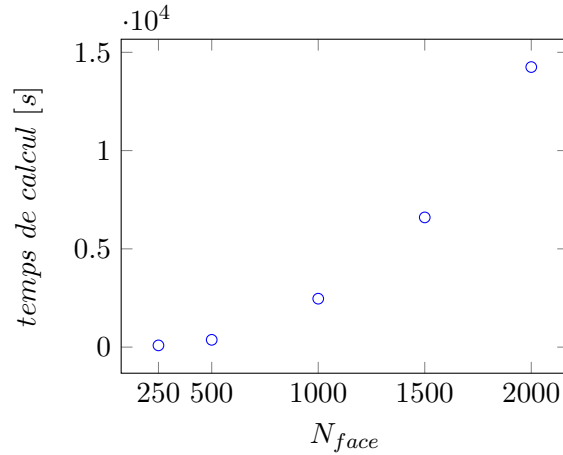


FIGURE 3.4 – Temps d’exécution pris par NEMOH pour le calcul des coefficients hydrodynamiques pour 50 pulsations.

N_{face}	250	500	1000	1500	2000
$RMSE_{C_m^*}$	0.00223	0.00090	0.000219	0.000569	0.000619
$RMSE_{C_a^*}$	0.03162	0.0295	0.0285	0.0280	0.0284
$RMSE_{f_{ex}^*}$	0.004357	0.004686	0.004789	0.004737	0.004774

TABLE 3.1 – Écart quadratique moyen calculé entre les coefficients hydrodynamiques calculés par NEMOH et ceux obtenue avec le modèle de Zheng et al. [118].

au-delà joue faiblement sur les résultats mais augmente en revanche fortement le temps de calcul. Les résultats obtenus avec NEMOH pour 1000 faces sont comparés à ceux obtenus avec le modèle semi-analytique de Zheng et al. (2004) sur la figure 3.5.

On observe une différence dans le calcul de la force d’excitation autour de $kh = 2$. Contrairement au modèle semi-analytique, elle ne chute pas à zéro avec NEMOH. Cet effet est dû à la méthode de symétrie utilisée ici qui considère deux flotteurs distincts. En effet, lors de la résolution du problème de diffraction, le premier flotteur ne subit aucune force d’excitation mais le deuxième flotteur symétrique mesure une force d’excitation non-nulle provoquée par le potentiel de houle transmis. Cet écart peut être corrigé en considérant un unique flotteur constitué de deux barges symétriques par rapport au plan (yOz). En revanche, cette erreur n’a que peu d’impact dans le calcul de la RAO . En effet, elle provoque une légère surestimation de la RAO lors de sa phase d’anti-résonance qui ne nous intéresse pas pour la maximisation de la puissance absorbée.

Une différence est également obtenue dans le calcul de la masse ajoutée pour les faibles fréquences ($kh < 1$). Pour ces fréquences, le cas n’est plus quasi-2D car la dimension transverse du flotteur (selon y) n’est plus très grande devant la longueur d’onde. Hormis ces différences, une bonne corrélation entre les deux modèles est constatée.

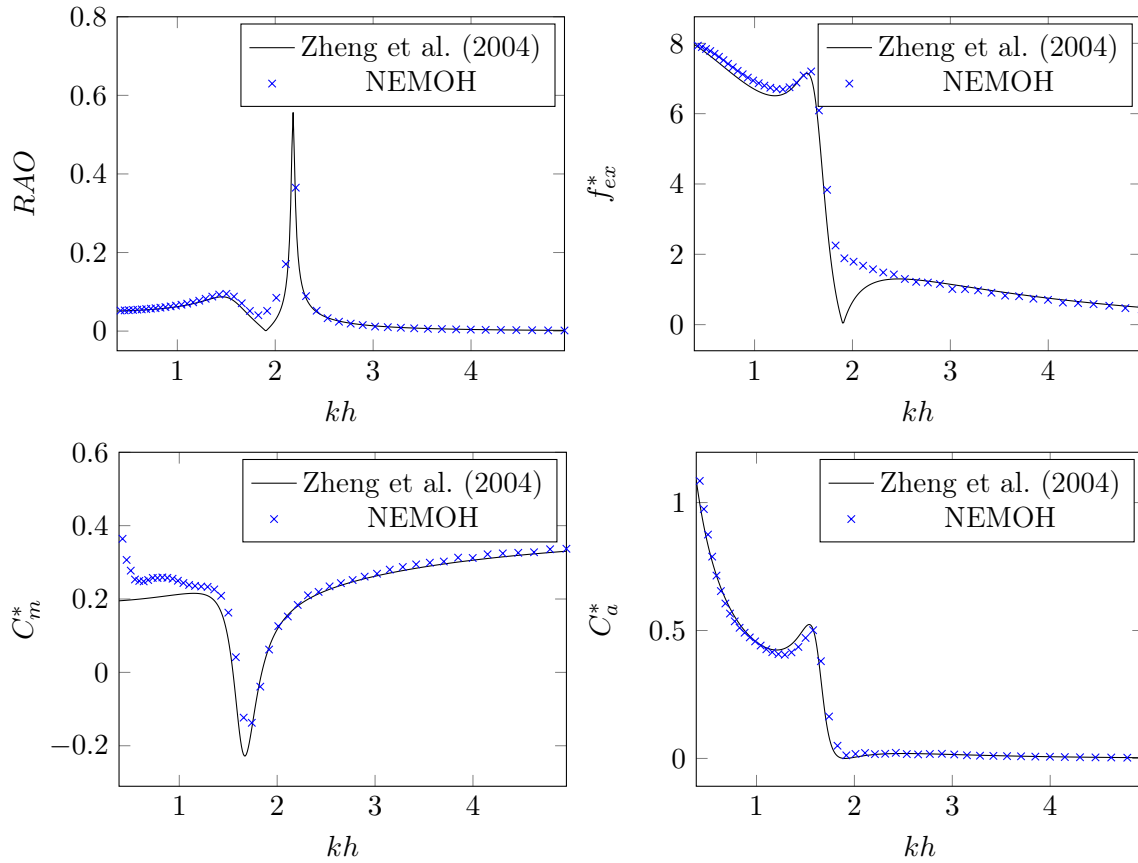


FIGURE 3.5 – Comparaison des grandeurs adimensionnées obtenues par NEMOH et le modèle analytique. Les paramètres de formes sont les suivants : $D/h = 0.2$, $\Gamma/h = 0.4$, $h/l = 0.05$, $N = 1000$.

3.3 Modèle numérique (OpenFOAM)

Pour simuler le comportement du flotteur numériquement, la suite d'outils OpenFOAM est utilisée. Elle permet la modélisation d'écoulement fluide, ce type de simulation est appelé CFD (*Computational Fluid Dynamics*). La résolution spatiale du domaine numérique est réalisée à l'aide de volumes finis, appelés cellules. L'ensemble des cellules constitue le maillage dans lequel seront résolues les équations considérées (équations de Navier-Stokes avec surface libre). D'après Windt et al., ce modèle est le plus utilisé pour la modélisation de systèmes houlomoteurs [113].

L'utilisation d'OpenFOAM présente de nombreux avantages. Il comporte des méthodes de génération de maillages, d'outils de post-traitement ainsi que de nombreux solveurs et exemples. Une communauté très active et de nombreux forums d'échanges sont également disponibles. OpenFoam présente l'avantage d'être également opensource et de nombreuses bibliothèques supplémentaires disponibles gratuitement en ligne (github) sont réalisées par la communauté.

3.3.1 Equations (solver)

Le solver est la partie du modèle qui définit les équations et hypothèses. Nous avons choisi d'utiliser "waveFoam" [61]. Il est utilisé pour la simulation d'écoulements diphasiques, non miscibles et incompressibles. Les équations de conservation de la masse (Eq. 3.3.1) et de la quantité de mouvement (Eq. 3.3.2) sont considérées.

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - g_i x_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.3.2)$$

Ici, les équations sont présentées sous forme de notation d'Einstein, où u_i représente les composantes du champ de vitesse. Pour résoudre ces deux équations simultanément dans les deux phases, la méthode du volume de fluide (VoF) est utilisée. Elle consiste à définir un scalaire α qui représente la fraction massique. En diphasique, α est borné entre 0 et 1, $\alpha = 0$ correspond à la phase air, $\alpha = 1$ à la phase eau. La masse volumique ρ et la viscosité μ sont alors définies en fonction de α (Eq. 3.3.3 et Eq. 3.3.4).

$$\rho = \alpha \rho_{water} + (1 - \alpha) \rho_{air}, \quad (3.3.3)$$

$$\mu = \alpha \mu_{water} + (1 - \alpha) \mu_{air}, \quad (3.3.4)$$

L'interface entre les deux phases correspond alors aux valeurs de α comprise entre 0 et 1. Une troisième équation est résolue par le solver pour contrôler le déplacement de l'interface (Eq. 3.3.5). Il s'agit d'une équation d'advection à laquelle s'ajoute un terme de compressibilité de l'interface permettant de limiter sa diffusion dans l'espace.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \alpha u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \alpha (1 - \alpha) u_{i,r}}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3.5)$$

Le modèle de turbulence $k - \omega SST$ est utilisé pour modéliser les effets de la turbulence [82].

3.3.1.1 Résolution des équations

La résolution du problème est effectuée avec l'algorithme PIMPLE. Il consiste à réaliser plusieurs itérations de l'algorithme PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) [60] qui permet la détermination des champs de pression et de vitesse. Son fonctionnement est détaillé par la figure 3.7. Le processus de résolution complet est lui présenté en figure 3.6.

L'algorithme de résolution est de type "prédiction-correction". Il est bien clair que cet algorithme nécessitera un certain nombre d'itérations avant la convergence à la solution numérique. Il est à noter qu'avec ce type d'algorithme, le nombre d'itérations peut augmenter considérablement le temps de calcul.

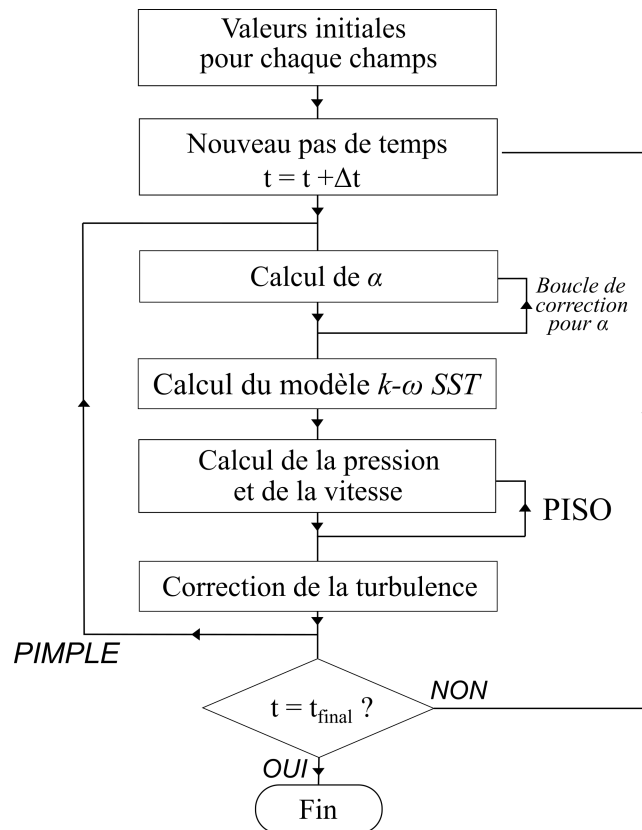


FIGURE 3.6 – Diagramme simplifié de résolution des équations par l'algorithme PIMPLE dans OpenFOAM

Lors de nos essais, on fixe à 3 le nombre de tours de la boucle PISO. En revanche, la boucle de correction de non-orthogonalité n'est pas activée au vu de la nature structurée de notre maillage.

Dans la majorité des cas présentés, le nombre de tour de la boucle PIMPLE sera fixé à un et donc seul l'algorithme PISO permettra la détermination de la pression. Dans certains cas, lorsque la largeur du flotteur est grande ($l/h \geq 0.5$), le champ de pression diverge et le calcul est interrompu. Pour corriger cette divergence, une augmentation du nombre de tours de la boucle PIMPLE permet de stabiliser la simulation et d'éviter toute divergence. Le comportement des flotteurs de largeur $l/h \leq 0.7$ peut alors être simulé à partir de trois tours de boucle PIMPLE. Cependant, lorsque la largeur devient du même ordre que la profondeur d'eau, augmenter le nombre de tour de boucle PIMPLE n'a plus d'effet et la simulation diverge quand même.

3.3.1.2 Génération de la houle

Il existe différentes méthodes pour générer une houle avec OpenFoam. Higuera et al. ont développé une bibliothèque (olaFlow) permettant la génération de houle à l'aide de conditions aux limites génératrices [57]. Les grandeurs physiques sont alors imposées sur les cellules adjacentes à la surface génératrice afin de représenter la houle désirée. Cette méthode permet également d'absorber les ondes réfléchies par

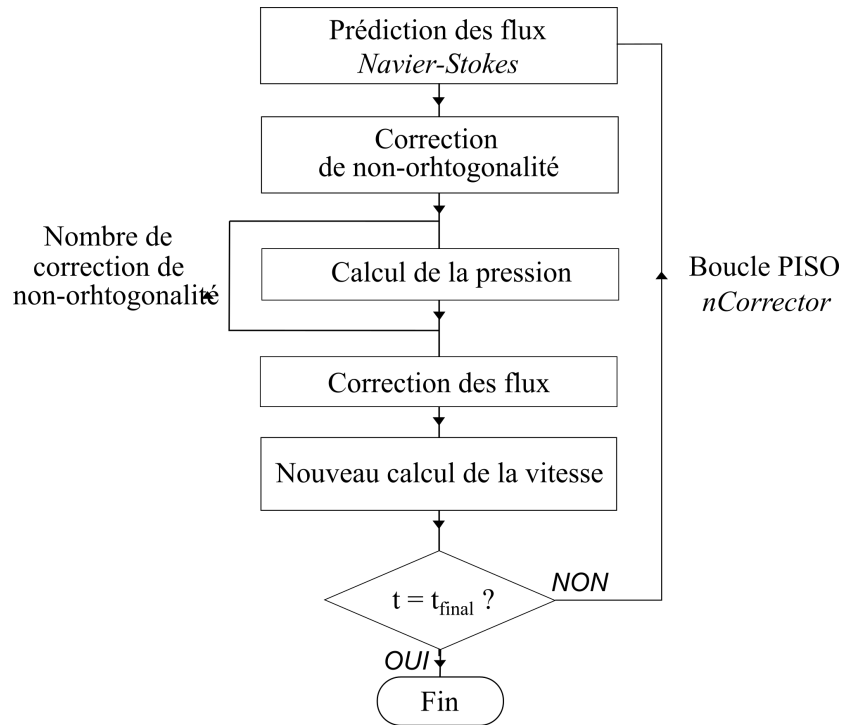


FIGURE 3.7 – Schéma du principe de fonctionnement de l'algorithme PISO

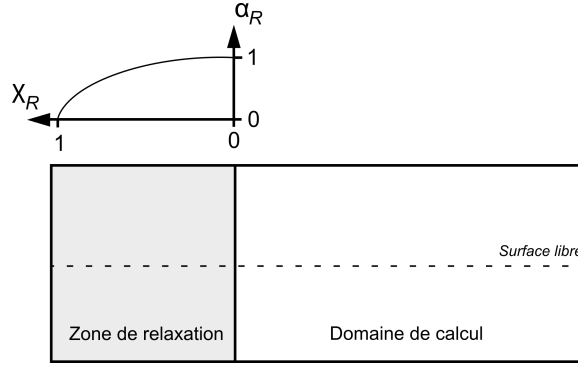
absorption active. En revanche, l'amplitude de l'onde réfléchie doit être faible devant l'amplitude de l'onde incidente pour assurer la stabilité du modèle. Dans notre configuration, les coefficients de réflexions sont grands, ce qui rend cette méthode difficilement applicable. En effet, Condé [22] a comparé trois méthodes de génération de houle : olaFlow, waveFoam et groovyBC. Il en conclut que la méthode de zone de relaxation de waveFoam permet une meilleure performance pour des simulations longues grâce à sa meilleure capacité d'absorption des ondes réfléchies.

La génération et l'absorption de la houle dans waveFoam sont réalisées par l'ajout de zones de relaxation au domaine numérique. Ces zones sont des extensions du maillage qui permettent d'imposer des champs de pression et de vitesse caractéristiques de la houle choisie [62]. Néanmoins, l'ajout de zone de relaxation augmente le temps de calcul par rapport à l'utilisation d'olaFlow.

Les champs de vitesse et de fraction massique dans les zones de relaxation sont déterminés grâce à l'équation 3.3.6. Les champs sont ici représentés par le paramètre ψ . Plus on s'approche du bord du canal, plus les champs sont fortement imposés (figure 3.8).

$$\phi = \alpha_R \psi_{\text{calculé}} + (1 - \alpha_R) \psi_{\text{imposé}} \quad (3.3.6)$$

où α_R représente le poids du champ (Eq. 3.3.7) déterminé grâce au paramètre χ_R qui traduit la position dans la zone de relaxation. Cette définition de poids du champ est basée sur les travaux de Fuhrman et al. [36].


 FIGURE 3.8 – Évolution de χ_R et α_R dans la zone de relaxation

$$\alpha_R = 1 - \frac{e^{\chi_R^{3.5}} - 1}{e^1 - 1} \quad (3.3.7)$$

3.3.2 Domaine numérique

Le domaine numérique est divisé en trois blocs de cellules séparés par des interfaces glissantes (figure 3.9). La zone contenue entre les deux interfaces glissantes est mobile et suit le déplacement du flotteur. Les cellules adjacentes au bord du canal sont étendues (ou compressées) jusqu'à l'ajout (ou la suppression) de nouvelles cellules. L'objectif est de garder les limites du domaine numérique invariables. Les interfaces glissantes assurent alors la continuité des flux les traversant par une interpolation des grandeurs entre les différents blocs. Cette méthode a été choisie pour modéliser le déplacement du flotteur car elle est adaptée au problème possédant un unique degré de liberté [23]. De plus, elle est peu coûteuse en temps de calcul. En effet, les autres méthodes de maillage dynamique disponibles sur OpenFOAM (overset ou la déformation du maillage) sont beaucoup plus lourdes à cause de la modification du maillage à chaque itération. De plus, elles ne permettent pas de modéliser des cas où la distance à la digue est très faible. Le solveur résolvant le déplacement du flotteur est : `sixDoFRigidBodyMotion`. Il permet la modélisation du mouvement d'un corps flottant évoluant librement en fonction des forces qu'il subit. Dans notre cas, les déplacements du flotteur seront restreints uniquement à une élévation verticale. La figure 3.9 représente les conditions aux limites du domaine numérique. Le fond du canal, le mur vertical et le flotteur ont une condition de mur. Le haut du canal est laissé ouvert.

Les dimensions du domaine numérique varient en fonction des conditions de la houle. La zone propagative du canal mesure 3λ et la zone de relaxation 2λ . La hauteur totale du domaine est de $2h$. La distance qui sépare le flotteur de l'interface glissante est de $D/2$ du côté du mur et de $d = 0.2$ du côté de la zone propagative.

Les grandeurs à l'étude sont enregistrées à l'aide des "fonctions objets" qui sont les outils de post-traitement d'OpenFOAM. Elles enregistrent les données pendant la simulation sous forme de fichier texte. Ainsi, les amplitudes de houle sont mesurées à l'aide de sondes virtuelles enregistrant l'évolution tem-

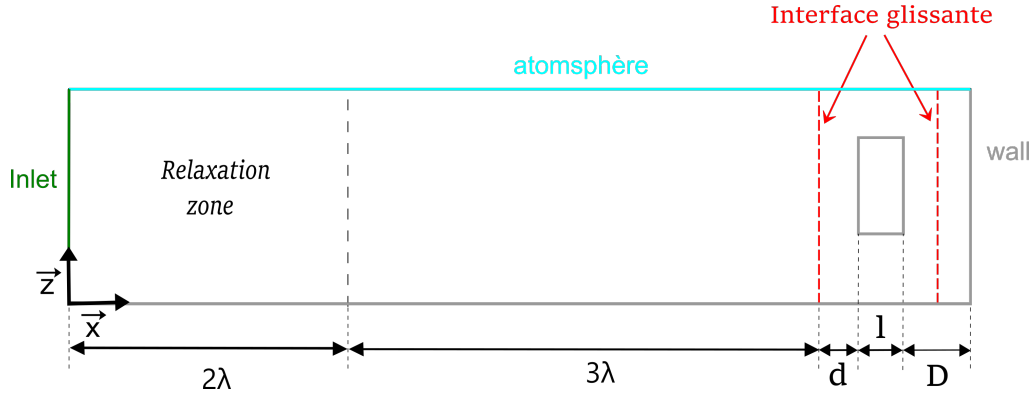


FIGURE 3.9 – Les conditions limites appliquées au domaine numérique.

porelle de la surface libre. Comme l'interface correspond aux valeurs de α comprises entre 0 et 1, elle sera arbitrairement définie comme la position où $\alpha = 0.5$. Les amplitudes incidentes et réfléchies de la houle sont calculées à l'aide de la méthode de Mansard et Funke [76] étendue à 4 sondes (détaillée dans la section 4.2.2). La force de pression appliquée sur le mur $f_{num}(t)$ est également mesurée en intégrant la pression p sur la surface du mur S_{mur} (Eq. 3.3.8).

$$f_{num}(t) = \int_{S_{mur}} p(x, z, t) dS \quad (3.3.8)$$

Enfin, le déplacement du flotteur est enregistré suivant l'axe z , son amplitude est notée ξ_{num} .

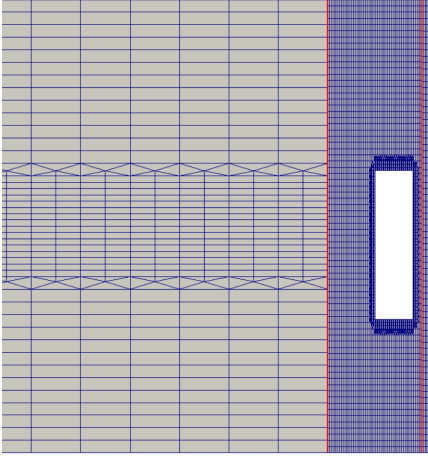
3.3.3 Maillage

Les cellules composant le maillage sont à l'origine des parallélépipèdes. Elles composent un maillage 2D dans le plan (x, z) . Les conditions aux limites et le maillage multibloc initial sont définis par blockMesh, le générateur de maillage natif d'OpenFoam. Les cellules de la zone mobile et celles adjacentes au mur sont plus raffinées que les autres. C'est dans ces zones que les effets de dissipation visqueuse sont importants, un maillage fin est donc nécessaire pour les caractériser finement.

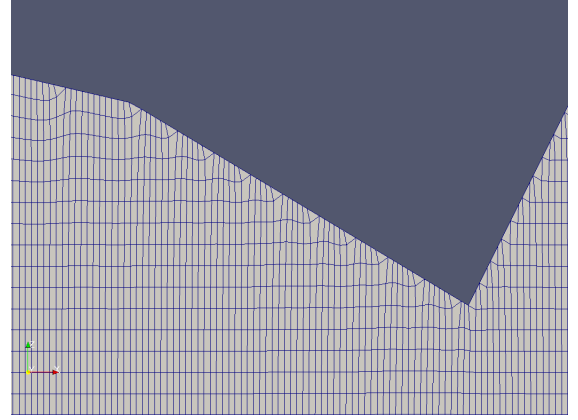
Un autre générateur de maillage, snappyHexMesh, est utilisé. Il permet de créer des zones dans le maillage où les cellules seront raffinées sans créer de discontinuité du maillage. Grâce à cette méthode, on peut créer des zones de raffinement locales. Une première zone de raffinement est centrée sur la surface libre, elle mesure toute la zone propagative ainsi que la zone de relaxation du canal (figure 3.10a). Elle permet de diviser les cellules entourant la surface libre pour limiter l'atténuation de la houle lors de sa propagation dans le canal. Sa hauteur est de $2H$ en houle régulière et $2H_s$ en houle irrégulière.

SnappyHexMesh permet aussi de découper le maillage autour d'une forme 3D sous format *.stl*. La forme du flotteur est alors créée au format *.stl* puis découpée dans le maillage généré préalablement par blockMesh. Il permet aussi que les cellules proches de la surface du solide soient déformées pour épouser le contour de l'objet (figure 3.10b). Une zone de 2 cm entourant le flotteur est raffinée par deux pour

caractériser plus finement les interactions fluide-structure.



(a) Maillage réalisé après l'utilisation de blockMesh et snappyHexMesh. Les deux interfaces glissantes sont représentées en rouge.



(b) Maillage zoomé aux abords d'un flotteur de forme quelconque. Le maillage n'est plus structuré.

3.3.3.1 Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle est assurée par la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (Eq. 3.3.9). Elle assure la stabilité du calcul et limite la diffusion numérique.

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq CFL_{max} \quad (3.3.9)$$

Ici Δt représente le pas de temps et Δx la taille de la cellule considérée. En définissant un CFL maximum possible, le pas de temps s'adaptera pour que la condition soit vérifiée pour toutes les cellules du maillage. Si le CFL_{max} est inférieur à 1, cela signifie qu'une information portée à la vitesse u , ne pourra traverser plus d'une cellule. Lors de nos essais, on fixera $CFL_{max} = 0.5$.

3.3.3.2 Convergence spatiale

En l'absence de mesures expérimentales pour valider notre modèle, une étude de convergence classique n'est pas possible. En théorie nous devrions chercher l'erreur absolue entre une solution numérique et une solution exacte. Lorsque l'erreur absolue est la plus faible, on atteint alors le maillage optimal. Ce maillage permet de limiter l'erreur absolue causée par une trop grande discrétisation spatiale mais également celle des erreurs d'arrondies causées par un maillage trop fin. Comme nous ne disposons pas de la solution exacte pour évaluer l'erreur, nous avons utilisé la méthode de convergence proposée par Celik et al. [18] pour déterminer le maillage optimal.

L'erreur relative ϵ_{ji} obtenue pour une grandeur ψ entre les maillages Ri et Rj est calculée par l'équation (Eq. 3.3.10).

$$\epsilon_{ji} = \psi_j - \psi_i \quad (3.3.10)$$

A partir des différentes erreurs relatives ϵ_{ji} et ϵ_{kj} , le coefficient de convergence \mathfrak{R}_{ijk} (Eq. 3.3.11) est déterminé.

$$\mathfrak{R}_{ijk} = \frac{\epsilon_{kj}}{\epsilon_{ji}} \quad (3.3.11)$$

Lorsque ce coefficient \mathfrak{R}_{ijk} est supérieur à 1, les erreurs augmentent, ce qui signifie que le maillage j est celui qui minimise les erreurs.

Au total six maillages ont été utilisés (Tableau 3.2). La taille caractéristique représente la plus grande dimension de la plus grande cellule dans le maillage. Les cellules dans le gap sont 32 fois plus petites que cette taille caractéristique suivant la dimension \mathbf{x} .

Maillages	R1	R2	R3	R4	R5	R6
Taille caractéristique [m]	0.13	0.1	0.07	0.05	0.035	0.025

TABLE 3.2 – Taille caractéristique de la plus grande cellule composant les maillages utilisés.

Dans un premier temps, le coefficient \mathfrak{R} est déterminé pour l’amplitude de houle incidente A et l’amplitude du flotteur ξ .

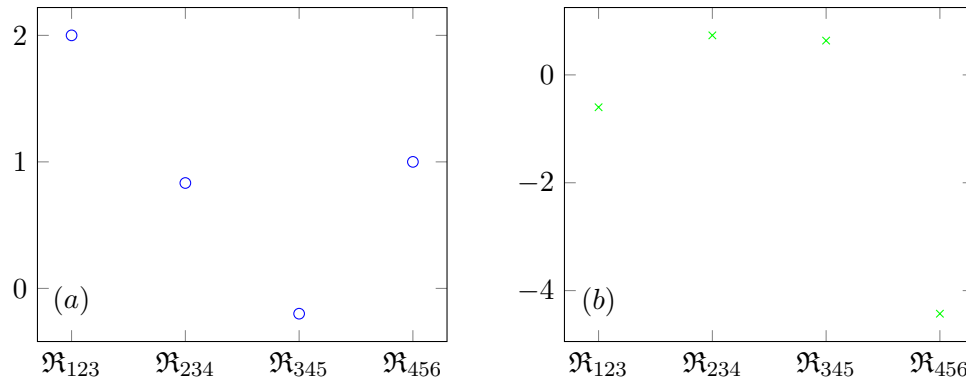


FIGURE 3.11 – Évolution du coefficient de convergence \mathfrak{R} calculé à partir des erreurs (a) d’amplitude incidente A et (b) d’amplitude du flotteur ξ_{num} pour les 6 maillages utilisés.

Si on se base sur les erreurs d’amplitudes incidentes (figure 3.11a), le maillage optimal serait alors le maillage R4. En revanche, dans le cas où on le calcule à partir de l’amplitude du flotteur ξ (figure 3.11b), le maillage optimal serait le maillage R5.

Afin de statuer sur le choix du maillage, nous avons déterminé le coefficient de convergence \mathfrak{R} à partir de la RAO constatée (figure 3.12).

En se basant sur la RAO , le maillage optimal est le maillage R4. Nous avons donc choisi de prendre

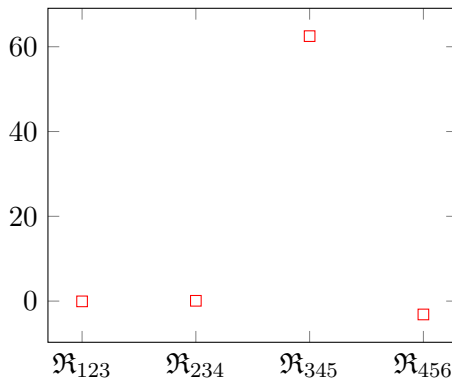


FIGURE 3.12 – Évolution du coefficient de convergence \mathfrak{R} calculé à partir des erreurs de RAO pour les 6 maillages utilisés.

le maillage R4 pour la suite de notre étude. En plus d'être optimal pour la détermination de l'amplitude incidente A et de la RAO , il est bien plus rapide à s'exécuter que le maillage R5.

3.3.4 Comparaison aux résultats expérimentaux

Pour apprécier la qualité des résultats numériques calculés par OpenFOAM, nous comparons les valeurs de la RAO obtenues par ce modèle et celles obtenues par l'expérimentation et/ou par la théorie.

Afin de confirmer la validité des mesures réalisées avec le modèle numérique, la RAO obtenue avec OpenFOAM est comparée aux résultats expérimentaux et théoriques (figure 3.13). Le flotteur considéré pour cette comparaison possède les caractéristiques suivantes : $\Gamma/h = 0.417$, $\Gamma/l = 2.5$, $D/h = 0.0167$. Le tirant d'eau choisi est pris volontairement grand. Plus le tirant d'eau est grand, plus la dissipation d'énergie causée par la viscosité l'est aussi. Comme le modèle théorique ne prend pas en compte la viscosité, le décalage entre le modèle visqueux et théorique sera alors plus important si le tirant d'eau est grand.

On observe une bonne corrélation des résultats numériques et expérimentaux. Les valeurs de RAO obtenues sont proches les unes des autres et la fréquence de résonance du flotteur semble la même. Pour les faibles fréquences, la RAO obtenue numériquement est légèrement supérieure aux résultats expérimentaux. À l'inverse, pour les grandes fréquences, la RAO numérique est plus faible. Ces résultats peuvent être causés par la variation de l'atténuation dans le canal entre les deux modèles. En effet, bien que l'atténuation de la houle dans le dispositif expérimental est relativement constante (figure 4.5), pour l'amplitude relative de houle $A/h = 0.06$, l'atténuation dans le canal numérique décroît lorsque la fréquence diminue (figure 3.14). L'amplitude servant à calculer la RAO est alors surestimée pour les grandes fréquences, ce qui provoque une diminution de la RAO calculée.

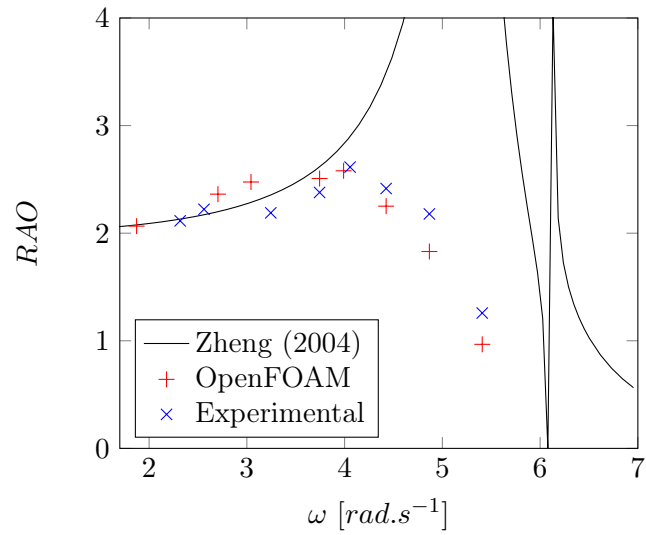


FIGURE 3.13 – *RAO* : Comparaison entre le modèle semi-analytique (-), les résultats expérimentales (x) et numérique (+). $\Gamma/h = 0.417$, $\Gamma/l = 2.5$, $D/h = 0.0167$.

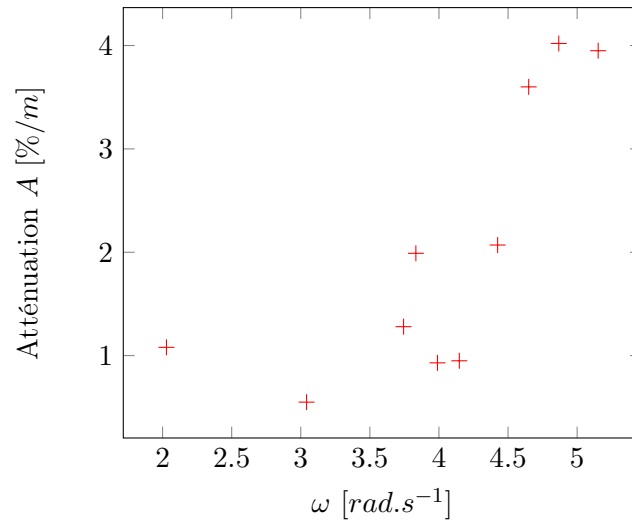


FIGURE 3.14 – Atténuation de l'amplitude incidente A (%/m) dans le canal numérique mesurée pour un cas sans flotteur. $A/h = 0.06$, $CFL = 0.5$

Chapitre 4

Dispositif Expérimental

Lors du développement d'un système houlomoteur, les recommandations des guides Marinet2 et des normes IEC sont à considérer. Dans ces rapports, on peut trouver la démarche conseillée pour le développement d'un système de conversion de l'énergie marine. Le développement d'un système houlomoteur se divise alors en quatre phases [77].

- Phase 1 : Validation du principe de fonctionnement du système.
- Phase 2 : Optimisation des performances (Forme, PTO, coût, ..).
- Phase 3 : Étude d'un démonstrateur in-situ en échelle réduite .
- Phase 4 : Réalisation d'un prototype à l'échelle réelle in-situ avant commercialisation.

Notre étude se situe donc à la deuxième étape. Elle survient après l'étude préliminaire réalisée lors de la thèse de Neuvéglise [88].

4.1 Les éléments du dispositif

Le canal à houle du LOMC (Laboratoire Ondes et Milieux Complexes) a été utilisé pour réaliser nos essais. Il mesure 34 m de longueur pour 1.2 m de hauteur et 0.9 m de largeur. La présence d'une plage d'amortissement dans le canal nous force à placer notre digue à 25.95 m du batteur. Le dispositif complet est schématisé en figure 4.1. Les différents éléments du dispositif sont décrits dans les sections suivantes.

Pour reproduire la configuration du site d'application, nous avons choisi une échelle de 1 :20 en similitude de Froude. C'est l'échelle la plus grande possible pour reproduire la digue de Dieppe qui mesure 18 m de haut à l'échelle réelle. Choisir une échelle plus importante pourrait causer des débordements d'eau en dehors du canal lors de la mesure des franchissements.

En revanche, les dimensions du canal limitent la gamme de période d'étude. En effet, lorsque la longueur d'onde de la houle atteint une valeur égale au double de la largeur du canal, le premier mode de sloshing peut apparaître dans la largeur du canal. Pour cela, les périodes minimales que l'on peut tester en canal sont égales à 1.38s et 1.08s pour des profondeurs d'eau respectivement égales à $h = 0.2m$ et $h = 0.8m$.

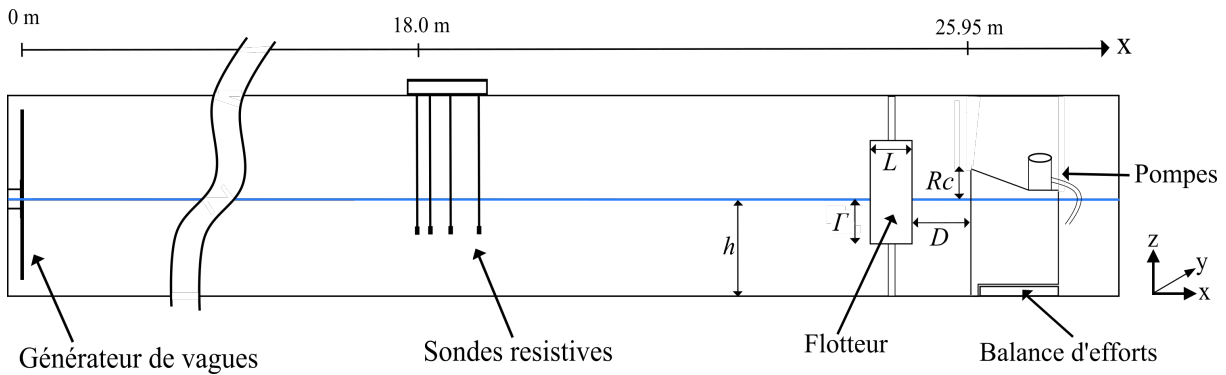


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental.

Ces valeurs correspondent à l'échelle 1 :20ème à des périodes réelles de 6.17s et 4.82s pour des profondeurs d'eau respectives de 4m et 16m.

4.1.1 Générateur de vagues

La houle est générée par un batteur à vague de type piston et de marque HR Wallingford (figure 4.2).



FIGURE 4.2 – Photo du batteur à vagues.

Il permet de produire des houles régulières et irrégulières (PM, Breitshneider, JONSWAP). Les essais en houle irrégulière présentés dans ce manuscrit sont uniquement réalisés à l'aide d'un spectre de JONSWAP.

Le batteur est équipé d'un système d'absorption active, permettant d'absorber les ondes réfléchies. L'élévation de la surface libre devant le batteur est enregistrée par deux sondes résistives. Le batteur peut donc contrôler en temps réel son déplacement pour adapter la surface libre. L'influence de l'absorption active du batteur sur l'élévation de la surface libre dans le canal est présentée en figure 4.3. Un cas avec et un autre sans l'absorption active sont présentés. Au vu des forts coefficients de réflexion considérés dans l'étude, l'utilisation de l'absorption active est indispensable pour assurer des mesures fiables. Elle sera

alors activée pour tous les essais.

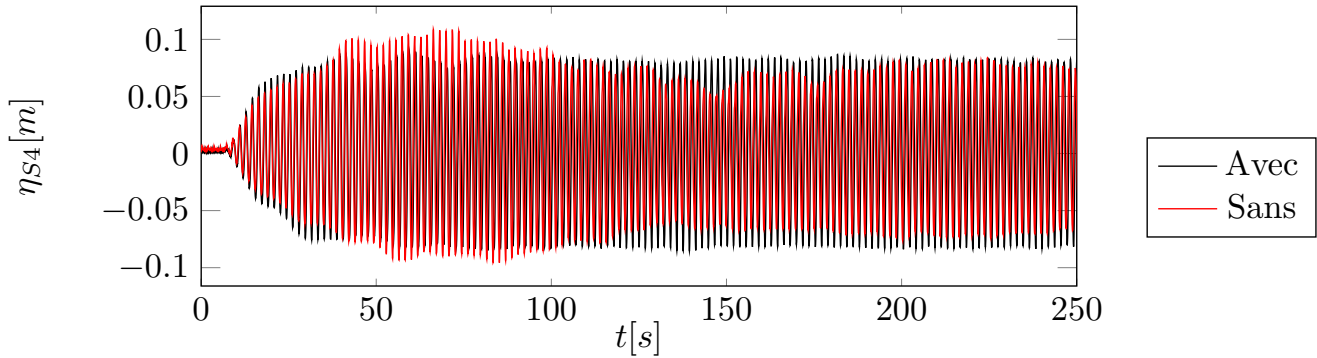


FIGURE 4.3 – Influence de l’absorption active du batteur sur l’évolution de la surface libre η_{S4} enregistrée par une sonde résistive ($S4$). $A/h = 0.0833$, $D/h = 0.0167$, $\Gamma/h = 0.217$, $\Gamma/l = 0.433$.

4.1.2 Les sondes résistives

Les sondes résistives permettent de mesurer l’élévation de la surface libre dans le canal. Elles sont composées de deux tiges conductrices qui sont semi-immergées lors de la mesure. Lorsque le niveau d’eau varie, la résistance électrique entre les deux bornes varie également. Comme le courant traversant la sonde est constant, la tension aux bornes de la sondes varie. Les sondes sont calibrées quotidiennement à partir de trois valeurs d’immersion. La calibration est validée lorsque l’évolution de la tension mesurée est linéaire en fonction de la profondeur d’immersion. L’évolution temporelle de la surface libre à la position des différentes sondes est alors obtenue.

Un support en aluminium est placé au dessus du canal pour permettre la fixation de 4 sondes.

4.1.3 Le flotteur

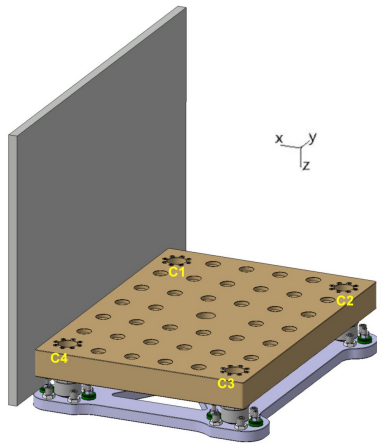
Le flotteur est un parallélépipède creux en PVC rigide. Il est traversé par deux pieux en aluminium de 3cm de diamètre. Ces deux axes contraignent le flotteur à un unique degré de liberté de pilonnement. Afin de réduire les frottements du flotteur sur les pieux, des guides en Téflon ont été ajoutés. Différents flotteurs ont été testés afin d’étudier l’influence des paramètres géométriques (le tirant d’eau, la largeur, la hauteur totale du flotteur). Leurs dimensions sont répertoriées dans le tableau 4.1.

Flotteur	l [m]	Hauteur du flotteur [m]	Γ [m]
1	0.1	0.25	[0.056 - 0.2]
2	0.1	0.4	[0.081 - 0.35]
3	0.3	0.4	[0. - 0.35]

TABLE 4.1 – Dimensions des flotteurs testés.

4.1.4 La digue

Une balance d'effort dynamique multi-composantes de marque KISTLER (type 9366CC) est utilisée pour mesurer les efforts appliqués à la digue. Elle est composée de quatre capteurs de force fixés sur un support en acier inoxydable (en bleu sur la figure 4.4a). Ce support est conçu pour être directement fixé au fond du canal. Il permet aussi de s'assurer que les capteurs soient tous à la même altitude. Un plateau de mesure en acier inoxydable est fixé sur les capteurs (en marron sur la figure 4.4a). Il est perforé et permet de fixer la digue sur la balance. Le plateau de mesure a pour dimensions : 0.7 m de long pour 0.50 m de large avec 0.062 m d'épaisseur. Ces dimensions permettent d'éviter toutes déformations de la balance potentiellement causées par les efforts. Le support ainsi que le plateau de mesure ont été conçus selon les instructions des fournisseurs des capteurs au cours de la thèse. Une photo de la balance d'effort complète est présentée en figure 4.4b.



(a) Schéma de balance d'effort. Seule la partie verticale de la digue est représentée.



(b) Photo de la balance d'effort en dehors du canal.

FIGURE 4.4 – Représentation de la balance d'effort.

La digue est une structure en PVC rigide fixée sur la balance d'effort. Elle mesure 89cm de large. Un joint élastique assure l'étanchéité entre la digue et les parois du canal. Dans nos essais, deux digues de hauteur différentes sont utilisées, la première mesure $H_{digue} = 0.7m$ et la deuxième $H_{digue} = 0.9m$. La première digue permet la comparaison avec des résultats d'une autre étude réalisée sur le même dispositif expérimental [89].

Afin de quantifier les volumes d'eau qui franchissent la digue, un bac de récupération est installé derrière la digue. L'eau contenue dans ce bac est réinjectée dans le canal à l'aide d'une pompe submersible volumétrique. Cette méthode permet de conserver un niveau d'eau constant dans le canal lors des essais. La pompe utilisée est de marque Tsurumi (Type LSC1.4S). Son débit maximum est de 165 l/min pour une hauteur manométrique de 2 m. Un volume-mètre est placé sur le tuyau d'évacuation de la pompe pour mesurer le volume d'eau ayant franchi la digue.

4.2 Méthodes de mesures

Les fréquences d'acquisition choisies pour nos mesures respectent le théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon. Elles respectent donc l'inéquation 4.2.1.

$$f_e > 2f_{max}, \quad (4.2.1)$$

avec f_e et f_{max} qui représente respectivement la fréquence d'échantillonnage et la plus grande fréquence du signal.

En houle régulière, les mesures sont réalisées sur un cycle de 300 vagues. En houle irrégulière, le temps d'un cycle de houle est calculé par le logiciel du batteur et correspond au temps nécessaire pour construire le spectre de houle désiré.

4.2.1 Mesure du niveau de l'eau

La profondeur d'eau dans le canal est mesurée à l'aide d'une règle graduée déposée verticalement au fond du canal. L'incertitude liée à cette mesure est définie par la demi graduation de notre règle. Dans ce cas $\Delta h = 0.001m$

4.2.2 Amplitudes de houle incidente et réfléchie

Les amplitudes de houle incidentes A et réfléchies A_r sont déterminées à partir de la méthode de Mansard et Funke [76]. Cette méthode nécessite de connaître l'élévation de la surface libre pour trois coordonnées fixes. Ces mesures sont réalisées avec les sondes résistives. Cette méthode est dérivée de celle de Goda [41] qui utilise 2 sondes, elle permet une sensibilité plus faible à l'espacement critique entre les sondes.

Dans nos essais, une méthode à quatre sondes dérivée de la méthode de Mansard et Funke est utilisée. Les espacements entre les sondes choisis pour nos essais sont renseignés dans le tableau 4.2.

Sonde	S1	S2	S3	S4
Distance [m]	0	0.325	0.705	1.195

TABLE 4.2 – Espacement entre les sondes. La première sonde S1 est prise comme référence.

L'espacement entre les sondes conditionne la gamme de fréquence mesurable. Ces espacements sont choisis pour permettre la mesure des fréquences de houle du site de Dieppe. A l'échelle maquette, les périodes varient entre 1 s et 3 s.

L'atténuation de la houle dans le canal est mesurée à l'aide de deux bancs de sonde espacés de 9.713m. Trois amplitudes de houle différentes ont été testées. Les résultats sont présentés en figure 4.5.

Bien que l'atténuation varie en fonction de la fréquence et de l'amplitude de la houle, on peut estimer une atténuation moyenne de l'amplitude incidente d'environ 0.15% par mètre. Les incertitudes associées

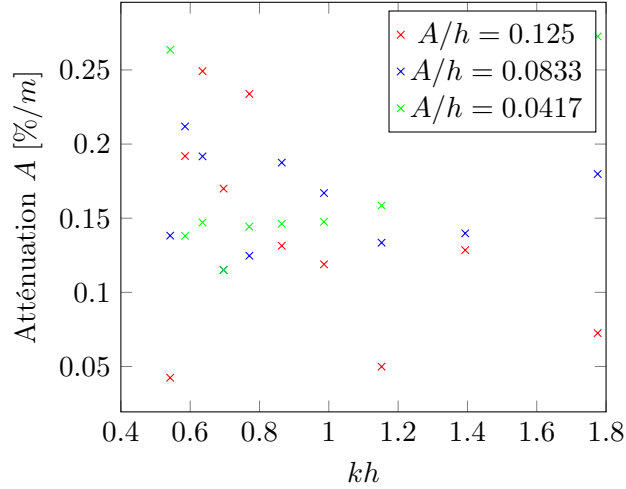


FIGURE 4.5 – Atténuation de l’amplitude incidente dans le canal à houle pour une distance de 10 mètres, avec $h = 0.6m$.

aux mesures d’amplitudes incidentes et réfléchies sont quand à elles estimées à $\Delta A = 0.001m$ et $\Delta A_r = 0.001m$.

Comme les hauteurs des vagues incidentes et réfléchies fluctuent aux abords des structures réfléchissantes [59, 41], le banc de sondes est placé à environ 8 m du dispositif. Si il est placé trop proche du flotteur ou du batteur, la mesure pourrait être faussée. Ces fluctuations sont en revanche négligeables pour des distances supérieures à une longueur d’onde de la houle incidente. Une distance de 8 m permet de garantir un espacement d’au moins une longueur d’onde quelque soit la période de la houle testée.

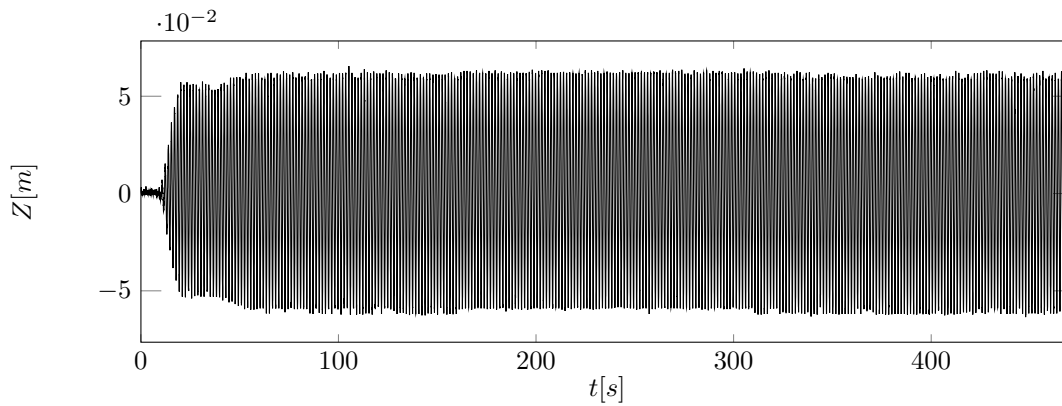
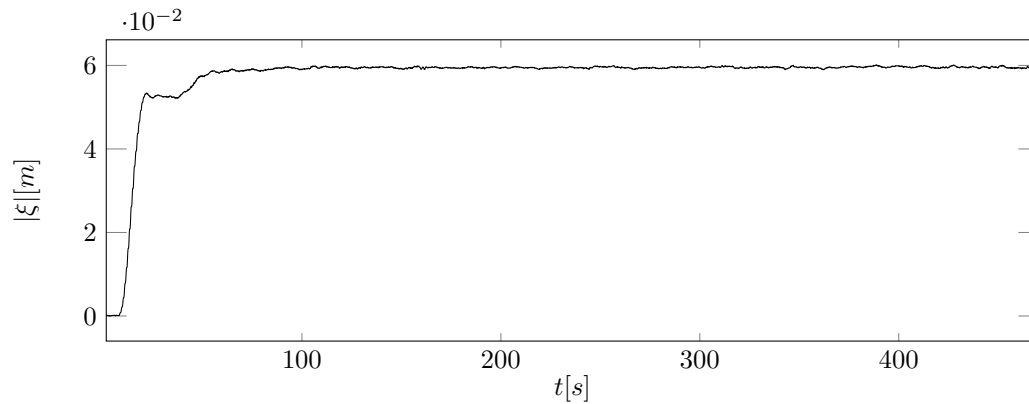
4.2.3 Mouvement du flotteur

La position du flotteur au cours du temps est enregistrée par une caméra Basler Aca 2040 placée à l’extérieur du canal. La caméra visualise le déplacement d’un repère circulaire blanc collé sur le côté du flotteur. Les images sont ensuite enregistrées via le logiciel HIRIS. La position initiale du flotteur est prise comme origine.

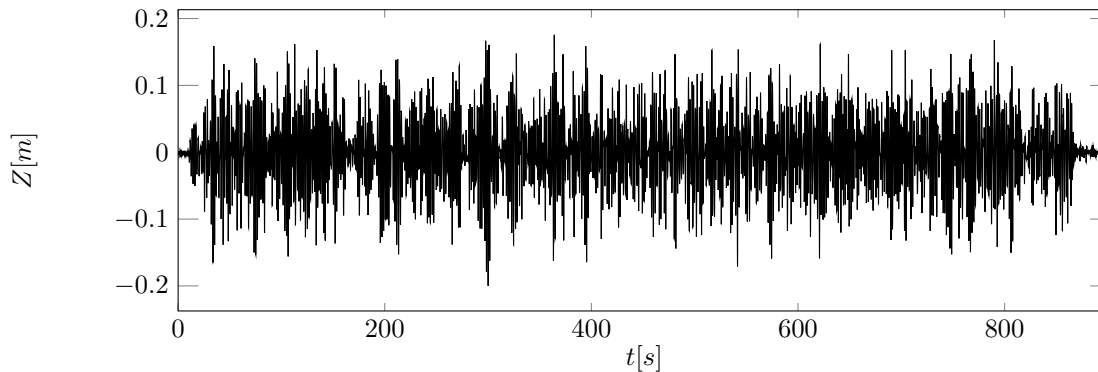
A partir de l’évolution temporelle du mouvement du flotteur (figure 4.6), on détermine l’amplitude glissante du signal sur deux périodes (figure 4.7). On aperçoit trois régimes sur l’évolution du déplacement du flotteur. Une première zone avant l’arrivée des vagues, une seconde période transitoire, et une troisième dans un état d’équilibre. L’amplitude du flotteur $\xi_{reg,exp}$ utilisée dans la détermination de la RAO est calculée en moyennant les valeurs d’amplitude glissante obtenues lors du régime stationnaire. Pour s’assurer que la mesure a lieu dans le régime stationnaire, la moyenne de l’amplitude glissante est réalisée à partir du quart du temps total.

L’incertitude associée à la mesure d’amplitude du flotteur pour la houle régulière $\Delta\xi_{reg,exp}$ est estimée à 1mm maximum.

Si la houle est irrégulière, l’amplitude est déterminée grâce à une analyse spectrale. On détermine

FIGURE 4.6 – Évolution temporelle du déplacement du flotteur, $kh = 1.046$, $\Gamma/l = 0.35$, $\Gamma/h = 0.209$ FIGURE 4.7 – Évolution temporelle de l'amplitude glissante du déplacement du flotteur, $kh = 1.046$, $\Gamma/l = 0.35$, $\Gamma/h = 0.209$

l'amplitude du flotteur $\xi_{irreg,exp}$ grâce au moment spectral d'ordre 0 du spectre de densité du déplacement du flotteur $S_\xi(\omega)$ (Eq. 4.2.2). Ce spectre $S_\xi(\omega)$ est obtenu par transformée de Fourier du signal temporel, comme pour la densité spectrale de l'amplitude de houle $S(\omega)$.

FIGURE 4.8 – Évolution temporelle du déplacement du flotteur. $k_p h = 1.436$, $\Gamma/l = 1.3$, $\Gamma/h = 0.165$

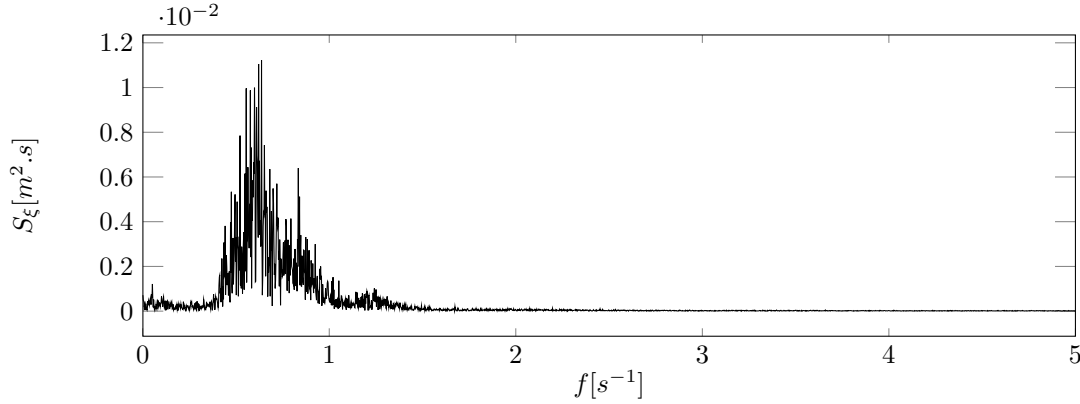


FIGURE 4.9 – Densité spectrale du déplacement du flotteur. $k_p h = 1.436$. $\Gamma/l = 1.3$. $\Gamma/h = 0.165$

$$\xi_{irreg,exp} = 2\sqrt{\int_0^{\infty} S_{\xi}(\omega)d\omega} \quad (4.2.2)$$

4.2.3.1 Distance-mètre laser

En fin de thèse, un distance-mètre laser a été utilisé pour mesurer le déplacement du flotteur. En effet, malgré la précision de la méthode avec caméra, le volume des images enregistrées était lourd, difficile à manipuler et à archiver. Les caractéristiques du capteur laser sont les suivantes :

- Nom : Capteurs de distance moyenne portée Dx35/DT35
- Plage de mesure : 50 mm à 12m
- Résolution : 0.1 mm
- Répétabilité : 0.1 mm (ou 1 mm)

Avec cette méthode, l'incertitude est également estimée à 1 mm maximum dans la plage de mesure considérée.

4.2.4 Mesure d'effort

La balance d'effort est remise à zéro avant chaque essai. Elle enregistre les forces de pression dynamique exercées sur la digue. Chaque capteur de la balance enregistre les trois composantes de la force reçue suivant les trois directions (x, y, z) . Bien que la balance d'effort était calibrée avant la livraison, une vérification supplémentaire des valeurs mesurées est menée. Des efforts connus ont été appliqués dans les trois directions x, y et z à l'aide de différents poids. La comparaison entre les efforts théoriques et la norme des efforts mesurés sur la digue est présentée sur la figure 4.10.

Les valeurs mesurées sont très proches de celles données par la théorie. Les écarts relatifs (RMSE) calculés sont présentés dans le tableau 4.3.

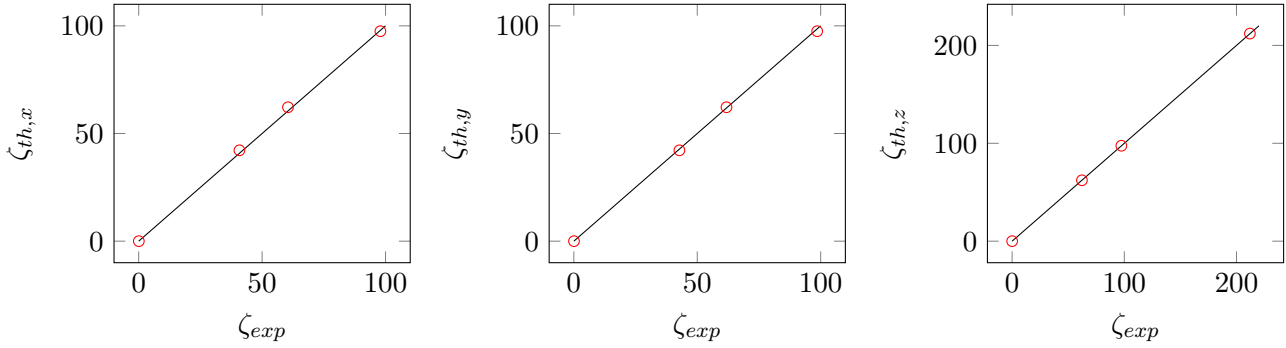


FIGURE 4.10 – Comparaison entre les résultats d’effort mesurés par la balance ζ_{exp} et ceux obtenus théoriquement ζ_{th} . La droite noire a un coefficient directeur égale à 1.

Direction	x	y	z
RMSE	1.1194	0.6386	0.2323
Écart max (%)	3.23	1.38	0.68

TABLE 4.3 – Écarts relatifs calculés entre les efforts théoriques et mesurés sur la digue. Les écarts les plus importants sont également présentés.

La fréquence d’échantillonnage choisie est de 100 Hz. Si on considère que la digue est superposée au plan (yOz) , les efforts de pression seront suivant \mathbf{x} et les efforts visqueux selon \mathbf{z} . Comme la configuration est en deux dimensions, aucune force en \mathbf{y} ne devrait être mesurée en théorie. La figure 4.11 montre un exemple de signaux expérimentaux obtenus pour une houle irrégulière.

Les capteurs mesurent une force suivant \mathbf{y} non nulle. En réalité, la digue n’est pas parfaitement normale à la propagation de la houle. Une rotation d’un degré autour de l’axe \mathbf{z} induit alors une composante de force suivant \mathbf{y} équivalente à 1,74% de la composante de force de pression suivant \mathbf{x} . Comme les signaux suivant \mathbf{x} et \mathbf{y} sont en phase, cette contribution semble causée par une rotation suivant l’axe \mathbf{z} d’environ 2.8° de la digue par rapport au plan (yOz) .

Des efforts suivant \mathbf{z} sont également mesurés. Les capteurs enregistrent également la force tangentielle à la digue provoquée par la viscosité du fluide. Cependant, si cette contribution est majoritaire, l’évolution temporelle des efforts suivant \mathbf{z} doit être déphasée de $\pi/2$ par rapport à l’évolution temporelle d’effort mesurée suivant \mathbf{x} . En effet, lorsque le niveau de l’eau est égale à $z = 0$, les efforts de pression s’approchent de leurs niveaux à $t = 0$. C’est à cet instant que la vitesse du fluide est la plus importante, ce qui maximise les efforts visqueux.

Bien qu’il soit possible que la digue soit légèrement inclinée de quelque degrés par rapport au plan (yOz) autour de l’axe y , une déformation de la digue sous l’action des vagues pourrait également causer des efforts suivant z . Comme les efforts suivant z sont en phase avec les efforts suivant x , on peut supposer que les efforts de pression sont majoritaires et qu’ils provoquent une déformation de la digue.

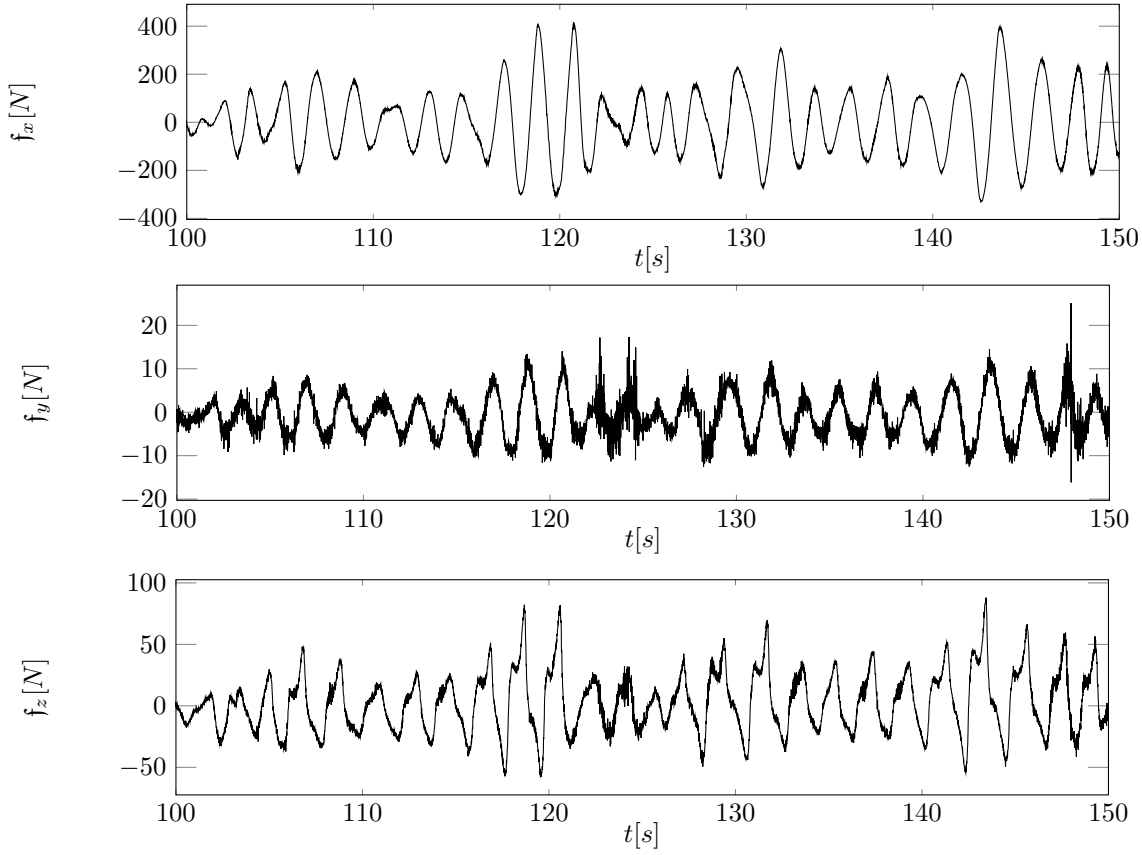


FIGURE 4.11 – Évolutions temporelles des composantes de force (f_x, f_y, f_z) appliquée sur la digue mesurée à l'aide de la balance d'effort en présence du flotteur. $k_p h = 0.9637$, $Hs/h = 0.2$, $D/h = 0.02$, $\Gamma/l = 1.3$, $\Gamma/h = 0.26$.

Pour la houle régulière, l'amplitude des efforts moyens $\zeta_{reg,j}$ est déterminée grâce à la moyenne de l'amplitude glissante sur deux périodes du signal temporel d'effort $f_j(t)$, de la même façon que l'amplitude du flotteur ξ_{reg} . Cette variation d'effort maximum $\zeta_{reg,i}$ est adimensionnée par l'équation 4.2.3.

$$\zeta_{reg}^* = \frac{\zeta_{reg}}{\rho g h L A} \quad (4.2.3)$$

La grandeur $L = 0.89m$ représente la largeur de la digue. En houle irrégulière, l'amplitude des efforts moyens ζ_{irreg} est présentée sous sa forme adimensionnée ζ_{irreg}^* (Eq. 4.2.5). Elle est calculée grâce à la densité spectrale de l'amplitude moyenne de la force subie par la digue $S_f(\omega)$ (Eq. 4.2.4).

$$\zeta_{irreg} = 2 \sqrt{\int_0^\infty S_f(\omega) d\omega} \quad (4.2.4)$$

$$\zeta_{irreg}^* = \frac{\zeta_{irreg}}{\rho g h L A} \quad (4.2.5)$$

4.2.4.1 Influence du joint d'étanchéité

L'étanchéité entre la digue et le canal est assurée par un joint élastique. Afin de quantifier son influence sur la mesure d'effort, deux séries de mesures en houle régulière ont été effectuées. Une avec le joint d'étanchéité et l'autre sans. Les résultats sont présentés en figure 4.12.

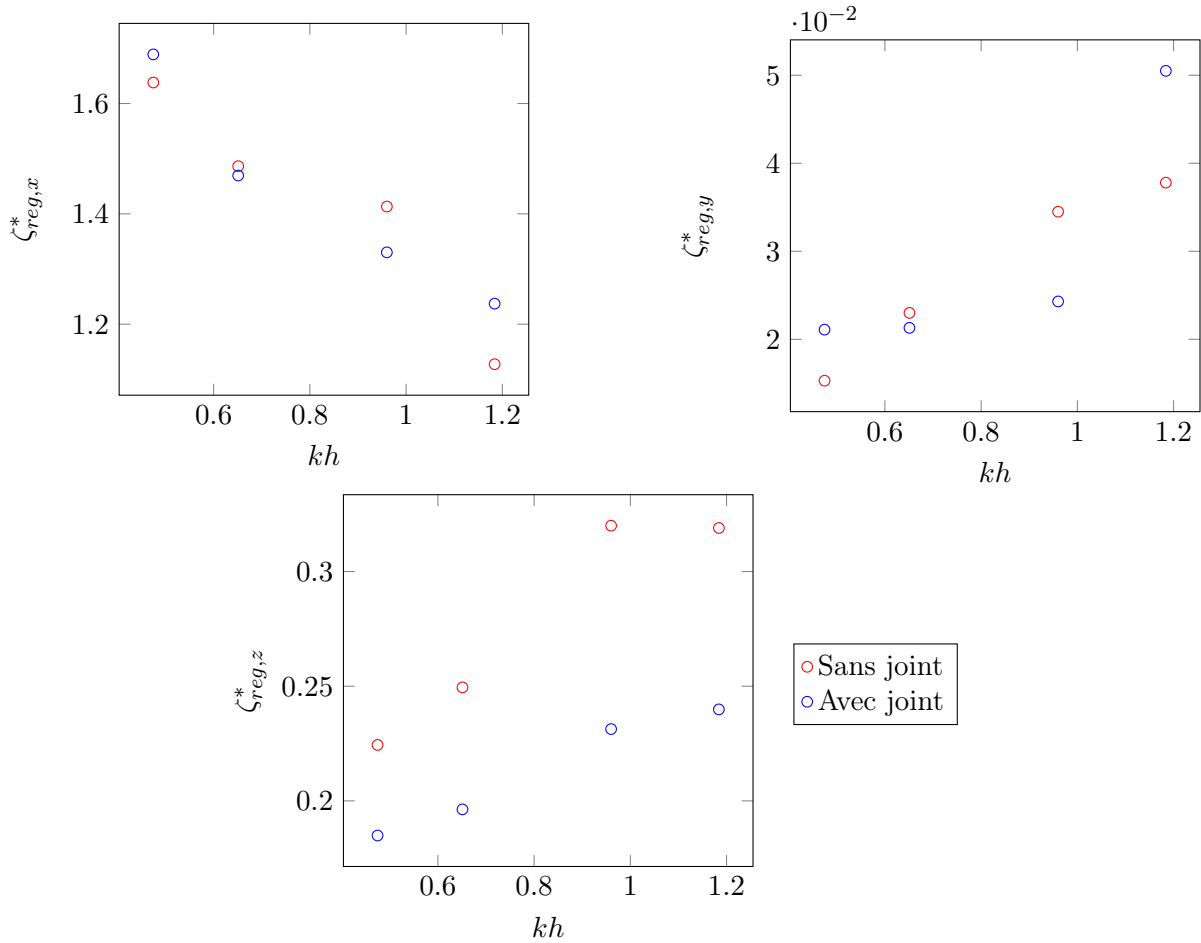


FIGURE 4.12 – Influence de la présence du joint d'étanchéité sur les composantes d'effort appliquées à la digue mesurées expérimentalement. Sans flotteur. $A/h = 0.1$

Le joint élastique induit une différence comprise entre 1.1 et 9.7% sur $\zeta_{reg,x}^*$ et entre 7.5 et 33.6% pour $\zeta_{reg,y}^*$. La présence du joint augmente ou diminue les efforts mesurés selon la houle testée. Ces deux efforts suivent la même tendance car ils sont causés par les efforts de pression. Cependant, les efforts $\zeta_{reg,z}^*$ subissent une réduction comprise entre 17% et 27% en présence du joint élastique pour toutes les houles testées. Cette réduction s'explique par la force de freinage produite par la présence du joint. Elle limite la déformation de la digue provoquée par l'action de la houle ce qui réduit la composante d'effort de pression suivant z . Malgré ces différences, le joint d'étanchéité a été conservé pour maintenir une configuration 2DV et empêcher l'apparition d'écoulements entre la digue et les bords du canal.

4.2.5 Mesure des franchissements

Le volume franchissant la digue lors d'un cycle de houle est mesuré grâce à des pompes volumétriques. En regardant la différence de volume absorbée par la pompe entre le début et la fin du cycle de houle, on peut alors estimer le volume total aspiré par les pompes.

Pour mesurer l'impact du flotteur sur les franchissements d'eau, deux mesures sont réalisées. On mesure d'abord le volume d'eau $\mathcal{V}_{SansFlotteur}$ qui franchit la digue en l'absence du flotteur, puis l'expérience est répétée avec le flotteur où le volume $\mathcal{V}_{AvecFlotteur}$ est mesuré. On définit alors $\Delta\mathcal{V}$ comme le rapport entre ces deux mesures (Eq. 4.2.6). Il représente le facteur d'impact du flotteur sur les franchissements. Si il est supérieur à 1, la présence du flotteur augmente les franchissements. À l'inverse, si $\Delta\mathcal{V} < 1$, le flotteur a un effet de réduction des franchissements.

$$\Delta\mathcal{V} = \frac{\mathcal{V}_{AvecFlotteur}}{\mathcal{V}_{SansFlotteur}} \quad (4.2.6)$$

4.3 Incertitude de mesure

Les incertitudes des grandeurs calculées sont déterminées grâce aux incertitudes de mesure propres à chaque grandeur énoncée plus tôt et à la loi logarithme. L'incertitude liée à la RAO est définie par l'équation (4.3.1), celle de l'amplitude d'effort par (4.3.2) et celle du coefficient de réflexion par (4.3.3). Leurs valeurs caractéristiques sont présentées dans le tableau 4.4.

$$\Delta RAO = \left(\frac{\Delta\xi}{\xi} + \frac{\Delta A}{A} \right) RAO \quad (4.3.1)$$

$$\Delta\zeta = \left(\frac{\Delta\zeta_x}{\zeta_x} + \frac{\Delta\zeta_y}{\zeta_y} + \frac{\Delta\zeta_z}{\zeta_z} + \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta h}{h} \right) \zeta \quad (4.3.2)$$

$$\Delta C_r = \left(\frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta A_r}{A_r} \right) C_r \quad (4.3.3)$$

L'incertitude liée aux mesures d'amplitude incidente et réfléchie de la houle ainsi que celle liée au déplacement du flotteur sont les plus importantes. La majeure partie de la valeur des incertitudes de mesure présentées sont liées à ces grandeurs. L'utilisation d'un capteur laser de position plus précis pourrait réduire l'incertitude liée au déplacement du flotteur.

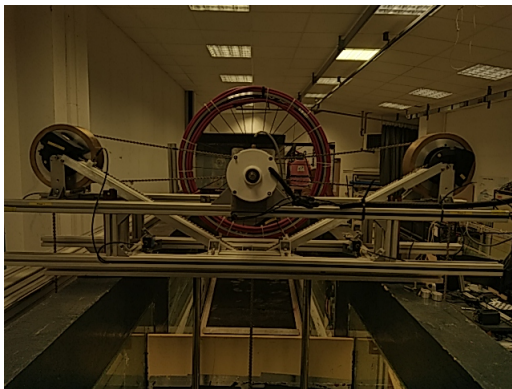
Grandeurs	$\frac{\Delta RAO}{RAO}$	$\frac{\Delta\zeta}{\zeta}$	$\frac{\Delta C_r}{C_r}$
Gammes d'incertitudes (%)	[3 - 12]	[3.4 - 5.4]	[4 - 16]

TABLE 4.4 – Valeurs caractéristiques d'incertitudes des grandeurs mesurées.

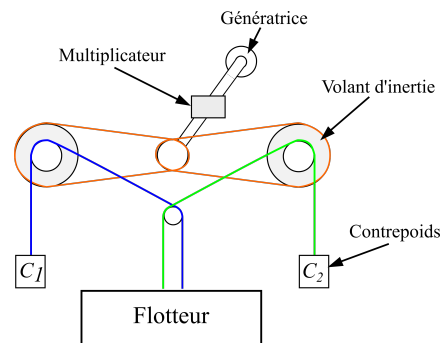
4.4 Intégration d'un prototype de convertisseur

Un prototype de convertisseur a été développé via le projet CARNOT "Digue électrique" du CEREMA au cours de la thèse. Le convertisseur choisi intègre une fonction de transformation du mouvement de translation en mouvement de rotation. Cette conversion peut être réalisée à l'aide d'une poulie [50, 99], par un système de vis à billes ou à rouleaux [70] ou encore par une crémaillère entraînant des pignons [25, 71]. C'est la méthode avec poulie qui sera utilisée pour ce convertisseur.

Description du système



(a) Photo du prototype.



(b) Schéma de fonctionnement du prototype.

FIGURE 4.13 – Prototype de convertisseur électrique testé en canal à houle permettant la transformation du mouvement de translation du flotteur en mouvement rotatif.

Le fonctionnement du convertisseur est schématisé en figure 4.13b. Le mouvement de translation est transformé en mouvement rotatif à l'aide de poulies d'entraînement entraînant des contre-poids. Lors de la montée du flotteur, c'est le contre-poids C_2 qui entraîne le volant d'inertie et l'arbre principal (chaîne bleue). Pendant la descente du flotteur, c'est le contre-poids C_1 qui fournira l'énergie au système.

Dans le but d'étudier le comportement du convertisseur, de nombreux paramètres ont pu être enregistrés à partir d'essais réalisés sur ce système installé dans le canal à houle du LOMC. Une génératrice 100W permet d'enregistrer l'évolution de la tension alternative U de sortie en bout de chaîne. Des capteurs de couple et de vitesse angulaire sont également apposés sur le dispositif.

Le convertisseur a été testé sur les flotteurs 2 et 3. Les résultats des essais sont présentés en section 5.3. Ils ont permis l'amélioration du système, qui devrait poursuivre d'autres tests de performances.

Chapitre 5

Interactions flotteur/digue

Le but de ce chapitre est de comprendre quels facteurs permettent d'améliorer les performances de protection de structure apportées par le flotteur. Pour améliorer ces performances, la compréhension des phénomènes physiques les influençant est essentielle. En effet, bien que le flotteur modifie les franchissements d'eau en houle régulière, son effet en houle irrégulière n'a pas été étudié précédemment. De plus, son influence sur les efforts perçus habituellement par le mur vertical n'a pas non plus été considérée.

Les résultats des essais avec un prototype de convertisseur à l'échelle maquette seront aussi présentés.

5.1 Les efforts appliqués à la digue

Nous avons cherché à comprendre comment la présence du flotteur modifie les efforts habituellement perçus par la digue. Dans un premier temps, nous comparons les résultats théoriques d'efforts sans la présence du flotteur à ceux mesurés expérimentalement et numériquement.

5.1.1 Modélisation théorique des efforts

Les efforts appliqués à la digue sont provoqués par la pression du fluide sur la structure. La distribution de pression le long du mur peut être obtenue grâce à l'équation de Bernoulli. L'élévation de la surface libre pour une houle de Stokes I incidente en réflexion totale est décrite par l'équation suivante :

$$\eta(x, t) = 2 A \cos(kx) \sin(\omega t) \quad (5.1.1)$$

On considère alors le mur vertical comme positionné en $x = 0$ et la surface libre en $z = 0$ au repos. Pour une houle de Stokes I (1er ordre), le potentiel $\phi(x, z, t)$ et l'élévation de surface libre $\eta(x, t)$ sont définis par (Eq. 5.1.2 et 5.1.3), en $x = 0$, la position du mur.

$$\phi(0, z, t) = 2A \frac{g}{\omega} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos(\omega t) \quad (5.1.2)$$

$$\eta(0, t) = 2A \sin(\omega t) \quad (5.1.3)$$

On applique le théorème de Bernoulli entre un point z placé le long du mur et la position de la surface libre $\eta(0, t)$ (Eq. 5.1.4). La pression atmosphérique est prise en pression relative ($P_{atm} = 0$).

$$p(0, z, t) + \rho g z + \frac{1}{2}\rho \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_z^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_z^2 \right] + \rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_z = \frac{1}{2}\rho \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_\eta^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_\eta^2 \right] + \rho \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_\eta + \rho g \eta \quad (5.1.4)$$

En considérant l'amplitude de houle faible devant la profondeur d'eau, on peut utiliser le développement limité de Taylor au premier ordre. La pression en $x = 0$ au premier ordre devient alors :

$$p(0, z, t) = 2A\rho g \frac{\cosh[k(h + z(t))]}{\cosh(kh)} \sin(\omega t) - \rho g z(t) \quad (5.1.5)$$

La force appliquée à la digue sans le flotteur est alors obtenue en intégrant l'expression de la pression $p(0, z, t)$ le long de la digue. Cependant, pour pouvoir comparer ces résultats théoriques à nos mesures, on doit retrancher la force hydrostatique correspondant à la force appliquée sur la digue sans houle à l'instant zéro. L'évolution temporelle de la force prend alors la forme suivante :

$$f_{th}(t) = \int_{-h}^0 p(0, z, t) dz - \int_{-h}^0 p(0, z, t = 0) dz = 2A\rho g \frac{\sinh(kh)}{k \cosh(kh)} \sin(\omega t) \quad (5.1.6)$$

5.1.1.1 Influence du deuxième ordre

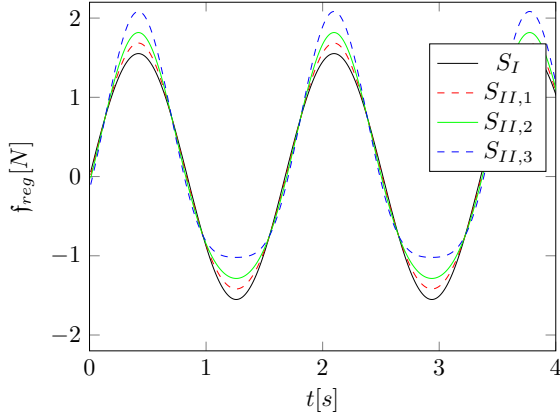
L'approximation au premier ordre est fortement dépendante des conditions de houle initiales. Les efforts théoriques mesurés en houle régulière ont été comparés au premier et au deuxième ordre. Pour une houle de Stokes II, le potentiel $\phi_i(x, z, t)$ et l'élévation de surface libre $\eta_i(x, t)$ de la houle incidente sont définis par (Eq. 5.1.7 et 5.1.8), en $x = 0$, la position du mur.

$$\phi_i(0, z, t) = A \frac{g}{\omega} \frac{\cosh[k(h + z)]}{\cosh(kh)} \cos(\omega t) + A^2 \frac{3}{8} \omega \frac{\cosh[2k(h + z)]}{\sinh^4(kh)} \cos[2\omega t] \quad (5.1.7)$$

$$\eta_i(0, t) = A \sin(\omega t) - \frac{A^2 k}{2 \tanh(kh)} \left(1 + \frac{3}{2 \sinh^2(kh)} \right) \sin(2\omega t) - \frac{A^2 k}{2 \sinh(2kh)} \quad (5.1.8)$$

Les variations temporelles d'efforts appliqués sur la digue au premier et deuxième ordre sont présentées en figure 5.1a pour différentes amplitudes relatives A/h . Son amplitude moyenne adimensionnée $\zeta_{reg,th}^*$ est présentée dans la figure 5.1b.

Bien que les efforts temporels présentent une forme différente en fonction de l'amplitude relative ou du modèle de houle choisi, les amplitudes $\zeta_{reg,th}^*$ sont égales si les conditions de période et de profondeur sont les mêmes.


 (a) Évolution temporelle des efforts $f_{th}(t)$ appliqués à la digue.

Houles	A/h	$\zeta_{reg,th}^*$	ε
S_I	0.025	1.5518	0.015
$S_{II,1}$	0.025	1.5518	0.015
$S_{II,2}$	0.05	1.5518	0.03
$S_{II,3}$	0.1	1.5518	0.06

 (b) Amplitude moyenne des efforts $\zeta_{reg,th}^*$.

 FIGURE 5.1 – Comparaison des efforts théoriques pour différentes houles possédant des valeurs de cambrures ε différentes. S_I représente une houle de Stokes I, S_{II} une houle de Stokes II. $kh = 0.964$.

5.1.2 Comparaison des mesures d'efforts sans flotteur

En l'absence de flotteur, les coefficients de réflexion mesurés expérimentalement $C_{r,exp}$ ou numériquement $C_{r,num}$ ne sont pas strictement égaux à 1 comme en théorie. D'une part, ces coefficients de réflexion sont mesurés à l'aide des amplitudes de houle incidente A et réfléchie A_r pris à la position des sondes. Comme les bancs de sondes sont à 8 m de la digue dans le dispositif expérimental, les houles incidentes et réfléchies subissent une atténuation moyenne d'environ 1.2% entre le mur et les sondes (figure 4.5). Le coefficient de réflexion calculé à l'aide des amplitudes incidentes et réfléchies à 8 m de la digue est donc légèrement sous évalué. Cependant, même après la prise en compte de l'atténuation, le C_r mesuré est de l'ordre de 0.9. Cette valeur peut alors s'expliquer par le fait que la digue ne soit pas parfaitement normale à la direction de la houle incidente. De plus, une légère déformation de la digue sous l'action de la houle absorbe une partie de l'énergie incidente et réduit, par conséquent, le coefficient de réflexion.

Les efforts théoriques f_{th,C_r} sont alors calculés pour deux coefficients de réflexion :

- Un premier $f_{th,1}(t)$, où le coefficient de réflexion $C_r = 1$ est aussi théorique (Eq. 5.1.6).
- Un second $f_{th,C_{r,exp}}(t)$ (Eq. 5.1.9), où les efforts seront corrigés avec les coefficients de réflexion mesurés expérimentalement : $C_r = C_{r,exp}$.

$$f_{th,C_{r,exp}}(t) = \frac{1 + C_{r,exp}}{2} f_{th,1}(t) \quad (5.1.9)$$

Comme les maximums d'efforts mesurés expérimentalement dans toutes les directions sont en phase, les efforts de pression sont dominants. Pour pouvoir les comparer avec les efforts de pression théoriques qui sont normaux à la surface de la digue, l'amplitude de la norme des efforts $\zeta_{reg,exp}^*$ est étudiée (Eq. 5.1.10).

$$\zeta_{reg,exp}^* = \sqrt{\zeta_{reg,x}^{*2} + \zeta_{reg,y}^{*2} + \zeta_{reg,z}^{*2}} \quad (5.1.10)$$

Les efforts adimensionnels $\zeta_{reg,exp}^*$ mesurés expérimentalement sont comparés aux efforts théoriques adimensionnels ζ_{reg,th,C_r}^* calculés pour les deux coefficients de réflexion ($C_r = 1$ et $C_r = C_{r,exp}$) (figure 5.2).

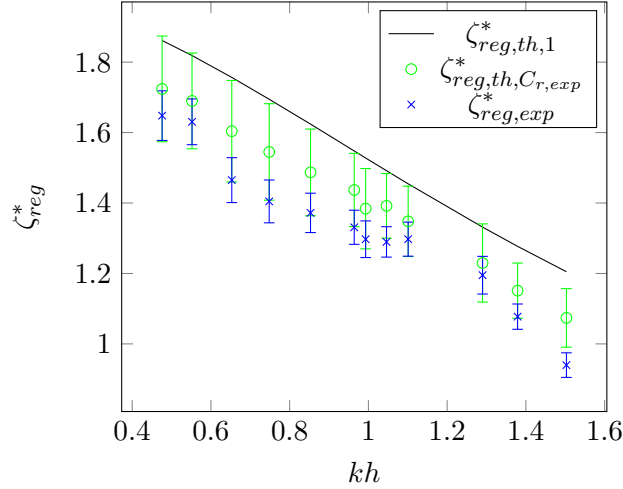


FIGURE 5.2 – Amplitudes d’efforts appliqués à la digue mesurées expérimentalement sans flotteur en houle régulière. Les résultats théoriques (pour $C_r = 1$ et $C_r = C_{r,exp}$) ainsi que les résultats expérimentaux sont présentés. $A/h = 0.05$.

De manière générale, l’amplitude des efforts augmente lorsque la période de la houle augmente. Cependant, les efforts mesurés expérimentalement sont plus faibles qu’en théorie. Même les efforts théoriques corrigés $\zeta_{reg,th,C_{r,exp}}^*$ se trouvent être supérieurs pour toutes les périodes de houles testées. On peut estimer la différence entre les résultats expérimentaux $\zeta_{reg,exp}^*$ et ceux théoriques corrigés noté par $\zeta_{reg,th,C_{r,exp}}^*$ à partir de l’erreur quadratique moyenne $RMSE$ (Eq. 5.1.11).

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\zeta_{reg,exp}^* - \zeta_{reg,th,C_{r,exp}}^*)^2} \quad (5.1.11)$$

Cette différence est alors estimée à 0.083 entre les valeurs d’effort théoriques calculées avec le coefficient de réflexion mesuré expérimentalement et celles mesurées avec la balance d’effort. Une partie de l’énergie transmise à la digue est dissipée dans la déformation de la digue, ce qui entraîne une diminution des efforts mesurés. De plus, une partie de l’énergie est également dissipée aux bords de la digue, comme à travers le joint élastique entre la digue et le canal. Néanmoins, les résultats expérimentaux sont la plupart du temps dans la marge d’incertitude des résultats théoriques pour $C_r = C_{r,exp}$. Cette forte incertitude de mesure est causée par l’incertitude associée aux mesures d’amplitudes incidentes et réfléchies.

Les résultats numériques (OpenFOAM) sont aussi comparés aux résultats théoriques pour deux valeurs d’amplitudes incidentes (figure 5.3). Comme pour la figure 5.2, deux efforts théoriques sont présentés : $\zeta_{reg,th,C_{r,num}}^*$ est calculé à partir du coefficient de réflexion mesuré numériquement et $\zeta_{reg,th}^*$ est calculé pour un coefficient de réflexion théorique de 1.

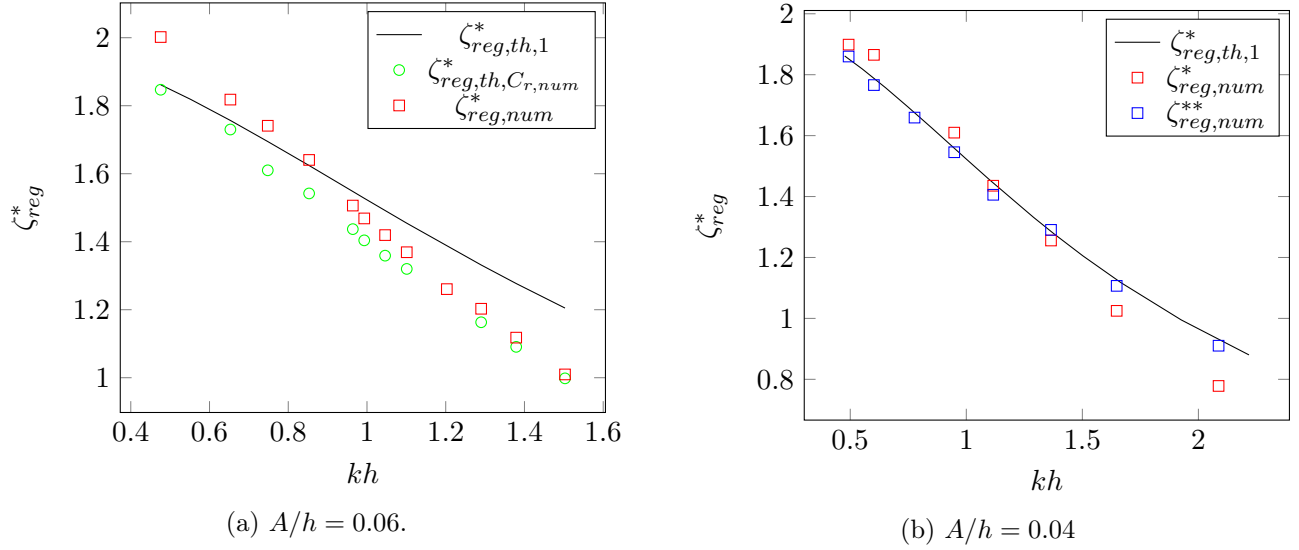


FIGURE 5.3 – Amplitudes d’efforts appliqués à la digue obtenue numériquement sans flotteur en houle régulière. Les résultats théoriques (pour $C_r = 1$ et $C_r = C_{r,num}$) ainsi que les résultats numériques sont présentés pour deux valeurs d’amplitudes incidentes. Avec $\zeta_{reg,th,C_{r,num}}^* = \frac{(1+C_{r,num})}{2}\zeta_{reg,th}^*$ et $\zeta_{reg,num}^* = \frac{\zeta_{reg,num}}{\rho gh LA}$.

Pour les deux amplitudes incidentes testées, les efforts $\zeta_{reg,num}^*$ calculés numériquement sont plus faibles que les efforts théoriques $\zeta_{reg,th}^*$ pour les fréquences $kh > 0.9$ et plus importants pour les fréquences plus faibles (figure 5.3). Le comportement à grande fréquence est causé par la dissipation numérique plus importante lorsque la fréquence est grande. Cette dissipation provoque une atténuation numérique de la houle plus importante pour les grandes fréquences et provoque une mesure de coefficient de réflexion inférieure à 1. C’est pour cette raison que les efforts théoriques calculés à l’aide du coefficient de réflexion mesuré numériquement sont plus proches des valeurs obtenues pour les plus grandes fréquences. La non-linéarité provoquée par l’augmentation de la cambrure ε peut être en partie à l’origine de cette atténuation. En revanche, en comparant $\zeta_{reg,num}^*$ et $\zeta_{reg,th,C_{r,num}}^*$, on observe une augmentation des mesures d’efforts numériques qui s’éloigne de plus en plus des résultats théoriques lorsque la fréquence diminue (figure 5.3a). Si ce phénomène est clairement visible pour l’amplitude $A/h = 0.06$ (figure 5.3a), il est beaucoup moins marqué pour l’amplitude $A/h = 0.04$ (figure 5.3b).

La figure 5.3b présente les efforts $\zeta_{reg,num}^{**}$ (Eq. 5.1.12). Ils sont adimensionnés par la moitié de l’amplitude d’élévation de surface libre devant la digue $A_{gap}/2$ au lieu de l’amplitude incidente A .

$$\zeta_{reg}^{**} = \frac{\zeta_{reg}}{\rho gh L \frac{A_{gap}}{2}} \quad (5.1.12)$$

Les efforts $\zeta_{reg,num}^{**}$ sont très proches des résultats théoriques calculés avec $C_r = 1$. De plus, contrairement aux efforts $\zeta_{reg,num}^*$, il n’y a pas d’augmentation des efforts pour les plus faibles fréquences. Cette augmentation d’effort enregistrée pour les efforts $\zeta_{reg,num}^*$ est donc provoquée par la mesure d’amplitude

incidente. En effet, cette valeur d'amplitude incidente est obtenue en considérant une houle de Stokes. Cependant, les nombres d'Ursell calculés pour la houle incidente entre $kh = 0.476$ et $kh = 0.853$ sur la figure 5.3a varient entre 5.8 et 18.8. Pour la figure 5.3b, ils varient entre 2.83 ($kh = 0.948$) et 12.35 ($kh = 0.493$). Or, lorsque $U \gg 1$, le modèle de Stokes n'est plus valide. L'amplitude incidente mesurée est alors sous-estimée, ce qui provoque la surestimation des efforts adimensionnés. Ce qui explique pourquoi ce phénomène est moins important quand $A/h = 0.04$.

5.1.3 Impact du flotteur en houle régulière

Dans le but de comprendre quel impact le flotteur peut avoir sur les efforts appliqués à la digue en houle régulière, des essais expérimentaux et numériques ont été réalisés pour différents flotteurs. Afin d'observer l'impact des différents régimes de déplacement du flotteur sur les efforts appliqués à la digue, différents paramètres de forme du flotteur ont été étudiés. L'objectif est de comprendre en quoi la présence du flotteur influence les efforts appliqués sur la digue.

La présence du flotteur forme un gap entre sa coque et le mur vertical. La colonne d'eau présente dans le gap peut entrer en résonance sous l'action de la houle. Bien que ces fréquences de résonance soient difficiles à déterminer avec précision, elles peuvent être estimées à l'aide de la formule analytique en profondeur finie proposée par Molin et al. [85]. Les équations présentées dans cet article proposent d'estimer analytiquement les fréquences de résonance du fluide dans une ouverture rectangulaire en 3 dimensions. La géométrie considérée est représentée en figure 5.4.

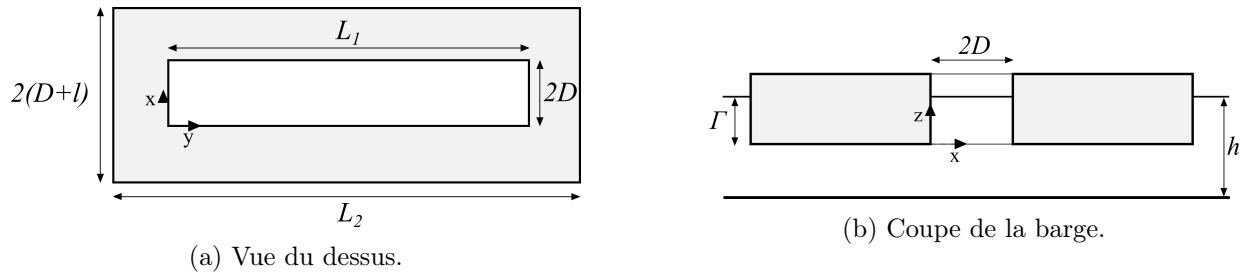


FIGURE 5.4 – Domaine analytique représentant une barge flottante avec une ouverture rectangulaire [85].

Dans notre cas, le premier mode de résonance (piston) est recherché. Au vu des faibles distances à la digue et de la gamme de fréquences de houle testée, les modes d'ordre supérieurs ne peuvent s'établir. La fréquence du mode piston ω_{00} peut alors être déterminée à partir de l'équation 5.1.13.

$$\omega_{00}^2 \simeq \frac{g}{\Gamma} \frac{1}{(1 + C_{00})} \quad (5.1.13)$$

avec

$$C_{00} = \frac{1}{D(D+l)L_1L_2\Gamma} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \frac{I_p^2 J_q^2}{\gamma_{pq} \tanh(\gamma_{pq}(h-\Gamma))} \quad (5.1.14)$$

où

$$I_p = \int_0^{L_1} \sin(\alpha_p(x + a')) dx \quad (5.1.15)$$

$$J_q = \int_0^{B_1} \sin(\beta_q(y + b')) dy \quad (5.1.16)$$

et

$$\alpha_p = p\pi/L_2 \quad , \quad \beta_q = q\pi/2(D + l) \quad , \quad \gamma_{pq} = \alpha_p^2 + \beta_q^2 \quad (5.1.17)$$

$$a' = \frac{L_2 - L_1}{2} \quad \text{et} \quad b' = l \quad (5.1.18)$$

Cette formulation considère une ouverture rectangulaire en 3D. Pour se rapprocher d'un cas 2D, les dimensions L_1 et L_2 sont prises comme très grandes par rapport aux autres paramètres de forme. Elle sont alors définies comme étant égales à 100 m. En considérant un plan de symétrie au centre de l'ouverture rectangulaire (parallèle au plan (yOz)), on peut considérer le problème comme équivalent à un flotteur rectangulaire devant un mur vertical.

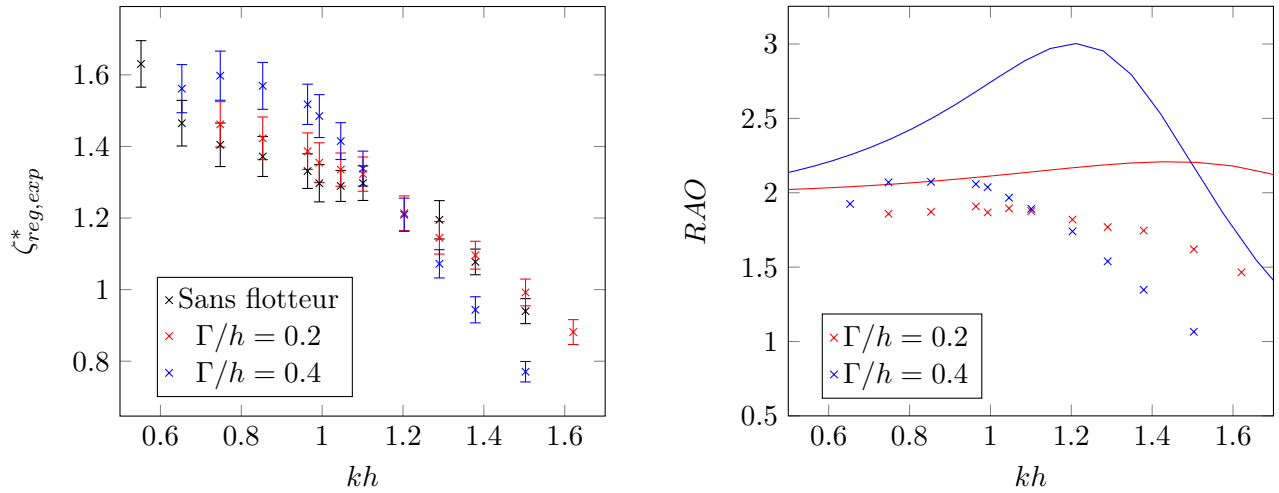
5.1.3.1 Influence de la RAO

Dans un premier temps, les efforts appliqués à la digue sont comparés avec et sans flotteur pour différents états de mer. Le flotteur 3 ($l = 0.3m$) a été utilisé pour deux tirants d'eau $\Gamma/h = 0.2m$ et $\Gamma/h = 0.4m$. La profondeur d'eau est fixée à $h = 0.503m$, l'amplitude de la houle relative à $A/h = 0.05$ et la distance à la digue à $D/h = 0.02$. Les résultats sont présentés en figure 5.5b.

Le flotteur avec un faible tirant d'eau $\Gamma/h = 0.2$ semble avoir un faible impact sur les efforts en comparaison avec le cas sans flotteur. Néanmoins, l'autre flotteur ($\Gamma/h = 0.4$) semble augmenter les efforts ζ_{reg} pour les plus faibles fréquences ($kh < 1.1$) et les diminuer en revanche pour les plus grandes fréquences ($kh > 1.2$).

Ce comportement est similaire à l'évolution de la *RAO* du flotteur (figure 5.5b). En effet, les fréquences de houle proches de la résonance du flotteur (lorsque la *RAO* est supérieure à 2) correspondent aux fréquences qui entraînent l'augmentation d'efforts sur la digue la plus importante par rapport aux résultats sans flotteur ($kh \in [0.75, 1.0]$). De plus, lorsque la *RAO* est inférieure à 1.5 ($kh > 1.3$), une diminution des efforts par rapport au cas sans flotteur est observée.

Le volume d'eau piégé dans le gap est plus important lorsque le tirant d'eau est plus grand. Pour cette faible distance D , le déplacement du flotteur de tirant d'eau $\Gamma/h = 0.4$ fournit plus d'énergie au fluide situé dans le gap. Ce qui provoque un effet d'augmentation de l'amplitude dans le gap plus important si son déplacement est important également. Les fortes valeurs de *RAO* obtenues lors de la résonance du flotteur provoquent également une plus grande radiation, ce qui peut expliquer l'augmentation des efforts



(a) Comparaison des amplitudes d'effort avec et sans flotteur. (b) Évolution de la RAO expérimentale 'x' et théorique (Zheng 2004) en ligne pleine.

FIGURE 5.5 – Impact du flotteur et de son tirant d'eau sur les efforts appliqués à la digue en houle régulières. $D/h = 0.02$, $l/h = 0.6$, $A/h = 0.05$

lorsque la RAO est grande.

Dans ces essais, l'influence de la résonance du gap n'est pas visible. En effet, la fréquence adimensionnée théorique du mode piston kh_{00} dans les deux configurations est supérieure à la plus grande fréquence de houle testée (Eq. 5.1.13). Pour le flotteur $\Gamma/h = 0.4$, la résonance dans le gap correspond à une fréquence de $kh_{00} = 2.4$, tandis que pour le flotteur $\Gamma/h = 0.2$, elle s'établit pour $kh_{00} = 4.5$. L'influence de la distance à la digue D sur les efforts perçus par la digue est ensuite étudiée numériquement.

5.1.3.2 Influence de l'amplitude dans le gap

Comme aucune mesure expérimentale de l'élévation de la surface libre dans le gap n'a été réalisée, des essais numériques le permettant ont été menés. Différentes valeurs de distance à la digue D ont été testées pour des conditions de houle fixées ($kh = 1.2$). Le niveau d'eau devant la digue est enregistré pour mesurer l'amplitude de la surface libre dans le gap A_{gap} . Elle est adimensionnée par l'amplitude incidente : $A_{gap}^* = A_{gap}/A$. La profondeur d'eau est égale à $h = 0.503m$, le tirant d'eau à $\Gamma/h = 0.4$ et la largeur à $l/\Gamma = 0.5$.

Les résultats d'amplitude d'effort adimensionnée $\zeta_{reg,num}^*$, de RAO et d'amplitude relative dans le gap $H_{gap}/2A$ sont présentés en figure 5.6.

Les efforts $\zeta_{reg,num}^*$ atteignent un maximum lorsque la distance à la digue est de $D/h = 0.3$. Contrairement au cas précédent, ce maximum n'est plus corrélé à un maximum de RAO , mais à un maximum d'amplitude dans le gap. Théoriquement et pour un cas sans flotteur, les efforts sont proportionnels à l'amplitude de la houle devant le mur (Eq. 5.1.6). Ce phénomène semble être aussi observé numériquement

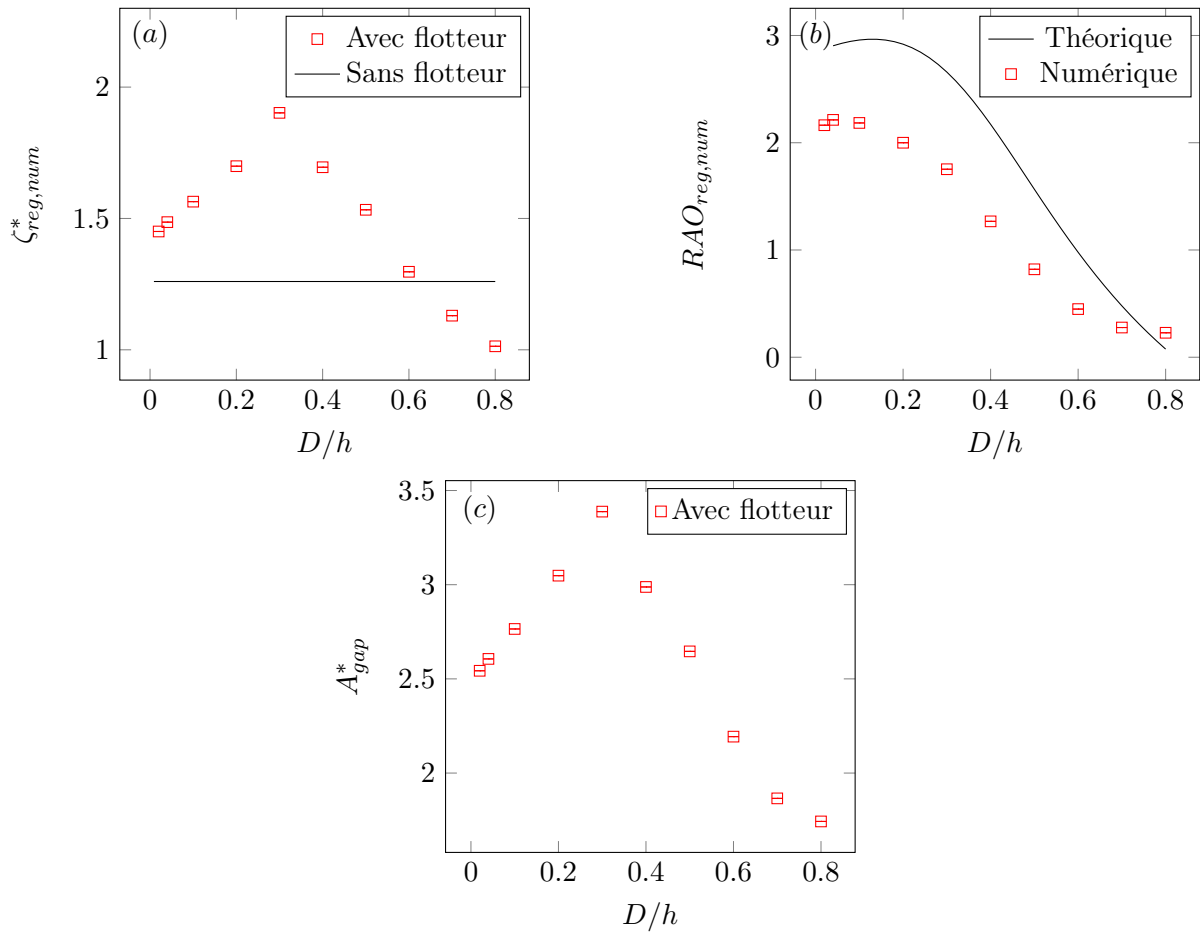


FIGURE 5.6 – Influence de la distance à la digue sur (a) les efforts appliqués à la digue (b) la RAO et (c) l'amplitude relative dans le gap. $kh = 1.2$. $A/h = 0.06$. $\Gamma/h = 0.4$. $l/\Gamma = 0.5$

(figure 5.6).

Dans ces conditions de houle, la résonance dans le gap devrait avoir lieu si la distance à la digue est égale à $D/h = 0.76$ (Eq. 5.1.13). De plus, lorsque la distance à la digue augmente, la fréquence de résonance du mode piston dans le gap diminue. Dans notre cas, elle semble avoir lieu pour une distance presque deux fois plus faible. Il est alors possible que le phénomène de résonance observé dans le gap numériquement ne corresponde pas au mode piston.

La RAO n'est donc pas l'unique responsable des variations d'efforts appliqués à la digue. L'amplitude de l'élévation de la surface libre dans le gap doit aussi être minimisée pour pouvoir assurer une fonction de réduction des efforts. Il est alors probable que la corrélation entre la RAO et les efforts présentés en figure 5.5b soit causée par la faible distance à la digue ($D/h = 0.02$).

5.1.4 Impact du flotteur sur les efforts en houles irrégulières

Bien que les phénomènes de résonance du flotteur et du gap soient très visibles en houles régulières, ce n'est pas le cas en houles irrégulières. En effet, comme elles sont constituées d'un ensemble de composantes fréquentielles, même si certaines peuvent exciter le flotteur ou le gap, les résonances ne pourront s'établir durablement.

Pourtant, l'étude en houle irrégulière est plus réaliste car bien plus représentative des houles naturelles. L'influence de la distance à la digue sur l'amplitude des efforts moyens adimensionnés $\zeta_{irreg,exp}^*$ est donc étudiée. Les dimensions du flotteur sont les suivantes : $\Gamma/l = 1.3$, $\Gamma/h = 0.165$ avec $h = 0.79m$. Les résultats sont présentés sur la figure 5.7.

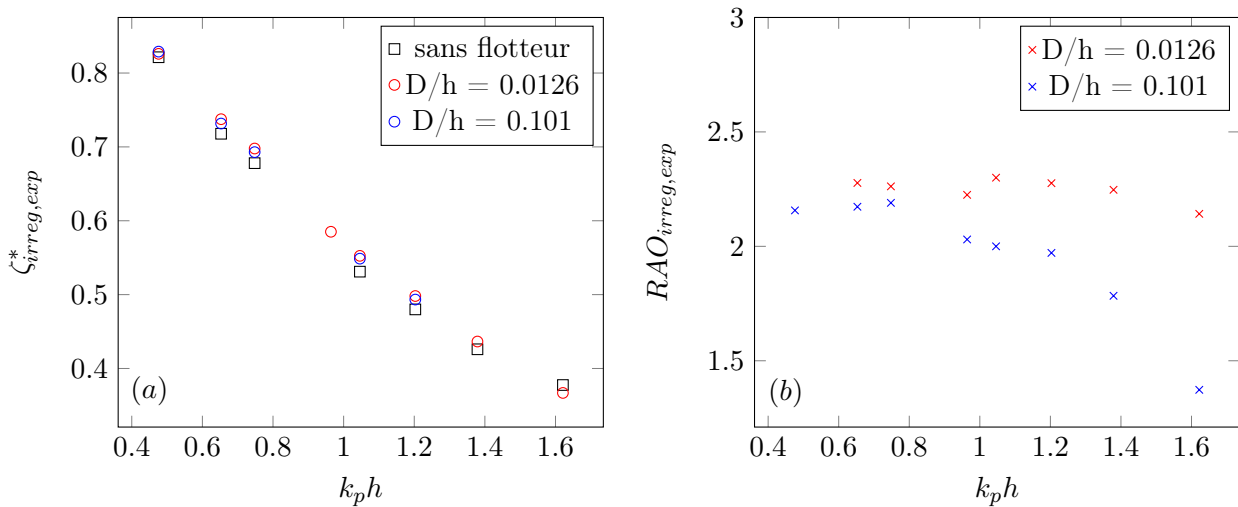


FIGURE 5.7 – a) Amplitudes d'effort moyennes : ζ_{irreg}^* et b) Amplitude moyenne du déplacement du flotteur : RAO_{irreg} obtenus avec et sans flotteur en houle irrégulière et pour deux distances à la digue différentes. $\Gamma/l = 1.3$, $\Gamma/h = 0.165$. $H_s/h = 0.126$.

En moyenne la variation d'effort induite par le flotteur est assez faible (figure 5.7a). Une légère augmentation est mesurée lorsque le flotteur est présent. L'erreur quadratique moyenne est égale à 0.0138 pour $D/h = 0.101$, et de 0.0161 pour $D/h = 0.0126$. Contrairement au cas en houle régulière, la présence du flotteur semble augmenter les efforts pour presque toutes les fréquences de houle testées. Cependant, les plus fortes valeurs de la RAO obtenues pour le flotteur le plus proche de la digue peut expliquer en partie cette augmentation. En effet, la RAO mesurée en houle irrégulière est plus importante dans le cas où le flotteur est le plus proche de la digue (figure 5.7b).

Il est possible que certaines composantes fréquentielles de la houle irrégulière provoquent une excitation du flotteur ou du gap pendant le cycle. Afin d'observer comment la présence du flotteur influence les efforts maximums habituellement subis par la structure, deux définitions d'efforts maximums sont utilisées :

- L'effort maximal : $\zeta_{irreg,max} = \max(f_{irreg}(t))$ représentant l'amplitude du pic d'effort le plus grand

subi par la structure lors du cycle de houle.

- Les 2% des efforts les plus importants : $\zeta_{irreg,2\%}$ représentant la moyenne des amplitudes des 2% pics d'efforts les plus grands mesurés lors du cycle de houle.

On présente alors l'amplitude de ces efforts sous leur forme adimensionnée $\zeta_{irreg,max}^*$ et $\zeta_{irreg,2\%}^*$ (Eq. 5.1.19) par la figure 5.8.

$$\zeta_{irreg,max}^* = \frac{\zeta_{irreg,max}}{\rho g h L \frac{H_{m0}}{2}} \quad \zeta_{irreg,2\%}^* = \frac{\zeta_{irreg,2\%}}{\rho g h L \frac{H_{m0}}{2}} \quad (5.1.19)$$

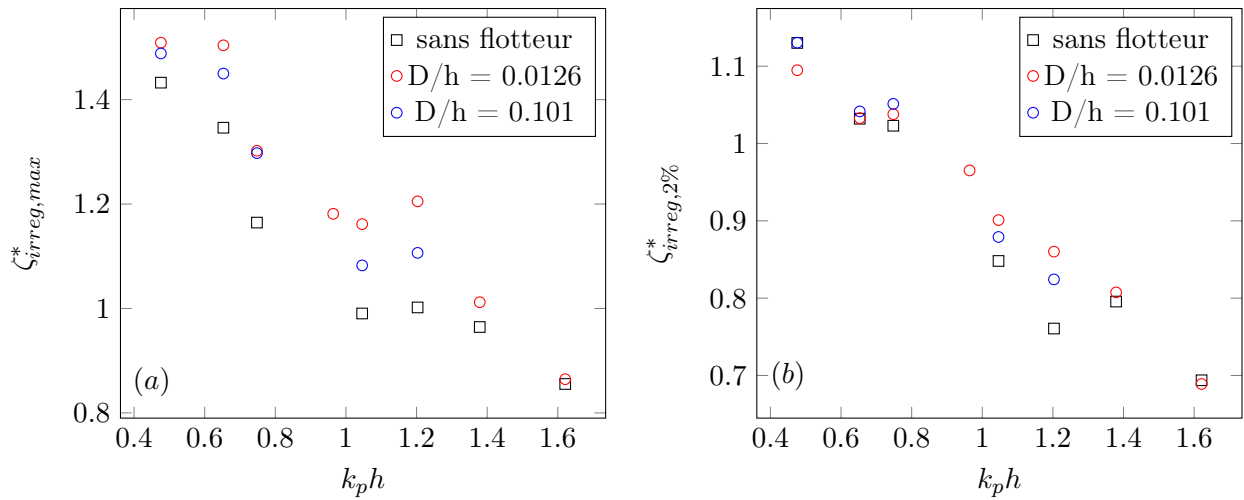


FIGURE 5.8 – Les efforts maximums subis (a) et les 2% pics d'effort les plus importants (b) survenus sur la digue avec et sans le flotteur. $\Gamma/l = 1.3$, $\Gamma/h = 0.165$. $H_s/h = 0.126$.

Contrairement aux efforts moyens, l'impact du flotteur est plus visible lorsque les efforts maximums subis par la digue sont observés. Lorsque la distance à la digue est la plus faible, les efforts maximums sont les plus importants (figure 5.8a). Cependant, pour ce qui est de la moyenne des 2% plus importants (figure 5.8b), l'influence de la distance à la digue est moins nette. On obtient même des efforts plus importants pour $D/h = 0.101$ que ceux obtenus à $D/h = 0.0126$ lorsque la fréquence de la houle $k_p h$ est inférieure à 0.8. Ces efforts très importants peuvent alors être causés par une forte amplitude dans le gap ou une forte amplitude du flotteur pendant le cycle. De manière générale, la RAO moyenne obtenue par détermination de ξ_{irreg} dans le domaine spectral est plus importante pour $D/h = 0.0126$ que pour $D/h = 0.101$ (figure 5.7). En revanche, lorsque la fréquence diminue, sa RAO augmente tout comme sa contribution dans les efforts les plus importants (figure 5.8). Comme sa RAO reste inférieure à celle du flotteur le plus proche du mur, on peut alors supposer que c'est la contribution de l'élévation de surface libre dans le gap qui en est la cause. En houle irrégulière, l'augmentation de la distance à la digue augmenterait la masse de fluide dans le gap et donc l'élévation de la surface libre également.

5.2 Franchissements

Une précédente étude expérimentale a montré que la présence d'un flotteur le long d'une digue pouvait réduire les franchissements d'eau [89]. Ces auteurs montrent qu'en houle régulière le flotteur peut réduire significativement les franchissements d'eau lorsque les périodes de la houle sont plus grandes que la période de résonance du flotteur. En revanche, il peut également les augmenter significativement lorsqu'elles en sont proches. La distance à la digue est également un facteur clef dans les performances des houlomoteurs. En effet, plus elle est faible et plus le flotteur semble réduire les franchissements [89].

Dans un premier temps, les franchissements en houles irrégulières sont comparés à ceux obtenus en houles régulières par Neuvéglise et al. [89] (figure 5.9). Dans cette configuration, une digue de 0.7 mètres de haut est utilisée. La hauteur Rc caractérise la distance entre le haut de la digue et la surface libre au repos. Dans ces essais : $Rc/H_s = 0.7$. Ce rapport étant inférieur à 1, la hauteur de la digue est donc plus faible que la hauteur significative de la houle. Le flotteur possède alors les dimensions suivantes $\Gamma/h = 0.397$, $\Gamma/l = 2.5$.

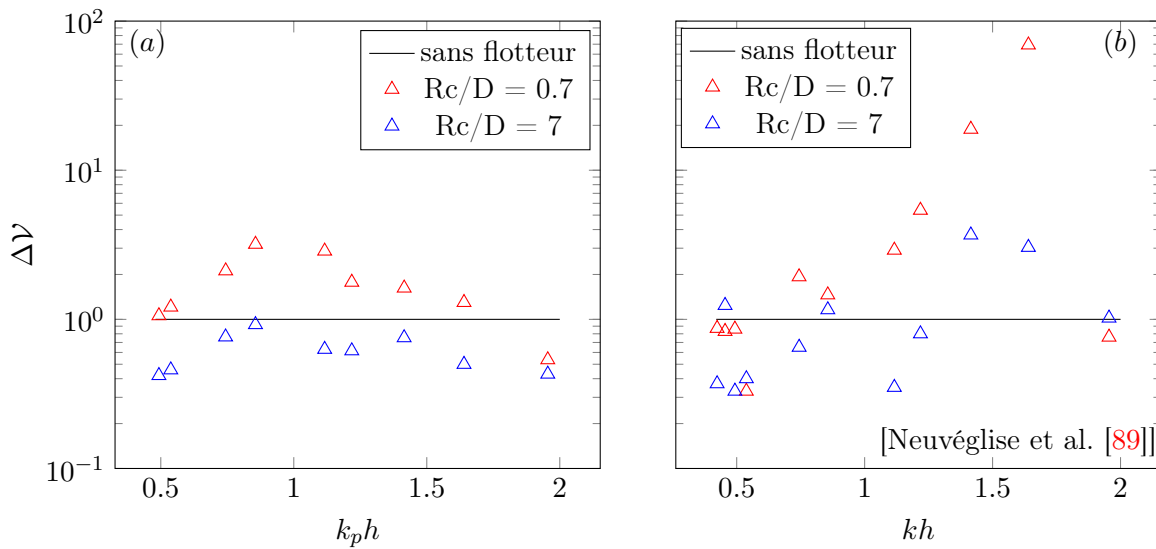


FIGURE 5.9 – Franchissements d'eau mesurés expérimentalement en présence du flotteur. (a) en houle irrégulière et (b) en houle régulière : Neuvéglise et al. [89]. Si $\Delta V < 1$, le flotteur réduit les franchissements. A l'inverse, il les augmente. $\Gamma/l = 2.5$, $\Gamma/h = 0.40$, $Rc/H_s = 0.7$.

On observe une augmentation maximale des franchissements bien plus faible en houles irrégulières qu'en houles régulières. En effet, la nature polychromatique de la houle empêche l'établissement des résonances du flotteur ou du gap. Cependant, le flotteur augmente les franchissements pour une gamme de périodes beaucoup plus large que le cas en houle régulière. Dans le cas où $Rc/D = 0.7$, la présence du flotteur augmente les franchissements pour presque toutes les périodes testées. A l'inverse, lorsque $Rc/D = 7$, la présence du flotteur réduit les franchissements pour toutes les périodes testées.

La valeur de la distance à la digue est plus critique en houle irrégulière qu'en houle régulière. Pour la houle régulière, l'augmentation des franchissements est causée par des effets de résonance du flotteur ou du gap. Si les fréquences de résonance de la configuration choisie sont éloignées des fréquences de houle présente, le flotteur permettra une réduction globale des franchissements. En revanche, pour la houle irrégulière, l'augmentation des franchissements est reliée principalement à la distance à la digue choisie, même si la fréquence de pic de houle est éloignée d'une des fréquences de résonance. Plus le gap est étroit, plus les pertes de charge dans le gap sont importantes. Cependant, ces pertes de charge restent assez faibles. En revanche, dans le cas où le flotteur n'est jamais entièrement immergé, un gap plus étroit limitera le volume d'eau pouvant franchir la digue, même si l'amplitude dans le gap est plus importante.

Une seconde série d'essais en houle irrégulière a été réalisée. Les paramètres de forme du flotteur sont les suivants : $\Gamma/l = 1.3$, $\Gamma/h = 0.165$ avec $h = 0.79$. La digue a été modifiée pour correspondre aux conditions de Dieppe, la hauteur de la digue est alors de 0.9 m. La hauteur relative de la digue est désormais de $Rc/H_s = 1$. Les résultats sont présentés en figure 5.10.

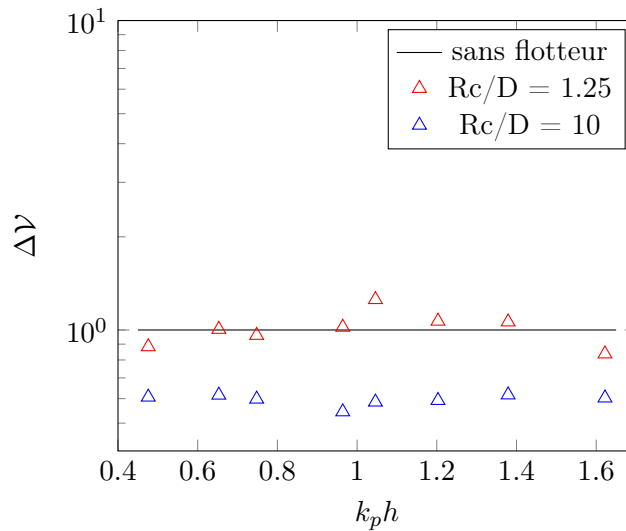


FIGURE 5.10 – Franchissements d'eau mesurés expérimentalement en présence du flotteur pour une houle irrégulière. $\Gamma/h = 0.177$, $Rc/H_s = 1$, $\Gamma/l = 1.4$

Sur la figure 5.10, les valeurs de ΔV sont moins importantes que celles présentées en figure 5.9a. Le rapport Rc/H_s plus important lors de ces essais peut expliquer ce résultat. De plus, le tirant d'eau plus faible ($\Gamma/h = 0.177$) du flotteur piège un plus faible volume d'eau dans le gap par rapport à celui utilisé en figure 5.9a ($\Gamma/h = 0.4$). Comme observé précédemment (figure 5.9a), lorsque la distance à la digue est plus faible, la présence du flotteur réduit les franchissements. Cependant, on remarque que la variation de ΔV n'est pas directement reliée à la *RAO* (figure 5.8b).

Si le flotteur augmente les efforts lorsque la distance à la digue est faible, c'est parce que le déplacement

du flotteur entraîne la colonne d'eau située dans le gap. En revanche, même si cette contribution du flotteur augmente l'élévation de la surface libre, les franchissements d'eau ne sont pas nécessairement augmentés. A l'inverse, l'amplitude de la surface libre dans le gap pour la plus grande distance à la digue est plus influencée par les fréquences incidentes de houle que par la *RAO* du flotteur. En effet, la fréquence de résonance dans le gap pour les plus grandes distances à la digue est plus proche des périodes d'étude lors de nos essais. Certaines composantes fréquentielles de houle peuvent alors exciter le gap et causer des efforts plus importants que le cas sans flotteur. C'est d'ailleurs à cause de la contribution du gap que les efforts $\zeta_{irreg,2\%}^*$ à $D/h = 0.101$ dépassent ceux obtenus à $D/h = 0.0126$ malgré une *RAO* plus importante (figure 5.8 et 5.7).

En conclusion, en houle irrégulière la distance à la digue semble encore plus critique qu'en houle régulière dans l'influence sur les franchissements. En effet, elle peut causer l'augmentation des franchissements pour une gamme de périodes très large, même si l'augmentation est moins forte qu'en houle régulière. C'est également pour cette raison, qu'une distance à la digue très faible, limite le volume d'eau participant au phénomène de franchissement et permet donc de les réduire pour tous les états de mer testés.

5.3 Présence du convertisseur

5.3.1 Influence de la largeur du flotteur

Une première version du PTO présentée dans la section 4.4 a pu être testée sur les flotteurs 2 et 3. Pour pouvoir entraîner convenablement le système de conversion mécanique, la chaîne de transmission entre le flotteur et le convertisseur doit être tendue en permanence (figure 4.13b). Pour cela, les contrepoids du convertisseur doivent être suffisamment lourds pour assurer la tension de la chaîne lors du déplacement du flotteur.

C'est toujours le cas pour l'étage qui récupère l'énergie lors de la descente du flotteur. Bien que le contrepoids C_1 soit très léger, c'est le poids du flotteur qui permet de garder une chaîne tendue (inférieur à 1 kg). En revanche, lors de la montée du flotteur, si le flotteur monte plus rapidement que ne descend le contrepoids C_2 , la chaîne se détend. Plus le flotteur est rapide, plus cet effet est accentué et le contrepoids C_2 doit être augmenté pour éviter un à-coup potentiellement dommageable pour le système. Pour cela, le contrepoids C_2 a donc dû être modifié en fonction du poids du flotteur étudié.

Pour comparer les résultats des deux flotteurs, nous avons décidé de conserver une masse de flotteur constante, ce qui assure que le volume immergé au repos est égal pour les deux flotteurs. Les paramètres de forme choisis et la masse du contrepoids C_2 sont affichés dans le tableau 5.1. Pour le flotteur le plus large, la force verticale transmise par la houle au flotteur s'applique sur une surface plus large et donc le contrepoids doit être augmenté pour compenser cette force.

Dans un premier temps, les performances des deux flotteurs sont exprimées en mesurant la tension en sortie de génératrice. Comme cette tension est alternative, sa tension efficace U_{eff} est calculée à partir de

5.3. PRÉSENCE DU CONVERTISSEUR

Flotteur	l [m]	Γ [m]	Masse du contrepoids C_2 [kg]
2	0.1	0.26	8
3	0.3	0.087	26

TABLE 5.1 – Paramètres des flotteurs étudiés avec le convertisseur

la tension alternative $U_{elec}(t)$.

$$U_{eff} = \sqrt{\langle U_{elec}^2(t) \rangle} \quad (5.3.1)$$

Les conditions de houles choisies sont les suivantes : $A/h = 0.083$, $h = 0.6m$, $D/h = 0.0167$. Les résultats de U_{eff} et de la RAO pour les deux flotteurs sont présentés en figure 5.11.

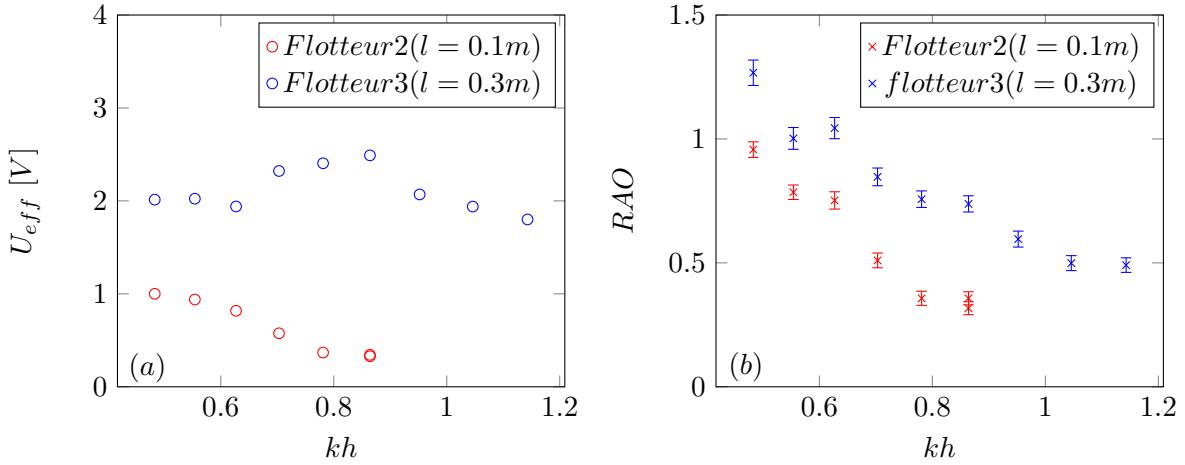


FIGURE 5.11 – Performances caractérisées par U_{eff} (a) et le comportement par la RAO (b) des deux flotteurs présentés en tableau 5.1 en présence du convertisseur. $A/h = 0.083$, $h = 0.6m$, $D/h = 0.0167$

Le flotteur 3 présente des performances plus intéressantes. Bien que la masse et le volume immergé du flotteur soient presque identiques, le comportement du flotteur est fortement différent. Pour le flotteur de grande largeur, le contrepoids a dû être bien plus lourd pour pouvoir compenser la force d'excitation que le flotteur subissait. Un maximum de tension est atteint lorsque $kh = 0.864$. On observe une décroissance de la RAO (figure 5.11) lorsque kh augmente, ce qui est classique lors de la présence d'un convertisseur.

Cependant, lors de nos essais, le contrepoids semblait ralentir fortement le flotteur pour les grands kh . Lors de ces essais, la chaîne de transmission n'était pas toujours bien tendue, malgré cela, les tensions U_{eff} restaient intéressantes.

5.3.2 Influence du contrepoids

Dans le but d'améliorer la compréhension du comportement du PTO, une nouvelle série d'essais est réalisée. Ils sont menés sans l'étage récupérant l'énergie lors de la montée du flotteur. Dans ces conditions,

le contrepoids C_2 est retiré. Bien qu'il permette d'entraîner le deuxième étage du convertisseur, il ne semble pas être indispensable à l'obtention d'une tension efficace en sortie importante.

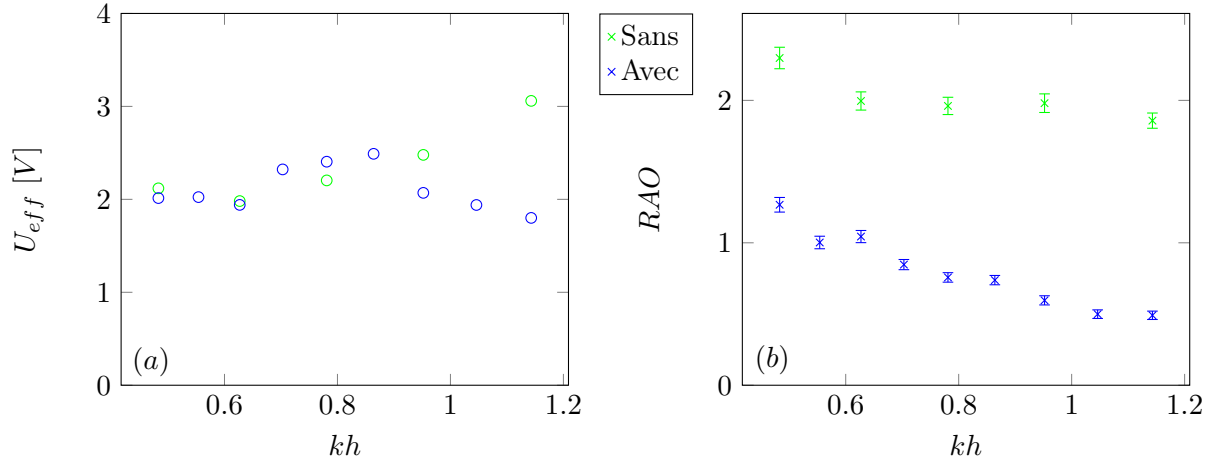


FIGURE 5.12 – Comparaison des performances du flotteur à travers la tension de sortie de la génératrice U_{eff} (a) et la RAO (b) avec et sans contrepoids. $l/h = 0.5$, $D/h = 0.0167$, $A/h = 0.083$, $\Gamma/l = 0.29$.

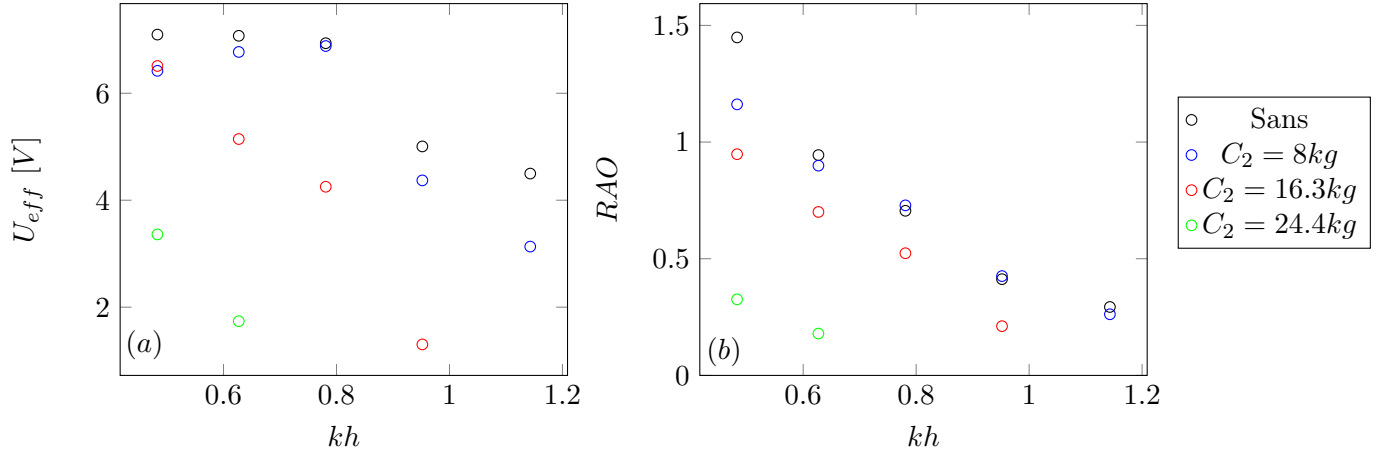
Sur la figure 5.12a, on s'aperçoit que la tension augmente lorsque la fréquence augmente pour le cas sans le contrepoids C_2 . Bien que le convertisseur avec les deux étages de conversion permette une meilleure production pour les $kh = [0.7, 0.9]$, il est dépassé par le convertisseur qui génère uniquement à la descente du flotteur lorsque $kh > 0.9$. Pourtant la valeur de RAO du flotteur avec un seul étage est plus que doublée par rapport à celle mesurée avec les deux étages de conversion. La présence du contrepoids C_2 induit un amortissement du PTO beaucoup plus important que dans le cas sans contrepoids. En revanche, cela permet pour certaines fréquences de présenter une tension efficace en sortie plus importante même si la vitesse du flotteur est beaucoup plus faible.

Afin d'améliorer le rendement du convertisseur, des réglages ont été réalisés après cette campagne de mesure. Un multiplicateur de vitesses est ajouté sur l'arbre qui permet un rapport de vitesses de 13.7. De plus, une roue d'inertie est déplacée du côté moteur du générateur. Au préalable, elle était placée en sortie de génératrice, ce qui rendait difficile la mesure précise du couple transmis par le flotteur. L'inertie de cette roue a également été augmentée, passant d'une valeur d'inertie de $196.3 \cdot 10^{-6} g \cdot mm^2$ à $581.10^{-6} g \cdot mm^2$.

Lors de ces essais, le flotteur reste inchangé, le tirant d'eau du flotteur varie alors en fonction de la masse C_2 . Les tirants d'eau apparents du flotteur en fonction de la masse C_2 sont présentés dans le tableau 5.2. Bien que le fonctionnement du système soit optimal lorsque la chaîne de transmission reliée au contrepoids C_2 est tendue, elle ne l'était pas lors des essais des contrepoids de 8 et 16.3 kg. Comme la tension maximale possible en sortie de génératrice a été atteinte lors de ces essais, l'évolution de la tension efficace est également présentée. Les résultats obtenus sont alors présentés sur la figure 5.13.

Les tensions efficaces les plus importantes sont obtenues en l'absence du contrepoids C_2 (figure 5.13a).

C_2 [kg]	0	8	16.3	24.4
Γ [m]	0.19	0.16	0.13	0.1

TABLE 5.2 – Évolution du tirant d'eau du flotteur en fonction de la masse du contrepoids C_2 .FIGURE 5.13 – Comparaison des performances du flotteur à travers la tension de sortie de la génératrice U_{eff} (a) et la RAO (b) pour différentes valeurs de contrepoids (C_2) et sans contrepoids. $l/h = 0.5$, $D/h = 0.0167$, $A/h = 0.083$.

De plus, l'augmentation de la masse de C_2 réduit fortement la RAO du flotteur en ajoutant un amortissement au déplacement du flotteur (figure 5.13).

Il est possible que les gammes de période et d'amplitude des houles testées n'étaient pas assez larges pour observer le système dans son comportement optimal. En effet, il est possible que le fonctionnement optimal du convertisseur survient pour des houles plus énergétiques. Si les périodes de houle sont plus grandes, la vitesse du flotteur sera plus faible et la chaîne de transmission pourrait alors être tendue pour différentes valeurs de contrepoids. De plus, une houle possédant une amplitude plus importante pourrait réduire l'impact de l'amortissement causé par la masse du contrepoids C_2 . De manière générale, le système dans sa version actuelle est sûrement sur-dimensionné pour notre échelle maquette.

5.4 Conclusion partielle

La présence du flotteur peut augmenter comme diminuer les efforts habituellement appliqués à la digue. Pour les très faibles distances à la digue, les efforts semblent en corrélation avec l'amplitude du déplacement du flotteur. Lorsque son déplacement est plus grand que celui de la surface libre ($RAO > 2$), il augmente les efforts appliqués à la digue. Lors de son mouvement, le flotteur provoque une augmentation de l'amplitude d'élévation de la surface libre dans le gap, ce qui augmente la contribution des forces fluides sur la digue. De plus, lorsque les fréquences de la houle sont proches des fréquences de résonance

du gap, l'amplitude d'élévation de la surface libre dans le gap augmente également, ce qui provoque une augmentation importante des efforts.

Pour que le flotteur réduise les efforts appliqués sur la digue, il faut alors qu'il possède une *RAO* plutôt faible afin de limiter la contribution de la radiation du flotteur sur l'élévation de la surface libre dans le gap. Sachant que la présence du convertisseur réduit forcément la *RAO* du système, un convertisseur adapté pourrait améliorer la puissance récupérée tout en limitant la *RAO*. Néanmoins, comme c'est l'élévation de la surface libre qui est directement responsable des efforts appliqués à la digue, le flotteur doit avoir un fonctionnement permettant d'éviter tous les phénomènes de résonance du gap. Viser un comportement majoritairement suiveur de houle pourrait être bénéfique pour permettre d'éviter d'avoir trop d'effet de radiation du flotteur et de s'assurer d'être loin des différentes conditions de résonance.

Pour une houle irrégulière, le choix de la distance à la digue est critique dans l'impact du flotteur sur les franchissements. Contrairement au cas en houles régulières, l'augmentation des franchissements provoquée par la présence du flotteur semble directement liée à la distance à la digue et ne paraît pas être corrélée à une résonance du flotteur ou du gap. Pour que le système réduise les franchissements sur une grande plage de fréquences de houle, la distance à la digue doit être minimisée. Plus la distance à la digue est faible, moins le volume d'eau présent dans le gap est important ce qui limite la quantité de franchissements possibles, même si l'élévation de la surface libre dans le gap est plus importante.

Bien que le convertisseur testé soit encore en développement, il semble que l'augmentation de la largeur du flotteur devant le tirant d'eau soit préférable pour obtenir une meilleure tension en sortie de génératrice. De plus, la présence du convertisseur dans son intégralité ne permet pas de récupérer l'énergie lorsque les fréquences deviennent importantes ($kh > 1.3$). L'amortissement qu'il induit devrait être réduit pour permettre une meilleure récupération pour des fréquences plus faibles qui sont les plus fréquentes en mer à l'échelle de notre dispositif. Cela permettrait également de pouvoir tester le convertisseur en houle irrégulière car sa bande spectrale de fonctionnement s'en trouverait élargie. En revanche, le fort amortissement que présente le convertisseur à notre échelle maquette pourrait être plus adapté pour une échelle plus grande (voire *in situ*). Remplacer les chaînes par un axe rigide denté pourrait également limiter les problèmes de chaîne détendu mais risque d'apporter des frottements plus importants.

Chapitre 6

Optimisation de forme

Dans ce chapitre, une méthode pour optimiser la forme d'un flotteur à l'aide d'un algorithme d'optimisation est présentée. Les algorithmes évolutionnaires sont les plus utilisés pour l'optimisation de la forme d'un flotteur [39]. Leur fonctionnement se base sur des théories d'évolution naturelle comme la génétique ou encore le comportement d'insectes (fourmis, abeilles, cafards ...). Contrairement aux algorithmes à gradient, ils permettent de converger vers un optimal global.

Ce sont des méthodes itératives qui évaluent les performances d'une population de solutions (on parle d'individu) pour chaque génération \mathcal{G} . La population traverse des phases de sélection, croisement et mutation avant chaque évaluation et les meilleurs individus sont conservés après l'évaluation. Le processus d'optimisation prend fin lorsque les critères d'arrêt sont atteints. Par exemple, une déviation minimale de la fonction objective ou un nombre total de générations.

Ces algorithmes sont couplés avec un modèle hydrodynamique permettant de calculer les performances à optimiser (CWR , F_{PTO} , ...). De nombreuses générations sont souvent nécessaires pour converger vers un optimal global. Par conséquent, le modèle hydrodynamique doit être rapide en exécution. C'est pour cela que les modèles potentiels linéaires sont les plus utilisés. Les formes optimales obtenues grâce au processus d'optimisation peuvent donc ensuite être étudiées avec des modèles plus lourds et réalistes afin de valider leurs bonnes performances.

Choix de l'algorithme

Anna Garcia-Teruel et al. ont comparé l'utilisation d'un algorithme par essaim (PSO) et un algorithme génétique (GA) pour l'optimisation de la forme d'un flotteur en pleine mer [38]. Deux cas ont été comparés, un cas pour lequel seul le mouvement de cavement est possible, et un autre avec les trois degrés de liberté autorisés (pilonnement, tangage, cavement). Ils montrent que la performance d'un algorithme donné dépend de la définition de la fonction objective. C'est le cas pour les fonctions objectives qui présentent des espaces de solution plus complexes.

Dans notre étude, nous avons décidé d'utiliser l'algorithme évolutionnaire appelé CMA-ES (*Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy*) [52]. Cet algorithme présente de bonnes performances pour des

fonctions complexes, en plus il converge rapidement pour des fonctions plus simples.

6.1 CMA-ES

CMA-ES est un algorithme à stratégie d'évolution mono-objectif développé pour converger vers un optimum global d'un espace continu \mathbb{R}^n avec une plus grande efficacité que d'autres méthodes reposant sur une mutation corrélée [51]. Ces méthodes de mutation portent une corrélation entre les individus de la nouvelle génération et ceux de l'ancienne. Elles nécessitent une très grande population d'individus lorsque la dimension de l'espace de recherche augmente. CMA-ES possède donc l'avantage de pouvoir fournir de bons résultats avec des populations d'individus de faibles tailles. Cet algorithme est particulièrement efficace pour résoudre les problèmes prenant en compte des fonctions objectives "boîte noire", i.e. quand la fonction objective ne possède pas de forme analytique déterminée [53].

Comme chaque algorithme évolutionnaire, CMA-ES va traiter une population d'individu. Il sélectionne Λ individus dans la distribution gaussienne $\mathcal{N}(\mathbf{m}(\mathbf{g}), \mathbf{C}(\mathbf{g}))$. Cette distribution est centrée sur $\mathbf{m}(\mathbf{g})$ qui représente la moyenne des meilleurs résultats issus de la précédente génération et $\mathbf{C}(\mathbf{g})$ représente la matrice de covariance. Les individus sont alors évalués, puis rangés dans l'ordre du plus performant au moins performant. A chaque solution est assigné un facteur de performance f_i . Lorsque i augmente, les solutions associées x_i sont moins performantes. Les M meilleurs individus parmi les Λ individus sont conservés et permettent de générer une nouvelle distribution pour la génération $(\mathbf{g} + 1)$ dont la moyenne $\mathbf{m}(\mathbf{g} + 1)$ est définie par l'équation 6.1.1.

$$\mathbf{m}(\mathbf{g} + 1) = \sum_{i=1}^M f_i x_i(\mathbf{g}) \quad (6.1.1)$$

De plus, la matrice de covariance peut être décomposée de la façon suivante : $\mathbf{C} = \zeta^2 \hat{\mathbf{C}}$. Cette décomposition permet de mieux adapter indépendamment le pas de progression ζ et la matrice $\hat{\mathbf{C}}$ pour converger plus rapidement vers l'optimum global.

6.1.1 Prise en charge des contraintes

Dans un problème d'optimisation, des contraintes peuvent être appliquées aux solutions \mathbf{x} . Elles s'expriment sous la forme d'un vecteur de contraintes d'inégalités $g_i(\mathbf{x}) \leq 0$ (Eq. 6.1.2). Les contraintes d'égalité peuvent être alors considérées comme deux contraintes d'inégalité.

$$g(\mathbf{x}) = \sum_i g_i(\mathbf{x}) \quad (6.1.2)$$

A partir de la fonction à optimiser $f(\mathbf{x})$ et du vecteur de contrainte $g(\mathbf{x})$, le Lagrangien $\mathcal{L}(\mathbf{x}, \Upsilon)$ (Eq. 6.1.3) est défini.

$$\mathcal{L}(\mathbf{x}, \Upsilon) = f(\mathbf{x}) + \sum_i \Upsilon_i g_i(\mathbf{x}) \quad (6.1.3)$$

où Υ_i représente le multiplicateur de Lagrange. La condition KKT (Karush-Kuhn-Tucker) consiste à valider l'existence d'un \mathbf{x}^* permettant la détermination d'un minimum local du problème contraint. Si cette condition est vérifiée, il existe un multiplicateur de Lagrange Υ^* qui permet l'obtention d'un Lagrangien nul (Eq. 6.1.4).

Grâce à la détermination Υ^* , la fonction $f(\mathbf{x})$ soumise aux contraintes d'inégalité $g(\mathbf{x})$ peut être optimisée.

$$\nabla_x f(\mathbf{x}^*) + \Upsilon^* g(\mathbf{x}^*) = 0 \quad (6.1.4)$$

Pour prendre en charge les contraintes, CMA-ES utilise la méthode des multiplicateurs de Lagrange augmentés [6, 92, 56]. Elle consiste à ajouter une fonction de pénalité au Lagrangien présenté précédemment (Eq. 6.1.5).

$$\mathfrak{h}(\mathbf{x}, \Upsilon, \vartheta) = f(\mathbf{x}) + \begin{cases} \Upsilon g(\mathbf{x}) + \frac{\vartheta}{2} g^2(\mathbf{x}) & \text{si } \Upsilon + \vartheta g(\mathbf{x}) \leq 0 \\ -\frac{\Upsilon^2}{2\vartheta} & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.1.5)$$

où ϑ est un réel positif qui représente le facteur de pénalité. La fonction \mathfrak{h} est alors minimisée successivement en fonction de \mathbf{x} . Les facteurs Υ et ϑ sont adaptés pour que Υ se rapproche des multiplicateurs de Lagrange permettant de rendre toutes les dérivées partielles de la fonction \mathfrak{h} nulles.

6.1.2 Optimisations bi-objectives

Pour réaliser les optimisations bi-objectives, l'algorithme COMO-CMA-ES développé par Touré et al. [110] est utilisé.

Les optimisations multi-objectives possèdent souvent des objectifs qui entrent en compétition les uns avec les autres. Pour cela, il n'existe pas de solution unique au problème, mais plutôt un ensemble de solutions non-dominées. Ces solutions ont la particularité de ne pas pouvoir améliorer les performances d'un des objectifs sans nuire à celles des autres. L'ensemble de ces solutions forment un front continu dans l'espace des objectifs communément appelé le front de Pareto, il est formé par les solutions non-dominées du problème.

L'algorithme COMO-CMA-ES est construit à partir de l'algorithme mono-objectif CMA-ES. Tout d'abord, un point de référence est défini dans l'espace des objectifs. Il représente l'origine des vecteurs qui permettront la détermination du front de Pareto. Ce point doit alors être une solution dominée présentant de faibles performances pour chaque objectif. Le problème bi-objectif peut alors être ramené à un problème mono-objectif en changeant la formulation de l'objectif. Le problème consiste alors à maximiser une fonction \mathfrak{F} qui représente la qualité d'un ensemble de vecteur (Eq. 6.1.6), où I est l'indicateur de qualité appliqué aux vecteurs.

$$\mathfrak{F} : I(\{x_1, \dots, x_p\}) \rightarrow (\mathbb{R}^n)^p \quad (6.1.6)$$

avec n la dimension dans l'espace des solutions pour chaque point et p le nombre de solutions non-dominées du front de Pareto.

6.1.2.1 Indicateur d'hypervolume

Pour déterminer la distance entre le front de Pareto du problème et celui empirique formé par les solutions obtenues, la méthode de l'indicateur d'hypervolume est utilisée [46]. Cet indicateur d'hypervolume peut être défini par l'équation 6.1.7 pour une optimisation bi-objectif (f_1, f_2) avec $\mathbf{r} = [r_1, r_2]$ le point de référence choisi comme une solution dominée du problème.

$$HV_f(S) = \sum_{i=1}^p [(f_1(s_{i+1}) - f_1(s_i)) \cdot (r_2 - f_2(s_i))] \quad ; \quad f_1(s_{p+1}) = r_1 \quad (6.1.7)$$

Le front de Pareto empirique est déterminé à chaque itération et se rapproche au fur et à mesure du processus vers les limites du front de Pareto du problème. De plus, COMO-CMA-ES introduit une fonction permettant la dispersion des solutions non-dominées trouvées sur le front de Pareto. Cela permet de définir un front avec peu de points.

6.1.3 Couplage de l'algorithme d'optimisation avec le modèle hydrodynamique

La fonction à optimiser par l'algorithme sera essentiellement le *CWR* qui représente le rendement du flotteur. Il est déterminé à partir de la puissance récupérée par le flotteur, elle-même déterminée grâce aux coefficients hydrodynamiques C_a , C_m et f_{ex} . Ces coefficients hydrodynamiques étant calculés à l'aide d'un modèle potentiel, l'algorithme d'optimisation est alors couplé avec ce modèle (figure 6.1). La première génération démarre par l'évaluation d'une forme aléatoire. Elle permet d'initier la population d'individus traitée par l'algorithme. A chaque nouvelle génération, un nouvelle forme est testée. Ces paramètres sont définis en fonction de la population d'individus gérée par l'algorithme. Après de nombreuses itérations, l'une des conditions d'arrêt finira par être atteinte.

6.2 Optimisation mono-objectif d'un flotteur rectangulaire

Dans un premier temps, nous cherchons à comprendre l'influence des paramètres de forme d'un flotteur rectangulaire sur ses performances. Le tirant d'eau Γ^* et la largeur l^* du flotteur adimensionnés sont les variables d'optimisation (Eq. 6.2.1).

$$\Gamma^* = \frac{\Gamma}{h} \quad ; \quad l^* = \frac{l}{\lambda}, \quad (6.2.1)$$

6.2. OPTIMISATION MONO-OBJECTIF D'UN FLOTTEUR RECTANGULAIRE

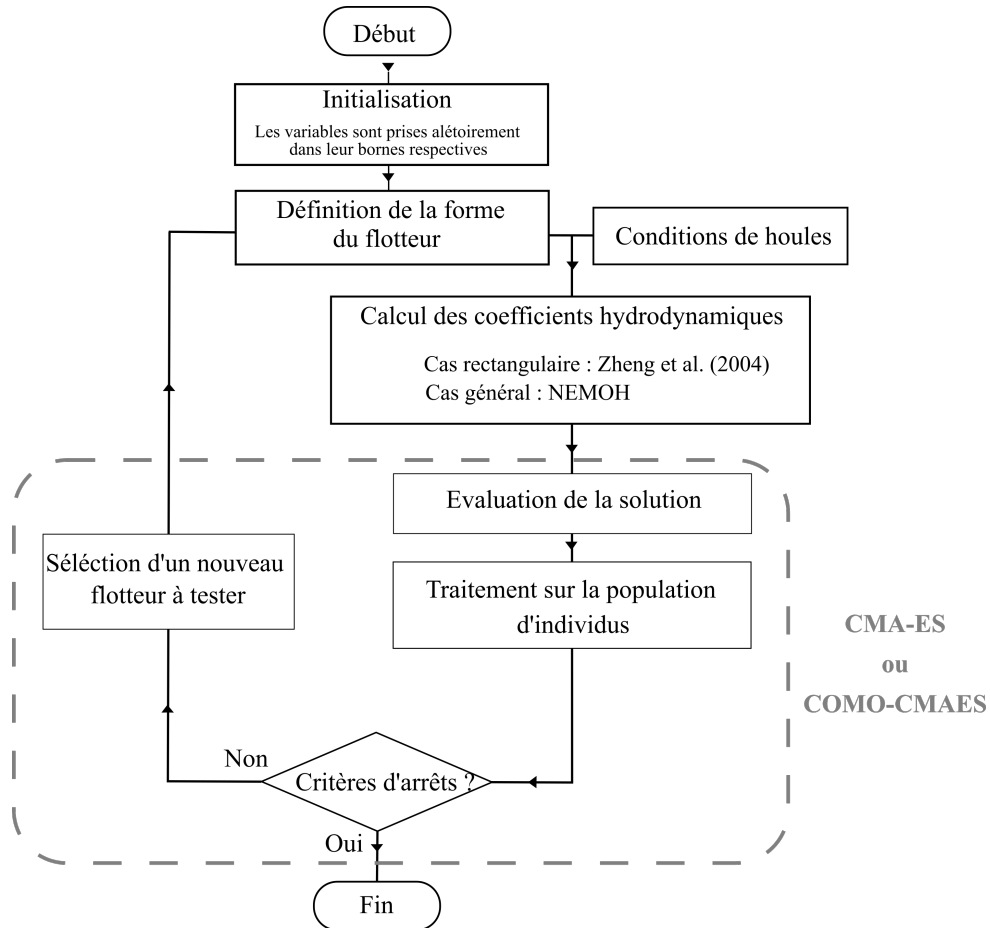


FIGURE 6.1 – Diagramme du processus d’optimisation résultant du couplage entre l’algorithme d’optimisation (CMA-ES ou COMO-CMA-ES) et le modèle potentiel analytique (Zheng et al. 2004) ou NEMOH.

où λ représente la longueur d'onde de la houle incidente. Le coefficient d'amortissement du PTO prend la valeur du coefficient optimal $B_{PTO}(\omega) = B_{PTO_{opti}}(\omega)$ défini par l'équation (2.2.25) en houle régulière. En houle irrégulière $B_{PTO}(\omega) = B_{PTO_{opti}}(\omega_p)$, le coefficient optimal à la pulsation pic de la houle.

Le problème d'optimisation mono-objectif est défini comme suit :

- Fonction objective $f : f(\mathbf{x}) = \frac{1}{CWR}$
- Objectif : Minimiser f
- Variables : $\mathbf{x} = (l^*, \Gamma^*)$
- Bornes inférieures : $\mathbf{x}_{inf} = (0.005, 0.008)$
- Bornes supérieures : $\mathbf{x}_{sup} = (0.64, 0.5)$

Les valeurs initiales l^* et Γ^* sont prises aléatoirement dans leurs domaines respectifs.

6.2.1 Validation

Pour assurer la convergence linéaire du processus d'optimisation, dix optimisations mono-objectifs ont été réalisées pour un flotteur en pleine mer. L'évolution de la déviation de la fonction objective $df = f(\mathbf{m}(\mathbf{g})) - f(\mathbf{m}(\mathbf{g} - 1))$ est présentée en figure 6.2. Le critère de convergence est atteint lorsque $df < 10^{-9}$. Les autres critères d'arrêt définis par défaut dans CMA-ES sont restés inchangés.

Sur la figure 6.2, df décroît linéairement en échelle logarithme. L'optimisation converge après environ 250 évaluations, à l'exception de 2 optimisations pour lesquelles approximativement 350 évaluations sont nécessaires pour la convergence.

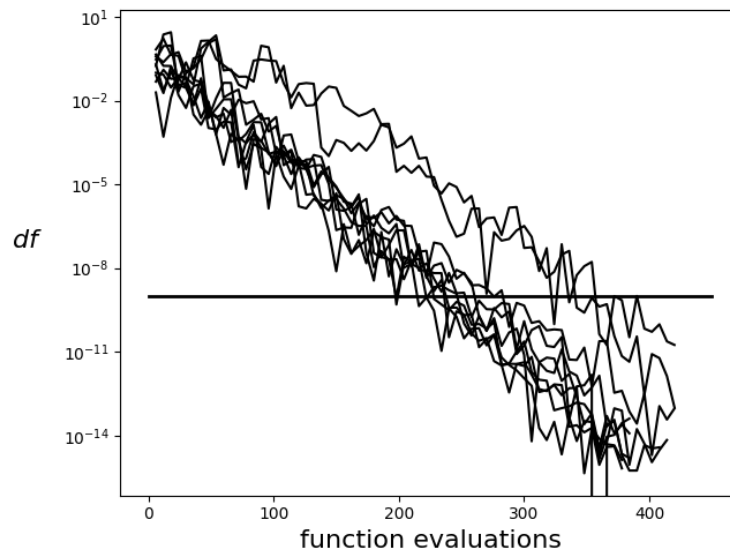


FIGURE 6.2 – Évolution de la déviation de la fonction objective pour un flotteur rectangulaire en pleine mer : $kh = 2$.

6.2.2 Flotteur rectangulaire sans mur

Les optimisations se sont déroulées pour une houle régulière et irrégulière avec respectivement $kh = 2$ et $k_p h = 2$ en pleine mer. Fixer la fréquence de la houle incidente en faisant varier la forme du flotteur correspond à faire varier la fréquence de houle pour une forme donnée.

Comme le coefficient d'amortissement du PTO change pour chaque forme testée, de nombreuses solutions peuvent être obtenues. Afin de déterminer un nombre suffisamment grand de solutions, 100 optimisations en houles régulières et 10 en houles irrégulières sont réalisées.

Les solutions qui maximisent le CWR sont déterminées et représentées par des croix bleues sur la figure 6.3. Ces solutions sont superposées aux matrices de CWR obtenues avec le modèle semi-analytique.

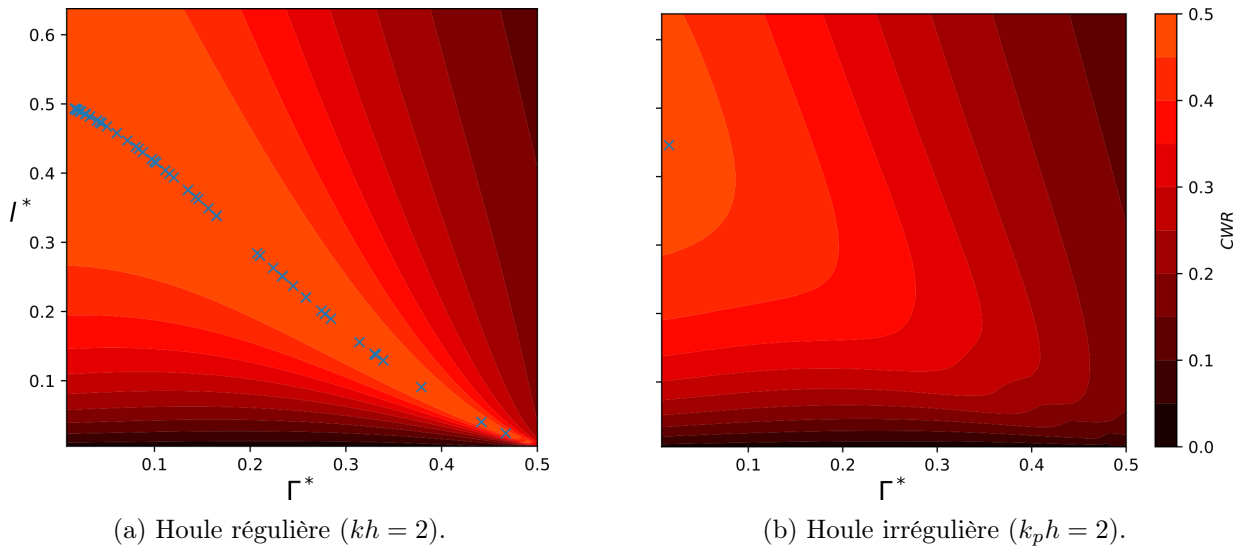


FIGURE 6.3 – Matrice d'efficacité du flotteur calculée dans l'espace l^* et Γ^* en pleine mer. Les croix bleues correspondent aux formes maximisant le CWR obtenus par le processus d'optimisation.

En houle régulière (figure 6.3a), un grand nombre de solutions différentes maximisant le CWR sont trouvées. Elles correspondent aux zones de CWR maximum obtenues avec le modèle semi-analytique. Le CWR maximum obtenu est de 0.5. Cette valeur correspond au CWR maximum théorique établi par Evans [30] pour un flotteur pilonnant axisymétrique en pleine mer. Dans l'espace des variables, les solutions suivent une évolution quasi-linéaire. Lorsque le tirant d'eau Γ^* optimal diminue, la largeur l^* optimale correspondante augmente. De plus, lorsque le tirant d'eau est faible, une plus grande gamme de largeurs permet d'obtenir une bonne performance. De manière générale, les solutions semblent suivre l'évolution $l^* = 0.5 - \Gamma^*$.

Notons que, contrairement à la houle régulière, le processus d'optimisation en houles irrégulières converge vers une solution unique (figure 6.3b). Le CWR maximum obtenu pour cette solution est de 0.474. En effet, le coefficient d'amortissement est optimal pour la fréquence pic du spectre de houle irrégulière.

lière. Il n'est donc pas forcément optimal pour les autres composantes fréquentielles composant la houle, ce qui diminue le CWR obtenu. La solution trouvée prend la valeur minimale possible comme tirant d'eau. La largeur optimale correspondante est de $l^* = 0.446$. On obtient donc une largeur optimale légèrement inférieure à la demi longueur d'onde de la fréquence pic pour le tirant d'eau minimal. Cette diminution est causée par l'énergie transportée par les différentes composantes de houle irrégulière. En effet, les composantes avec de grandes longueurs d'ondes transportent plus d'énergie et contribuent donc plus à l'énergie totale récupérée que les autres. Comme la largeur adimensionnée est définie par λ_p en houle irrégulière, la largeur optimale obtenue est donc inférieure à $\lambda_p/2$.

6.2.3 Flotteur rectangulaire devant un mur vertical

L'influence de la présence du mur vertical sur les formes maximisant le CWR est étudiée pour une distance à la digue $D/h = 0.05$ fixée (figure 6.4).

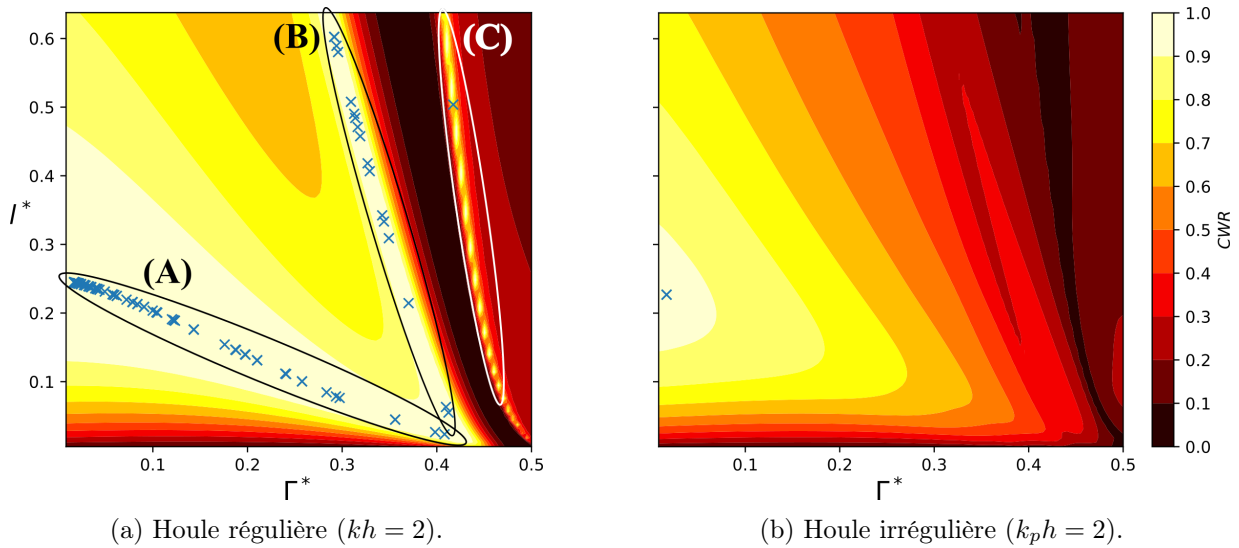


FIGURE 6.4 – Matrice d'efficacité du flotteur calculée dans l'espace l^* et Γ^* pour un flotteur placé devant un mur vertical. Les croix bleues correspondent aux formes maximisant le CWR obtenues par le processus d'optimisation.

La présence du mur double le CWR maximum par rapport au cas en pleine mer. Cependant, en houle régulière (figure 6.4a), différentes zones de CWR maximum sont obtenues. La famille de solution (A) sur la figure 6.4a présente une évolution similaire au cas en pleine mer. Les Γ^* optimaux diminuent lorsque les largeurs l^* optimales augmentent. Contrairement au cas en pleine mer, le CWR est doublé et les largeurs optimales sont divisées par deux. Pour le tirant d'eau minimal, la largeur optimale tend alors vers $\lambda/4$. Comme précédemment, pour un plus faible tirant d'eau, une plus grande gamme de largeur permet d'obtenir un CWR important. Cette fois, les solutions de la zone (A) suivent la tendance : $l^* = 0.25 - \frac{\Gamma^*}{2}$. D'autres familles de solutions (B) et (C) sont aussi obtenues. Elles sont séparées par une zone où le CWR devient nul. Cette zone correspond à une anti-résonance du flotteur, causée par la forte variation des

6.2. OPTIMISATION MONO-OBJECTIF D'UN FLOTTEUR RECTANGULAIRE

coefficients hydrodynamiques. En effet, la présence du gap entre le mur et le flotteur cause des phénomènes de résonance de la colonne d'eau survenant pour différentes formes de flotteur. Ces effets de résonance provoquent une forte variation des coefficients hydrodynamiques pour les fréquences de houles proches de la fréquence de résonance du gap.

Pour une largeur fixée, l'augmentation du tirant d'eau du flotteur (à kh constant) semble équivalent à augmenter la fréquence de houle (à Γ constant). Cette équivalence est présentée en figure 6.5 par une matrice de CWR dans l'espace $(l/h, \Gamma^*)$ à $kh = 2$ fixe ainsi qu'une matrice de CWR dans l'espace $(l/h, kh)$ à $\Gamma^* = 0.25$.

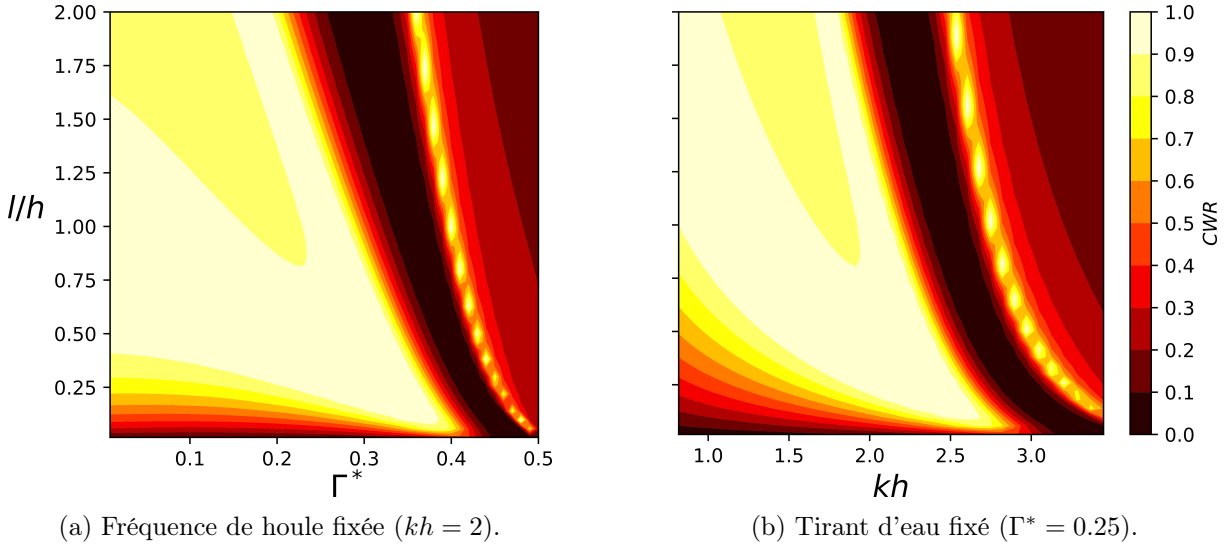


FIGURE 6.5 – Matrices d'efficacité du flotteur calculées dans l'espace (a) $(l/h, \Gamma^*)$ et (b) dans l'espace $(l/h, kh)$. $D/h = 0.0833$, Houle régulière.

Par équivalence, pour une fréquence de houle et une largeur de flotteur fixées, les flotteurs ayant un tirant d'eau proche du tirant d'eau causant la résonance dans le gap subissent de fortes variations de leurs coefficients hydrodynamiques. Dans ces conditions de houle ($kh = 2$), les solutions de la famille (B) correspondent au mode piston de résonance dans le gap.

Les solutions de la famille (B) possèdent une valeur maximale de $B_{PTO_{opti}}$. En effet, lorsque la pulsation de la houle incidente est égale à la pulsation de résonance dans le gap, le coefficient d'amortissement hydrodynamique C_a est maximal, tandis que la masse ajoutée C_m est quasiment nulle. Pour cette famille de solutions, on note que le coefficient de force d'excitation f_{ex} est aussi à son maximum. Ces coefficients hydrodynamiques conduisent à une valeur de puissance absorbée par le flotteur égale à la puissance incidente de la houle. A l'inverse, les solutions de la famille (C) correspondent à des valeurs de $B_{PTO_{opti}}$ minimum. Cet amortissement du convertisseur très faible permet à la RAO d'atteindre des valeurs très importantes. Elle correspond en réalité à une résonance dans le gap provoquée par la radiation du déplacement du flotteur. Sous la condition de houle fixée, la résonance du gap n'apparaît pas pour des tirants d'eau Γ^* inférieurs à 0.3. Les formes causant la résonance du gap semblent également dépendre plus fortement du

tirant d'eau que de la largeur du flotteur.

En houle irrégulière (figure. 6.4b), une solution unique est trouvée. Comme sur la figure 6.3b, le tirant d'eau optimal tend vers la borne minimale possible. Une valeur maximale de $CWR = 0.99$ est alors obtenue pour une largeur $l^* = 0.226$ et un tirant d'eau minimal. Cependant, les résonances dans le gap semblent avoir un effet plus faible qu'en houle régulière. En effet, une forme peut provoquer une résonance pour une des composantes fréquentielles de la houle mais pas pour toutes. Les familles de solutions (B) et (C) ne semblent plus visibles sur la matrice de CWR . A l'inverse, les flotteurs qui représentent la famille (C) dans le cas régulier semblent être les moins performants dans le cas de la houle irrégulière. La présence du mur divise par 2 la largeur optimale théorique du flotteur.

6.2.4 Influence de la distance à la digue

Les résonances dans le gap sont fortement dépendantes de la taille du gap D . Pour observer leurs effets sur les formes rectangulaires optimales, la distance à la digue a été modifiée sur la gamme $D/h = [0.025, 0.5]$. Les matrices de CWR dans l'espace (l^*, Γ^*) sont présentées en figure 6.6 en houles régulières et irrégulières.

En houle régulière, une valeur maximale de $CWR = 1$ est obtenue pour chaque distance D testée. Ce résultat n'est strictement pas vrai en houle irrégulière. Bien que le CWR maximal est de 0.99 pour $D/h \leq 0.1$, lorsque D augmente, le CWR maximum obtenu en houle irrégulière décroît. Cette décroissance est causée par l'apparition d'autres modes de résonances dans le gap (piston et sloshing) lorsque la distance à la digue augmente. Ces modes sont dispersés dans le spectre de houle et tendent à diminuer le CWR calculé.

Pour les plus faibles distances à la digue D , la résonance dans le gap semble majoritairement dépendante du tirant d'eau. Cependant, lorsque D augmente, les formes causant la résonance dans le gap dépendent des deux paramètres de forme l^* et Γ^* . De plus, la famille de solution (C) s'élargit et devient dominante pour $D/h = 0.5$.

D'une manière générale, l'impact des phénomènes de résonance dans le gap est moins visible en houle irrégulière, à l'inverse, les solutions des familles (B) et (C) du cas régulier correspondent aux plus faibles valeurs de CWR en houle irrégulière pour $D/h \leq 0.1$. Bien que les résonances dans le gap peuvent théoriquement augmenter les performances du flotteur en houle régulière, c'est l'inverse qui se produit en houle irrégulière. Lorsque la distance à la digue augmente, les zones de grands CWR en houle irrégulière se mettent à correspondre aux zones de solution de la famille (C) en houle régulière. Des deux côtés, le maximum de CWR en houle régulière ou irrégulière est obtenu pour des paramètres proches, notamment ceux qui suivent la tendance des solutions de la famille (A).

6.2. OPTIMISATION MONO-OBJECTIF D'UN FLOTTEUR
RECTANGULAIRE

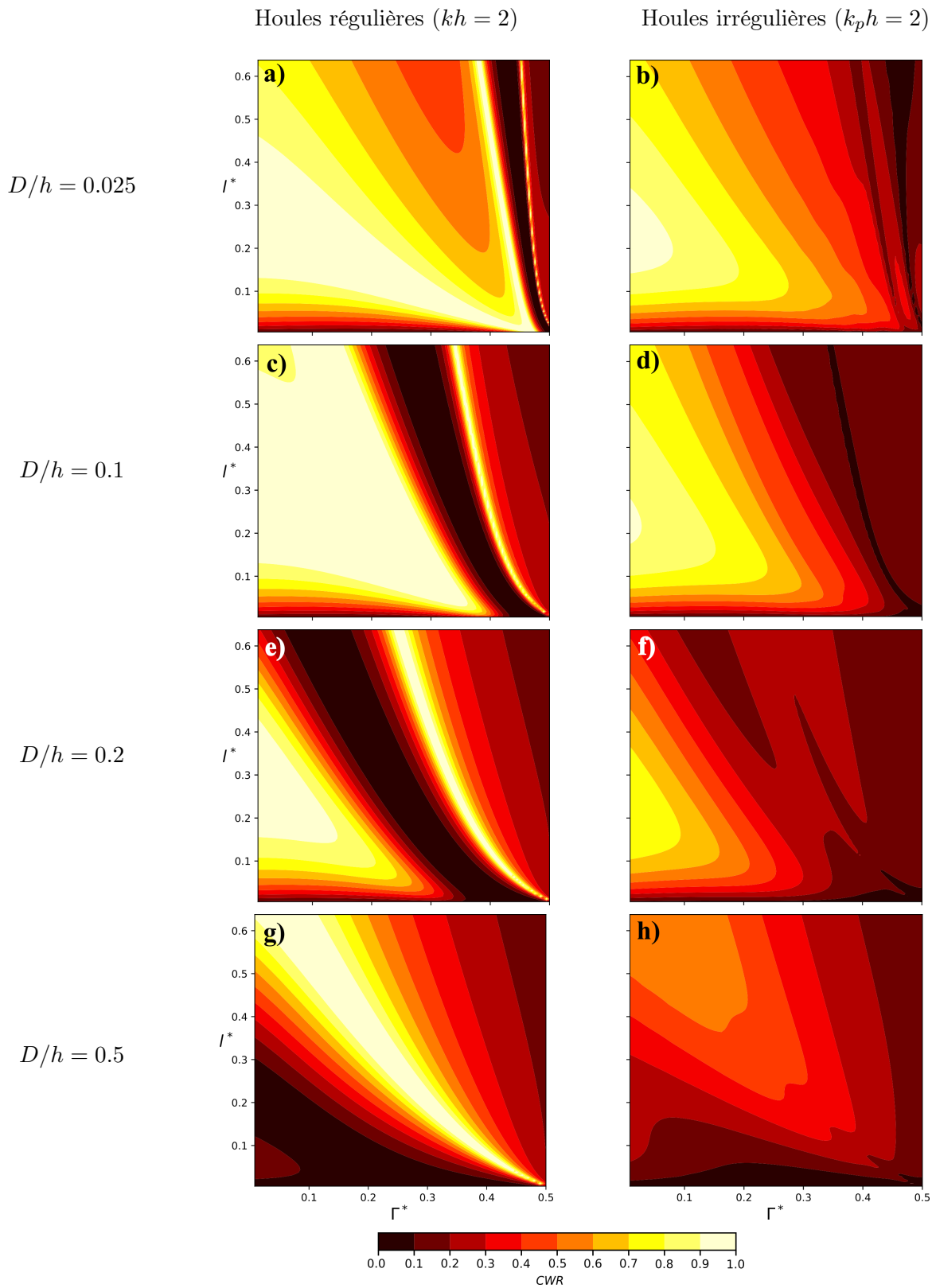


FIGURE 6.6 – Matrices de CWR dans l'espace des variables l^* et Γ^* en présence du mur vertical. Différentes distances à la digue sont considérées : $D/h = 0.025$ (a & b), $D/h = 0.1$ (c & d), $D/h = 0.2$ (e & f), $D/h = 0.5$ (g & h). Les matrices à gauche sont obtenues en houles régulières, celles à droite en houles irrégulières.

6.2.5 Influence du nombre d'onde de la houle incidente k

Afin de vérifier la validité de ces résultats pour d'autres fréquences de houle, des optimisations ont été réalisées pour différentes conditions de houles. La profondeur d'eau ($h = 0.6$ m) et la distance à la digue ($D/h = 0.05$) sont constantes. La figure 6.7 représente les formes optimisées obtenues en houles régulières et irrégulières pour des valeurs de kh et $k_p h$ comprises entre 0.8 et 2. Les solutions sont présentées dans l'espace $(l^*, \Gamma k)$ pour que le tirant d'eau s'exprime en fonction du nombre d'onde.

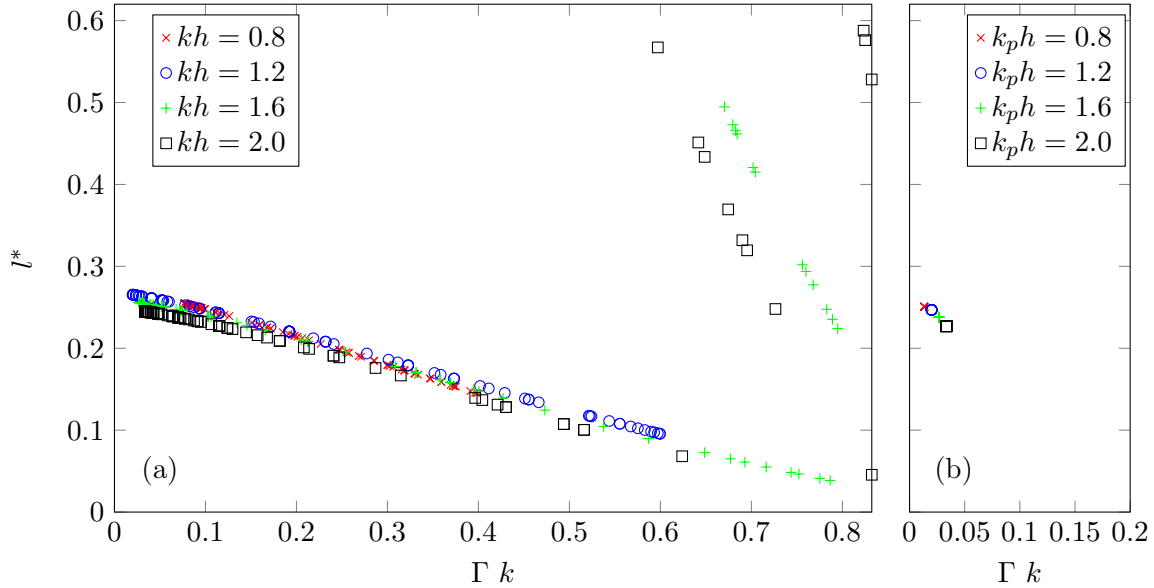


FIGURE 6.7 – Formes optimales maximisant le CWR obtenu par CMA-ES pour différentes conditions de houle dans le cas d'une houle régulière (a) et irrégulière (b).

En houle régulière (figure 6.7a), les mêmes familles de solutions qu'en figure 6.4a sont trouvées. Les formes optimales issues de la famille (A) suivent la même tendance pour toutes les houles testées. Pour les tirants d'eau minimums définis, la largeur optimale l^* varie entre 0.255 pour $kh = 0.8$ et 0.245 pour $kh = 2.0$. Comme vu précédemment, les largeurs optimales s'approchent du quart de la longueur d'onde de la houle incidente. On remarque cependant une faible réduction de la largeur optimale, à tirant d'eau Γk constant, lorsque kh diminue.

Bien que la variation de la fréquence de la houle a un faible effet sur les formes optimales de la famille (A), ce n'est pas le cas des solutions (B) et (C). Même si elles semblent suivre une tendance fortement dépendante du tirant d'eau à cette distance D , les écarts sont beaucoup plus importants que pour la famille (A).

Comme le tirant d'eau normalisé (Γ/h) appartient à l'intervalle $[0.008, 0.5]$, les solutions ne peuvent pas balayer tous les tirants d'eau Γk en fonction du nombre d'onde de la houle choisi. Cet effet empêche notamment la détermination des solutions des familles (B) et (C) en houle régulière pour les houles $kh = 1.2$ et $kh = 0.8$. On remarque cependant, une augmentation du tirant d'eau de la famille (B), qui est causée

par la résonance dans le gap, lorsque la fréquence diminue.

En houle irrégulière (figure 6.7b), une unique solution est obtenue pour chaque condition de houle. Dans ce cas, la largeur optimale obtenue varie entre 0.226 et 0.2506. Les largeurs sont alors légèrement plus faibles que celles trouvées en houle régulière mais restent proches de $\lambda/4$. Comme attendu, les solutions possèdent le tirant d'eau le plus faible possible $\Gamma = 0.008 h$. Comme pour la houle régulière, la largeur optimale diminue lorsque le nombre d'onde augmente.

Pour conclure, en houle régulière, l'optimisation de forme d'un flotteur pilonnant bord à quai peut mener à une infinité de solutions. Certaines de ces solutions sont causées par les effets de résonance dans le gap et la surestimation de l'élévation de la surface libre du modèle potentiel. En houle irrégulière, les effets de gap ne présentent plus d'avantage et une unique solution est trouvée. Sa largeur est égale à $\lambda/4$ et son tirant d'eau doit être minimisé.

6.3 Optimisation bi-objectif de la forme d'un flotteur rectangulaire

Pour améliorer la rentabilité d'un système, il est nécessaire de maximiser son rendement, mais aussi de minimiser son coût. Le *LCOE* (*Levelised Cost Of Energy*) permet de représenter le coût actualisé de l'énergie (Eq. 6.3.1). Il est généralement utilisé pour déterminer les performances techno-économiques d'un système.

$$LCOE = \frac{CapEx + OpEx}{AEP}, \quad (6.3.1)$$

où le *CapEx* (*Capital Expenditure*) est le capital d'investissement et le *OpEx* (*Operational Expenditure*) les coûts de maintenance et d'entretien. Le *AEP*, exprimé en kWh, représente la production annuelle d'énergie (Eq. 6.3.2).

$$AEP = \frac{24 \cdot 365 \cdot avl \cdot L_{flot} \sum_{H_s} \sum_{T_p} CWR(H_s, T_p) J(H_s, T_p) \mathcal{O}(H_s, T_p)}{1000} \quad (6.3.2)$$

avec L_{flot} la longueur caractéristique du système dans la direction transverse à la houle, avl la disponibilité du système en pourcentage, CWR la matrice largeur de capture adimensionnée du système, J la matrice de puissance de la houle, et \mathcal{O} la matrice d'occurrence normalisée de la houle. Les facteurs 24 et 365 représentent les heures d'un jour et les jours d'une année.

Pour un flotteur bord à quai, les *OpEx* sont plus faibles que pour un système en pleine mer. Une détermination anticipée et précise des *OpEx* peut être difficile. Ils dépendent fortement des difficultés pouvant être rencontrées sur un site pendant le fonctionnement du système. Par exemple, pour une ferme houlomotrice en pleine mer, les *OpEx* sont estimés à 8% des *CapEx* par Guanche et al. [45]. De manière générale, les *Opex* sont exprimés comme une fraction des *CapEx*. La minimisation des *LCOE* revient

donc à réduire les *CapEx*.

Les *Capex* pour un flotteur pilonnant ont été estimés par De Andres et al. [24]. Dans cette étude, ils estiment les *Opeex* comme 24% du *Capex*. Les autres postes de dépenses et leur part dans les *CapEx* sont listés ci-dessous :

- La structure (32%)
- Le PTO (18%)
- Fondation et amarrage (12%)
- La connexion (8%)
- L'installation (6%)

La principale dépense pour un houlomoteur flottant est donc la taille du système, suivi par le système de conversion électrique. En effet, la part du flotteur dans les CapEx est aussi estimée majoritaire par Teillant et al [107] à 28%. Le coût du convertisseur est lui estimé à 20% par Tokat et al. [109].

La forme finale du système n'influence pas beaucoup le prix du raccordement au réseau électrique comme les coûts d'installation. En revanche le coût des fondations et de l'amarrage dépendra fortement du système. Comme cette estimation est obtenue pour un flotteur en pleine mer, on peut imaginer que pour un flotteur bord à quai ces coûts seraient réduits.

Dans le but de comprendre quel est le meilleur moyen de réduire les coûts tout en garantissant un bon rendement, des optimisations bi-objectives sont réalisées. Pour caractériser le prix de la structure flottante, nous nous sommes basés sur sa taille à travers deux critères. Pour celui du PTO, nous avons pris comme facteur de référence la force de PTO.

6.3.1 Le prix de la bouée

Le coût de conception du corps flottant est relié à ses dimensions. Choisir la taille du système flottant comme indicateur de prix est donc raisonnable. Pour cela, deux critères de coût basés sur les paramètres géométriques adimensionnés ont été définis : S^* (Eq. 6.3.3) qui serait assimilable à une surface dans l'espace des paramètres de forme adimensionnés et V^* (Eq. 6.3.4) assimilable à un volume.

$$S^* = l^* + 2\Gamma^*, \tag{6.3.3}$$

$$V^* = l^*\Gamma^*, \tag{6.3.4}$$

Deux processus d'optimisation sont alors réalisés pour les facteurs de coût S^* et V^* . La formulation des problèmes d'optimisation est presque identique à celle présentée en section 6.2. La différence réside dans la fonction objective qui est désormais définie par un vecteur des deux composantes (des fonctions). L'algorithme utilisé est donc COMO-CMA-ES. Les deux fonctions objectives sont définies ci-dessous :

6.3. OPTIMISATION BI-OBJECTIF DE LA FORME D'UN FLOTTEUR RECTANGULAIRE

- Fonction objective $f : f(\mathbf{x}) = (1/CWR, S^*)$ (figure 6.8a).
- Fonction objective $f : f(\mathbf{x}) = (1/CWR, V^*)$ (figure 6.8b).

Les résultats des optimisations sont présentés en figure 6.8.

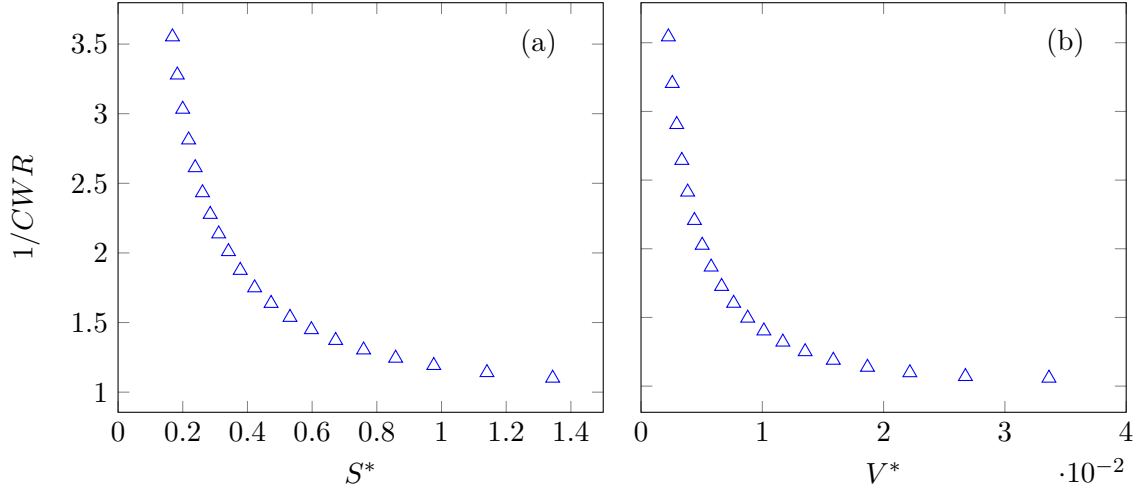


FIGURE 6.8 – Optimisations bi-objectives pour (a) $f = (1/CWR, S^*)$ et (b) $f = (1/CWR, V^*)$ pour un flotteur devant un mur vertical à $D/h = 0.0833$ pour une houle irrégulière ($k_p h = 2$).

Sur la figure 6.8, on retrouve le maximum de CWR obtenu lors de l'optimisation du CWR en section 6.2. Les fronts de Pareto montrent que la taille du système peut être fortement réduite, si on accepte de réduire légèrement le rendement. Par exemple, une réduction de 50% de S^* induit une réduction de 12% du CWR , tandis qu'une réduction de 50% de V^* induit une perte de 10% du CWR . Lorsque l'on cherche à réduire davantage les coûts, la tendance va s'inverser et une légère réduction de la taille induira une importante diminution du CWR . La production s'en verra fortement diminuée et le $LCOE$ risque d'augmenter.

Prendre V^* comme critère de coût permet de mettre en évidence plus facilement le point de bascule, point à partir duquel une réduction de la taille induira une forte réduction du CWR . Ce point de bascule peut être trouvé dans l'espace des solutions normalisées. Les objectifs sont alors normalisés par la plus grande valeur du front de Pareto de la façon suivante : $V_{norme}^* = V^*/V_{max}^*$ et $CWR_{norme}^{-1} = CWR^{-1}/CWR_{max}^{-1}$. La solution du front de Pareto qui présente la distance la plus faible à l'origine dans l'espace $(V_{norme}^*, CWR_{norme}^{-1})$ est alors considérée comme le point de bascule. Pour la figure 6.8a, le point de bascule trouvé correspond à la solution où $S^* = 0,422$. Dans la figure 6.8b, il correspond à $V^* = 8,8 \cdot 10^{-3}$.

6.3.2 Le prix du PTO

Le convertisseur représente également une importante dépense dans les coûts de fabrication d'un hou-lomoteur flottant. Réduire la force de PTO F_{PTO} fournie par le convertisseur est un bon moyen de réduire son prix [104]. L'optimisation est conduite avec la fonction bi-objective suivante :

— Fonction objective $f : f(\mathbf{x}) = (\frac{1}{CWR}, F_{PTO})$ (figure 6.9).

Les résultats de l'optimisation sont présentés en figure 6.9.

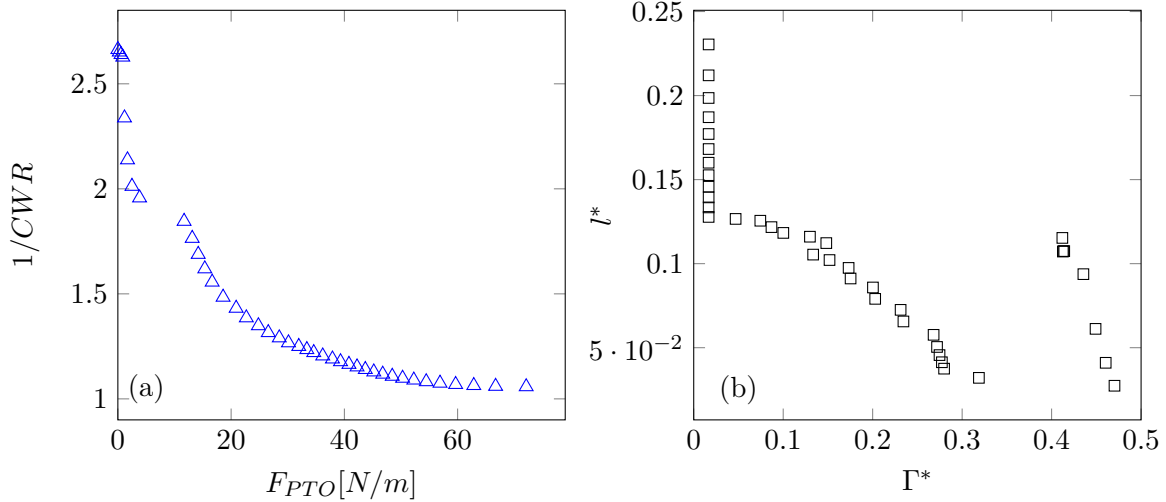


FIGURE 6.9 – (a) Solutions non-dominées obtenues par optimisation bi-objective $f = (1/CWR, F_{PTO})$. (b) Formes de flotteur correspondantes aux solutions non-dominées construisant le front de Pareto. $D/h = 0.0833$ en houle irrégulière ($k_p h = 2$).

Contrairement aux précédents cas, le front de Pareto semble discontinu. De nombreuses solutions sont obtenues pour des valeurs F_{PTO} très faibles (figure 6.9a). Ces faibles valeurs de F_{PTO} correspondent aux plus grands tirants d'eau de la figure 6.9b. Elles représentent des formes de flotteurs proches de la famille de solution (C) causée par les effets de résonance dans le gap induit par la radiation du déplacement du flotteur. Ces solutions possèdent des valeurs de coefficients hydrodynamiques très faibles. Elles conduisent donc à de faibles valeurs de $B_{PTO_{opti}}$ et donc à de faibles valeurs de force du PTO.

Les formes avec les meilleures performances possèdent une largeur $l^* = 0.23$ avec un tirant d'eau minimal $\Gamma^* = 0.016$. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus en figure 6.4b.

Le meilleur moyen pour réduire la force de PTO tout en conservant un bon rendement serait de réduire la largeur du flotteur (figure 6.9b). La plus faible largeur optimale est de $l^* = 0.128$ pour le tirant d'eau minimal. Par rapport à la forme permettant le meilleur rendement, réduire la largeur par un facteur 2 réduit F_{PTO} de 39.7% pour une réduction du CWR de 6.8%. De plus, cette réduction de largeur réduit également la taille du corps flottant par 2.

Pour réduire davantage la force du PTO ou la largeur du flotteur, le tirant d'eau doit augmenter et la largeur diminuer. Cependant, la réduction de CWR deviendrait alors plus importante.

6.3.3 Fonction de régulation

Pour limiter le nombre de solutions possibles lors d'une optimisation pouvant posséder une infinité de solutions, la fonction objective peut subir une stratégie de régularisation. C'est souvent le cas lorsque les

problèmes sont mal posés et qu'il n'y a donc pas d'unicité de la solution. Ces caractéristiques peuvent entraîner une difficulté de convergence pour les problèmes d'optimisations les présentant. Cette régulation peut être assurée par la méthode de régulation de Tikhonov [108]. Dans ce cas, la fonction objective est modifiée pour intégrer un facteur de régulation (Eq. 6.3.5) où ϵ_{regul} représente un paramètre de régulation réel non nul.

$$f^*(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) + \epsilon_{regul}(\mathbf{x} - \mathbf{x}'') \quad (6.3.5)$$

où f^* représente la fonction objective modifiée par la stratégie de régulation et \mathbf{x}'' représente des solutions contenant une information du problème, comme des solutions connues. Dans son livre, Vogel [111] présente différents choix pour le paramètre de régulation dans le but d'améliorer la convergence du processus d'optimisation. Dans notre cas, une fonction de régulation pourrait permettre de limiter les solutions provoquées par les phénomènes de résonance dans le gap tout en conservant les solutions de la famille (A). En revanche, nous n'avons pas d'information permettant de déterminer un vecteur \mathbf{x}'' . La fonction objective modifiée prend alors la forme suivante :

$$f^*(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) + \epsilon_{regul}B \quad (6.3.6)$$

avec B qui représente la surface ou le volume défini dans la section 6.3.1. Différentes fonctions de régulation ont été testées pour visualiser sur quelle famille de solutions l'algorithme tombe majoritairement dans le cas d'un flotteur rectangulaire devant la digue. Les solutions obtenues pour 100 simulations dans chaque cas sont présentées en figure 6.10.

La fonction de régulation ajoutée à la fonction objective permet de restreindre le nombre de solutions en comparaison du cas qui n'en utilise pas ($f(\mathbf{x})$). Pour s'affranchir des solutions optimales causées par les effets de résonance de gap, il est préférable d'utiliser un facteur de régulation ϵ_{regul} de 10^{-3} plutôt que 10^{-2} . En effet, si le facteur de régulation est plus grand, il limite fortement les solutions de la famille (A). La régulation par la surface du flotteur semble être un meilleur choix que le volume. Le facteur de régulation permet également de réduire fortement les solutions trouvées dans les familles (B) et (C), tout en conservant une bonne distribution des solutions dans la famille (A).

6.4 Optimisation d'un flotteur quelconque

Après avoir observé les tendances que peuvent suivre les formes optimales d'un flotteur rectangulaire en présence d'un mur vertical, une méthode pour optimiser un flotteur quelconque est présentée. Le flotteur présente un profil quadrilatère (figure 6.11). Les variables $\mathbf{x} = (x_i^*, z_i^*)$ sont les coordonnées dimensionnées des quatre sommets du quadrilatère (6.4.1). Les coordonnées x_i et z_i sont définies en figure 6.11.

$$x_i^* = \frac{x_i}{L} \quad , \quad z_i^* = \frac{z_i}{h}. \quad (6.4.1)$$

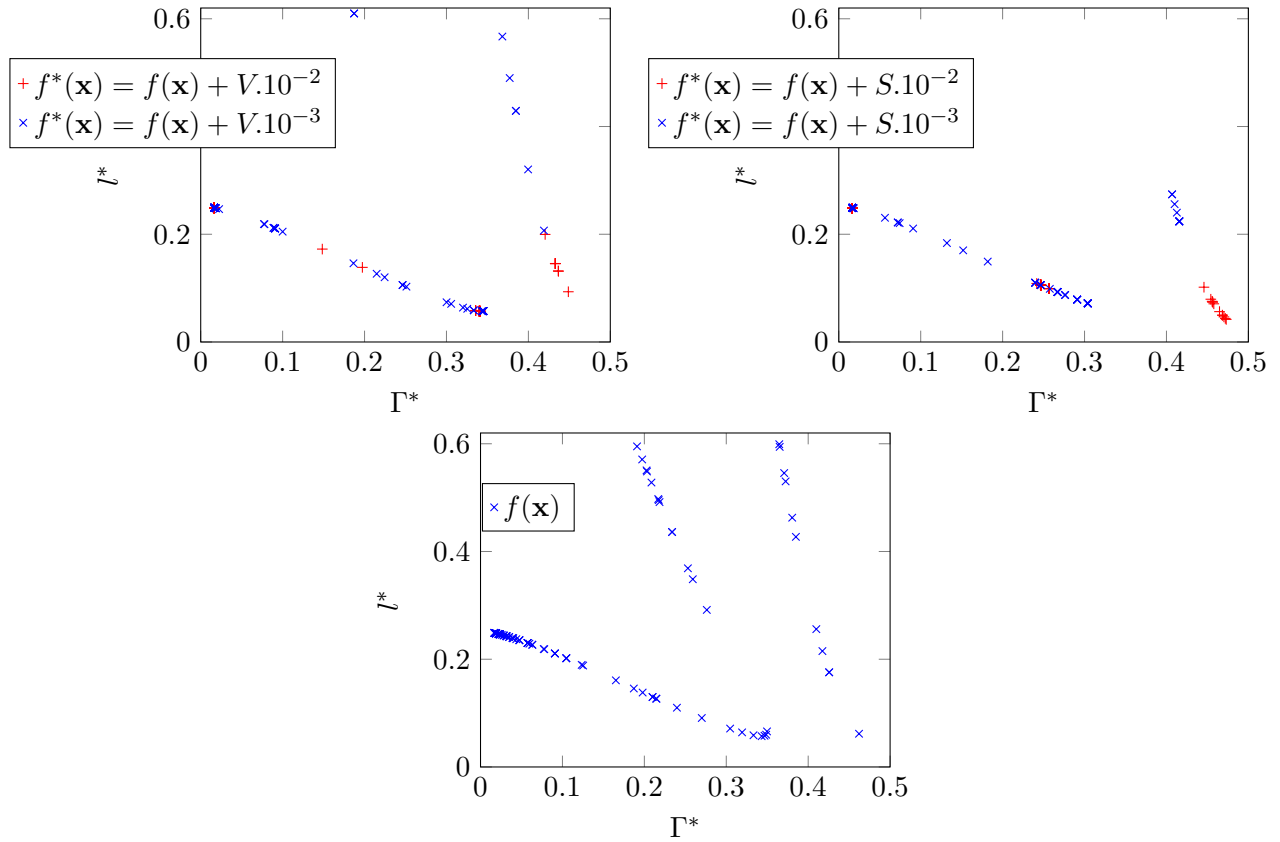


FIGURE 6.10 – Comparaison des solutions obtenues pour différentes fonctions objectives intégrant une fonction de régulation. Les paramètres de formes sont les suivants : $D/h = 0.0833$, $kh = 2$.

Le problème d'optimisation est donc défini de la façon suivante :

- Objectif : Maximiser f
- Fonction objective f : $CWR = f(\mathbf{x})$
- Variables : $\mathbf{x} = (x_i^*, z_i^*) \quad i = 1, \dots, 4$
- Bornes inférieures : $\mathbf{x}_{low} = (0.01, -0.02)$
- Bornes supérieures : $\mathbf{x}_{upp} = (0.43, -1)$
- Contrainte d'inégalité : $g_j(\mathbf{x}) < 0$ for $j = 1, \dots, 5$

Pour assurer une bonne génération de maillage, différentes contraintes doivent être appliquées (Eq. 6.4.2).

$$g_j(\mathbf{x}) = \begin{cases} x_1^* - x_2^* \\ x_3^* - x_4^* \\ x_2^* - x_3^* \\ a_1 x_2^* + b_1 - z_2^* \\ a_2 x_3^* + b_2 - z_3^* \end{cases}, \quad (6.4.2)$$

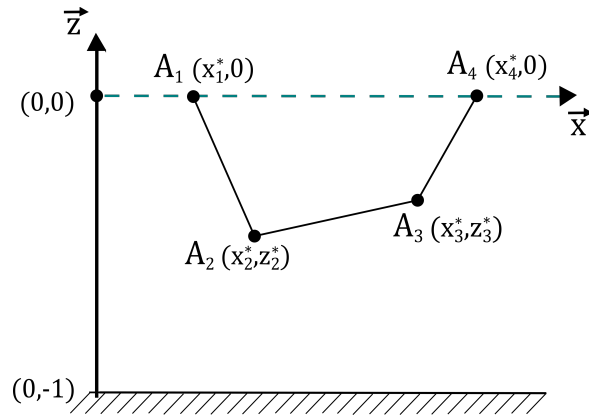


FIGURE 6.11 – Flotteur quadrilatère soumis au processus d’optimisation. Comme les points A_1 et A_4 sont localisés sur la surface libre, z_1 et z_4 sont égaux à zéro.

où a_1 et b_1 , (resp. a_2 and b_2), sont les coefficients de l’équation de la droite (A_1A_3) , (resp. (A_2A_4)). En effet, certaines formes complexes peuvent causer des erreurs dans la détermination du coefficient d’amortissement hydrodynamique avec NEMOH [90].

Les contraintes g_1 , g_2 et g_3 sont appliquées pour conserver la forme quadrilatère du flotteur. De plus, deux contraintes de non-concavité g_4 et g_5 sont ajoutées. Elles permettent d’éviter les erreurs possibles lors de la génération du maillage (un écrasement d’une partie du maillage par exemple).

6.4.1 Flotteur sans digue

Afin de limiter le nombre de solutions possibles, trois optimisations ont été réalisées pour différents B_{PTO} fixés. Les profils de flotteur obtenus sont présentés en figure 6.12 pour $B_{PTO} = \{200, 400, 600\} kg/s$.

La forme optimale obtenue est un triangle rectangle. Plusieurs explications peuvent être fournies quant à la forme obtenue par le processus d’optimisation.

Théoriquement, le CWR maximal pour un flotteur en pleine mer en deux dimensions peut être déterminé par l’équation 6.4.3 [30].

$$CWR_{max,th} = 1 - \frac{|A_i^-|^2}{|A_i^-|^2 + |A_i^+|^2}, \quad (6.4.3)$$

où $CWR_{max,th}$ représente le rendement hydrodynamique maximum possible en deux dimensions. L’amplitude complexe de houle radiée dans la direction de propagation de la houle est notée $|A_i^-|$ et celle dans la direction opposée $|A_i^+|$. Un flotteur axisymétrique peut alors espérer un CWR maximal de 0.5. Pour obtenir un meilleur rendement, le flotteur est alors nécessairement asymétrique.

Ici, le CWR déterminé est proche de 1. Ce qui signifie alors que la forme obtenue permet de minimiser le phénomène de radiation dans le sens de propagation de la houle par sa face droite et, à l’inverse, le maximise dans le sens opposé à la houle grâce à sa face inclinée. Cependant, cette face inclinée semble

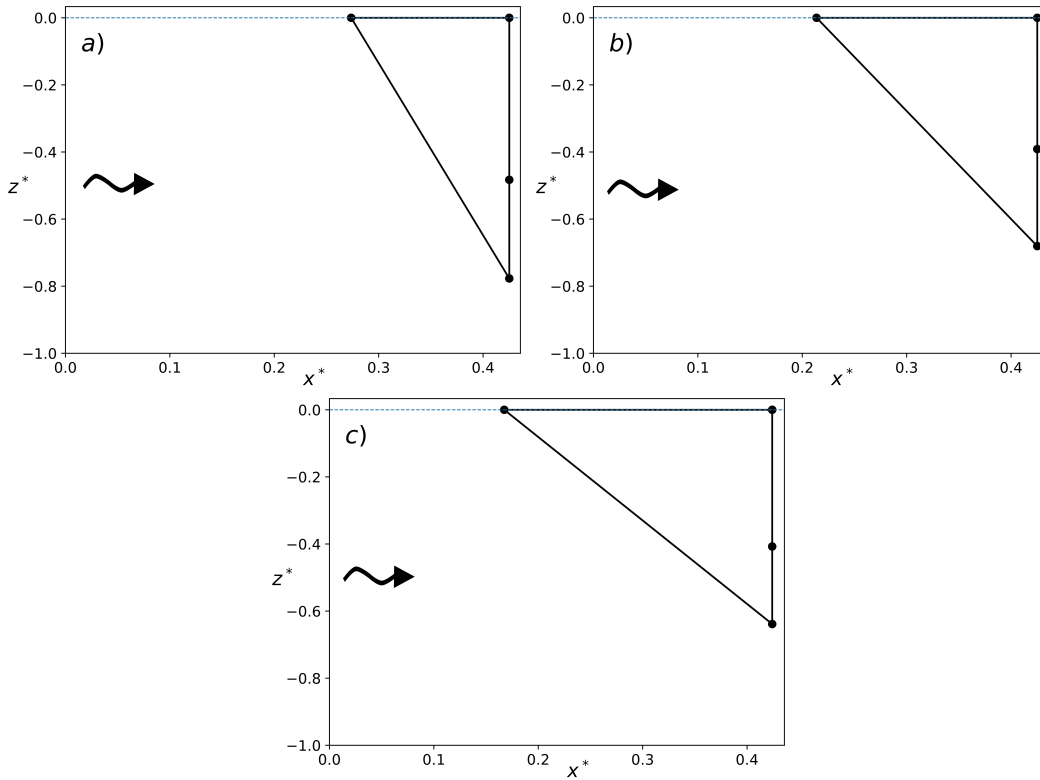


FIGURE 6.12 – Profil de flotteur optimal obtenu pour un quadrilatère aléatoire. a) $B_{PTO} = 200\text{kg/s}$, b) $B_{PTO} = 400\text{kg/s}$, c) $B_{PTO} = 600\text{kg/s}$.

influencée par la contrainte de non-concavité. On observe également une augmentation de la largeur à la surface libre et une diminution du tirant d'eau lorsque B_{PTO} augmente.

Il est difficile de vérifier si d'autres formes existent avec de meilleures performances. On peut néanmoins vérifier que les triangles obtenus sont ceux qui permettent la meilleure récupération. Pour cela, on trace la matrice de CWR d'un flotteur triangle rectangle en pleine mer (figure 6.13). La figure 6.13a représente la matrice de CWR obtenue pour un $B_{PTO} = 400\text{kg/s}$, tandis que la matrice en figure 6.13b est obtenue pour $B_{PTO} = B_{PTO_{opti}}$. La largeur utilisée l_{tri}^* représente la largeur à la surface libre adimensionnée par la longueur d'onde λ . Le tirant d'eau Γ_{tri}^* représente le tirant d'eau maximum du flotteur. Les formes issues du processus d'optimisation sont ajoutées à la matrice sous la forme de croix bleues.

La figure 6.13a confirme que la forme optimale trouvée pour $B_{PTO} = 400\text{kg/s}$ est située au centre de la zone de CWR maximum. C'est également le cas pour les trois optimisations quand on regarde la matrice obtenue pour $B_{PTO_{opti}}$. Contrairement au cas rectangulaire, le CWR trouvé est égal à 1 pour un cas sans digue.

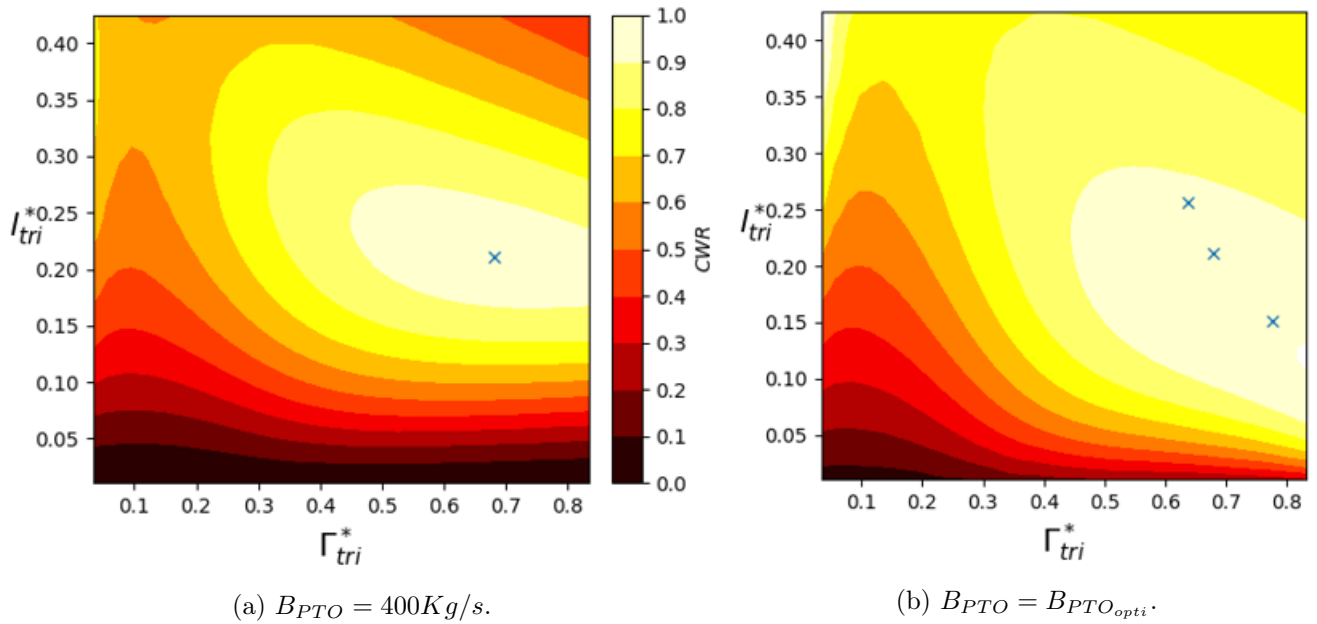


FIGURE 6.13 – Matrice d'efficacité du flotteur calculée avec NEMOH dans l'espace l_{tri}^* et Γ_{tri}^* pour un flotteur placé devant un mur vertical. Les croix bleues correspondent aux formes maximisant le CWR obtenues par le processus d'optimisation.

6.4.2 Flotteur devant la digue

Le mur vertical est modélisé dans NEMOH par une méthode de symétrie (Section 3.2.2). La formulation du problème d'optimisation est la même que pour le cas sans digue. Cependant, les formes issues du processus d'optimisation sont très différentes les unes des autres et certaines optimisations divergent. Les rendements obtenus tendent vers l'infini à cause d'une détermination du coefficient d'amortissement du flotteur négatif, ce qui n'est pas réaliste physiquement. Cette erreur dans la détermination du coefficient d'amortissement a déjà été reportée pour des formes complexes sur NEMOH [90].

Afin d'améliorer la stabilité du processus d'optimisation, la stratégie de régulation est appliquée. D'après la figure 6.10, la meilleure fonction objective pour favoriser les solutions de la zone (A) est la suivante :

— Fonction objective f^* : $f^*(\mathbf{x}) = \frac{1}{CWR} + 0.001S^*$.

Malgré l'utilisation de la fonction de régulation, de nombreuses tentatives d'optimisation divergent tout de même. Dans la majorité des cas où le processus diverge, des coefficients d'amortissements hydrodynamiques C_a sont trouvés négatifs, ce qui n'est pas possible physiquement. Ces erreurs peuvent être causées par le problème de "fréquences irrégulières" [64]. En effet, les méthodes BEM souffrent d'un problème numérique dans la résolution du problème d'intégrale de frontière pour certaines fréquences de houle. Cet effet cause une importante sur-estimation ou sous-estimation de la valeur des coefficients hydrodynamiques pour les fréquences considérées.

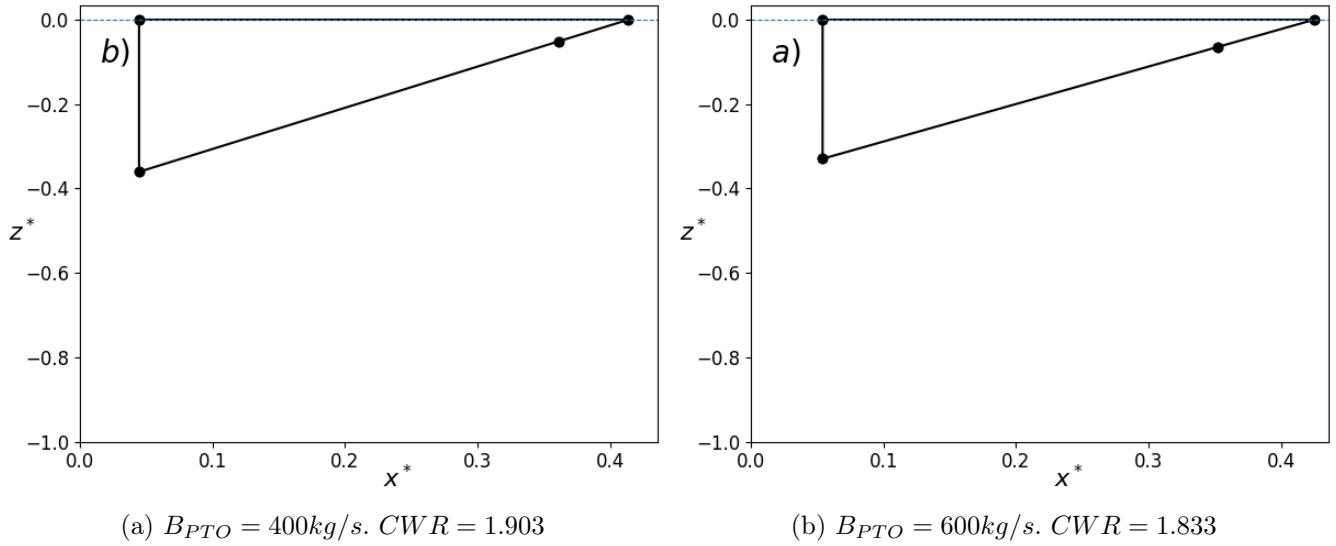


FIGURE 6.14 – Formes optimale de flotteur obtenues pour un quadrilatère devant une digue. La digue est située en $x^* = 0$.

L'optimisation converge cependant dans deux cas sur dix. Sachant qu'une optimisation prend en moyenne entre 70 à 120 heures réelles pour converger. Les formes obtenues ainsi que les coefficients d'amortissement du PTO correspondants sont présentés dans la figure 6.14.

Afin de vérifier si les formes obtenues par CMA-ES correspondent bien à des maximums de CWR , les évolutions du CWR en fonction du nombre d'onde de la houle kh sont présentées en figure 6.15.

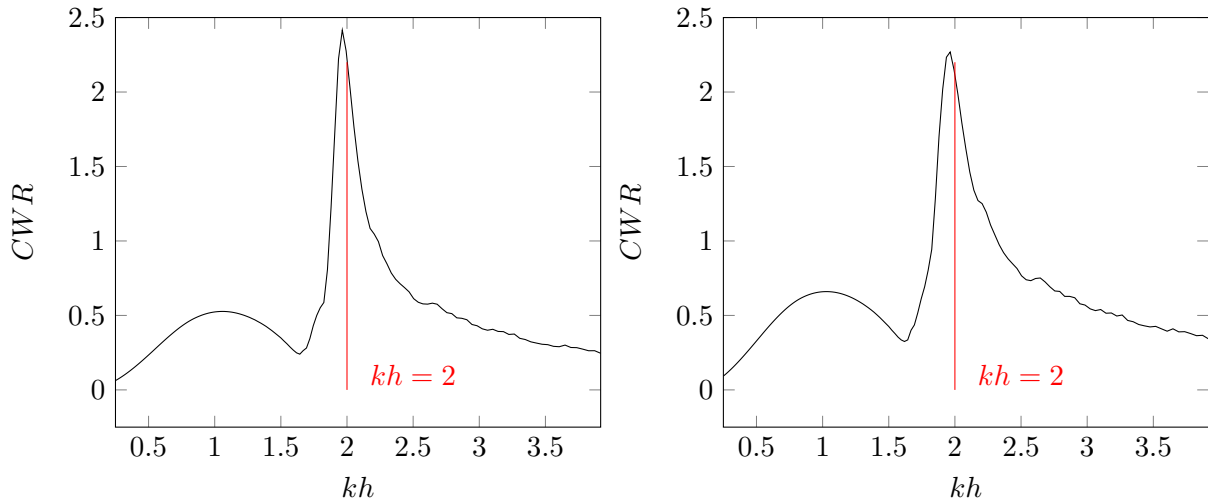


FIGURE 6.15 – Évolution du CWR obtenue avec NEMOH pour les formes optimales de flotteur devant la digue. (a) $B_{PTO} = 400\text{kg/s}$ (b) $B_{PTO} = 600\text{kg/s}$.

Les formes obtenues en figure 6.14 correspondent aux formes provoquant une résonance dans le gap pour une houle de $kh = 2$. Bien que ces résultats puissent correspondre à la forme maximisant le CWR

à la pulsation de houle considérée, ils ne considèrent qu'une houle régulière et ne sont pas réalistes pour une houle naturelle.

Afin de s'affranchir des solutions correspondant aux résonances dans le gap, une optimisation en houle irrégulière doit être conduite. Cependant, de telles optimisations sur NEMOH seraient bien plus coûteuses en temps. En effet, l'absence de parallélisation dans NEMOH conduirait à un temps de calcul important pour résoudre le problème linéairement à chaque composante. L'utilisation d'un modèle BEM 2DV permettrait de réduire considérablement le temps de calcul pour ce type d'optimisation. En revanche, il ne pourrait pas permettre l'étude de l'influence des effets 3D sur l'optimisation de forme qui serait nécessaire pour une application plus réaliste.

Contrairement à d'autres modèles BEM, NEMOH ne permet pas la suppression des problèmes de "fréquences irrégulières". Bien qu'il existe des méthodes pour corriger ces erreurs sur NEMOH [64], l'utilisation de HAMS [72], un modèle BEM 3D opensource développé récemment, pourrait réduire significativement le temps de calcul en houle irrégulière et régulière.

HAMS permet la prise en compte de houle irrégulière et se trouve être jusqu'à 30 fois plus rapide que NEMOH et jusqu'à 3 fois plus rapide que WAMIT [93]. De plus, comme WAMIT, il corrige les erreurs causées par les fréquences irrégulières. La seule limite de ce modèle est qu'actuellement, il ne prend pas en compte l'interaction de plusieurs flotteurs.

6.5 Conclusion partielle

Un processus d'optimisation de la forme d'un flotteur pilonnant devant un mur vertical est présenté. La puissance absorbée par le flotteur est calculée à l'aide d'un modèle potentiel. Le coefficient d'amortissement est pris comme étant optimal. Les optimisations pour un flotteur rectangulaire sont présentées avec et sans digue pour des houles régulières et irrégulières. Des optimisations de flotteurs quadrilatères sont aussi présentées avec et sans mur en houle régulière.

6.5.1 Flotteur rectangulaire

6.5.1.1 Optimisation mono-objectif : maximiser le CWR

L'optimisation des dimensions d'un flotteur rectangulaire en houles régulières donne une infinité de solution.

Pour un cas en pleine mer, le meilleur CWR trouvé est de 0.5 pour des solutions qui suivent la tendance : $l/\lambda = 0.5 - \Gamma/h$. Lorsque le flotteur est placé devant un mur, le CWR maximum trouvé est égal à 1. Contrairement au cas en pleine mer, il existe plusieurs familles de solutions. En effet, les effets de résonance dans le gap provoquent également des valeurs maximales de $CWR = 1$. On distingue alors trois familles de solutions d'origines différentes ((A),(B) et (C)). Les solutions de la première famille (A) se comportent comme celles trouvées pour le cas en pleine mer. En revanche, le CWR est doublé et la largeur divisée par deux. Lorsque la distance à la digue est très faible, les solutions suivent alors la tendance

$l/\lambda = 0.25 - \Gamma/(2h)$. Les deux autres familles de solutions sont causées par les effets du gap. Les solutions de la famille (B) correspondent aux formes qui provoquent la résonance dans le gap. Pour les solutions de la famille (C), elles correspondent à une augmentation de l'élévation de surface libre dans le gap provoquée par la radiation du flotteur. Ce qui provoque une très grande amplitude du flotteur.

En houle irrégulière, une solution unique est trouvée pour chaque optimisation. Elle correspond toujours au tirant d'eau le plus petit possible. La largeur quant à elle est légèrement inférieure à $\lambda/2$ pour le cas en pleine mer et $\lambda/4$ pour le cas avec le mur vertical.

Lorsque la distance à la digue augmente, les formes causant la résonance dans le gap changent. Les effets de résonance dans le gap peuvent alors réduire la puissance absorbée des solutions de la famille (A) selon la distance à la digue.

6.5.1.2 Optimisations bi-objectifs : maximiser le CWR, minimiser les coûts

L'impact de la réduction du coût sur la variation de rendement a été observé à l'aide d'optimisations bi-objectif. Le coût est estimé en considérant la surface immergée et le volume immergé. La forme présentant le plus grand rendement possède un très faible tirant d'eau et une largeur égale à $\lambda/4$. La manière la plus optimale pour réduire les coûts (taille du système ou force du PTO) est de réduire la largeur jusqu'à $\lambda/8$. Pour un flotteur possédant cette largeur, le *CWR* est réduit d'environ 10% pour une réduction de la taille de deux et de la force du PTO de 40%.

Si l'on souhaite réduire davantage les coûts, les formes optimales diffèrent selon le critère de coût. La réduction de la taille du flotteur passera par une réduction de la largeur plus importante. En revanche, si l'on se base sur la force du PTO, une réduction de la largeur doit être couplée avec une augmentation du tirant d'eau pour permettre la conservation d'un bon rendement.

6.5.2 Flotteur quadrilatère

Afin de limiter le nombre de solutions possibles, le coefficient d'amortissement est fixé lors des optimisations. Pour une optimisation de forme en pleine mer, la forme optimale obtenue est celle d'un triangle rectangle. Plus le coefficient d'amortissement choisi est grand et plus la largeur du flotteur l'est également, en contrepartie, le tirant d'eau diminuera. Bien que la forme finale obtenue semble influencée par les contraintes appliquées au problème, les triangles trouvés correspondent bien aux formes triangles permettant d'obtenir les meilleurs rendements.

Pour les optimisations en présence du mur, le processus d'optimisation nous donne de nombreuses formes différentes. Cependant, elles ne correspondent pas toujours aux formes permettant la meilleure récupération. Afin de réduire le nombre de formes possibles, une stratégie de régulation est appliquée. Cette modification permet à l'algorithme d'optimisation de converger dans certains cas. Des formes triangulaires sont de nouveaux obtenues. Ces formes correspondent à un optimum causé par une résonance dans le gap. Il faudrait alors réitérer l'expérience en houle irrégulière afin de s'affranchir des phénomènes de résonance dans le gap qui provoquent de fortes valeurs de *CWR* avec le modèle potentiel.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

Dans ce manuscrit, un système houlomoteur flottant bord à quai est étudié. Bien que le potentiel de houle est moins intéressant proche des côtes, le système subit des événements extrêmes moins violents et moins fréquents. De plus, le système peut assurer une fonction de protection des structures devant lesquelles il est placé.

L'objectif de ces recherches est d'améliorer les performances du flotteur (fonction de production d'énergie et de protection). Afin d'optimiser sa récupération d'énergie, un processus d'optimisation de forme est présenté. Il est construit grâce à l'algorithme CMA-ES [52] couplé avec un modèle semi-analytique potentiel permettant de calculer les performances hydrodynamiques du système. Les performances de protection du flotteur ont été étudiées à travers des modèles physiques et numériques.

Pour réaliser ces études, deux modèles potentiels linéaires sont utilisés. Le premier est un modèle semi-analytique et permet d'étudier le comportement d'un flotteur rectangulaire devant un mur en deux dimensions (modèle de Zheng et al. [118]). Le second est un modèle numérique BEM en 3D permettant l'étude des performances hydrodynamiques pour un flotteur de forme complexe (NEMOH [8]).

Un dispositif expérimental est utilisé pour étudier le rôle de protection du flotteur. Il permet de connaître l'impact de la présence du flotteur sur les franchissements d'eau traversant la digue à laquelle il est accolé. Grâce à une balance d'effort placée sous la digue, les efforts subis par la digue seront aussi mesurés. De plus, ce dispositif permet de tester un prototype de convertisseur à l'échelle du canal développé par le CEREMA.

En complément, une modélisation numérique du canal est réalisée sous OpenFOAM. Ce modèle permet de pouvoir tester des formes de flotteur non disponibles dans notre dispositif. Il est également utilisé pour l'étude de la fonction de protection du flotteur. En effet, il présente des résultats similaires à ceux mesurés expérimentalement.

La présence du flotteur peut augmenter comme diminuer les efforts habituellement appliqués à la digue.

Lorsque la *RAO* est importante, la radiation du flotteur augmente les efforts appliqués à la digue. De plus, si les fréquences de la houle sont proches des fréquences de résonance du gap, la forte élévation de la surface libre qui en découle augmente également les efforts. Pour que la présence du flotteur permette une réduction des efforts habituellement appliqués à la digue, il faut alors que le déplacement du flotteur soit faible devant l'amplitude de houle. Cela devrait être le cas si un convertisseur est présent. Il faudra aussi s'assurer que les fréquences de houle rencontrées sur le site d'implantation soient éloignées des fréquences causant les résonances dans le gap. Comme le premier mode de résonance dans le gap intervient pour des fréquences proches de la résonance du flotteur, il est préférable de se situer loin de tout phénomène de résonance. Viser un comportement majoritairement suiveur de houle pourrait être bénéfique pour permettre d'éviter d'avoir trop de radiation du flotteur et de s'assurer d'être loin de ces conditions de résonance.

En houle irrégulière, le flotteur peut réduire les franchissements d'eau s'il est très proche de la digue. En effet, pour des distances suffisamment faibles, les essais montrent une réduction de franchissement pour toutes les conditions de houle testées en comparaison aux cas sans flotteur. En revanche, si la distance à la digue est importante, le flotteur peut augmenter les franchissements d'eau pour toutes les fréquences de houle testées. La distance à la digue est donc un paramètre critique dans la réduction des franchissements.

Le prototype de convertisseur électrique testé expérimentalement a pu mettre en évidence le rôle de la largeur du flotteur dans la production électrique. Pour une masse de flotteur identique, les performances de celui qui possédait une grande largeur devant le tirant d'eau étaient bien meilleures que pour celui qui possédait une largeur plus faible pour un grand tirant d'eau. De plus, sa gamme de fréquences utiles se trouve aussi élargie. En revanche, le coefficient d'amortissement du convertisseur semble actuellement trop grand pour notre facteur d'échelle. Par conséquent, nous n'avons pas pu tester les fréquences les plus récurrentes du site de Dieppe ni son comportement en houle irrégulière. Enfin, la présence du contrepoids entraînant le convertisseur lors de la montée du flotteur induit un amortissement trop important. Il conduit à une valeur de tension mesurée en sortie de génératrice plus faible lorsqu'il est présent. Il est alors possible que le convertisseur testé soit sur-dimensionné pour l'échelle de notre étude.

L'optimisation de la largeur et du tirant d'eau d'un flotteur rectangulaire devant un mur a été réalisée. Le coefficient d'amortissement a été pris comme optimal dans ces essais. En houle régulière, une infinité de solution est trouvée. Ces solutions suivent des tendances linéaires dans l'espace des variables (largeur, tirant d'eau). En houle irrégulière, une unique solution est trouvée. Cette solution correspond à un tirant d'eau le plus faible possible. La largeur du flotteur est alors égale à la moitié de la longueur d'onde pour un cas sans digue et permet un rendement théorique de 0.5. En présence du mur vertical, l'optimisation du flotteur permet un rendement théorique égal à 1 pour une largeur égale au quart de longueur d'onde. Pour une optimisation de forme d'un flotteur bord à quai en houle régulière, une attention particulière doit être portée sur l'origine des bonnes performances du flotteur. En effet, des solutions sont obtenues à cause des effets de résonance dans le gap, ce qui n'est plus le cas en houle irrégulière. Il est donc conseillé d'optimiser directement la forme du flotteur pour une houle irrégulière ou d'appliquer des contraintes pour

éviter toutes les formes causant des résonances dans le gap (comme sur la masse ajoutée par exemple).

Pour améliorer la rentabilité du système, il faut réduire les dépenses de fabrication, sans trop réduire le rendement. Le moyen le plus efficace est de réduire la largeur du flotteur jusqu'à $\lambda/8$. Cela permettra de réduire considérablement la taille du système ainsi que la force maximum exercée par le PTO et entraînerait une réduction du CWR de 14% par rapport à son maximum possible. Si on souhaite réduire davantage les coûts, il est possible qu'une augmentation du tirant d'eau soit nécessaire en parallèle d'une réduction de largeur.

Des résultats d'optimisation de forme plus générale sont aussi présentés. Pour un flotteur en pleine mer, le flotteur optimal trouvé possède une face inclinée face à la houle et droite de l'autre côté. La partie immergée du flotteur est alors un triangle. Cette forme permet théoriquement d'obtenir un rendement de 1. Lorsque le coefficient d'amortissement augmente, sa largeur augmente également et son tirant d'eau diminue. En revanche, les contraintes appliquées sur la géométrie du flotteur ont limité la liberté de formes possibles.

7.2 Perspectives

Dans l'étude des franchissements, seule la distance à la digue varie. Afin de connaître jusqu'à quel point le flotteur peut réduire les franchissements, une étude des franchissements pour plusieurs formes de flotteur serait pertinente. De plus, l'influence de la forme du flotteur sur les franchissements n'a pas pu être examinée. Une optimisation de la forme du flotteur sur sa réduction des franchissements serait fortement souhaitée. Cependant, cette optimisation de forme devra prendre en compte la partie émergée du flotteur qui pourrait jouer un rôle important dans la réduction de franchissement.

Une étude complémentaire en présence du PTO in-situ ou dans un canal permettant de générer des houles plus importantes serait nécessaire pour connaître le fonctionnement du convertisseur à des échelles maquette plus importantes.

Une optimisation de la forme du flotteur quadrilatère en houle irrégulière serait très intéressante. Pour cela, un nouveau générateur de maillage devrait être utilisé afin de limiter le nombre de contraintes et d'avoir plus de liberté dans les formes admises. Le nombre de variables pourrait aussi être augmenté afin d'avoir une définition plus précise du profil du flotteur. Par la suite, le problème peut être étendu à un flotteur en trois dimensions. Cela permettrait d'observer l'influence de la directionnalité de la houle sur les formes obtenues. L'utilisation d'un modèle BEM plus rapide que NEMOH serait alors nécessaire pour limiter la durée du processus d'optimisation, comme HAMS [72] ou encore Capytain [5].

Enfin, pour permettre à l'optimisation de forme d'être plus réaliste, le modèle semi-analytique déterminant le comportement du flotteur devrait pouvoir être amélioré. Principalement pour la prise en compte des effets visqueux, comme avec l'ajout de termes dissipatifs dans les conditions limites appliquées à la surface du flotteur et surtout à la surface libre.

Dans le but d'étudier la faisabilité d'un système bord à quai pour un site donné de manière plus réaliste, une optimisation bi-objectif pourrait être réalisée (production, investissement) avec cette fois une production annuelle calculée en houle irrégulière pour tout un état de mer. Le prix serait quant à lui évalué de manière plus précise en fonction des paramètres de forme du système et du convertisseur.

Annexe A

Articles

- A.1 Numerical study of a Wave Energy Converter located in front of a vertical breakwater - EWTEC 2021
- A.2 Etude expérimentale de l'impact d'un système houlomoteur bord à quai sur la protection d'ouvrages maritimes - JNGCGC 2022
- A.3 Mono-objective optimisation of floating wave energy converter profile in front of vertical seawall - RENEW 2022

Numerical study of a Wave Energy Converter located in front of a vertical breakwater.

Tournant^a P, Perret^a G., Neuvéglise^a S., Marin^a F., Smaoui^b H. and Sergent^b P.

Abstract—We consider the numerical modelling of a quayside WEC (*Wave Energy Converter*) using OpenFOAM. The numerical model uses sliding interfaces with moving mesh and waveFoam’s method to generate and absorb wave reflection. Water overtoppings over the wall and RAO (*Ratio Amplitude Response*) results are investigated. The influence of clearance distance and the buoy draft is studied. The numerical model is validated by comparing the results with experimental data and analytical results using a linear potential model. We observed a good correlation between experimental and numerical results. Overtoppings decrease and RAO values increase when the clearance distance is decreased.

Index Terms—CFD, OpenFOAM, vertical wall, Wave Energy Converter,

I. INTRODUCTION

DUE to global warming, renewable energy technologies present a very active research sector. Unlike wind turbine, wave energy converters are dependent on the desired location. A system at deep water, will be very different from a nearshore system.

Nearshore systems present the advantages to reduce OPEX (*Operational Expenditure*) by reducing maintenance and grid connection costs. In addition, quayside systems benefit from waves reflection on the vertical breakwater.

The influence of a vertical wall on floating systems was first studied analytically in different configurations using a linear potential model. Such model was first developed by Mc Iver and Evans [1] to study the impact of additional vertical walls on energy devices performance. Hsu and Wu [2] showed that hydrodynamics coefficients of a heaving buoy were strongly modified by the presence of the wall. His model was completed by Zheng *et. al.* [3]. Still using linear potential model, Elchahal *et. al.* [4] studied the clearance distance influence on the RAO (*Response Amplitude Ratio*) of a rectangular floating breakwater in front of a harbour. Bhattacharjee and Guedes Soares [5] added a bottom topography. WEC efficiency and the CWR (*Capture Width Ratio*) increase were studied for circular floating buoy [6]. A detailed study of a rectangular

P. Tournant, S. Neuvéglise, G. Perret and F. Marin was at the LOMC, UMR CNRS 6294, Université du Havre, 53 rue de Prony, CS 80 540, 76058 Le Havre, France (e-mail: paul.tournant@univ-lehavre.fr, gael.perret@univ-lehavre.fr, francois.marin@univ-lehavre.fr).

H. Samoui and P. Sergent was at the Centre d’Etudes et d’expertise sur les Risques, l’Environnement, la—DTechEMF, 134 rue de Beauvais—CS 60039, Margny-Lès-Compiègne 60280, France (e-mail: Hassan.Smaoui@cerema.fr, Philippe.Sergent@cerema.fr).

H. Samoui was also at Laboratoire Roberval/LHN, Sorbonne Université, Université de Technologies de Compiègne, FRE CNRS 2012, CS 60319, Compiègne 60203, France.

floaters in front of a vertical wall has been recently performed analytically by Zhang *et. al.* [7].

Those results were compared with experimental and numerical studies. The ability to study WEC performance using OpenFOAM is investigated in many research [8]. There are some dynamic mesh methods to move the buoy [9]. Numerically modeling of a rectangular buoy in front of a vertical wall with sloping bottom topography has been performed using OpenFoam by Gao *et. al.* [10]. They have shown that for all frequencies tested, maximal vertical wave force in the gap decreases when the topography slope increases. Neuvéglise *et. al.* showed that analytical model were not valid for large draft or short clearance distances [11]. Moreover, quayside heaving buoy were experimentally showed to reduce overtopping for regular waves [12]. The ability of OpenFOAM to characterize overtoppings has been studied and validated by Chen *et al.* [13].

In the present study, we consider the behaviour of a rectangular heaving buoy in front of a rectangular wall. RAO results are compared with the analytical potential model developed by [3]. The impact of the floater on overtopping is highlighted for regular and irregular waves. Experimental and numerical modelling are performed. Numerical results are carried out by OpenFOAM.

II. EXPERIMENTAL SET-UP

The numerical model has been validated by comparing the results with experimental data for one configuration described below. Experimental measurements have been performed in LOMC wave flume (*Laboratory of waves and complex media*) of Le Havre Normandie University. The wave flume dimensions are 35m long, 1.2m high and 0.9 wide (Fig. 1).

The floater oscillates along two vertical spikes to en-

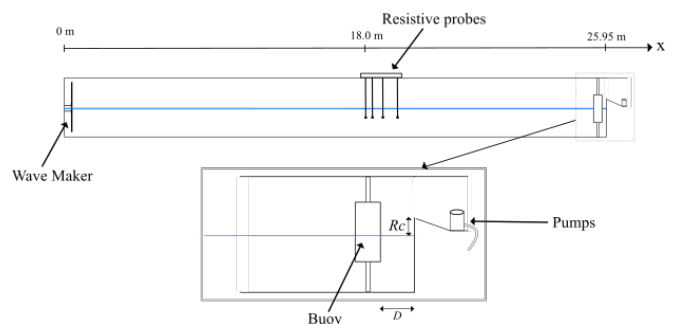


Fig. 1. Scheme of the wave flume used in this study.

sure only a heave motion. Draft, total height and width

of the buoy are respectively $\Gamma = 0.25m$, $H_f = 0.4m$, $L = 0.1m$ and the clearance distance, *i.e.* the distance between the floater and the vertical breakwater, is $D = 0.01m$. The water depth is fixed at $h = 0.63m$. The distance between the free surface and the top of the vertical breakwater is $Rc = 0.07m$. Overtoppings are collected in a tank behind the vertical wall. They are measured by two pumps with volume counters. The measured water volume are rejected in the flume, to ensure a constant mean water level. Irregular and regular waves have been tested. A JONSWAP spectrum is considered with a peak enhancement factor $\gamma = 3.3$ for irregular waves. The wave height is fixed to $H_i = 0.1m$ for regular wave and the significant wave height to $H_s = 0.1m$ for irregular waves. The periods are varied between $1.15s$ and $3.5s$ for regular waves, like peak periods for irregular waves. Reflected waves are absorbed by the paddle. ore details on the experimental set-up can be found in Neuvégglise *et. al.* [11].

III. NUMERICAL MODEL

A. Governing equations

Numerical modelling is performed using OpenFoam software. InterFoam solver is used to solve two-phase fluid, incompressible and inviscid. Mass and momentum equations are formulated as:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - g_i x_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2)$$

Where p , u_i and g_i represent the dynamic pressure, the velocity, and the gravity acceleration, in air and water phases. These equations are solved in both phases. To solve them in the whole domain, we use VoF method (*Volume of fluid*) which consists in introducing a scalar quantity α characterizing the mass fraction, $\alpha = 1$ corresponding to water and $\alpha = 0$ to air phase. Density ρ and dynamic viscosity μ are defined by 3 and 4.

$$\rho = \alpha \rho_{water} + (1 - \alpha) \rho_{air} \quad (3)$$

$$\mu = \alpha \mu_{water} + (1 - \alpha) \mu_{air} \quad (4)$$

An other equation is added to characterize scalar α advection in 5.

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \alpha u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \alpha (1 - \alpha) u_{ir}}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

The $\frac{\partial \alpha (1 - \alpha) u_{ir}}{\partial x_i}$ term allows to artificially compress the interface. The interface is defined as $\alpha = 0.5$. Turbulence model $k - \epsilon$ SST is used [14].

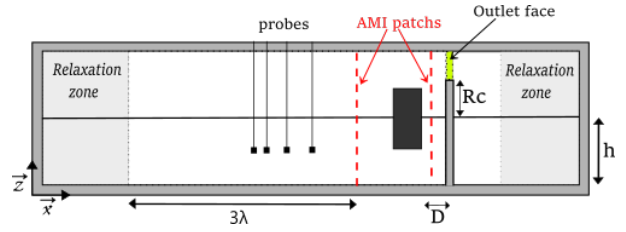


Fig. 2. Domain dimensions and configuration.

B. Numerical configuration

Waves are generated in waveFoam relaxation zone which is added to the domain. This zone enables to properly absorb wave reflection and avoid re-reflection [15]. The numerical domain is bi-dimensional (Fig. 2).

The buoy is rectangular, moving only in heave motion. The relaxation zone lengths are set to 2λ and the flume length to 3λ , where λ is the wave length.

Regular and irregular waves are modeled. Stokes model at first order is used for regular waves. A JONSWAP spectrum with $\gamma = 3.3$ is chosen for irregular waves. The incident and reflected wave amplitude is measured according to Mansard & Funke method [16]. Sampling is defined so as to respect the Shannon condition. Overtoppings are determined with the temporal evolution of the mass flux through the outlet face.

C. Mesh

The mesh is realized with *blockMesh* and *snappy-HexMesh*, implemented in OpenFOAM to generate and refine mesh.

The sliding interfaces method was chosen to model buoy motion. This method has the advantage of being less expensive in time than mesh morphing or overset mesh. Moreover, when the gap is small ($D \leq 0.01m$), the mesh morphing strongly deforms the cells in the gap and does not allow to model important buoy displacements. Use of overset mesh is also difficult for small gaps. Sliding interfaces is thus a good option for one degree of freedom systems in front of structure.

However there are currently parallelisation problems with this method in OpenFOAM. Cells addition and suppression do not work well in several cases. The mesh definition is one of the biggest challenge.

D. Convergence

The size of the optimal cells is studied according to the GCI (Grid Convergence Method) method presented by Celik [17]. This method permits to estimate discretization error by comparing results of three different meshes, if the ratio between the characteristic cell size is more than 1.3. According to Fig. 3, the optimal mesh obtained with this convergence method is mesh #4 corresponding to 100k cells. Region around buoy contains the smallest cells with a size of 1.6 mm.

Mesher	1	2	3	4	5	6
Minimal cell size [mm]	0.5	0.7	1.1	1.6	2.2	3.1

TABLE I
MESH SIZES TESTED

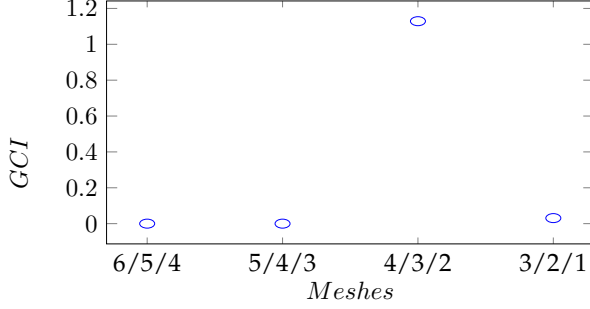


Fig. 3. GCI values for different meshes applied to the buoy amplitude.

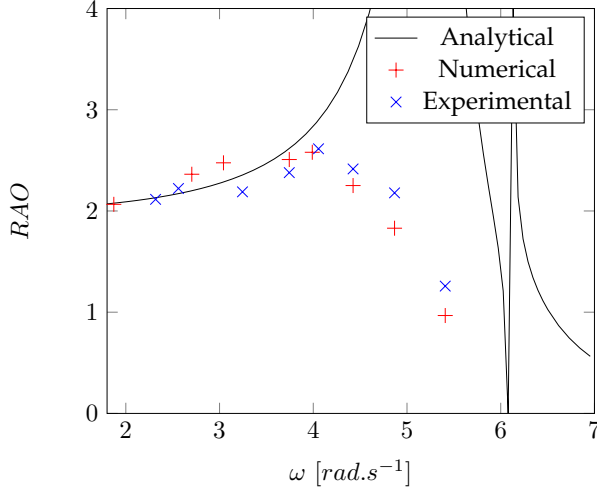


Fig. 4. Ratio Amplitude Operator : comparison between experimental, analytical, and numerical results

IV. NUMERICAL VALIDATION

In order to validate the numerical model, the RAO is compared with experimental results. The buoy amplitude is normalized by the incident wave amplitude in Fig. 4. Both numerical and experimental results are in good agreement. Relative maximum deviation is 23%. Results are also compared with linear potential model based on Haskind decomposition [3]. However, as previously observed by Neuvéglise [11], physical and numerical results are far from the linear potential model. Indeed, damping and nonlinear phenomena are not taken into account in such model.

V. OVERTOPPINGS

Numerical overtopping \mathcal{V}_N are obtained using Eq. 6. We calculated the mass flow Q_m that crosses outlet face with Eq. 7. Mass flux is directly determined by waveFoam solver. The time step is $\Delta t = 10ms$. S_{outlet} is the outlet face surface.

$$\mathcal{V}_N = \frac{1}{\rho} \sum_{t=0}^{t_f} Q_m \Delta t \quad (6)$$

$$Q_m = \int_{S_{outlet}} \rho \phi \, dS \quad (7)$$

For each tested condition, numerical simulations are performed with and without the floater in order to calculate the overtopping ratio $\Delta \mathcal{V}_N = \mathcal{V}_{N_{withbuoy}} / \mathcal{V}_{N_{withoutbuoy}}$.

In addition to numerical overtopping, overtopping is estimated using the EuroTop manual [18] equation for a vertical sea wall without buoy (Eq. 9). The same equation is used with the buoy where the incident wave height H_i is replaced by the wave height in the gap $H^{(1)}/2$. The correction performed by S. Neuvéglise *et al.* [12] to take into account the dissipation in the gap between the floater and the vertical breakwater, is used.

$$\mathcal{V}_{A_{with\ buoy}} = 0.054 \cdot \exp \left[- \left(2.12 \frac{R_C}{\frac{H^{(1)}}{2}} \right)^{1.3} \right] \cdot \sqrt{g \left(\frac{H^{(1)}}{2} \right)^3} \quad (8)$$

$$\mathcal{V}_{A_{without\ buoy}} = 0.054 \cdot \exp \left[- \left(2.12 \frac{R_C}{H_i} \right)^{1.3} \right] \cdot \sqrt{g H_i^3} \quad (9)$$

Where $\frac{H^{(1)}}{2}$ represents wave height in the gap and H_i the incident wave height. The overtopping ratio is then defined as:

$$\Delta \mathcal{V}_A = \frac{\mathcal{V}_{A_{withbuoy}}}{\mathcal{V}_{A_{withoutbuoy}}} \cdot F_{corr} \quad (10)$$

Where F_{corr} is a correcting factor defined by the buoy parameters to take into consideration the pressure drop due to viscous effects in the gap, characterised by the friction coefficient Λ .

$$F_{corr} = 1 - \Lambda \frac{R_C + \Gamma}{D} \quad (11)$$

Thus, overtopping ratio is equal to one without buoy.

Overtopping results are presented in Fig. 5 and 6 for regular and irregular waves. For regular waves, Neuvéglise *et al.* [12] showed that overtoppings strongly increase close to the resonance. This result is confirmed by numerical simulations for large clearance distance, *i.e.* $R_c/D = 0.7$ although overtopping increase is smaller than experimental ones. For a small one, $R_c/D = 7$, overtopping ratio measured numerically is decreased for all sea-states. The same result is observed for irregular waves: overtopping ratio is reduced for a small clearance distance, *i.e.* when the floater is close to the wall. Indeed, dissipation in the gap increases as the clearance distance decreases leading to a decrease of overtopping in these cases.

VI. EXTREME CONDITION

To study the clearance distance influence on the RAO, two different buoys are tested experimentally in regular and irregular waves for one extreme condition. Buoys have two different drafts, $\Gamma = 0.08m$

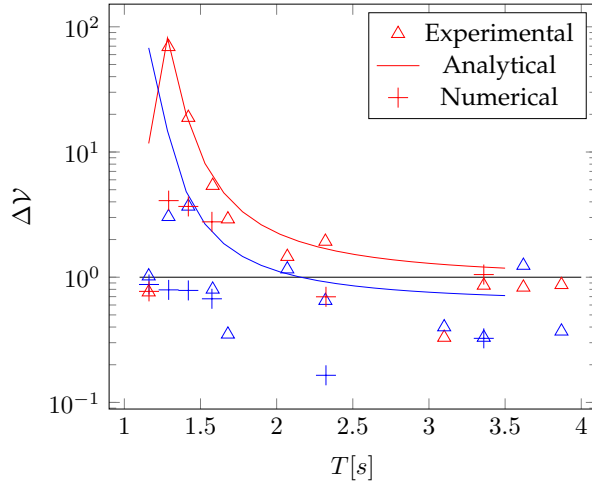


Fig. 5. Overtoppings for regular waves. Full line represents the analytical model. Red markers represent results for $Rc/D = 0.7$ and blue for $Rc/D = 7$. The horizontal black line indicates the value of the overtopping ratio without buoy

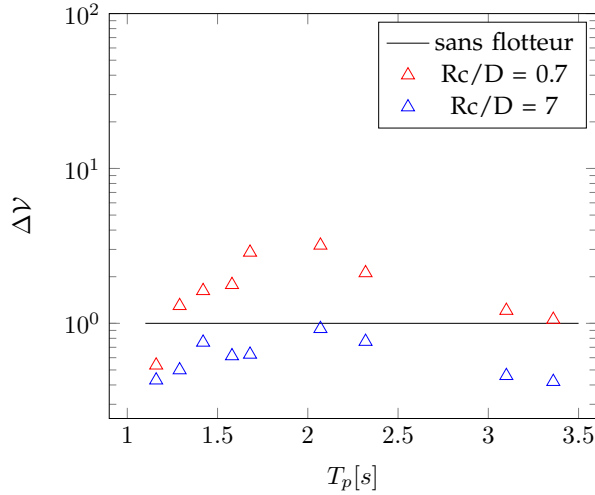


Fig. 6. Overtopping ratio measured experimentally in irregular waves.

and $\Gamma = 0.125m$. The buoys' width remains constant at $L = 0.1m$. The sea states parameters are $h = 0.65m$ and $H_s = 0.175m$. For regular waves, the wave period is $T = 1.79s$. A JONSWAP spectrum is used for irregular wave with $T_p = 1.79s$ and $\gamma = 3.3$.

The floater amplitude for irregular waves is determined similarly to the significant wave height using the 0th order moment m_0 defined in Eq. 12 where $S_f(\omega)$ represent the amplitude spectrum of the buoy and a_f the buoy amplitude.

$$m_0 = \int_0^{\infty} S_f(\omega) d\omega \quad (12)$$

$$a_f = 2\sqrt{m_0} \quad (13)$$

RAO results are presented in Fig. 7. The RAO values are more important in irregular waves than regular waves. However, when the clearance distance D decreases, RAO increases in regular and irregular waves for both tested buoys.

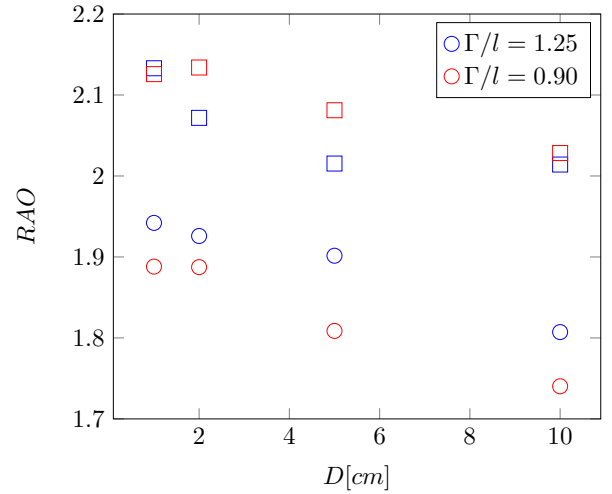


Fig. 7. Influence of the clearance distance on RAO for regular waves (○) and irregular waves (□).

VII. CONCLUSION

The present model carried out with OpenFOAM allows us to study the behavior of a buoy located in front of a vertical wall. Overtopping ratio and RAO obtained numerically have been compared with experimental results. Both approaches show a good agreement. It is shown that a small clearance distance increases RAO and minimizes overtopping in regular and irregular waves.

A quayside device may have two main functions, recovering energy and protecting the vertical breakwater by reducing overtopping. Reducing the clearance distance provides better results for both device functions. In a future study, we will study the effort applied on the structures and estimate the amount of water volume crossing for different buoy shapes. A modeled PTO will be added to the experimental set-up and numerical model. The objective is to optimize the shape of the float to increase the production of electrical energy with a PTO, minimize overtopping and reduce the manufacturing cost, mainly depending on the shape of the main body.

ACKNOWLEDGEMENT

The authors would like to acknowledge Normandy Regional Council and ADEME for the funding of this study.

REFERENCES

- [1] P. McIver and D.V. Evans. An approximate theory for the performance of a number of wave-energy devices set into a reflecting wall. *Applied Ocean Research*, 10(2):58–65, 1988.
- [2] Hu-Hsiao Hsu and Yung-Chao Wu. The hydrodynamic coefficients for an oscillating rectangular structure on a free surface with sidewall. *Ocean Engineering*, 24(2):177–199, 1997.
- [3] YH Zheng, YG You, and YM Shen. On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular buoy. *Ocean engineering*, 31(8-9):1063–1082, 2004.
- [4] Ghassan Elchahal, Rafic Younes, and Pascal Lafon. The effects of reflection coefficient of the harbour sidewall on the performance of floating breakwaters. *Ocean Engineering*, 35(11):1102–1112, 2008.

- [5] Joydip Bhattacharjee and C Guedes Soares. Wave interaction with a floating rectangular box near a vertical wall with step type bottom topography. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 22(5):91–96, 2010.
- [6] Julius Schay, J. Bhattacharjee, and Carlos Guedes Soares. Numerical modelling of a heaving point absorber in front of a vertical wall. volume 8, 06 2013.
- [7] Yang Zhang, Mingwei Li, Xuanlie Zhao, and Lifen Chen. The effect of the coastal reflection on the performance of a floating breakwater-wec system. *Applied Ocean Research*, 100:102117, 2020.
- [8] Christian Windt, Josh Davidson, and John V. Ringwood. High-fidelity numerical modelling of ocean wave energy systems: A review of computational fluid dynamics-based numerical wave tanks. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 93:610–630, 2018.
- [9] Josh Davidson, Mirlan Karimov, Adam Szelechman, Christian Windt, and John Ringwood. Dynamic mesh motion in open-foam for wave energy converter simulation. 07 2019.
- [10] Junliang Gao, Jun Zang, Lifen Chen, Qiang Chen, Haoyu Ding, and Yingyi Liu. On hydrodynamic characteristics of gap resonance between two fixed bodies in close proximity. *Ocean Engineering*, 173:28–44, 2019.
- [11] Sixtine Neuvéglise, Gaële Perret, Hassan Smaoui, François Marin, and Philippe Sergent. Two-dimensional modelling of a quayside floating system. *Journal of Marine Science and Engineering*, 8:903, 11 2020.
- [12] Sixtine Neuvéglise, Gaële Perret, Hassan Smaoui, François Marin, and Philippe Sergent. Impact of a quayside floating system on overtopping. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 146:103890, 2020.
- [13] W. Chen, J.J. Warmink, M.R.A. van Gent, and S.J.M.H. Hulscher. Numerical modelling of wave overtopping at dikes using open-foam®. *Coastal Engineering*, page 103890, 2021.
- [14] Florian Menter, M. Kuntz, and RB Langtry. Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. *Heat and Mass Transfer*, 4, 01 2003.
- [15] José Conde. Comparison of different methods for generation and absorption of water waves. pages 71–77, 06 2019.
- [16] E. PD. Mansard and E. R. Funke. The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method. *Coastal Engineering*, pages 154–172, 1980.
- [17] I. B. Celik, U. Ghia, P. J. Poache, C. J. Freitas, H. Coleman, and P. E. Raad. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130(7), 07 2008. 078001.
- [18] J.W. Van der Meer, N.W.H. Allsop, T. Bruce, J. De Rouck, A. Korthenhaus, T. Pullen, H. Schüttrumpf, P. Troch, and B. Zanuttigh. Eurotop : Manual on wave overtopping of sea defences and related structures, an overtopping manual largely based on european research, but for worldwide application. 2018.

Etude expérimentale de l'impact d'un système houlomoteur bord à quai sur la protection d'ouvrages maritimes

Paul TOURNANT¹, Gaële PERRET¹, François MARIN¹, Philippe SERGENT²,
Hassan SMAOUI^{2,3}

1. Université Le Havre Normandie, Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, UMR 6294 CNRS, 53 Rue de Prony, 76600 Le Havre, France.
paul.tournant@univ-lehavre.fr, gaele.perret@univ-lehavre.fr, francois.marin@univ-lehavre.fr
2. Centre d'Etude et d'expertise sur les Risque, l'Environnement, la Mobilité et l'Aménagement – DTechEMF, 134 rue de Beauvais, CS 60039, Margny-Lès-Compiègne 60280, France.
philippe.sergent@cerema.fr, hassan.smaoui@cerema.fr
3. Laboratoire Roberval /LHN, Sorbonne Université, Université de technologie de Compiègne, FRE CNRS 2012, CS 60319, Compiègne 60203, France

Résumé :

Les systèmes de récupération d'énergie de la houle bord à quai peuvent jouer un rôle dans la protection de structures. Une précédente étude (NEUVEGLISE *et al.*, 2020) a montré qu'un tel système pouvait réduire de manière significative les franchissements d'eau par-dessus un mur vertical pour une houle régulière. De plus, le placement de houlomoteurs proche de la côte permet de réduire les coûts de raccordement au réseau et les coûts de maintenance par rapport au système en pleine mer.

Dans cet article, nous cherchons à comprendre quel impact peut avoir le flotteur sur la protection de structure. Pour cela, nous avons mesuré expérimentalement les efforts subis par la digue et les franchissements en houle irrégulière pour différentes configurations. Des résultats expérimentaux sont présentés pour un flotteur de type parallélépipède rectangulaire. Les efforts ont été enregistrés avec une balance d'effort multi-composantes. En houle régulière, deux flotteurs de tirant d'eau différents ont été testés. L'influence de la distance à la digue a été étudiée pour le cas d'une houle irrégulière. La présence du flotteur peut augmenter comme diminuer les efforts subis par la digue. En effet, si l'amplitude du flotteur est grande devant l'amplitude de houle, les efforts sont augmentés et inversement. De plus, si la distance à la digue est suffisamment faible, les franchissements sont réduits pour tous les spectres de houles irrégulières testés.

Mots-clés :

Houlomoteur, Protection d'installations côtières, Essais expérimentaux, Interaction fluide/structure.

1. Introduction

Pour limiter les effets du dérèglement climatique, de nombreux secteurs industriels doivent subir des modifications importantes. C'est le cas de la production énergétique mais aussi des installations portuaires. Les technologies de conversion d'énergie des vagues peuvent répondre en partie à ces deux problèmes. Elles permettent d'assurer une production d'énergie décarbonée avec un facteur de charge important et peuvent aussi assurer un rôle de protection maritime.

Les premiers systèmes à avoir démontré leur efficacité dans ce double rôle sont les colonnes d'eau oscillante, comme le démonstrateur de Mutriku (TORRE-ENCISO *et al.*, 2009). Cependant, ces systèmes ont l'inconvénient de nécessiter des travaux d'installation importants et peuvent difficilement s'adapter aux structures déjà existantes. Plus simple d'installation, les systèmes flottants peuvent présenter une solution rapide à mettre en place.

En effet, ZANUTTIGH & ANGELELLI ont étudié expérimentalement l'atténuation de la houle après avoir traversé une ferme de houlomoteurs flottants (ZANUTTIGH & ANGELELLI, 2013). Ils ont pu montrer une modeste réduction de l'amplitude transmise. De plus, s'appuyant sur les brises lame flottants, des systèmes hybrides permettent la protection de structure tout en produisant de l'électricité (REABROY *et al.* 2019 ; ZHANG *et al.*, 2021). La production d'énergie qui en résulte permet d'amortir les coûts d'installation.

Le flotteur peut aussi être placé à proximité d'une digue. Cette idée est ancienne (MC IVER & EVANS, 1988). Cette position permet une réduction des coûts et une augmentation du rendement grâce aux réflexions de la houle sur le mur que constitue la digue (SCHAY *et al.* 2013). Dans cette configuration, la distance entre le flotteur et le mur peut prendre des dimensions critiques pour certaines fréquences de houle. En effet, certaines composantes fréquentielles de la houle peuvent faire entrer en résonance la colonne d'eau située dans le gap. Ces fréquences peuvent être estimées avec un modèle semi-analytique (MOLIN, 2001).

Avec une étude numérique, GAO *et al.*, ont étudié les efforts appliqués sur un flotteur rectangulaire fixe placé devant un mur vertical. Ils ont montré que la résonance du fluide dans le gap joue un rôle dominant sur les efforts subis par le flotteur (GAO *et al.*, 2019). ZHANG *et al.*, (2020) ont réalisé une étude analytique pour un flotteur libre avec un convertisseur. Ils montrent que les efforts subis par le flotteur sont maximisés lors de la résonance du gap (ZHANG *et al.*, 2020).

En plus de son effet sur les efforts, le flotteur peut avoir une utilité sur la réduction des volumes d'eau franchissant la digue. VAN DER MEER a proposé des modèles pour estimer les franchissements pour des digues verticales (VAN DER MEER, 2002). NEUVEGLISE *et al.*, ont mesuré la variation des franchissements d'eau causée par la présence d'un flotteur rectangulaire en houle régulière (NEUVEGLISE *et al.*, 2020). La présence du flotteur semble réduire davantage les franchissements si le flotteur est plus

proche de la digue. Cependant, il semble augmenter significativement les franchissements pour certaines fréquences de houle proche de la fréquence de résonance du flotteur. Dans cette étude, l'influence du flotteur sur les efforts appliqués à la digue est étudiée. Les essais expérimentaux sont réalisés en houles régulières et irrégulières. Les franchissements sont également quantifiés pour deux configurations différentes en houle irrégulière.

2. Dispositif expérimental

2.1 Les éléments du dispositif expérimental

Les essais se sont déroulés au Laboratoire Onde et Milieux Complexe (LOMC) de l'université du Havre Normandie. Le canal à houle utilisé mesure 34m de long, 0.9m de large et 1.2m de hauteur. Le dispositif complet est présenté en figure 1.

La houle est générée à l'aide d'un batteur piston HR Wallingford. Il est équipé d'un système d'absorption active qui permet d'absorber la houle réfléchiée. La houle irrégulière est modélisée par des spectres de JONSWAP. Les amplitudes de houle incidentes et réfléchiées sont mesurées à l'aide de sondes résistives avec la méthode de Mansard et Funke (MANSARD & FUNKE 1980). Le coefficient de réflexion C_r est déterminé par le rapport des amplitudes incidentes et réfléchiées. Les incertitudes sur les mesures d'amplitudes sont de plus ou moins 0.5 mm.

Le flotteur est un parallélépipède creux en PVC rigide. Il est traversé par deux pieux verticaux fixés au fond et en haut du canal. Ce guidage permet de contraindre le flotteur à un unique degré de liberté de pilonnement. La digue est modélisée par une paroi en PVC rigide prenant toute la largeur du canal. Elle est fixée sur une balance d'effort multi-composante, elle-même fixée au fond du canal. L'étanchéité entre le canal et la digue est assurée à l'aide d'un joint élastique. L'eau qui franchit la digue est récoltée dans un bac de récupération contenant des pompes volumétriques. Le volume traversant la digue est pompé, mesuré par un compteur volumétrique, puis réinjecté dans le canal pour maintenir un niveau d'eau constant lors des essais.

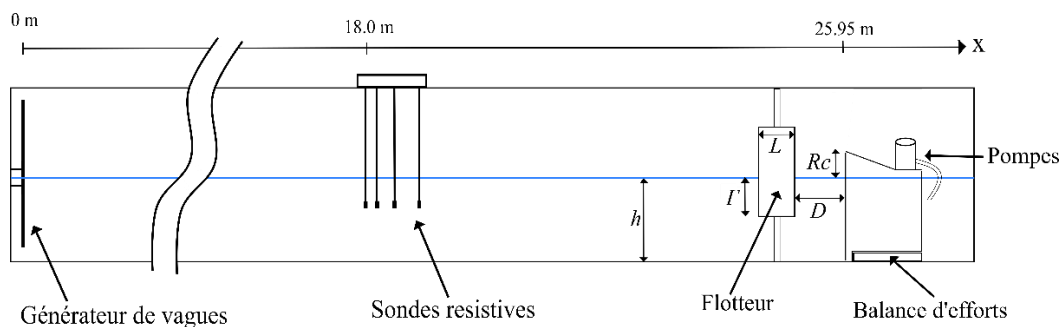


Figure 1. Dispositif expérimental utilisé pour les mesures de franchissement et d'effort sur la digue. Il fait partie de la plateforme MecaFluides du LOMC.

En houle régulière, un cycle de 300 vagues est enregistré. En houle irrégulière, un cycle complet du spectre est enregistré, la durée étant déterminée par le logiciel qui commande le batteur.

2.2 La mesure d'efforts sur la digue

Les efforts sur la digue ont été mesurés à l'aide d'une balance d'efforts multi-composantes. Elle est fixée au fond du canal à houle, la digue repose dessus. La norme adimensionalisée de la force appliquée sur la digue est appelée F .

$$F = \frac{\|\vec{f}\|}{\rho g h l a_i}, \quad (2.1)$$

où ρ représente la masse volumique, g la gravité, l la largeur de la digue ($l = 0.9m$), h la profondeur d'eau et a_i l'amplitude de la houle incidente mesurée avec les sondes résistives. La force \vec{f} représente la force totale subit par la digue, enregistrée à l'aide de la balance d'effort.

Une moyenne de l'amplitude glissante de la force F sur une période de houle est réalisée. Cette grandeur sera appelée F_m et représente l'amplitude de force moyenne appliqué à la digue. L'incertitude liée à cette grandeur correspond à deux écarts type de la série d'amplitude glissante des efforts.

3. Résultats des efforts appliqués à la digue

3.1 Efforts appliqués à la digue sans flotteur

Les efforts théoriques appliqués à un mur vertical soumis à la houle peuvent être décrits grâce à l'intégrale du profil de pression selon z à la position du mur. Les champs de potentiel de vitesse sont pris à l'ordre 2. Les efforts mesurés expérimentalement F_{exp} sont comparés avec les résultats théoriques pour une digue seule (figure 2). Deux fonctions théoriques sont considérées. La première F_{th} , prend un coefficient de réflexion du mur égal à 1 pour toutes les fréquences incidentes. La théorie corrigée $F_{th,corr}$ représente les résultats théoriques prenant en compte le coefficient de réflexion mesuré expérimentalement pour chaque fréquence de houle. Le coefficient de réflexion de la digue mesuré expérimentalement est toujours inférieur à 1. Il varie entre 0.78 et 0.86 en fonction de la fréquence de la houle.

Les valeurs de la force F_{exp} mesurées expérimentalement sont globalement proches de celles calculées et corrigées théoriquement $F_{th,corr}$. On aperçoit tout de même une sous-estimation légère par rapport aux résultats théoriques. Ceci peut être causé par le joint élastique entre la digue et le canal qui peut induire une légère force de résistance au

déplacement de la digue. Cette force de résistance induit une réduction de 5% maximum sur la mesure

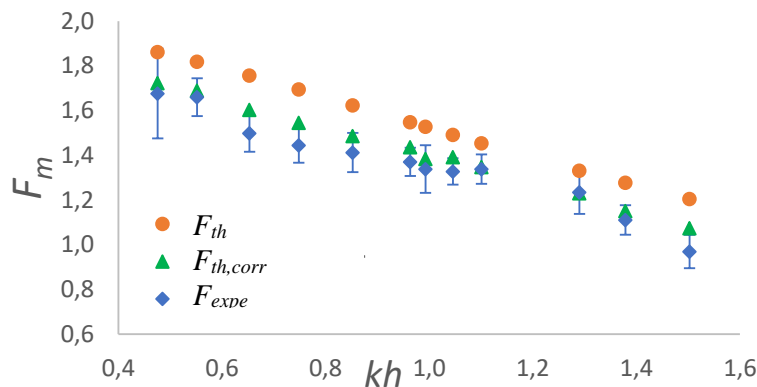


Figure 2. Amplitude moyenne de la force appliquée à la digue mesurée expérimentalement F_{exp} comparée avec les résultats théoriques. Le coefficient de réflexion est égal à 1 pour F_{th} . Pour $F_{th,corr}$ on utilise le coefficient de réflexion mesuré expérimentalement. Ces résultats sont obtenus sans flotteur. k représente le nombre d'onde de la houle.

3.2 Influence du tirant d'eau en houle régulière

On souhaite observer l'impact du flotteur sur la force F subie par la digue (Figure 3). Le tirant d'eau du flotteur a été doublé entre les deux séries. L'étude se déroule en houle régulière. On montre également l'évolution de l'opérateur du ratio d'amplitude (RAO) défini par le rapport entre l'amplitude du flotteur sur l'amplitude incidente de la houle (figure 3).

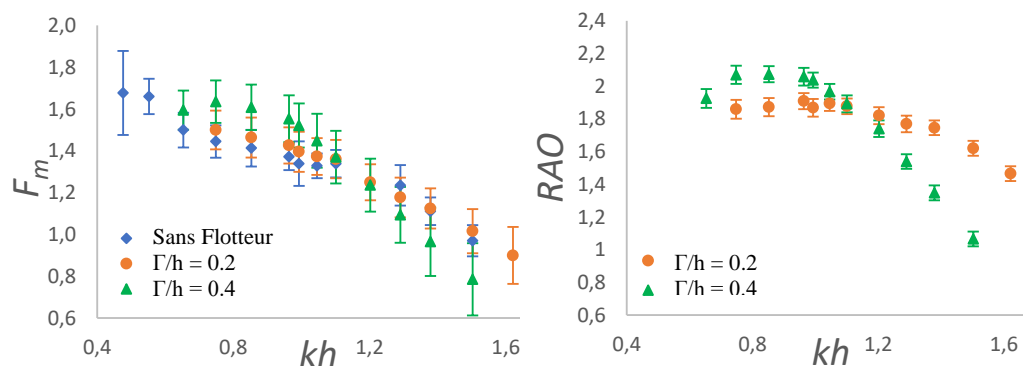


Figure 3. a) Comparaison des efforts subits par la digue avec et sans flotteur. La houle est régulière. b) RAO correspondante aux mesures d'effort. Les paramètres sont les suivants : $a/h = 0.05$, $D/h = 0.02$, $L/h = 0.6$.

Les écarts entre le cas avec et sans flotteur sont relativement faibles. Les plus grands écarts arrivent pour les grands kh . On observe une différence maximale de F de 4.7% pour le cas ou $\Gamma/h = 0.2$ et 19% pour le cas ou $\Gamma/h = 0.4$. Lorsque $\Gamma/h = 0.4$, le flotteur semble réduire les efforts subits par la digue pour les grandes fréquences. En contrepartie, sa présence augmente les efforts quand kh est compris entre 0.5 et 1. Lorsque $\Gamma/h = 0.2$, l'influence du flotteur est moins perceptible.

Ces résultats peuvent être expliqués par le déplacement du flotteur. Une augmentation du tirant d'eau provoque un décalage de la fréquence de résonance du flotteur vers les fréquences plus faibles (TAN & al., 2014). Lorsque la RAO est maximale on observe une augmentation importante des efforts par rapport au cas sans flotteur. Au contraire, lorsque la RAO est faible, les efforts sur la digue semblent diminuer. Globalement, nous observons un assez bon accord entre ces efforts et l'évolution de la RAO.

3.3 Influence de la distance à la digue en houle irrégulière

L'étude des efforts en houle régulière permet de comprendre l'impact des effets des résonances. Cependant, dans le cas d'une houle irrégulière, ces effets de résonance ont moins d'impact. Nous avons donc cherché à estimer l'impact du flotteur sur les efforts en houle irrégulière. Dans ces essais, l'influence de la distance à la digue a été mesurée. Pour caractériser les efforts qui surviennent lors des événements les plus violents, nous avons défini deux forces :

- F_{max} : La force maximale subie par la digue pendant le cycle (figure 4.a).
- $F_{2\%}$: La valeur moyenne de 2% des efforts les plus grands (figure 4.b).

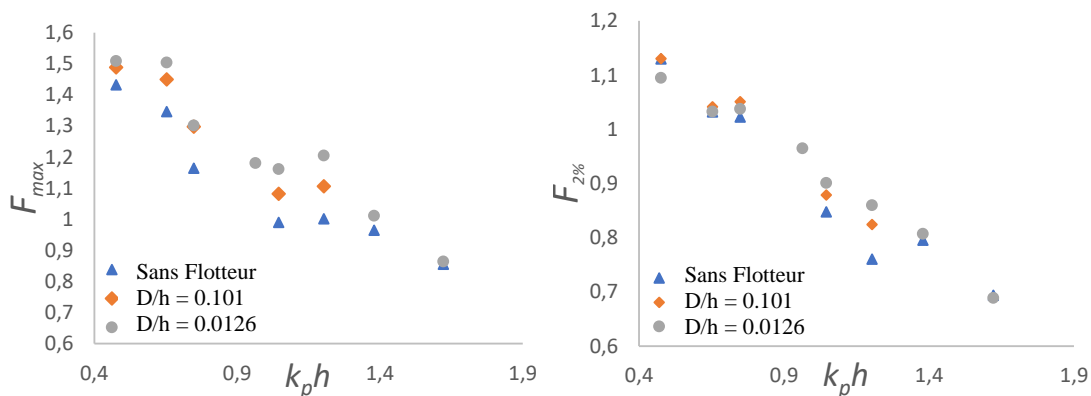


Figure 4. a) Efforts maximums subits par la digue pour une houle irrégulière. b) Moyenne des 2% plus importantes valeurs d'effort enregistrées. Le nombre d'onde à la fréquence pic est noté k_p . Les paramètres sont les suivants : $a/h = 0.05$, $\Gamma/h = 0.165$, $L/h = 0.126$.

La force exercée par l'eau sur la digue diminue quand le nombre d'onde augmente. Plus la longueur d'onde est grande et plus la houle est énergétique.

La présence du flotteur augmente les efforts pour tous les états de mer testés. Cette augmentation est plus prononcée lorsque D est plus faible. En effet, quand la distance à la digue est plus faible, la RAO est généralement plus importante. De plus une modification de la distance à la digue peut permettre à certaines composantes fréquentielles de provoquer la résonance de la colonne d'eau située entre le flotteur et la digue. Comme l'énergie contenue dans le gap augmente, l'énergie transmise à la digue augmente aussi.

4. Mesure de franchissement

En houle régulière, le flotteur augmente les franchissements lorsque la pulsation de la houle est proche de la pulsation de résonance du flotteur (NEUVEGLISE & al., 2020).

Des mesures de franchissement en houle irrégulière ont été conduites pour deux configurations différentes (Figure 5). Contrairement à la houle régulière, la houle irrégulière a tendance à réduire les effets de résonance. Les franchissements sont calculés par la grandeur Δv (Eq. 2).

$$\Delta v = \frac{\Delta v_{AvecFlotteur}}{\Delta v_{SansFlotteur}}, \quad (2)$$

avec $\Delta v_{AvecFlotteur}$ et $\Delta v_{SansFlotteur}$ représentant les volumes d'eau ayant franchi la digue respectivement, avec et sans flotteur. Ces volumes sont mesurés pour un cycle de houle entier. Quand Δv est supérieure à 1, la présence du flotteur augmente les franchissements.

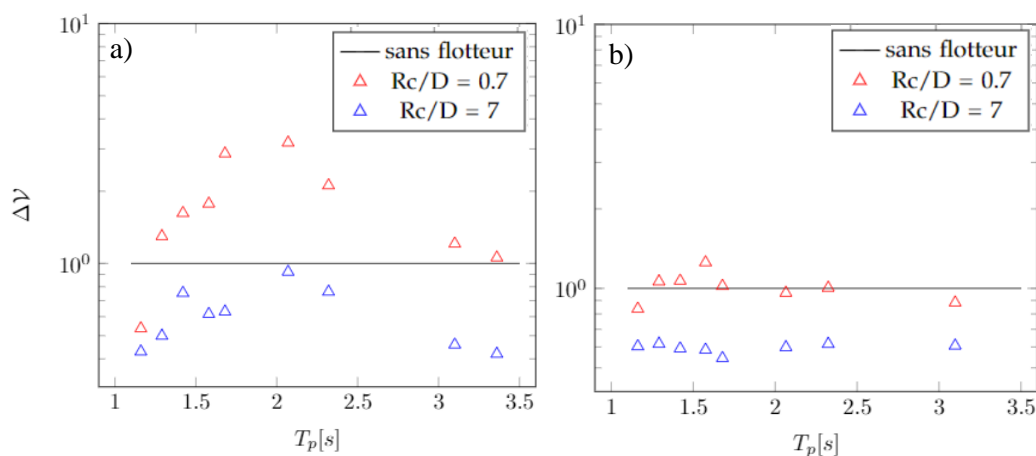


Figure 5. Influence de la présence du flotteur sur les franchissements d'eau passant par-delà la digue en houle irrégulière. a) $\frac{r}{h} = 0.397$. b) $\frac{r}{h} = 0.177$.

De manière générale, lorsque la distance à la digue diminue, les franchissements diminuent. Pour les plus faibles D, cette réduction est présente pour toute la gamme testée. A l'inverse, si la distance à la digue est importante, la présence du flotteur peut augmenter les franchissements pour une multitude de fréquence.

Lorsque la distance à la digue augmente, la quantité d'eau contenue dans le gap est plus importante, ce qui semble augmenter la quantité d'eau qui franchit. On peut également noter que lorsque le gap est étroit, les pertes de charge dans ce dernier sont plus importantes, ce qui peut provoquer une réduction de l'élévation de la surface libre dans le gap.

5. Conclusion

Cette étude présente des résultats expérimentaux de l'impact d'un flotteur bord à quai sur les efforts subis par une digue verticale, ainsi que son influence sur les franchissements. Cette étude est menée en houle régulière et irrégulière.

La présence du flotteur modifie les efforts reçus par la digue. Pour une houle régulière, la variation des efforts est liée au déplacement du flotteur. Lorsque le flotteur est à la résonance, les efforts subis par la digue sont augmentés. Lorsque l'amplitude du flotteur est faible devant l'amplitude de la houle, les efforts sur la digue sont diminués.

Les mesures en houle irrégulière montrent une légère augmentation des efforts maximums subis par la digue. Certaines composantes fréquentielles de la houle provoquent une forte augmentation de l'amplitude du flotteur qui contribue à l'effort subi par la digue.

Cependant, cet impact est relativement faible. Les efforts les plus importants survenus lors du cycle de houle ont été enregistrés. La plus forte augmentation mesurée est de 20% entre un cas avec et un sans flotteur. Une réduction de la distance entre le flotteur et la digue augmente les efforts reçus par la digue dans la configuration utilisée.

L'impact du flotteur sur les franchissements d'eau pour une houle irrégulière a été étudié. Lorsque la distance à la digue est suffisamment faible, la présence du flotteur permet une réduction des franchissements pour tous les états de houle testés. La houle irrégulière diminue fortement les effets de résonance du flotteur et du gap. En effet, les effets de résonance ne semblent pas montrer d'augmentation significative des franchissements pour des fréquences particulières.

La distance entre le flotteur et la digue est un facteur très important pour assurer une fonction de protection. Sa diminution permet de réduire les franchissements pour une houle irrégulière. En revanche, les efforts en houle irrégulière sont légèrement augmentés

Mono-objective optimisation of floating wave energy converter profile in front of vertical seawall

P. Tournant, G. Perret & F. Marin

Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (CNRS UMR 6294), Normandie Université, Le Havre, France

H. Smaoui & P. Sargent

Centre d'Etudes et d'expertise sur les Risques, l'Environnement, la Mobilité et l'Aménagement (CEREMA)

Margny-Lès-Compiègne, France

ABSTRACT: Wave energy converter (WEC) optimisation is essential to increase the hydrodynamic efficiency. To achieve this, the influence of buoy shape parameters on the absorbed energy is studied. The buoy shape is optimised to maximise the Capture Width Ratio (CWR). Power recovered by the buoy is determined by a linear potential model and the optimal shape parameters are determined by an evolution strategy algorithm called CMA-ES (Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy). First, the evolution of optimal width and draught for a rectangular case are compared. The presence of a sea wall can influence the buoy performance. A vertical rigid sea wall is considered. It is found that the optimal shape has a lower surface area compared to the buoy in the open sea. The maximum CWR is doubled in the presence of the wall. A method to optimise general buoy shape is presented in this article. A quadrilateral case is chosen to illustrate the primary results. In the considered case, power calculation is performed by a BEM (Boundary Element Method) solver. The results of the case without the vertical wall are reported.

1 INTRODUCTION

To mount the challenges of ecological transition, the energy production must be decarbonized. Wave energy converter (WEC) systems are one of the possible solutions to achieve this objective. However, it is not exploited enough compared to its enormous potential (Barstow et al. 2008). It may be because the sea conditions are very different from one place to another.

The sea wall presence can have some benefits for a WEC system. Nearshore and Onshore systems reduce the maintenance and the grid connection costs, leading to a reduction of OPEX (Operational Expenditure). Moreover, the waves reflection on the vertical breakwater is beneficial for the quayside systems. Schay et al. (2013) have shown an increase of the WEC efficiency for a circular floating buoy facing a sea wall. That is explained by strongly modified hydrodynamic coefficients for a heaving buoy in the presence of the wall (Hsu & Wu 1997).

The influence of a vertical wall on floating systems was first studied analytically using a linear potential model, see for instance McIver & Evans (1988) and Zheng et al. (2004) for rectangular buoys. Those models highlighted the resonances of the water column in the gap between the buoy and the wall. These resonant

frequencies were first estimated semi-analytically by Molin (2001). The linear potential model is known to overestimate the amplitude of the free surface elevation when these resonances occur. This is due to the omission of the energy dissipation in the gap. Wall friction and flow separation are not considered in the model. This phenomenon has the effect of producing additional buoy resonances for frequencies close to the gap resonance. Zhang et al. (2020) recently conducted an analytical study for a rectangular buoy in front of a vertical wall. They report additional buoy resonances due to the effect of gap resonance. More recently, Guo et al. (2022) have developed an analytical model to the study of immersed breakwater in front of a porous wall.

In order to improve the efficiency of WEC systems, a lot of research has been done on their optimisation in the last few years. There are two ways to deal with an optimisation problem, by a comparative study or via an optimisation algorithm.

In the comparative studies, the efficiency of WEC devices is compared for different shapes. Alves & Sarmiento (2009) thus study a cylindrical buoy in open sea for different aspect ratios. They show that the radius of the cylinder has a strong impact on the system performance. Moreover, comparative studies en-

able to use complex models, such as CFD (Computational Fluid Dynamics), taking into account viscous effects. Reabroy et al. (2019) have optimised heaving buoy shape in front of floating circular breakwater using CFD model. They show that the better floating shape is a dolphin profile. This shape reduces the viscous dissipation when it is placed in front of circular floating breakwater.

This type of studies requires the final shape be known in advance. Therefore, An initially unknown shape cannot be determined. To overcome this limitation, an optimisation algorithm is used. For the system under study genetic algorithms are most widely used for shape optimisation of a floating WEC (Garcia-Teruel & Forehand 2021).

McCabe (2013) used a genetic algorithm for shape optimisation of floating surge WEC. With a mono-objective optimisation, he optimised the shape taking into account an economic factor. Kurniawan & Moan (2013) also used a genetic algorithm for the multi-objective optimisation of a heaving float. They sought out to minimize the active surface and maximize the annual power recovered. Alamian et al. (2019) performed a similar multi-objective optimisation using NEMOH (Babarit & Delhommeau) in the case of a pitch point absorber.

Those studies consider only open sea devices. Our objective is to optimise the shape parameters of a rectangular buoy placed in front of a vertical sea wall. The objective is to understand the trends in the width, draught and damping coefficient evolution for a rectangular float. To find the better shapes, an evolutionary strategy algorithm called CMA-ES is used (Hansen 2016). Moreover, the shapes optimized for a quadrilateral case in open sea are presented.

2 HYDRODYNAMIC MODEL

The behavior of a buoy subjected to a first order regular wave is described using a linear potential model. The displacement of the body is small compared to its dimensions. The fluid is considered non-viscous, incompressible and irrotational. The heave motion of a floating body in these conditions is described by (1) (Cummins et al. 1962).

$$(m + \mu)\ddot{Z}(t) = F_{ex}(t) - \int_0^t \dot{Z}(\tau)K(t - \tau)d\tau + F_{PTO}(t) - K_H Z(t), \quad (1)$$

where $Z(t)$ is the gravity center position of the buoy, m the buoy mass, μ the added mass coefficient, $F_{ex}(t)$ the excitation force, K the impulse response for the radiation forces, $F_{PTO}(t)$ the Power Take Off (PTO) force and K_H the hydrostatic spring stiffness coefficient.

The PTO is considered linear and therefore has a constant damping coefficient. F_{PTO} is opposite to the buoy movement (2). B_{PTO} represents the PTO damping coefficient.

$$F_{PTO}(t) = -B_{PTO}\dot{Z}(t). \quad (2)$$

Heaving buoy amplitude a_f can therefore be determined by (3) for a monochromatic wave of frequency ω .

$$a_f = \frac{f_{ex}}{(-\omega^2(m + \mu) - i\omega(\lambda + B_{PTO}) + K_H)}, \quad (3)$$

where λ is the hydrodynamic damping coefficient and f_{ex} the excitation force coefficient. From this formulation, the optimal PTO damping coefficient is given by (4).

$$B_{PTO_{opti}} = \sqrt{\left(\frac{K_H}{\omega} - \omega(m + \mu)\right)^2 + \lambda^2}. \quad (4)$$

The absorbed power P and the incident wave power P_{wave} are defined by (5) and (6).

$$P = \frac{1}{2}B_{PTO}(a_f\omega)^2, \quad (5)$$

$$P_{wave} = \frac{\rho g \omega A^2}{4k} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)}\right), \quad (6)$$

where ρ is the fluid density, g the gravity, A the incident wave amplitude and k the wave number. The CWR (Capture Width Ratio) is thus defined as the ratio between P and P_{wave} for a characteristic length of $1m$.

The excitation force f_{ex} , added mass μ , and hydrodynamic damping coefficient λ are determined using Zheng model for a 2D rectangular buoy (Zheng et al. 2004). More complex quadrilateral shapes are determined using NEMOH solver. NEMOH solves 3D linear problems using a BEM (Boundary Element Method) model.

In order to model a quasi-2D configuration and to neglect 3D effects, the buoy's transverse dimension y (see Figure 1) is ten times greater than the largest width in the wave propagation direction. A body symmetry method is used to model the presence of a totally reflective wall. The wall is represented by the (yOz) plane. To reduce the computation time, a symmetry along the (xOz) plane is also applied.

To ensure that both models provide similar results, dimensionless coefficients obtained by Zheng et al. (2004) model and NEMOH solver are compared for a rectangular buoy (see Figure 3). A mesh convergence

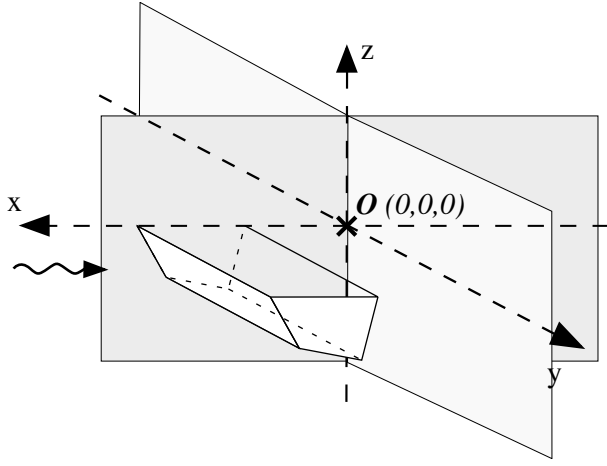


Figure 1: Scheme of the buoy definition with NEMOH. The planes (xOz) and (yOz) are symmetry planes.

study has been conducted but it is not showed here. The dimensionless coefficients are defined as follows:

$$\begin{aligned}\mu^* &= \frac{\mu}{\rho l \Gamma}, \\ \lambda^* &= \frac{\lambda}{\rho \omega l \Gamma}, \\ f_{ex}^* &= \frac{f_{ex}}{\rho g A l \Gamma},\end{aligned}\quad (7)$$

where D is the clearance distance, h the water depth and l and Γ are respectively the width and draught of the buoy (see Figure 1).

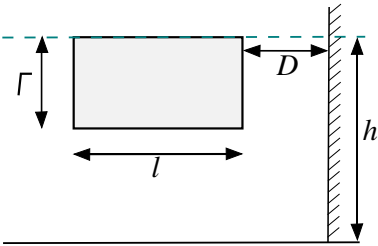


Figure 2: Buoy's parameters definition.

NEMOH solver overestimates the added mass at low frequencies. This may be explained by the 3D effects. These frequencies are very far from our study frequency ($kh = 2$) so this is not a problem.

Moreover, the excitation force is not correctly calculated by NEMOH for frequencies close to the gap resonance. This phenomenon is due to the use of the symmetry method. Indeed, the minimum of the excitation force corresponds to a fluid resonance in the gap between the buoy and the wall. In this particular case, no energy is absorbed by the buoy in theory. In our case, an excitation force is determined because NEMOH resolves radiation problems in line. During the radiation potential calculation for the symmetric buoy a radiated potential is created. This potential

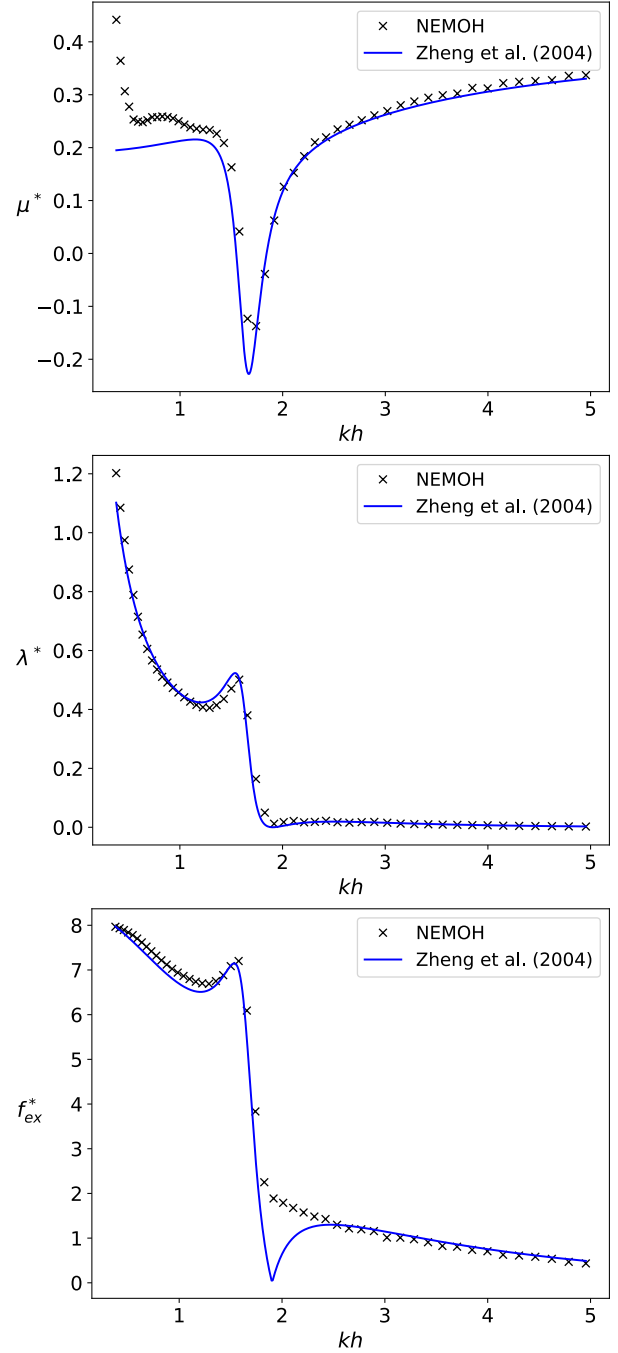


Figure 3: Comparison of dimensionless hydrodynamic coefficients using NEMOH and Zheng et al. (2004) model. The shape parameters are the following: $D/h = 0.2$; $\Gamma/h = 0.4$; $h/l = 0.05$.

causes a force record on the main buoy. However, range of frequencies corresponding to the gap resonance is not relevant since it implies an anti-resonance of the buoy.

3 OPTIMISATION ALGORITHM

To solve the optimisation problem, the evolution strategy algorithm called CMA-ES (Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy) is used. This mono-objective algorithm is particularly efficient for problems where the objective function is unknown (black

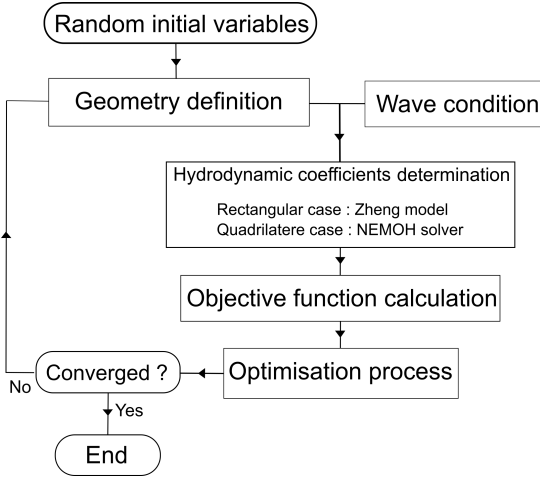


Figure 4: Flow diagram of the shape optimisation process.

box function) (Hansen et al. 2010). Moreover, CMA-ES converges to the global optimum, unlike gradient-based algorithms.

This algorithm works similarly to a genetic algorithm. It deals with a population of individuals that goes through stages of selection, recombination and mutation. To each generation p , individuals are randomly selected within the Gaussian distribution $N(\mathbf{m}(p), \mathbf{C}(p))$. \mathbf{m} corresponds to the average of the best solutions and $\mathbf{C}(p)$ represents the covariance matrix. Both $\mathbf{C}(p)$ and the progression step σ adapt during the optimisation progress in order to reach the optimum more quickly.

3.1 Problem definition

The optimisation follows the flowchart presented in figure 4. The initial geometry is constructed from random algebraic variables contained between their respective bounds. The convergence criterion is reached when the tolerance for the objective function is 10^{-7} .

Mono-objective optimisation problem is defined as follows for both cases:

rectangular case

- Objective: Maximize f
- Objective function f : $CWR = f(\mathbf{x})$
- Variables: $\mathbf{x} = (l^*, \Gamma^*)$
- Lower bounds: $\mathbf{x}_{low} = (0.005, 0.008)$
- Upper bounds: $\mathbf{x}_{upp} = (0.64, 0.5)$

Variables l^* and Γ^* are the dimensionless shape parameters (8), where L represents the wavelength.

$$l^* = \frac{l}{L} ; \Gamma^* = \frac{\Gamma}{h}. \quad (8)$$

general quadrilateral case

- Objective: Maximize f
- Objective function f : $CWR = f(\mathbf{x})$
- Variables: $\mathbf{x} = (x_i^*, z_i^*) \quad i = 1, \dots, 4$
- Lower bounds: $\mathbf{x}_{low} = (0.01, -0.02)$
- Upper bounds: $\mathbf{x}_{upp} = (0.43, -1)$
- Inequality constraints: $g_j(\mathbf{x}) < 0$ for $j = 1, \dots, 5$

Variables $\mathbf{x} = (x_i^*, z_i^*)$ are the dimensionless coordinates of the four vertex (9). Coordinates x_i and z_i are defined as figure 5.

$$x_i^* = \frac{x_i}{L} , \quad z_i^* = \frac{z_i}{h}. \quad (9)$$

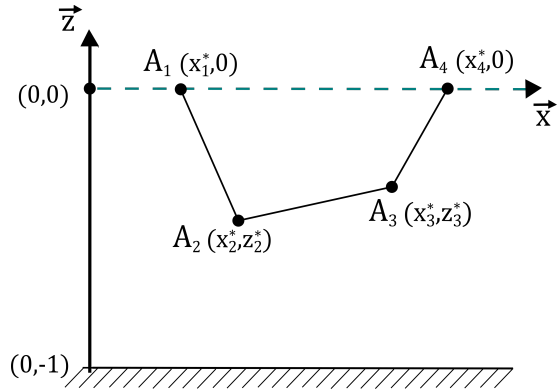


Figure 5: WEC geometry definition for the general quadrilateral case. Points A_1 and A_4 being located at the free surface, z_1 and z_4 are equal to zero.

To assure a good mesh generation, constraints must be applied (10).

$$g_j(\mathbf{x}) = \begin{cases} x_1^* - x_2^* \\ x_3^* - x_4^* \\ x_2^* - x_3^* \\ a_1 x_2^* + b_1 - z_2^* \\ a_2 x_3^* + b_2 - z_3^* \end{cases}, \quad (10)$$

where a_1 and b_1 , resp. a_2 and b_2 , are the equation coefficients of the straight line (A_1A_3) , resp. (A_2A_4) .

The Lagrange multiplier is used to take into account the constraints during optimisation. Indeed, some complex shapes produce errors in the determination of the hydrodynamic damping coefficients with NEMOH (Penalba et al. 2017). In order to avoid these problems, the constraints g_1 and g_2 are applied. In addition, another constraint g_3 is applied to avoid bad mesh generation. Eventually, two non-concavity constraints g_4 and g_5 are added. These last conditions constrain the shape to a convex quadrilateral.

3.2 Validation

The evolution of objective function deviation f_{dev} during the optimisation process is presented in figure 6. The optimisation focused on the quadrilateral case without wall. The convergence criterion is fixed at 10^{-7} . The other convergence criteria take the default values. The optimisation decreases according to a logarithmic evolution until it reaches the desired value long enough.

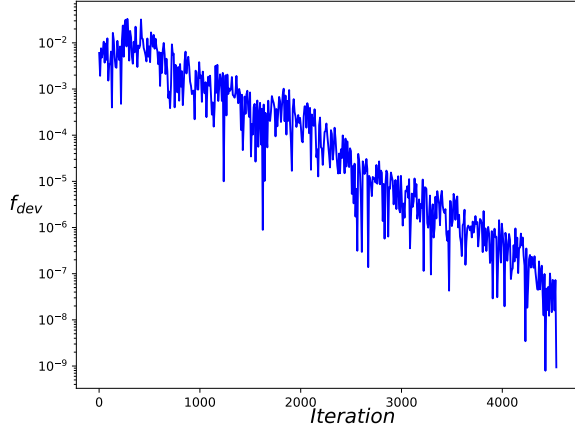


Figure 6: Evolution of the objective function deviation during the optimisation process.

4 RESULTS FOR THE RECTANGULAR CASE

In this section, the aim is to maximize the CWR for a rectangular float for a given regular wave condition, $kh = 2$. The PTO damping coefficient is defined as the optimal PTO damping $B_{PTO_{opti}}$ (4).

The optimised variables are the buoy's width l^* and draught Γ^* . In order to validate the optimisation process, the optimised parameters are compared with the analytical model results for a wide range of widths and draughts. The CWR is thus calculated using Zheng model for $\Gamma^* \in [0.08; 0.5]$ and $l^* \in [0.005; 0.64]$ with and without the sea wall (Figures 7 and 8). Thirty runs of the optimisation process with CMA-ES are performed. Optimised variables are represented by crosses.

4.1 Rectangular case in open sea

The parameters l^* and Γ^* obtained by the optimisation process correspond well to the CWR maximum calculated with the analytical model. This validates the optimisation algorithm. The CWR maximum obtained is 0.5 according to Evans theory for asymmetrical body (Evans 1976).

A large number of different optimal solutions is found, describing a quasi-linear curve in the plane l^* - Γ^* . The optimised solutions show that the width decreases as the draught increases. Eventually, when the draught is minimum, the dimension $l^* \simeq 0.5$.

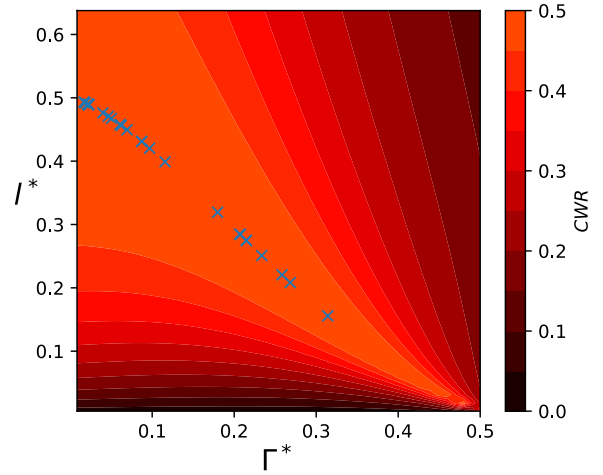


Figure 7: Best shape issue to the optimisation process as illustrated by the crosses. They are superimposed to the CWR Matrix for the l^* and Γ^* space. This case is without the sea wall for regular wave ($kh = 2$).

4.2 rectangular case with sea wall

For the case with wall, the clearance distance between buoy and wall D is fixed at $D/h = 0.083$. On one hand, the maximum CWR obtained for a quayside configuration is twice the maximum value calculated in open sea. Due to wall reflection, the CWR should be four times larger with wall than without. However, the optimised width's of the buoy is twice smaller in the case with a sea wall leading to power which is only twice the harvested power in open sea case. On the other hand, figure 8 shows different areas in the (l^* - Γ^*) plane for which the CWR is maximum.

First, a wide range of (l^* , Γ^*) has a similar shape than the case without dike (zone (A) in figure 8). Except that in this case, the optimised width for a minimum draught corresponds to $L/4$.

Second, for a given range of (l^* , Γ^*), the CWR vanishes. This range corresponds to the free surface resonance in the gap between the buoy and the wall. The energy is thus trapped in the gap instead of being transmitted to the buoy.

Along the sides of the zero-CWR area, two zones maximise the CWR, zones (B) and (C) on figure 8. These zones correspond to a extreme values of PTO damping coefficient. For the zone (B), the value of the hydrodynamic damping coefficient is much high. Consequently, the optimal PTO damping coefficient is high too. Conversely, the zone (C) correspond to a local minimum of $B_{PTO_{opti}}$ which causes a very high buoy amplitude a_f . These zones occur for rather large Γ^* and are nearly independent of the buoy's width l^* .

The optimisation process converges mainly towards small draughts and widths (crosses in zone (A)). Indeed, the range of Γ^* and l^* maximising CWR is much wider in this zone than in zones (B) and (C) where only 4 of the 30 runs performed had converged.

To select the preferred shapes, an economic criteria

5 RESULTS FOR THE QUADRILATERAL CASE

Previous results without the sea wall are generalised to any quadrilateral using NEMOH. The coordinates of the four vertices are varied in order to maximise the CWR. The geometrical parameters to be optimised are illustrated in figure 5. Regular waves propagate along the axis \vec{x} . To limit the amount of possible solutions, the damping coefficient B_{PTO} is fixed.

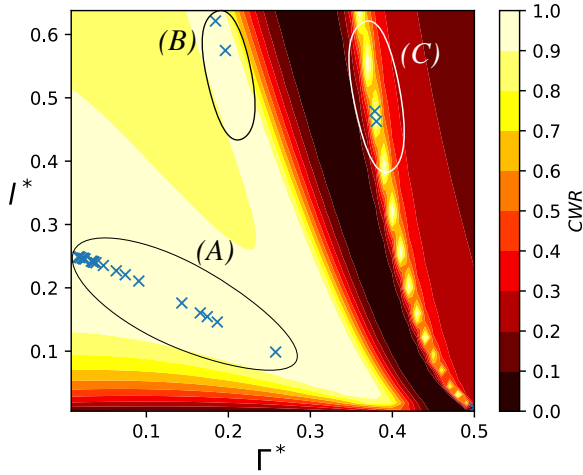


Figure 8: CWR Matrix for varying l^* and Γ^* , with the sea wall. $D/h = 0.083$ and $kh=2$. Each cross represents a result of the optimisation process.

is used. The buoy shape represents the most important part of the Levelised Cost Of Energy (LCOE) for a floating WEC (de Andres et al. 2017). Optimised shapes with the smallest surfaces will therefore be more relevant. In addition, the PTO also represents a significant expense equivalent to 20% of CAPEX (Capital Expenditures) (Tan et al. 2021). A PTO force reduction could decrease this cost. According to figure 9, the optimisation results obtained in zone (B) correspond to a maximum of F_{PTO} and thus not relevant from an economical point of view. Moreover, optimised shapes in zones (B) and (C) lead to buoy's surfaces much larger than in zone (A). Thus, optimised shapes in zone (A) with deep draughts and small widths would be preferred as they also require less PTO force.

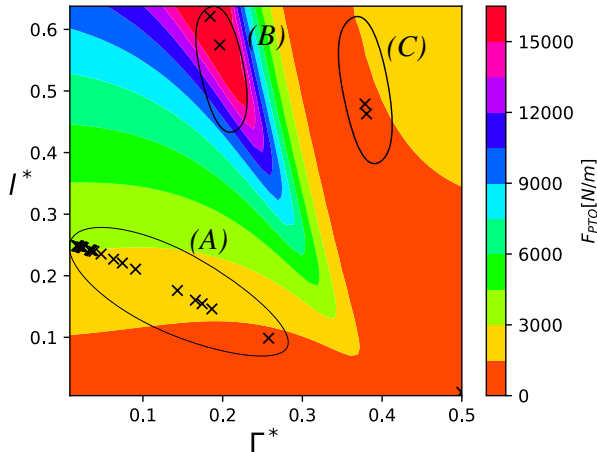


Figure 9: F_{PTO} matrix for varying l^* and Γ^* , with the sea wall. $D/h = 0.083$ and $kh=2$.

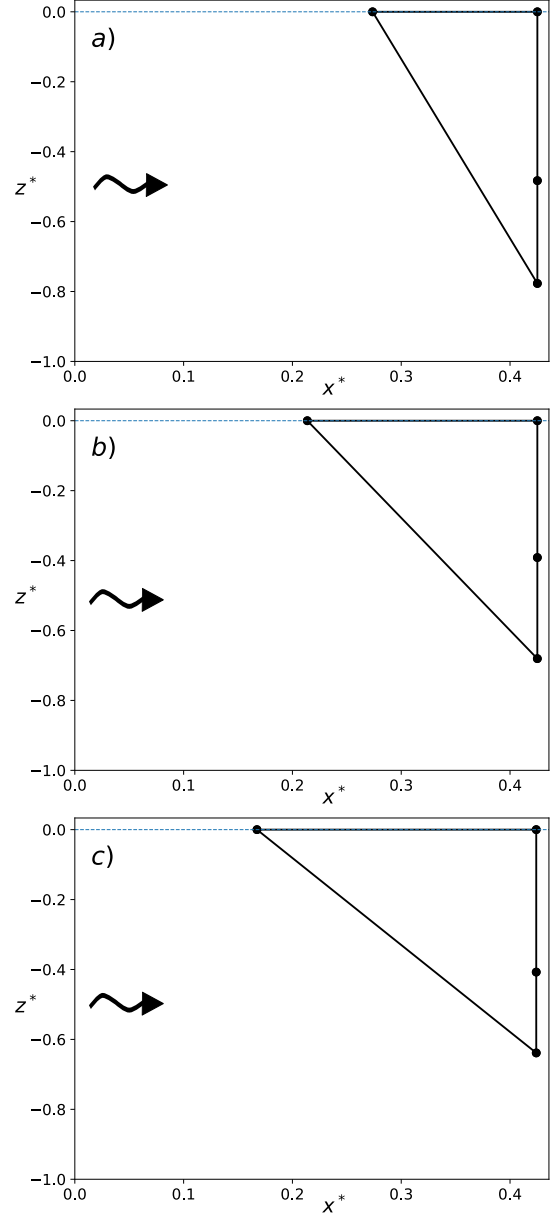


Figure 10: Buoy optimal shapes obtained using CMA-ES with an initial random quadrilateral shape, a) $B_{PTO} = 200Kg/s$, b) $B_{PTO} = 400Kg/s$, c) $B_{PTO} = 600Kg/s$.

Three obtained shapes are presented in figure 10 for three different PTO damping coefficients. Optimised shapes lead to much higher CWR than the rectangular case. Indeed, for the three presented results, the CWR is about 1 (Figure 11). However, the constraints $g_i(\mathbf{x})$ seem to strongly influence the results obtained.

Indeed, the resulting shapes are right-angle triangles. According to previous optimisation studies, the face facing the wave propagation is inclined (Reabroy et al. 2019, Chen et al. 2020). This obtained shape could be explained by Evans (1976) theoretical equation:

$$\eta_{max} = 1 - \frac{\|A_i^-\|^2}{\|A_i^-\|^2 + \|A_i^+\|^2}, \quad (11)$$

Where η_{max} represents the hydrodynamics efficiency for a heaving motion. It is equivalent to the CWR in bidimensional case. The radiated wave complex amplitude for far field is defined by $\|A_i^-\|$ in the wave propagation direction \vec{x} and by $\|A_i^+\|$ in the opposite direction $(-\vec{x})$. A maximum of CWR corresponds to a maximum of $\|A_i^+\|/\|A_i^-\|$. The shape obtained therefore is necessarily asymmetrical in order to have a CWR greater than 0.5. In addition, the face facing the wave propagation must maximize the amplitude of the radiated wave in the opposite direction $(-\vec{x})$.

The quadrilateral optimised shape allowed us to the CWR to be doubled compared to the rectangular shape. The reduction of the PTO damping coefficient value makes it possible to reduce the optimised buoy volume. If it is low enough, quadrilateral floats have a volume of the same order as rectangular ones, but with a better power absorption.

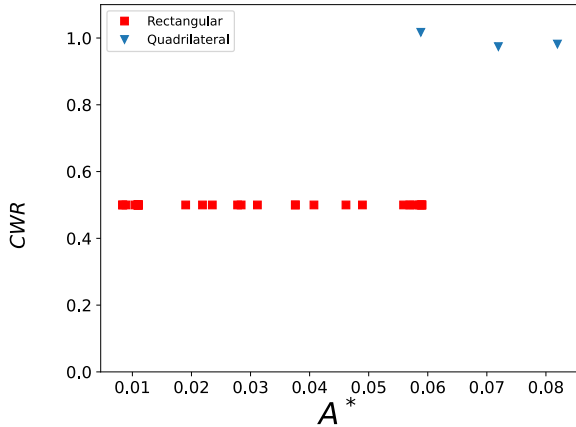


Figure 11: CWR results for optimized shapes found for the rectangular and general quadrilateral cases without the sea wall. A^* represent the submerged dimensionless volume of the optimised buoys.

6 CONCLUSION

A potential linear model coupled with an evolutionary strategy algorithm CMA-ES, is used to obtain a rectangular buoy size that maximizes the Capture Width Ratio (CWR).

For the open sea case, a large number of different optimal solutions is found. The maximum CWR found is 0.5 and the maximum buoy width is equal to half the incident wavelength for a minimal draft. For

the sea wall case, the maximum CWR found is equal to 1. The maximum buoy's width is equal to the quarter of the incident wavelength when the draft is minimal. Additional solutions are found due to the gap resonance between the buoy and the wall. For geometrical characteristics close to the one leading to the gap resonance, a maximum of CWR is also found.

The optimisation procedure was then applied for a concave quadrilateral buoy in open sea. In this case, the hydrodynamic coefficients were determined using NEMOH. The optimisation process demonstrated satisfactory repeatability with random initial shapes. Three buoy shapes were found to maximize CWR for three different fixed PTO damping coefficients. The resulting shapes look like right triangles. A reduction in the width at the free surface of the float is observed when the damping coefficient decreases. On the other hand, when the width decreases, the draught increases. This result is also true in the rectangular case in open sea.

Particular attention should be paid to the shape optimisation results of the buoy in front of the wall. The shape optimisation could converge towards buoy shapes close to the resonance of the gap. The application of a regulation factor relating to the total surface in the objective function could avoid these results.

In order to obtain different kind of shapes, the number of constraints applied to NEMOH has to be reduced. Using another geometry definition or mesh generation should avoid the constraints of non-concavity of the quadrilateral. Moreover, the use of another numerical model would make it possible to model the wall without symmetry. This modifications could be possible to study more complex shapes.

An irregular waves study is in progress. Irregular wave would attenuate the resonance phenomena in the gap. This could lead to a reduction in the number of possible solutions and tend towards a general form for a fixed PTO coefficient.

REFERENCES

- Alamian, R., R. Shafaghat, & M. R. Safaei (2019). Multi-objective optimization of a pitch point absorber wave energy converter. *Water* 11(5).
- Alves, M. & A. Sarmiento (2009). Hydrodynamic optimization of the active surface of a heaving point absorber wec. In *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference*, Uppsala, Sweden.
- Babarit, A. & G. Delhommeau. Theoretical and numerical aspects of the open source BEM solver NEMOH. In *11th European Wave and Tidal Energy Conference (EWTEC2015)*, Nantes, France.
- Barstow, S., G. Mørk, D. Mollison, & J. Cruz (2008). The wave energy resource. In *Ocean wave energy*, pp. 93–132. Springer.
- Chen, Q., J. Zang, J. Birchall, D. Ning, X. Zhao, & J. Gao (2020). On the hydrodynamic performance of a vertical pile-restrained wec-type floating breakwater. *Renewable Energy* 146, 414–425.

- Cummins, W., W. Iiuhl, & A. Uinm (1962). The impulse response function and ship motions.
- de Andres, A., E. Medina-Lopez, D. Crooks, O. Roberts, & H. Jeffrey (2017). On the reversed lcoe calculation: Design constraints for wave energy commercialization. *International Journal of Marine Energy* 18, 88–108.
- Evans, D. V. (1976). A theory for wave-power absorption by oscillating bodies. *Journal of Fluid Mechanics* 77(1), 1–25.
- Garcia-Teruel, A. & D. Forehand (2021). A review of geometry optimisation of wave energy converters. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 139, 110593.
- Guo, Y., S. Mohapatra, & C. Guedes Soares (2022). Submerged breakwater of a flexible porous membrane with a vertical flexible porous wall over variable bottom topography. *Ocean Engineering* 243, 109989.
- Hansen, N. (2016). The CMA evolution strategy: A tutorial. *CoRR abs/1604.00772*.
- Hansen, N., A. Auger, R. Ros, S. Finck, & P. Pošík (2010). Comparing results of 31 algorithms from the black-box optimization benchmarking bbob-2009. In *Proceedings of the 12th Annual Conference Companion on Genetic and Evolutionary Computation, GECCO '10*, New York, NY, USA, pp. 1689–1696. Association for Computing Machinery.
- Hsu, H.-H. & Y.-C. Wu (1997). The hydrodynamic coefficients for an oscillating rectangular structure on a free surface with sidewall. *Ocean Engineering* 24(2), 177–199.
- Kurniawan, A. & T. Moan (2013). Optimal geometries for wave absorbers oscillating about a fixed axis. *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 38(1), 117–130.
- McCabe, A. (2013). Constrained optimization of the shape of a wave energy collector by genetic algorithm. *Renewable Energy* 51, 274–284.
- McIver, P. & D. Evans (1988). An approximate theory for the performance of a number of wave-energy devices set into a reflecting wall. *Applied Ocean Research* 10(2), 58–65.
- Molin, B. (2001). On the piston and sloshing modes in moonpools. *Journal of Fluid Mechanics* 430, 27–50.
- Penalba, M., T. Kelly, & J. Ringwood (2017, 08). Using nemoh for modelling wave energy converters: A comparative study with wamit.
- Reabroy, R., X. Zheng, L. Zhang, J. Zang, Z. Yuan, M. Liu, K. Sun, & Y. Tiaple (2019). Hydrodynamic response and power efficiency analysis of heaving wave energy converter integrated with breakwater. *Energy Conversion and Management* 195, 1174–1186.
- Schay, J., J. Bhattacharjee, & C. Guedes Soares (2013). Numerical modelling of a heaving point absorber in front of a vertical wall. Volume 8: Ocean Renewable Energy of *Proc. 32nd International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE 2013)*. V008T09A097.
- Tan, J., H. Polinder, A. Jarquin Laguna, P. Wellens, & S. Miedema (2021, 01). The influence of sizing of wave energy converters on the techno-economic performance. *Journal of Marine Science and Engineering* 2021, 52.
- Zhang, Y., M. Li, X. Zhao, & L. Chen (2020). The effect of the coastal reflection on the performance of a floating breakwater-wec system. *Applied Ocean Research* 100, 102117.
- Zheng, Y., Y. You, & Y. Shen (2004). On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular buoy. *Ocean engineering* 31(8-9), 1063–1082.

Bibliographie

- [1] *Agence Internationale de l’Energie, 2020.* <https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr>. Consulté le 03 octobre 2022.
- [2] R. ALAMIAN, R. SHAFAGHAT et M.R. SAFAEI. « Multi-Objective Optimization of a Pitch Point Absorber Wave Energy Converter ». In : *Water* 11.5 (2019). ISSN : 2073-4441. DOI : [10.3390/w11050969](https://doi.org/10.3390/w11050969). URL : <https://www.mdpi.com/2073-4441/11/5/969>.
- [3] J.-H. ALVES, M.L. BANNER et I. YOUNG. « Revisiting the Pierson–Moskowitz Asymptotic Limits for Fully Developed Wind Waves ». In : *Journal of Physical Oceanography* 33 (juill. 2003), p. 1301-1323. DOI : [10.1175/1520-0485\(2003\)033<1301:RTPALF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2003)033<1301:RTPALF>2.0.CO;2).
- [4] M. ALVES et A. SARMENTO. « Hydrodynamic Optimization of the Active surface of a Heaving Point Absorber WEC ». In : *Proceedings of the 8th European Wave and Tidal Energy Conference*. Uppsala, Sweden, 2009.
- [5] M. ANCELLIN et F. DIAS. « Capytaine : a Python-based linear potential flow solver ». In : *Journal of Open Source Software* 4.36 (2019), p. 1341. DOI : [10.21105/joss.01341](https://doi.org/10.21105/joss.01341). URL : <https://doi.org/10.21105/joss.01341>.
- [6] A. ATAMNA, A. AUGER et N. HANSEN. « Augmented Lagrangian Constraint Handling for CMA-ES—Case of a Single Linear Constraint ». In : *Proceedings of the 14th International Conference on Parallel Problem Solving from Nature*. Edinburgh, United Kingdom, sept. 2016, p. 181 -191. DOI : [10.1007/978-3-319-45823-6_17](https://doi.org/10.1007/978-3-319-45823-6_17). URL : <https://hal.inria.fr/hal-01390386>.
- [7] A. BABARIT. *L’énergie des vagues : Ressource, technologies et performance*. ISTE Group, 2018.
- [8] A. BABARIT et G. DELHOMMEAU. « Theoretical and numerical aspects of the open source BEM solver NEMOH ». In : *11th European Wave and Tidal Energy Conference (EWTEC2015)*. Proceedings of the 11th European Wave and Tidal Energy Conference. Nantes, France, sept. 2015. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01198800>.
- [9] P. BALITSKY, G. VERAO FERNANDEZ, V. STRATIGAKI et P. TROCH. « Assessment of the Power Output of a Two-Array Clustered WEC Farm Using a BEM Solver Coupling and a Wave-Propagation Model ». In : *Energies* 11.11 (2018). ISSN : 1996-1073. DOI : [10.3390/en11112907](https://doi.org/10.3390/en11112907). URL : <https://www.mdpi.com/1996-1073/11/11/2907>.

- [10] S. BARSTOW, G. MØRK, D. MOLLISON et J. CRUZ. « The wave energy resource ». In : *Ocean wave energy*. Springer, 2008, p. 93-132.
- [11] M. BELORGEY. « Les digues à paroi perforée, caissons Jarlan de Dieppe : bilan général et expérience acquise ». In : jan. 2000, p. 387-396. ISBN : 2950578756. DOI : [10.5150/jngcgc.2000.033-B](https://doi.org/10.5150/jngcgc.2000.033-B).
- [12] J. BHATTACHARJEE et C. SOARES GUEDES. « Wave interaction with a floating rectangular box near a vertical wall with step type bottom topography ». In : *Journal of Hydrodynamics, Ser. B* 22.5 (2010), p. 91-96.
- [13] C.L. BRETSCHNEIDER. *Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves*. 118. The Board, 1959.
- [14] B. BUCHNER, A. VAN DIJK et J. DE WILDE, JAAP. « Numerical multiple-body simulations of side-by-side mooring to an FPSO ». In : *The Eleventh International Offshore and Polar Engineering Conference*. OnePetro. 2001.
- [15] K. BUDAR et J. FALNES. « A resonant point absorber of ocean-wave power ». In : *Nature* 256.5517 (1975), p. 478-479.
- [16] *Candhis*. <https://candhis.cerema.fr/>. Consulté le 05 Juillet 2022.
- [17] *Carnegie clean energy*. <http://www.carnegiece.com>. consulté le 17 Novembre 2022.
- [18] I.B. CELIK, U. GHIA, P.J. POACHE, C.J. FREITAS, H. COLEMAN et P.E. RAAD. « Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications ». In : *Journal of Fluids Engineering* 130.7 (juill. 2008). 078001. ISSN : 0098-2202. DOI : [10.1115/1.2960953](https://doi.org/10.1115/1.2960953). eprint : https://asmedigitalcollection.asme.org/fluidsengineering/article-pdf/130/7/078001/5491455/078001_1.pdf. URL : <https://doi.org/10.1115/1.2960953>.
- [19] J.R. CHAPLIN, F.J.M. FARLEY, M.E. PRENTICE, R.C.T. RAINEY, S.J. RIMMER et A.T. ROACH. « Development of the ANACONDA all-rubber WEC ». In : (2007).
- [20] Q. CHEN, J. ZANG, J. BIRCHALL, D. NING, X. ZHAO et J. GAO. « On the hydrodynamic performance of a vertical pile-restrained WEC-type floating breakwater ». In : *Renewable Energy* 146 (2020), p. 414-425. ISSN : 0960-1481. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.06.149>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148119309899>.
- [21] X.B. CHEN, W.Y. DUAN et H.X. LIU. « Dissipation effect in potential flows of fairly perfect fluid ». In : *The 26th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Athens*. Citeseer. 2011.
- [22] J. CONDE. « COMPARISON OF DIFFERENT METHODS FOR GENERATION AND ABSORPTION OF WATER WAVES ». In : (juin 2019), p. 71-77. DOI : [10.5380/reterm.v18i1.67053](https://doi.org/10.5380/reterm.v18i1.67053).
- [23] J. DAVIDSON, M. KARIMOV, A. SZELECHMAN, C. WINDT et J. RINGWOOD. « Dynamic mesh motion in OpenFOAM for wave energy converter simulation ». In : juill. 2019.

- [24] A. DE ANDRES, E. MEDINA-LOPEZ, D. CROOKS, O. ROBERTS et H. JEFFREY. « On the reversed LCOE calculation : Design constraints for wave energy commercialization ». In : *International Journal of Marine Energy* 18 (2017), p. 88-108. ISSN : 2214-1669. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.ijome.2017.03.008>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214166917300334>.
- [25] K.L. DE KOKER, J. DEGRIECK, J. DE MAEYER, F. VERBELEN, T. VERBRUGGHE, M. VANTORRE et L. VANDEVELDE. « Modeling of a power sharing transmission in a wave energy converter ». In : *2016 IEEE 16th International Conference on Environment and Electrical Engineering (EEEIC)*. 2016, p. 1-5. DOI : [10.1109/EEEIC.2016.7555558](https://doi.org/10.1109/EEEIC.2016.7555558).
- [26] L. DUCKERS et al. « Wave energy ». In : *Renewable energy* (2004).
- [27] *Eco Wave Power*. <https://www.ecowavepower.com/>. consulté le 09 Avril 2021.
- [28] « EMACOP. Rapport de montage, Projet National EMACOP, Énergies Marines, COtières et Portuaires. Rapp. tech. IREX, 2011. » In : (2011).
- [29] *EMEC*. <http://www.emec.org.uk>.
- [30] D.V. EVANS. « A theory for wave-power absorption by oscillating bodies ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 77.1 (1976), 1–25. DOI : [10.1017/S0022112076001109](https://doi.org/10.1017/S0022112076001109).
- [31] A.F.O. FALCÃO. « Wave energy utilization : A review of the technologies ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 14.3 (2010), p. 899-918. ISSN : 1364-0321. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.rser.2009.11.003>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032109002652>.
- [32] J. FALNES. « A review of wave-energy extraction ». In : *Marine structures* 20.4 (2007), p. 185-201.
- [33] O.M. FALTINSEN, O.F. ROGNEBAKKE et A.N. TIMOKHA. « Two-dimensional resonant piston-like sloshing in a moonpool ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 575 (2007), 359–397. DOI : [10.1017/S002211200600440X](https://doi.org/10.1017/S002211200600440X).
- [34] M. FOLLEY, B. ELSÄSSER et T. WHITTAKER. « Analysis of the wave energy resource at the European Marine Energy Centre ». In : jan. 2010, p. 660-669. ISBN : 9780727741295. DOI : [10.1680/cmsb.41301.0058](https://doi.org/10.1680/cmsb.41301.0058).
- [35] M. FOLLEY et T.J.T. WHITTAKER. « Analysis of the nearshore wave energy resource ». In : *Renewable energy* 34.7 (2009), p. 1709-1715.
- [36] D. FUHRMAN, P. MADSEN et H. BINGHAM. « Numerical simulation of lowest-order short-crested wave instabilities ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 563 (sept. 2006), p. 415 -441. DOI : [10.1017/S0022112006001236](https://doi.org/10.1017/S0022112006001236).

- [37] J. GAO, J. ZANG, L. CHEN, Q. CHEN, H. DING et Y. LIU. « On hydrodynamic characteristics of gap resonance between two fixed bodies in close proximity ». In : *Ocean Engineering* 173 (2019), p. 28-44. ISSN : 0029-8018. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2018.12.052>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801818317244>.
- [38] A. GARCIA-TERUEL, B. DUPONT et D.I.M. FOREHAND. « Hull geometry optimisation of wave energy converters : On the choice of the optimisation algorithm and the geometry definition ». In : *Applied Energy* 280 (2020), p. 115952. ISSN : 0306-2619. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2020.115952>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306261920314070>.
- [39] A. GARCIA-TERUEL et D.I.M. FOREHAND. « A review of geometry optimisation of wave energy converters ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 139 (2021), p. 110593. ISSN : 1364-0321. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.rser.2020.110593>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032120308777>.
- [40] J.C. GILLOTEAUX et J. RINGWOOD. « Control-informed geometric optimisation of wave energy converters ». In : *IFAC Proceedings Volumes* 43.20 (2010). 8th IFAC Conference on Control Applications in Marine Systems, p. 366-371. ISSN : 1474-6670. DOI : <https://doi.org/10.3182/20100915-3-DE-3008.00072>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1474667016334905>.
- [41] Y. GODA et T. SUZUKI. « ESTIMATION OF INCIDENT AND REFLECTED WAVES IN RANDOM WAVE EXPERIMENTS ». In : *Coastal Engineering Proceedings* 1.15 (1976), p. 47. DOI : [10.9753/icce.v15.47](https://doi.org/10.9753/icce.v15.47). URL : <https://journals.tdl.org/icce/index.php/icce/article/view/3096>.
- [42] R.P.F. GOMES, J.C.C. HENRIQUES, L.M.C. GATO et A.F.O. FALCÃO. « Hydrodynamic optimization of an axisymmetric floating oscillating water column for wave energy conversion ». In : *Renewable Energy* 44 (2012), p. 328-339. ISSN : 0960-1481. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2012.01.105>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148112001413>.
- [43] *Google Earth*. <https://earth.google.com/web/>. Consulté le 17 Novemebre 2022.
- [44] F. GRASSO. « Modélisation physique de la dynamique hydro-sédimentaire des plages ». Theses. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, oct. 2009. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00432041>.
- [45] R. GUANCHE, A.D. DE ANDRES, P.D. SIMAL, C. VIDAL et I.J. LOSADA. « Uncertainty analysis of wave energy farms financial indicators ». In : *Renewable Energy* 68 (2014), p. 570-580.
- [46] A.P. GUERREIRO, C.M. FONSECA et L. PAQUETE. « The Hypervolume Indicator : Problems and Algorithms ». In : *CoRR* abs/2005.00515 (2020). arXiv : [2005.00515](https://arxiv.org/abs/2005.00515). URL : <https://arxiv.org/abs/2005.00515>.

- [47] P. GUÉVEL. « Le problème de diffraction-radiation-Première partie : Théorèmes fondamentaux ». In : *ENSM, Univ. Nantes* (1982).
- [48] Y.C. GUO, S.C. MOHAPATRA et C. GUEDES SOARES. « Submerged breakwater of a flexible porous membrane with a vertical flexible porous wall over variable bottom topography ». In : *Ocean Engineering* 243 (2022), p. 109989. ISSN : 0029-8018. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2021.109989>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801821013299>.
- [49] K. HADANO, K.Y. LEE et B.Y. MOON. « A study on dynamic motion and wave power in multi-connected wave energy converter ». In : *Ships and Offshore Structures* 11.7 (2016), p. 679-687. DOI : [10.1080/17445302.2015.1045269](https://doi.org/10.1080/17445302.2015.1045269). eprint : <https://doi.org/10.1080/17445302.2015.1045269>. URL : <https://doi.org/10.1080/17445302.2015.1045269>.
- [50] K. HADANO, K.Y. LEE et B.Y. MOON. « A study on dynamic motion and wave power in multi-connected wave energy converter ». In : *Ships and Offshore Structures* 11.7 (2016), p. 679-687. DOI : [10.1080/17445302.2015.1045269](https://doi.org/10.1080/17445302.2015.1045269). eprint : <https://doi.org/10.1080/17445302.2015.1045269>.
- [51] N. HANSEN. « The CMA evolution strategy : a comparing review ». In : *Towards a new evolutionary computation* (2006), p. 75-102.
- [52] N. HANSEN. « The CMA Evolution Strategy : A Tutorial ». In : 2016. URL : <https://hal.inria.fr/hal-01297037>.
- [53] N. HANSEN, A. AUGER, R. ROS, S. FINCK et P. POŠÍK. « Comparing Results of 31 Algorithms from the Black-Box Optimization Benchmarking BBOB-2009 ». In : *Proceedings of the 12th Annual Conference Companion on Genetic and Evolutionary Computation. GECCO '10*. Portland, Oregon, USA : Association for Computing Machinery, 2010, 1689–1696. ISBN : 9781450300735. DOI : [10.1145/1830761.1830790](https://doi.org/10.1145/1830761.1830790). URL : <https://doi.org/10.1145/1830761.1830790>.
- [54] K. HASSELMANN et al. « Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). » In : *Ergaenzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift, Reihe A* (1973).
- [55] R. HENDERSON. « Design, simulation, and testing of a novel hydraulic power take-off system for the Pelamis wave energy converter ». In : *Renewable energy* 31.2 (2006), p. 271-283.
- [56] M.R. HESTENES. « Multiplier and Gradient Methods ». In : *Journal of Optimization Theory and Applications* 4 (1969), p. 303-320.
- [57] P. HIGUERA, J.L. LARA et I.J. LOSADA. « Realistic wave generation and active wave absorption for Navier–Stokes models : Application to OpenFOAM® ». In : *Coastal Engineering* 71 (2013), p. 102-118. ISSN : 0378-3839. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2012.07.002>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378383912001354>.

- [58] H.-H. HSU et Y.-C. WU. « The hydrodynamic coefficients for an oscillating rectangular structure on a free surface with sidewall ». In : *Ocean Engineering* 24.2 (1997), p. 177-199.
- [59] A. ISHIDA. « Transformation of power spectra of wind-generated waves caused by reflection ». In : *Coastal Engineering in Japan* 15.1 (1972), p. 25-33.
- [60] R.I. ISSA. « Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting ». In : *Journal of Computational Physics* 62.1 (1986), p. 40-65. ISSN : 0021-9991. DOI : [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(86\)90099-9](https://doi.org/10.1016/0021-9991(86)90099-9). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999186900999>.
- [61] N.G. JACOBSEN. « waves2Foam Manual. » In : (2017).
- [62] N.G. JACOBSEN, D.R. FUHRMAN et J. FREDSSØE. « A wave generation toolbox for the open-source CFD library : OpenFoam® ». In : *International Journal for numerical methods in fluids* 70.9 (2012), p. 1073-1088.
- [63] S.-C. JIANG, Q. GU et P.-W. CONG. « Fluid resonance in the narrow gap of a box-wall system under cnoidal wave action ». In : *Ocean Engineering* 238 (2021), p. 109774. ISSN : 0029-8018. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2021.109774>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801821011409>.
- [64] T. KELLY, I. ZABALA, Y. PEÑA S., M. PENALBA, J. RINGWOOD, J. HENRIQUES et J. ILZARBE. « A post-processing technique for addressing 'irregular frequencies' and other issues in the results from BEM solvers ». In : oct. 2021.
- [65] B. KINSMAN. *Wind waves : their generation and propagation on the ocean surface*. Courier Corporation., 21965.
- [66] S.A. KITAIGORDSKII, V.P. KRASITSKII et M.M. ZASLAVSKII. « On Phillips' theory of equilibrium range in the spectra of wind-generated gravity waves ». In : *Journal of Physical Oceanography* 5.3 (1975), p. 410-420.
- [67] A. KURNIAWAN et T. MOAN. « Optimal Geometries for Wave Absorbers Oscillating About a Fixed Axis ». In : *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 38.1 (2013), p. 117-130. DOI : [10.1109/JOE.2012.2208666](https://doi.org/10.1109/JOE.2012.2208666).
- [68] B. LE MÉHAUTÉ. *An introduction to hydrodynamics and water waves*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [69] C.H. LEE et J.N. NEWMAN. « Wamit user manual ». In : *WAMIT, Inc* (2006), p. 42.
- [70] X. LI, D. MARTIN, C. LIANG, C. CHEN, R.G. PARKER et L. ZUO. « Characterization and verification of a two-body wave energy converter with a novel power take-off ». In : *Renewable Energy* 163 (2021), p. 910-920. ISSN : 0960-1481. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.08.113>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148120313586>.

- [71] C. LIANG, J. AI et L. ZUO. « Design, fabrication, simulation and testing of an ocean wave energy converter with mechanical motion rectifier ». In : *Ocean Engineering* 136 (2017), p. 190-200. ISSN : 0029-8018. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2017.03.024>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801817301312>.
- [72] Y. LIU. « HAMS : A Frequency-Domain Preprocessor for Wave-Structure Interactions—Theory, Development, and Application ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 7.3 (2019). ISSN : 2077-1312. DOI : [10.3390/jmse7030081](https://doi.org/10.3390/jmse7030081). URL : <https://www.mdpi.com/2077-1312/7/3/81>.
- [73] E. LOUKOGEORGAKI, C. MICHAILIDES, G. LAVIDAS et I.K. CHATJIGEORGIU. « Layout optimization of heaving Wave Energy Converters linear arrays in front of a vertical wall ». In : *Renewable Energy* 179 (2021), p. 189-203. ISSN : 0960-1481. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2021.07.040>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148121010454>.
- [74] L. LU, L. TAN, Z. ZHOU, M. ZHAO et T. IKOMA. « Two-dimensional numerical study of gap resonance coupling with motions of floating body moored close to a bottom-mounted wall ». In : *Physics of Fluids* 32 (2020). DOI : <https://doi.org/10.1063/5.0017947>.
- [75] F. MADHI, M.E. SINCLAIR et R.W. YEUNG. « The “Berkeley Wedge” : an asymmetrical energy-capturing floating breakwater of high performance ». In : *Marine systems & ocean technology* 9.1 (2014), p. 5-16.
- [76] E.P.D. MANSARD et E.R. FUNKE. « The Measurement of Incident and Reflected Spectra Using a least Squares Method ». In : *Coastal Engineering* (1980), p. 154-172.
- [77] *Marinet2 Rapport 2.05*. <https://www.marinet2.eu/wp-content/uploads/2017/04/D2.05-Report-of-Instrumentation-Best-Practice.pdf>. 2013. Consulté le 24 Mars 2022.
- [78] L. MARQUIS, M. KRAMER et P. FRIGAARD. « First power production figures from the wave star roshage wave energy converter ». In : *Proceedings of the 3rd International Conference and Exhibition on Ocean Energy : ICOE 2010*. ICOE 2010. 2010.
- [79] A.P. MCCABE. « Constrained optimization of the shape of a wave energy collector by genetic algorithm ». In : *Renewable Energy* 51 (2013), p. 274-284. ISSN : 0960-1481. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2012.09.054>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148112006258>.
- [80] P. MCIVER et D.V. EVANS. « Approximate theory for the performance of a number of wave-energy devices set into a reflecting wall ». In : *Appl. Ocean Res. ;(United Kingdom)* 10.2 (1988).
- [81] P. MCIVER et D.V. EVANS. « The occurrence of negative added mass in free-surface problems involving submerged oscillating bodies ». In : *Journal of engineering mathematics* 18.1 (1984), p. 7-22.
- [82] F. MENTER, M. KUNTZ et R.B. LANGTRY. « Ten years of industrial experience with the SST turbulence model ». In : *Heat and Mass Transfer* 4 (jan. 2003).

- [83] B. MOLIN. « On the piston and sloshing modes in moonpools ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 430 (2001), 27–50. DOI : [10.1017/S0022112000002871](https://doi.org/10.1017/S0022112000002871).
- [84] B. MOLIN, F. REMY, A. CAMHI et A LEDOUX. « Experimental and numerical study of the gap resonances in-between two rectangular barges ». In : *Proceedings of the 13th Congress of the International Maritime Association of the Mediterranean (IMAM 2009)*. 2009, p. 12-15.
- [85] B. MOLIN, X. ZHANG, H. HUANG et F. REMY. « On natural modes in moonpools and gaps in finite depth ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 840 (2018), 530–554. DOI : [10.1017/jfm.2018.69](https://doi.org/10.1017/jfm.2018.69).
- [86] JR MORISON, JW JOHNSON et SA SCHAAF. « The force exerted by surface waves on piles ». In : *Journal of Petroleum Technology* 2.05 (1950), p. 149-154.
- [87] S. NEUVÉGLISE, G. PERRET, H. SMAOUI, F. MARIN et P. SERGENT. « Two-Dimensional Modelling of a Quayside Floating System ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 8.11 (2020), p. 903.
- [88] S. NEUVÉGLISE. « Modélisation numérique et physique de la chaîne de récupération de l'énergie de la houle par un dispositif bord à quai ». In : *Thèse Université du Havre, Normandie Université* (2018).
- [89] S. NEUVÉGLISE, G. PERRET, H. SMAOUI, F. MARIN et P. SERGENT. « Impact of a Quayside Floating System on Overtopping ». In : *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 146.1 (2020), p. 04019037. DOI : [10.1061/\(ASCE\)WW.1943-5460.0000532](https://doi.org/10.1061/(ASCE)WW.1943-5460.0000532).
- [90] M. PENALBA, T. KELLY et J. RINGWOOD. « Using NEMOH for Modelling Wave Energy Converters : A Comparative Study with WAMIT ». In : août 2017.
- [91] W.J. PIERSON et L. MOSKOWITZ. « A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of SA Kitaigorodskii ». In : *Journal of geophysical research* 69.24 (1964), p. 5181-5190.
- [92] M.J.D. POWELL. « A Method for Nonlinear Constraints in Minimization Problems. » In : *Optimization* (1969), p. 283-298.
- [93] V. RAGHAVAN, G. LAVIDAS, A.V. METRIKINE, N. MANTADAKIS et E. LOUKOGEORGAKI. « A comparative study on BEM solvers for Wave Energy Converters ». In : *Trends in Renewable Energies Offshore – Guedes Soares*. ISBN 978-1-032-42003-5. 2023.
- [94] R. REABROY, X. ZHENG, L. ZHANG, J. ZANG, Z. YUAN, M. LIU, K. SUN et Y. TIAPLE. « Hydrodynamic response and power efficiency analysis of heaving wave energy converter integrated with breakwater ». In : *Energy Conversion and Management* 195 (2019), p. 1174-1186.
- [95] J.-M. ROUSSET. « Sollicitations d'une digue Jarlan sous l'action de houles aléatoires - Cas du port de Dieppe ». Theses. Université de Caen - Basse Normandie, nov. 2000. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-03485423>.

- [96] Y. SAAD et M.H. SCHULTZ. « GMRES : A Generalized Minimal Residual Algorithm for Solving Nonsymmetric Linear Systems ». In : *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing* 7.3 (1986), p. 856-869. DOI : [10.1137/0907058](https://doi.org/10.1137/0907058). eprint : <https://doi.org/10.1137/0907058>. URL : <https://doi.org/10.1137/0907058>.
- [97] S.H. SALTER. « Wave power ». In : *Nature* 249 (1974), p. 720-724. DOI : <https://doi.org/10.1038/249720a0>.
- [98] J. SCHAY, J. BHATTACHARJEE et C. GUEDES SOARES. « Numerical modelling of a heaving point absorber in front of a vertical wall ». In : *ASME 2013 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. 2013.
- [99] M. SHADMAN, G.O. GUARNIZ AVALOS et S.F. ESTEFEN. « On the power performance of a wave energy converter with a direct mechanical drive power take-off system controlled by latching ». In : *Renewable Energy* 169 (2021), p. 157-177. ISSN : 0960-1481. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2021.01.004>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148121000069>.
- [100] W. SHENG et A. LEWIS. « Assessment of Wave Energy Extraction From Seas : Numerical Validation ». In : *Journal of Energy Resources Technology* 134 (déc. 2012). DOI : [10.1115/1.4007193](https://doi.org/10.1115/1.4007193).
- [101] H. SHI, Z. HAN et C. ZHAO. « Numerical study on the optimization design of the conical bottom heaving buoy convertor ». In : *Ocean Engineering* 173 (2019), p. 235-243. ISSN : 0029-8018. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2018.12.061>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801818317293>.
- [102] SHOM. <https://data.shom.fr/>. Consulté le 05 Juillet 2022.
- [103] D.T. SWIFT-HOOK, B.M. COUNT, I. GLENDENNING et S. SALTER. « Characteristics of a rocking wave power device ». In : *Nature* 254.5500 (1975), p. 504-506.
- [104] J. TAN, H. POLINDER, A. JARQUIN LAGUNA, P. WELLENS et S.A. MIEDEMA. « The Influence of Sizing of Wave Energy Converters on the Techno-Economic Performance ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 9.1 (2021). ISSN : 2077-1312. DOI : [10.3390/jmse9010052](https://doi.org/10.3390/jmse9010052). URL : <https://www.mdpi.com/2077-1312/9/1/52>.
- [105] L. TAN, L. LU, Y. LIU, O.A. SABODAS et B. TENG. « Dissipative Effects of Resonant Waves in Confined Space Formed by Floating Box in Front of Vertical Wall ». In : t. All Days. Pacific/Asia Offshore Mechanics Symposium. ISOPE-P-14-080. Oct. 2014. eprint : <https://onepetro.org/ISOPEPACOMS/proceedings-pdf/PACOMS14/All-PACOMS14/ISOPE-P-14-080/1492184/isope-p-14-080.pdf>.
- [106] L. TAN, L. LU, G.-Q. TANG, L. CHENG et X.-B. CHEN. « A viscous damping model for piston mode resonance ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 871 (2019), 510–533. DOI : [10.1017/jfm.2019.302](https://doi.org/10.1017/jfm.2019.302).

- [107] B. TEILLANT, R. COSTELLO, J. WEBER et J. RINGWOOD. « Productivity and economic assessment of wave energy projects through operational simulations ». In : *Renewable Energy* 48 (2012), p. 220-230. ISSN : 0960-1481. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2012.05.001>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S096014811200314X>.
- [108] A.N. TIKHONOV. « On the solution of ill-posed problems and the method of regularization ». In : *Doklady akademii nauk*. T. 151. 3. Russian Academy of Sciences. 1963, p. 501-504.
- [109] P. TOKAT. « Performance evaluation and life cycle cost analysis of the electrical generation unit of a wave energy converter ». In : *Thèse à l'Université de technologie Chalmers* (2018).
- [110] C. TOURÉ, N. HANSEN, A. AUGER et D. BROCKHOFF. « Uncrowded Hypervolume Improvement : COMO-CMA-ES and the Sofomore framework ». In : *GECCO 2019 - The Genetic and Evolutionary Computation Conference*. Part of this research has been conducted in the context of a research collaboration between Storengy and Inria. Prague, Czech Republic, juill. 2019. DOI : [10.1145/3321707.3321852](https://doi.org/10.1145/3321707.3321852). URL : <https://hal.inria.fr/hal-02103694>.
- [111] C.R. VOGEL. *Computational methods for inverse problems*. SIAM, 2002.
- [112] J.V. WEHAUSEN et E.V. LAITONE. « Surface waves ». In : *Fluid Dynamics/Strömungsmechanik*. Springer, 1960, p. 446-778.
- [113] C. WINDT, J. DAVIDSON et J.V. RINGWOOD. « High-fidelity numerical modelling of ocean wave energy systems : A review of computational fluid dynamics-based numerical wave tanks ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 93 (2018), p. 610-630. ISSN : 1364-0321. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.rser.2018.05.020>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032118303629>.
- [114] X. YIN, X. LI et L. ZUO. « Dynamic Characteristics and Test Results of a Wave Power Takeoff System With Mechanical Motion Rectification and Transmission ». In : *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 68.12 (2021), p. 12262-12271. DOI : [10.1109/TIE.2018.2864715](https://doi.org/10.1109/TIE.2018.2864715).
- [115] H. ZHANG, B. ZHOU, C. VOGEL, R. WILLDEN, J. ZANG et J. GENG. « Hydrodynamic performance of a dual-floater hybrid system combining a floating breakwater and an oscillating-buoy type wave energy converter ». In : *Applied energy* 259 (2020), p. 114212.
- [116] H. ZHANG, B. ZHOU, J. ZANG, C. VOGEL, P. JIN et D. NING. « Optimization of a three-dimensional hybrid system combining a floating breakwater and a wave energy converter array ». In : *Energy Conversion and Management* 247 (2021), p. 114717. ISSN : 0196-8904. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2021.114717>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0196890421008931>.
- [117] Y. ZHANG, M. LI, X. ZHAO et L. CHEN. « The effect of the coastal reflection on the performance of a floating breakwater-WEC system ». In : *Applied Ocean Research* 100 (2020), p. 102117.

- [118] Y.H. ZHENG, Y.M. SHEN, Y.G. YOU, B.J. WU et D.S. JIE. « On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular structure with a sidewall ». In : *Ocean Engineering* 31.17 (2004), p. 2087-2104. ISSN : 0029-8018. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2004.06.002>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801804001301>.
- [119] Y.H. ZHENG, Y.G. YOU et Y.M. SHEN. « On the radiation and diffraction of water waves by a rectangular buoy ». In : *Ocean engineering* 31.8-9 (2004), p. 1063-1082.